

ПЕРСПЕКТИВЫ ИДЕНТИФИКАЦИИ ПРЯМЫХ И КОСВЕННЫХ ЭФФЕКТОВ ДОПОЛНИТЕЛЬНЫХ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ИЗМЕРЕНИЙ НА БОЛЬШОМ АДРОННОМ КОЛЛАЙДЕРЕ

А. А. Панков¹, И. А. Серенкова^{1,}, А. В. Цитринов¹,
В. А. Бедняков²*

¹ Филиал Международного центра теоретической физики им. А. Салама,
Гомельский государственный технический университет, Гомель, Белоруссия

² Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

ВВЕДЕНИЕ	323
ЭФФЕКТЫ БОЛЬШИХ ДОПОЛНИТЕЛЬНЫХ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ИЗМЕРЕНИЙ В ПРОЦЕССЕ АДРОННОГО РОЖДЕНИЯ ЛЕПТОННЫХ ПАР	327
ЭФФЕКТЫ БОЛЬШИХ ДОПОЛНИТЕЛЬНЫХ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ИЗМЕРЕНИЙ В ДВУХФОТОННОМ КАНАЛЕ	345
ОПРЕДЕЛЕНИЕ СПИНА ГРАВИТОННЫХ РЕЗОНАНСОВ РЭНДАЛЛ–САНДРУМА В ПРОЦЕССЕ РОЖДЕНИЯ ЛЕПТОННЫХ ПАР	351
ИДЕНТИФИКАЦИЯ РЕЗОНАНСОВ В ДВУХФОТОННОМ КАНАЛЕ В МОДЕЛИ РЭНДАЛЛ–САНДРУМА	373
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	383
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	385

*E-mail: inna.serenkova@cern.ch

ПЕРСПЕКТИВЫ ИДЕНТИФИКАЦИИ ПРЯМЫХ И КОСВЕННЫХ ЭФФЕКТОВ ДОПОЛНИТЕЛЬНЫХ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ИЗМЕРЕНИЙ НА БОЛЬШОМ АДРОННОМ КОЛЛАЙДЕРЕ

*А. А. Панков*¹, *И. А. Серенкова*^{1, *}, *А. В. Цитринов*¹,
*В. А. Бедняков*²

¹ Филиал Международного центра теоретической физики им. А. Салама,
Гомельский государственный технический университет, Гомель, Белоруссия

² Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Современные модели Калуцы–Клейна с дополнительными пространственными измерениями предсказывают существование массивных гравитонных состояний, которые могут рождаться в виде реальных и виртуальных частиц в результате высокоэнергетических столкновений протонов. В работе обобщены результаты исследований перспектив обнаружения и идентификации прямых и косвенных эффектов больших и искаженных дополнительных пространственных измерений путем анализа специфических характеристик двухлептонных и двухфотонных конечных состояний в протон-протонных экспериментах на Большом адронном коллайдере (ЛHC). В моделях Калуцы–Клейна с большими дополнительными пространственными измерениями виртуальные эффекты могут быть обнаружены по характерному поведению распределений по инвариантной массе лептонных и фотонных пар, а их идентификация (в случае обнаружения) будет осуществляться на основе анализа угловых распределений с помощью интегральной асимметрии центр–край. Установлено, что коллайдер ЛHC с номинальными значениями энергии (14 ТэВ) и светимости (100 фб^{-1}) обладает высокой чувствительностью к параметру обрезания M_S моделей с большими пространственными измерениями вплоть до 8,5 ТэВ (7,6 ТэВ) для их обнаружения (идентификации), а также к массе гравитонного резонанса в модели Рэндалл–Сандрума с искаженным дополнительным измерением, порог обнаружения (идентификации) которого составляет 4,4 ТэВ (3,1 ТэВ).

Modern Kaluza–Klein models with extra spatial dimensions predict the existence of the massive graviton states which can be produced as the real and virtual particles in proton high energy collisions. In this paper we summarize the prospects of discovery and

*E-mail: inna.serenkova@cern.ch

identification of indirect and direct effects of, respectively, large and warped extra spatial dimensions in experiments of measuring the specific characteristics of the dilepton and diphoton final states at the Large Hadron Collider. Virtual effects in the Kaluza–Klein models with large extra spatial dimensions can be discovered by the specific behavior of the dilepton and diphoton invariant-mass distributions, and their identification (in case of discovery) can be performed by the analysis of their angular distributions with integrated center-edge asymmetry. We find that the LHC with nominal energy (14 TeV) and luminosity (100 fb^{-1}) has a high sensitivity to the cut-off parameter M_S in the models with large extra spatial dimensions which is as large as 8.5 TeV (7.6 TeV) for their discovery (identification) while the discovery (identification) on the mass of the Randall–Sundrum graviton resonance is of order of 4.4 TeV (3.1 TeV).

PACS: 12.60.-i; 14.80.-j

ВВЕДЕНИЕ

Одна из основных задач современных и будущих коллайдеров высоких энергий, в том числе и Большого адронного коллайдера (LHC), — это прецизионная проверка Стандартной модели электрослабых и сильных взаимодействий элементарных частиц (СМ), а также поиск новых частиц и взаимодействий, предсказываемых теориями, обобщающими СМ. При возрастании энергии сталкивающихся пучков и светимости коллайдера LHC проводимые эксперименты представляются весьма перспективными с точки зрения достижения высоких точностей при проверке СМ, а также для поиска и обнаружения новых физических явлений и закономерностей. На протяжении последних десятилетий, которые были связаны как с совершенствованием и осмыслением теоретических проблем СМ, так и с успешными попытками описания экспериментальных данных, мы являемся свидетелями ее поистине грандиозного триумфа. В самом деле, успехи СМ в описании всей совокупности имеющихся на сегодняшний день экспериментальных данных действительно впечатляющие. СМ включает в себя, в частности, взаимодействия калибровочных векторных состояний как с полями материи, так и друг с другом. Современные феноменологические успехи СМ основаны в первую очередь на всестороннем исследовании процессов, содержащих вершины $Vf\bar{f}$, где V — калибровочный векторный бозон, f — фермион (лептон или кварк). Эти взаимодействия были детально исследованы во многих экспериментах, включающих слабые распады частиц, процессы лептон-адронного и адрон-адронного рассеяния, а также e^+e^- -аннигиляции. Результаты экспериментов по определению констант связи промежуточных векторных бозонов с различными типами фермионов прекрасно согласуются с теоретическими предсказаниями СМ с точностью порядка $\leq \mathcal{O}(1\%)$ [1]. Наконец, особо следует отметить недавний громкий успех СМ, который связан с открытием хиггсовского бозона в экспериментах CMS и ATLAS на LHC [2, 3].

Вместе с тем СМ, несмотря на свою внутреннюю самосогласованность (перенормируемость, отсутствие аномалий) и безусловный успех в описании существующих экспериментальных данных, оставляет открытыми достаточно много вопросов и имеет целый ряд принципиальных проблем теоретического характера. Упомянем лишь некоторые из них. Так, лагранжиан СМ содержит большое число свободных параметров, таких как константы связи (электромагнитная и сильная КХД-константы связи), параметры смешивания (в матрице смешивания Кабиббо–Кобаяши–Маскавы), фермионные (кварковые и лептонные) и бозонные (хиггсовские и калибровочные) массы и др. Упомянем также проблему калибровочной иерархии, связанную с сильно отличающимися энергетическими масштабами — планковским и электрослабым. В силу этих (и ряда других) причин естественно предположить, что СМ является, скорее, низкоэнергетическим пределом некоторого более фундаментального построения, нежели окончательной теоретической базой в описании микромира вплоть до планковского масштаба. Было предложено много различных способов расширения СМ: включение новых поколений и/или дополнительных промежуточных бозонов, суперсимметрия, техницвет, композитность, суперструны, дополнительные пространственные измерения и др. Поиск подтверждения этих теорий в настоящее время является одной из основных задач экспериментальной ядерной физики высоких энергий.

Рождение новых частиц в коллайдерных экспериментах явилось бы прямым доказательством проявлений эффектов «новой» физики, выходящей за рамки СМ. Однако для этого необходимо, чтобы частицы имели массу, достаточную для их прямого (например резонансного) рождения. Существенно более широкий интервал масс новых частиц можно исследовать по измерению их косвенных эффектов — пропагаторных и эффектов смешивания. Обмен новыми промежуточными частицами ведет к появлению отклонений наблюдаемых физических величин от соответствующих предсказаний СМ. При отсутствии статистически значимых отклонений полученные экспериментальные данные можно использовать для определения ограничений на массу, константы связи и параметры смешивания новых частиц. При обнаружении в эксперименте статистически значимых отклонений их можно использовать для решения задачи по выявлению природы этих эффектов, так как различные сценарии «новой» физики могут приводить к аналогичным или очень сходным по сигнатуре эффектам. Действительно, многие сценарии нестандартной физики предсказывают существование новых частиц. При этом если в исследуемых процессах квадрат переданного импульса существенно меньше квадрата массы новой промежуточной частицы, $q^2 \ll M_X^2$, то взаимодействия, вызванные обменом этими новыми состояниями, могут описываться четырехфермионным контактным взаимодействием (СІ). Здесь речь идет об эффектах, связанных, например, с составной структурой фермионов [4–6], с обменом тяжелыми Z' - и W' -бозонами [7–17], скалярными и векторными

лептокварками LQ [18, 19], суперсимметричными лептонами и кварками в суперсимметричных теориях с нарушенной R -четностью [20, 21], скалярными или векторными билептонами [22], векторными бозонными и гравитонными состояниями Калуцы–Клейна (КК) в моделях с дополнительными пространственными измерениями [23–39] и др.

Таким образом, контактные взаимодействия являются универсальной параметризацией отклонений наблюдаемых от предсказаний СМ, индуцируемых различными типами «новой» физики, и весьма действенной при поиске этих эффектов независимо от источника, который их вызывает. В качестве примера на рис. 1 схематически изображен предельный переход от обмена тяжелой промежуточной частицей X к четырехфермионным контактным взаимодействиям при $q^2 \ll M_X^2$ в амплитуде четырехфермионного процесса.

Как отмечалось выше, следующий этап в исследовании эффектов «новой» физики (после их экспериментального обнаружения) будет нацелен на установление природы прямых или косвенных эффектов новых промежуточных частиц и определение их констант связи и массы. Эта задача является более деликатной и трудоемкой, так как, по сути, предстоит определить модель из класса моделей, для которых промежуточные состояния могут обладать сходными феноменологическими свойствами, т. е. иметь, например, одинаковые массы, ширины распада, угловые, энергетические и др. кинематические распределения продуктов их распада. Для решения этой задачи необходимо использовать такие наблюдаемые, которые могут качественно разделять эффекты обмена новыми частицами.

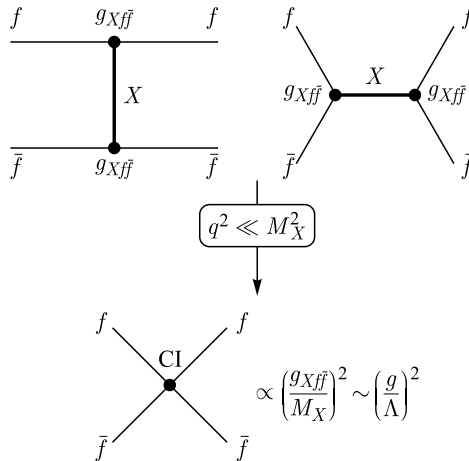


Рис. 1. Предельный переход от обмена тяжелым промежуточным состоянием X в процессе $2 \rightarrow 2$ к четырехфермионным контактным взаимодействиям (CI) при $q^2 \ll M_X^2$

В конце прошлого – начале нынешнего века появились модели КК с дополнительными пространственными измерениями, нацеленные на решение проблемы иерархий. Как отмечалось ранее, эта проблема состоит в наличии огромной энергетической пустыни между масштабом электрослабого взаимодействия порядка 1 ТэВ и планковским масштабом квантовой гравитации 10^{19} ГэВ. В современных моделях КК с дополнительными измерениями возникают массивные гравитонные состояния, которые могут рождаться в виде реальных и виртуальных частиц. Это касается, в частности, двух специфических моделей: модели Аркани-Хамеда, Димопулоса и Двали (ADD-модель) [23–26] с большими дополнительными пространственными измерениями и модели Рэндалл и Сандрума (RS-модель) с искаженным дополнительным пространственным измерением [27].

Для процессов рождения лептонных и фотонных пар, которые исследуются в настоящей работе, ADD-модель предсказывает виртуальный обмен гравитонными башнями КК. Взаимодействие фермионов и бозонов с гравитонными башнями может быть описано на языке эффективных операторов размерности 8 с характерным масштабом обрезания M_S [24–26]. Модификация дилептонного и дифотонного сечений в СМ при больших значениях дилептонной и дифотонной инвариантных масс за счет введения дополнительных операторов размерности 8 может быть использована в качестве теста проявлений эффектов «новой» физики аналогично тем методам, которые применяются для поиска эффектов контактных взаимодействий. Форма распределений по инвариантным массам конечных состояний будет сигнализировать о том, что наблюдаемая физика объясняется вкладами операторов размерности 8, в то время как форма углового распределения лептонов или фотонов указывает на возможное присутствие промежуточных состояний со спином 2, подтверждая тем самым гравитационный источник наблюдаемых эффектов.

Феноменология RS-модели с искаженным дополнительным измерением значительно отличается от феноменологии ADD-модели. Во-первых, спектр возбужденных гравитонных состояний КК дискретен и неоднороден в отличие от ADD-модели, где он наоборот непрерывен и равномерно распределен. Во-вторых, для каждого резонанса в RS-модели интенсивность взаимодействия одинаковая, порядка $\sim T\text{эВ}^{-1}$, в то время как в ADD-модели только все гравитонные состояния КК коллективно имеют такую интенсивность. RS-модель предсказывает появление гравитонных резонансов на масштабе нескольких тераэлектронвольт, которые могут рождаться во многих каналах, в том числе в дилептонном и дифотонном. Как и в ADD-модели, природа промежуточных состояний гравитонных резонансов со спином 2 может быть определена по форме характерного углового распределения лептонных и фотонных пар на коллайдере LHC.

В настоящей работе обсуждаются проблемы обнаружения косвенных эффектов больших дополнительных пространственных измерений, вызванных

обменом гравитонными башнями, и их выделения из всего возможного многообразия вкладов «новой» физики в процессах рождения лептонных и фотонных пар на LHC. Кроме того, в работе исследуются перспективы обнаружения и идентификации прямых эффектов искаженных дополнительных пространственных измерений в экспериментах по измерению дилептонного и дифотонного каналов. В качестве примера рассматривается первое возбужденное состояние гравитона в модели с дополнительным пространственным измерением Рэндалл–Сандрума. Для идентификации спина гравитона выполнен сравнительный анализ эффектов новых тяжелых резонансов с разными спинами — скалярных (суперсимметричное снейтрино), векторных (новый калибровочный Z' -бозон) и тензорных (гравитон) — с помощью интегральной асимметрии центр–край.

Статья имеет следующую структуру. В разд. 1 выполнен феноменологический анализ эффектов обмена гравитонными башнями в модели больших дополнительных пространственных измерений в процессе рождения лептонных пар. Здесь же выполнен расчет верхней границы на параметр обрезания M_S и порога идентификации гравитонных башен. Анализ эффектов больших дополнительных измерений в дифотонном канале выполнен в разд. 2. В разд. 3 и 4 исследуются возможности идентификации спина гравитонного резонанса Рэндалл–Сандрума в дилептонном и дифотонном каналах соответственно. В заключении приведены обобщающие замечания и выводы.

1. ЭФФЕКТЫ БОЛЬШИХ ДОПОЛНИТЕЛЬНЫХ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ИЗМЕРЕНИЙ В ПРОЦЕССЕ АДРОННОГО РОЖДЕНИЯ ЛЕПТОННЫХ ПАР

1.1. ADD-модель. Модели КК с дополнительными пространственными измерениями могут быть схематически разделены на три типа. Первая из них — ADD-модель, в которой фундаментальный масштаб многомерного гравитационного взаимодействия может достигать ТэВ-ных энергий за счет больших дополнительных измерений. Феноменологические следствия ADD-модели будут рассматриваться в настоящем разделе. К другому типу сценариев принадлежит RS-модель с так называемой нефакторизуемой метрикой, причем ее структура ведет к экспоненциальной иерархии между электрослабым и планковским масштабами. Коллайдерная феноменология RS-модели будет приведена в разд. 3 и 4. Наконец, третий тип — это модели с дополнительными пространственными измерениями, называемые ТэВ⁻¹ [30], в которых не только гравитоны, но и обычные калибровочные бозоны Z^0, W^\pm, γ и g могут распространяться в дополнительных пространственных измерениях.

Стартуя с низкоэнергетического действия в струнной теории типа I в 10 измерениях и компактифицируя его на 4 измерения, можно получить соотношение [40]

$$M_{\text{Pl}}^2 = M_s V_6 / g_s, \quad (1)$$

где M_s есть струнный масштаб; g_s — четырехмерная калибровочная константа, а V_6 — объем свернутых шести измерений. Выбирая V_6 достаточно большим, можно добиться того, чтобы масштаб M_s оказался на уровне нескольких тераэлектронвольт. Такой сценарий с плоской метрикой получил название ADD-схемы, или схемы с «большими дополнительными измерениями» [23].

Метрику пространства-времени типа $M_4 \otimes K_d$, где M_4 есть 4-мерное пространство Минковского, а K_d — d -мерное компактное пространство с радиусом R_c (мы считаем его d -мерным тором), можно представить в виде

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu + \eta_{ab} dy^a dy^b, \quad (2)$$

где $\mu, \nu = 0, 1, 2, 3$; $a, b = 1, \dots, d$. Переходя от D -мерного гравитационного действия ($D = 4 + d$) с D -мерной константой Планка M_D к эффективному 4-мерному действию путем интегрирования по координате y^a , находим соотношение иерархии масштабов:

$$M_{\text{Pl}}^2 = (2\pi R_c)^n M_D^{2+d}. \quad (3)$$

Потребуем, чтобы гравитация была сильной во всем D -мерном пространстве при $M_D \sim \mathcal{O}(\text{ТэВ})$. Тогда размер дополнительных измерений должен быть $R_c \sim 10^8$ км, 0,1 мм, 10^{-7} – 10^{-12} см для $d = 1, 2, 3, \dots, 6$ соответственно. Отметим, что астрофизические эксперименты, а также эксперименты Кавендиша исключили существование дополнительных пространственных измерений с $d = 1$ и 2 [41, 42].

Поле D -мерного безмассового гравитона представляется в виде бесконечной суммы массивных гравитонов, называемых модами КК. Нулевая мода описывает обычную гравитацию. Остальные моды также имеют спин 2 и массы $m_k = k/R_c$, где k — целые неотрицательные числа.

Предполагается, что поля СМ находятся на $(1 + 3)$ -мерной бране. Поскольку в ADD-схеме связь всех гравитонов с полями СМ определяется ньютоновской константой $G_N = M_{\text{Pl}}^{-2}$, может показаться, что гравитационные вклады в сечения рассеяния пренебрежимо малы и в D -измерениях. Однако надо учесть, что в процессе с энергией \sqrt{s} может родиться примерно $(\sqrt{s}R_c)^d$ гравитонов. Как следствие, сечение оказывается пропорциональным величине $(\sqrt{s})^d / (M_D)^{2+d}$. Другими словами, масштаб сечений задается D -мерной массой Планка, а не M_{Pl} . То же относится и к вкладам от виртуальных КК-гравитонов.

При $d > 2$ вклад КК-гравитонов в гравитационный потенциал (закон Ньютона) на расстояниях $\gg R_c$ пренебрежимо мал. Новые частицы со спином 2 в схеме ADD (КК-гравитоны) «в одиночку» практически не взаимодействуют с полями СМ и, следовательно, стабильны. Сигнатура их поиска в коллайдерных экспериментах — это дисбаланс массы (энергии) конечных состояний с непрерывным распределением.

В ADD-модели только гравитоны способны «почувствовать» дополнительные измерения, поскольку именно они могут распространяться в объеме вне браны. Следовательно, отличительной чертой такого сценария является возможность излучать гравитоны в пространство за пределы браны (рис. 2).

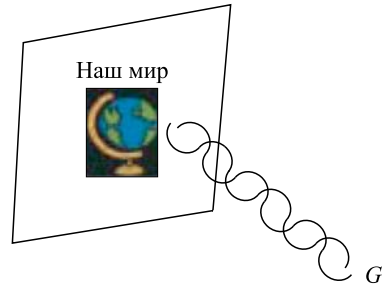


Рис. 2. Распространение гравитона в дополнительные измерения

Для наблюдателя, находящегося в четырехмерном пространстве, излучение гравитонов в дополнительные пространственные измерения выглядит как рождение гравитонных башен КК, схематически представленное на рис. 3, а. Еще один эффект дополнительных пространственных измерений в коллайдерной физике состоит в обмене виртуальными КК-гравитонами (рис. 3, б).

Лагранжиан, описывающий взаимодействие гравитонов с веществом в модели ADD, дается выражением [23, 25]

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{M_{\text{Pl}}^{(n)}} G_{\mu\nu}^{(n)} T_{\mu\nu}, \quad (4)$$

где n обозначает соответствующий уровень возбуждения КК; $\overline{M}_{\text{Pl}} = M_{\text{Pl}}/\sqrt{8\pi}$ — редуцированная масса Планка. Далее в лагранжиане (4) $T_{\mu\nu}$ есть

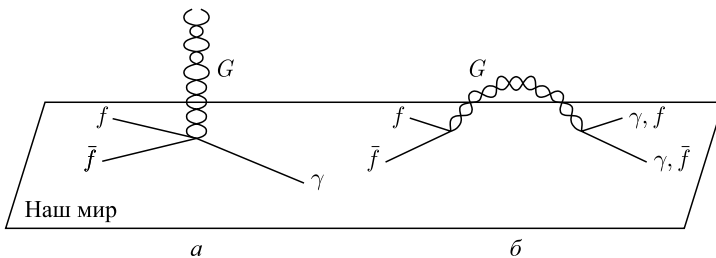


Рис. 3. а) Реальное рождение гравитона и его переход в дополнительное измерение в процессе $\bar{f}f \rightarrow \gamma G$; б) виртуальный обмен КК-состояниями гравитонов в процессах $\bar{f}f \rightarrow \gamma\gamma; \bar{f}f$

тензор энергии-импульса частиц СМ. Из явного вида лагранжиана следует, что константы связи гравитонных возбуждений с веществом универсальны и очень малы. Массовое расщепление Δm также очень мало, и мы имеем почти непрерывный спектр гравитонов. КК-гравитоны ведут себя как массивные, почти стабильные, невзаимодействующие частицы со спином, равным 2.

Обмен безмассовыми гравитонами в дополнительных измерениях в процессах $f\bar{f} \rightarrow f'\bar{f}'$ (f, f' — фермионы) эффективно описывается гравитонной башней равномерно распределенных массивных состояний КК [24, 26]. Причем эффективный лагранжиан этих (контактных) взаимодействий строится из операторов размерности 8. В литературе встречаются разные виды параметризации этого эффективного лагранжиана. Например, в популярной параметризации Хьюит [25] лагранжиан можно представить в виде

$$\mathcal{L}^{\text{ADD}} = i \frac{4\lambda}{M_S^4} T^{\mu\nu} T_{\mu\nu}. \quad (5)$$

В лагранжиане (5) $\lambda = \pm 1$, M_S есть ультрафиолетовый предел, который возникает после суммирования по спектру гравитонов КК. Предполагается, что M_S лежит в области нескольких тераэлектронвольт. По сути, M_S есть параметр обрезания, характеризующий интенсивность взаимодействия, индуцированного обменом гравитонными башнями. В альтернативной (используемой у Хьюит) параметризации эффектов ADD, введенной Ханом, Ликкеном и Жангом (HLZ) [24], амплитуды процессов зависят как от масштабного параметра M_S , так и от величины d , определяющей число дополнительных пространственных измерений. Переход от параметризации Хьюит к параметризации HLZ и обратно осуществляется с помощью формальной замены

$$\pm \frac{2}{\pi} \frac{1}{M_S^4(\text{Hewett})} \leftrightarrow \frac{2}{d-2} \frac{1}{M_S^4(\text{HLZ})}, \quad (6)$$

справедливой, в частности, для $d > 2$.

Как отмечалось выше, астрофизические эксперименты и эксперименты Кавендиша исключили существование дополнительных пространственных измерений с $d = 1$ и 2. В этих обстоятельствах возможность с $d > 2$ является неисключенной возможностью. С другой стороны, аргументы суперструнной теории дают верхнее ограничение на $d = 6$ [43]. В настоящей работе рассматривается следующий интервал изменения дополнительных пространственных измерений: $3 \leq d \leq 6$.

Поиск эффектов обмена гравитонными башнями и резонансного рождения гравитонных резонансов в различных процессах протон-протонных столкновений интенсивно велся в экспериментах ATLAS и CMS при энергии 7 и 8 ТэВ [44–51], а также ведется в настоящее время при 13 ТэВ [52–54]. Современные ограничения на параметр обрезания M_S в зависимости от числа

дополнительных измерений d , полученные из экспериментов на коллайдере LHC для процессов рождения электрон-позитронных пар для $d = 3$ и 6, составляют 4,7 и 3,4 ТэВ соответственно*.

1.2. Дифференциальные и интегральные сечения. Рождение l^+l^- -пар ($l = e, \mu$) в протон-протонных столкновениях

$$p + p \rightarrow l^+l^- + X \tag{7}$$

в СМ на древесном уровне определяется партонным подпроцессом

$$q\bar{q} \rightarrow \gamma, Z \rightarrow l^+l^-. \tag{8}$$

В модели ADD с большими дополнительными пространственными измерениями имеются еще два партонных подпроцесса, идущих за счет обмена гравитонными башнями КК, а именно:

$$q\bar{q} \rightarrow G^{(n)} \rightarrow l^+l^-, \tag{9}$$

$$gg \rightarrow G^{(n)} \rightarrow l^+l^-, \tag{10}$$

где $G^{(n)}$ обозначает гравитонную башню КК. Соответствующие диаграммы Фейнмана изображены на рис. 4. Они представлены таким образом, чтобы подчеркнуть отсутствие интерференции амплитуд в процессах кварк-антикварковой аннигиляции (8), (9) и глюонного слияния (10).

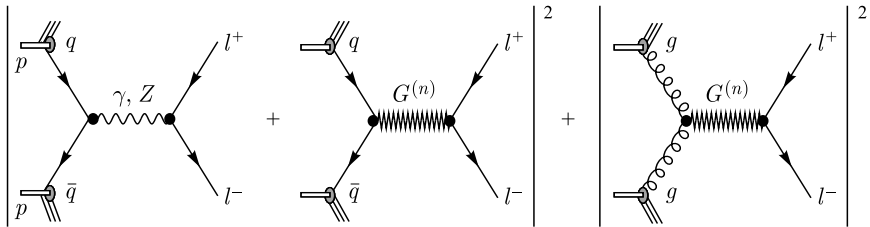


Рис. 4. Диаграммы Фейнмана, описывающие рождение лептонных пар в рамках ADD-модели (из работы [55])

*Следует отметить, что чувствительность процесса рождения пары адронных струй к параметру M_S , несмотря на значительный фон КХД, превышает соответствующую чувствительность дилептонного и дифотонного каналов. Тем не менее в настоящей работе будут рассматриваться лишь последние два процесса, а двухструйный процесс будет представлен в отдельной публикации.

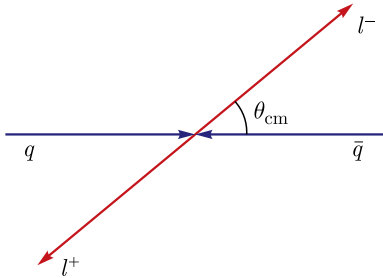
Дифференциальное сечение рождения лептонной пары в протон-протонных столкновениях (7) в ADD-модели можно представить в виде [37, 38, 56]

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{q\bar{q}}}{dM_{ll} dy dz} &= K \frac{2M_{ll}}{s} \sum_q \left\{ [f_{q|P_1}(\xi_1, M_{ll}) f_{\bar{q}|P_2}(\xi_2, M_{ll}) + \right. \\ &\quad \left. + f_{\bar{q}|P_1}(\xi_1, M_{ll}) f_{q|P_2}(\xi_2, M_{ll})] \frac{d\hat{\sigma}_{q\bar{q}}^{\text{even}}}{dz} + \right. \\ &\quad \left. + [f_{q|P_1}(\xi_1, M_{ll}) f_{\bar{q}|P_2}(\xi_2, M_{ll}) - f_{\bar{q}|P_1}(\xi_1, M_{ll}) f_{q|P_2}(\xi_2, M_{ll})] \frac{d\hat{\sigma}_{q\bar{q}}^{\text{odd}}}{dz} \right\}, \\ \frac{d\sigma_{gg}}{dM_{ll} dy dz} &= K \frac{2M_{ll}}{s} f_{g|P_1}(\xi_1, M_{ll}) f_{g|P_2}(\xi_2, M_{ll}) \frac{d\hat{\sigma}_{gg}}{dz}, \end{aligned} \quad (11)$$

где M_{ll} — инвариантная масса лептонной пары; y — ее быстрота; $z = \cos \theta_{\text{cm}}$, θ_{cm} — угол вылета лептона по отношению к направлению движения протона P_1 в с. ц. м. лептонной пары (рис. 5). Кроме того, здесь $d\hat{\sigma}_{q\bar{q}}^{\text{even}}/dz$ и $d\hat{\sigma}_{q\bar{q}}^{\text{odd}}/dz$ есть четная и нечетная части дифференциального сечения относительно кинематической переменной z , K обозначает так называемый K -фактор, учитывающий КХД-поправки высших порядков по α_s . В лидирующем порядке по α_s он имеет вид [57]

$$K = 1 + \frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{2\pi} \left(1 + \frac{4}{3} \pi^2 \right). \quad (12)$$

Рис. 5. Угол вылета лептонов в с. ц. м. лептонной пары



Функции распределения партонов в протонах обозначены $f_{j|P_i}(\xi_i, M_{ll})$, где ξ_1 и ξ_2 — доли импульса партонов в протоне:

$$\xi_1 = \frac{M_{ll}}{\sqrt{s}} e^y, \quad \xi_2 = \frac{M_{ll}}{\sqrt{s}} e^{-y}. \quad (13)$$

При получении выражения (11) были использованы соотношения $d\xi_1 d\xi_2 = (2M/s) dM dy$ и $M^2 = \xi_1 \xi_2 s$, где s — полная энергия в системе центра масс протонов.

Для дальнейших количественных расчетов используются функции распределения партонов в параметризации СТЕQ-6L1 [58]. Отметим, что партонные сечения, содержащиеся в выражениях для адронного сечения (11), берутся в борновском приближении. В этом случае зависимость адронного сечения от масштаба факторизации μ_F может возникнуть лишь за счет функций распределения партонов, так как партонные борновские сечения не зависят от μ_F .

Что касается зависимости партонных распределений от масштаба факторизации, то для ее определения мы выбираем этот масштаб равным инвариантной массе l^+l^- -пары, т. е. $\mu_F^2 = M_{ll}^2 = \hat{s}$, где $\hat{s} = \xi_1 \xi_2 s$ есть квадрат энергии партонов в системе их центра масс. Последующие численные расчеты демонстрируют несущественную зависимость полученных ограничений на динамические параметры «новой» физики от масштаба факторизации μ_F , в частности, при его изменении в интервале от $\mu_F/2$ до $2\mu_F$.

Партонные составляющие дифференциальных сечений процессов (9) и (10) в параметризации Хьюит имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{d\hat{\sigma}_{gg}^G}{dz} &= \frac{\lambda^2 M_{ll}^6}{64\pi M_S^8} (1 - z^4), \\ \frac{d\hat{\sigma}_{q\bar{q}}^G}{dz} &= \frac{\lambda^2 M_{ll}^6}{96\pi M_S^8} (1 - 3z^2 + 4z^4), \\ \frac{d\hat{\sigma}_{q\bar{q}}^{G\gamma}}{dz} &= -\frac{\lambda\alpha Q_q Q_e M_{ll}^2}{6M_S^4} z^3, \\ \frac{d\hat{\sigma}_{q\bar{q}}^{GZ}}{dz} &= \frac{\lambda\alpha M_{ll}^2}{12M_S^4} \text{Re } \chi_Z [a_q a_e (1 - 3z^2) - 2v_q v_e z^3], \end{aligned} \quad (14)$$

где в левой части равенства (14) двойными верхними индексами обозначены интерференционные вклады в сечения. Партонное дифференциальное сечение процесса (8) в СМ имеет вид

$$\frac{d\hat{\sigma}_{q\bar{q}}^{\text{CM}}}{dz} = \frac{\pi\alpha^2}{6M_{ll}^2} [S_q(1 + z^2) + 2A_q z]. \quad (15)$$

В формулах (14) и (15) выполнено усреднение по цветам начальных кварков и глюонов. В приближении безмассовых фермионов имеем

$$\begin{aligned} S_q &\equiv Q_q^2 Q_e^2 + 2Q_q Q_e v_q v_e \text{Re } \chi_Z + (v_q^2 + a_q^2)(v_e^2 + a_e^2) |\chi_Z|^2, \\ A_q &\equiv 2Q_q Q_e a_q a_e \text{Re } \chi_Z + 4v_q a_q v_e a_e |\chi_Z|^2. \end{aligned} \quad (16)$$

Здесь v_f и a_f обозначают векторную и аксиально-векторную константы связи стандартного Z -бозона с фермионами, $a_f = I_{3L}^f/2s_W c_W$, $v_f = (I_{3L}^f - 2Q_f s_W^2)/2s_W c_W$; χ_Z — пропагатор стандартного калибровочного Z -бозона:

$$\chi_Z = \frac{M_{ll}^2}{M_Z^2 - M_Z^2 + iM_Z \Gamma_Z}, \quad (17)$$

где $c_W \equiv \cos \theta_W$, $s_W \equiv \sin \theta_W$.

Интегральные вклады партонных сечений в полное сечение получаются из дифференциальных сечений (14) и (15) интегрированием правых частей указанных выражений по кинематической переменной z в интервале $-1 \leq z \leq 1$:

$$\begin{aligned}\hat{\sigma}_{gg}^G &= \frac{\lambda^2 M_U^6}{40\pi M_S^8}, \\ \hat{\sigma}_{q\bar{q}}^G &= \frac{\lambda^2 M_U^6}{60\pi M_S^8}, \\ \hat{\sigma}_{q\bar{q}}^{G\gamma} &= 0, \\ \hat{\sigma}_{q\bar{q}}^{GZ} &= 0, \\ \hat{\sigma}_{q\bar{q}}^{\text{CM}} &= \frac{4\pi\alpha^2}{9M_U^2} S_q.\end{aligned}\tag{18}$$

Как видно из формул (18), полное сечение рождения лептонной пары в ADD-модели не содержит интерференционных членов типа $G-\gamma$ и $G-Z$. Таким образом, вклад гравитонных башен в процесс (7) определяется только квадратичными членами с обменом гравитонами в процессах глюонного слияния и кварк-антикварковой аннигиляции. Это означает, что присутствие виртуальных гравитонов приводит только к превышению сечения процесса (7) по отношению к предсказываемому в СМ.

В контексте составных моделей лептонов и кварков контактные взаимодействия рассматриваются как «остаточное» проявление сил связи, действующих между их составными объектами (например преонами). Кроме того, как отмечалось во введении, разные типы нестандартной физики, в которых взаимодействия фермионов характеризуются обменом частиц в s -, t - и u -каналах, могут описываться эффективным четырехфермионным контактным взаимодействием при условии, что квадрат массы обмениваемой частицы существенно больше соответствующих мандельштамовских переменных. Концепция контактных взаимодействий получила широкое распространение при описании ряда процессов, идущих с участием нейтральных токов в e^+e^- -, $e\nu$ - и $\bar{\nu}p$ -столкновениях. В этих процессах ведется поиск внутренней структуры лептонов и кварков или новых тяжелых частиц, взаимодействующих с кварками и глюонами.

Общий вид лептон-кваркового контактного взаимодействия, инвариантного относительно группы симметрии $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$, можно представить в виде (см., например, [59])

$$\mathcal{L} = \sum_f \sum_{\alpha\beta} \eta_{\alpha\beta} (\bar{e}_\alpha \gamma_\mu e_\alpha) (\bar{q}_\beta \gamma^\mu q_\beta),\tag{19}$$

где восемь независимых коэффициентов $\eta_{\alpha\beta}$ имеют размерность ТэВ^{-2} и обычно представляются в виде $\eta_{\alpha\beta} = g_{\text{эф}}^2 \epsilon_{\alpha\beta} / \Lambda_{\alpha\beta}^2$ ($\alpha, \beta = L, R$) с интенсив-

ностью взаимодействия $g_{\text{eff}}^2 = 4\pi$, где $\Lambda_{\alpha\beta}$ — масштабный параметр контактных взаимодействий. Выбор константы g_{eff} в представленном виде обусловлен соображениями, согласно которым контактные взаимодействия становятся сильными при $E_{\text{cm}} \rightarrow \Lambda_{\alpha\beta}$. Величина $\epsilon_{\alpha\beta}$ принимает значения $\epsilon_{\alpha\beta} = \pm 1$. Положительный и отрицательный знаки соответствуют конструктивному и деструктивному характерам интерференции контактных взаимодействий со стандартными амплитудами с обменом фотоном и Z -бозоном. Кроме того, здесь опущены цветовые индексы и индексы поколений. В выражение для эффективного лагранжиана (19) не включены члены взаимодействия, нарушающие лептонную или фермионную киральности, например, $(\bar{e}_L e_R)(\bar{f}_L f_R)$. Это объясняется тем, что в теории, инвариантной относительно преобразований $SU(2) \times U(1)$, скалярные и тензорные члены лагранжиана существенно подавлены имеющимися экспериментальными данными по измерению процесса $\pi^- \rightarrow e^- \bar{\nu}$.

Структура лагранжиана (19) такова, что для данного фермиона f имеются восемь возможных типов взаимодействий, соответствующих полному числу независимых моделей. Оно определяется возможным числом спиральных комбинаций $\alpha\beta = LL, LR, RL$ и RR с учетом произвола в выборе знаков (\pm) констант связи. В действительности в природе может реализовываться или какая-либо одна из этих возможностей, соответствующая той или иной модели, или любая из этих комбинаций. Перечень моделей и их параметризаций, наиболее часто обсуждаемых в литературе при анализе экспериментальных данных в контексте четырехфермионных контактных взаимодействий, содержится в табл. 1 [59].

Отметим, что число независимых параметров четырехфермионного взаимодействия может быть уменьшено путем наложения дополнительных ограничений на симметричную структуру лагранжиана. Это влечет за собой появление определенных соотношений между константами связи. Кратко поясним это на ряде примеров [59]. В теоретической схеме, основанной на взаимодействии, инвариантном относительно преобразований группы $SU(2) \times U(1)$,

Таблица 1. Модели четырехфермионных контактных взаимодействий

Модель	ϵ_{LL}	ϵ_{RR}	ϵ_{LR}	ϵ_{RL}
LL	± 1	0	0	0
RR	0	± 1	0	0
LR	0	0	± 1	0
RL	0	0	0	± 1
VV	± 1	± 1	± 1	± 1
AA	± 1	± 1	∓ 1	∓ 1
$LL + RR$	± 1	± 1	0	0
$LR + RL$	0	0	± 1	± 1

лептоны и кварки левой спиральности образуют $SU(2)$ -дублеты, т.е. их можно представить в виде $L = (\nu_L, e_L)$ и $Q = (u_L, d_L)$. Лагранжиан лептон-кварковых взаимодействий, инвариантный относительно преобразований группы $SU(2) \times U(1)$, имеет вид

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{SU(2)} = & \eta_1 (\bar{L} \gamma^\mu L) (\bar{Q} \gamma_\mu Q) + \eta_2 (\bar{L} \gamma^\mu T^a L) (\bar{Q} \gamma_\mu T^a Q) + \\ & + \eta_3 (\bar{L} \gamma^\mu L) (\bar{u}_R \gamma_\mu u_R) + \eta_4 (\bar{L} \gamma^\mu L) (\bar{d}_R \gamma_\mu d_R) + \\ & + \eta_5 (\bar{e}_R \gamma^\mu e_R) (\bar{Q} \gamma_\mu Q) + \eta_6 (\bar{e}_R \gamma^\mu e_R) (\bar{u}_R \gamma_\mu u_R) + \\ & + \eta_7 (\bar{e}_R \gamma^\mu e_R) (\bar{d}_R \gamma_\mu d_R), \end{aligned} \quad (20)$$

где $L = (\nu_L, e_L)$ и $Q = (u_L, d_L)$. В приведенном выражении опущен член лагранжиана, описывающий лептон-кварковое взаимодействие с нарушением спиральности лептонов, $(\bar{L} \gamma^\mu Q) (\bar{d}_R \gamma_\mu e_R)$. Это объясняется тем, что после преобразований Фирца он становится эквивалентным взаимодействию вида $(\bar{L} e_R) (\bar{d}_R Q)$, которое, как отмечалось выше, значительно подавлено имеющейся экспериментальной информацией по измерению распада $\pi^- \rightarrow e^- \bar{\nu}$. Второй член лагранжиана (3) содержит множитель $T^a = \sigma^a/2$, где σ^a являются генераторами группы $SU(2)$. $SU(2)$ -симметрия накладывает ограничения на правые электронные контакты связи, а именно:

$$\eta_{RL}^{eu} = \eta_5 = \eta_{RL}^{ed}. \quad (21)$$

Кроме того, возникают соотношения между нейтринными и лептонными константами связи, диктуемые $SU(2)$ -инвариантностью:

$$\begin{aligned} \eta_{LL}^{\nu u} &= \eta_1 + \frac{1}{4} \eta_2 = \eta_{LL}^{ed}, \\ \eta_{LL}^{\nu d} &= \eta_1 - \frac{1}{4} \eta_2 = \eta_{LL}^{eu}, \\ \eta_{LR}^{\nu u} &= \eta_3 = \eta_{LR}^{eu}, \\ \eta_{LR}^{\nu d} &= \eta_4 = \eta_{LR}^{ed}. \end{aligned} \quad (22)$$

Нарушение электрослабой симметрии может приводить к снятию вырождения состояний, образующих $SU(2)$ -мультиплеты, и к соответствующей модификации соотношений (22). В частности, это может иметь место в суперсимметричной теории с нарушенной R -четностью при обмене суперсимметричными состояниями, такими как \tilde{t}_1, \tilde{t}_2 и \tilde{b}_L, \tilde{b}_R .

Другой пример связан с симметрией контактных взаимодействий относительно группы $SU(12)$, которая приводит к соотношению

$$\eta_{\alpha L}^{eq} = -\eta_{\alpha R}^{eq}. \quad (23)$$

Наконец, вектор-векторный (VV) характер взаимодействий накладывает следующие ограничения на константы связи:

$$\eta_{LL}^{eq} = \eta_{RR}^{eq} = \eta_{LR}^{eq} = \eta_{RL}^{eq} = \eta_{VV}^{eq}. \quad (24)$$

Аксиал-аксиальные (AA) взаимодействия, возникающие в процессе обмена векторным бозоном с чисто аксиально-векторными константами связи, дают

$$\eta_{LL}^{eq} = \eta_{RR}^{eq} = -\eta_{LR}^{eq} = -\eta_{RL}^{eq} = \eta_{AA}^{eq}. \quad (25)$$

Все эти особенности отражены в табл. 1.

Четная часть по z партонного дифференциального сечения (8) с учетом вклада CI имеет вид

$$\frac{d\hat{\sigma}_{q\bar{q}}^{CI}}{dz} = \frac{3}{8}(1+z^2)\hat{\sigma}_{q\bar{q}}^{CI}, \quad (26)$$

где

$$\hat{\sigma}_{q\bar{q}}^{CI} = \frac{1}{4}[\hat{\sigma}_{LL} + \hat{\sigma}_{LR} + \hat{\sigma}_{RL} + \hat{\sigma}_{RR}] \quad (27)$$

есть полное сечение, выраженное через спиральные сечения $\hat{\sigma}_{\alpha\beta}$ и спиральные амплитуды $\mathcal{M}_{\alpha\beta}$:

$$\hat{\sigma}_{\alpha\beta} = \frac{4\pi\alpha^2}{9M_{\tilde{l}}^2} |\mathcal{M}_{\alpha\beta}|^2, \quad \mathcal{M}_{\alpha\beta} = Q_e Q_f + g_{\alpha}^e g_{\beta}^f \chi_Z + \frac{s}{\alpha} \frac{\varepsilon_{\alpha\beta}}{\Lambda_{\alpha\beta}^2}. \quad (28)$$

Диаграммы Фейнмана, описывающие процесс (8) с учетом CI, представлены на рис. 6.

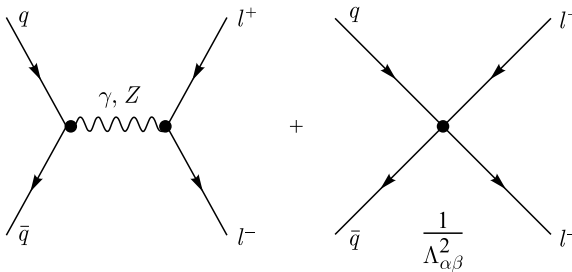


Рис. 6. Диаграммы Фейнмана, описывающие рождение лептонных пар l^+l^- в $q\bar{q}$ -аннигиляции с учетом вклада CI

1.3. Ограничения на взаимодействия гравитонных башен в дилептонном канале. Для оценки ограничений на масштабный параметр взаимодействия гравитонных башен M_S в ADD-модели или, другими словами, чувствительности процесса (7) к параметру M_S целесообразно использовать спектры

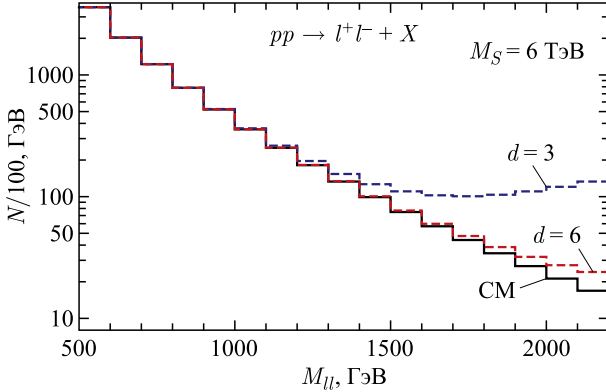


Рис. 7. Распределение числа событий лептонных пар по инвариантной массе M_{ll} на LHC в CM и модели ADD для $M_S = 6$ ТэВ, $d = 3$ и 6 и интегральной светимости 100 фб^{-1}

по инвариантной массе лептонных пар, которые имеют различные функциональные зависимости от M_{ll} в CM и ADD-модели. На рис. 7 изображено распределение по инвариантной массе M_{ll} , рассчитанное для CM и модели ADD для параметра обрезания $M_S = 6$ ТэВ и числа дополнительных пространственных измерений $d = 3$ и 6. Форма распределения по инвариантной массе лептонной пары и ее характерное отличие от поведения в CM указывает на то, что наблюдаемые эффекты описываются взаимодействиями нового типа, которые содержат операторы размерности 8.

В расчетах учитывались угловые ограничения вылета лептонов ($l = e, \mu$), которые могут быть выражены на языке псевдобыстрот лептонов следующим образом: $|\eta| < \eta_{\text{cut}} = 2,5$, что соответствует ограничениям на угол вылета в лабораторной системе $-z_{\text{cut}}^{\text{lab}} < z^{\text{lab}} < z_{\text{cut}}^{\text{lab}}$ (где $z^{\text{lab}} = \cos \theta_{\text{lab}}$) и $z_{\text{cut}}^{\text{lab}} = \text{th } \eta_{\text{cut}} \simeq 0,987$. Наконец, в вычислениях учитывались также ограничения на поперечный импульс лептонов $p_T > p_T^{\text{cut}} = 20$ ГэВ.

Нижняя граница на масштабный параметр M_S определяется с помощью функции χ^2 , которую можно представить в виде

$$\chi^2 = \sum_{\text{bin}} \left(\frac{\Delta N_{\text{bin}}}{\delta N_{\text{bin}}} \right)^2, \quad (29)$$

где $N_{\text{bin}} = \varepsilon_l \mathcal{L}_{\text{int}} \sigma_{\text{bin}}$, $\varepsilon_l = 90\%$, $\Delta N_{\text{bin}} = N_{\text{bin}}^{\text{ADD}} - N_{\text{bin}}^{\text{CM}}$, $\delta N_{\text{bin}} = \sqrt{N_{\text{bin}}}$. Здесь \mathcal{L}_{int} — интегральная светимость коллайдера; ε_l — эффективность регистрации лептонной пары; σ_{bin} — интегральное сечение, определенное в бине, для процесса рождения l^+l^- -пары; ΔN_{bin} — отклонение числа событий в модели ADD $N_{\text{bin}}^{\text{ADD}}$ от предсказаний CM $N_{\text{bin}}^{\text{CM}}$; δN_{bin} — статистиче-

ская погрешность в бине. Суммирование в формуле (29) осуществляется по пяти бинам шириной $\Delta M_{ll} = 100$ ГэВ в интервале от 1500 до 2000 ГэВ. Верхняя граница по инвариантной массе M_{ll} определяется статистическим критерием, согласно которому минимальное число событий в СМ должно быть больше 10.

Требование, налагаемое на функцию $\chi^2 = 3,84$, позволяет получить ограничение на масштабный параметр M_S на уровне достоверности 95%. На рис. 8 представлены результаты расчета ограничений на параметр обрезания M_S (параметризация HLZ) для числа дополнительных измерений d , лежащих в интервале от $d = 3$ до $d = 6$, с уровнем достоверности 95% в зависимости от интегральной светимости коллайдера. Ограничения на M_S для $d = 4$ и 5 лежат внутри затемненной области.

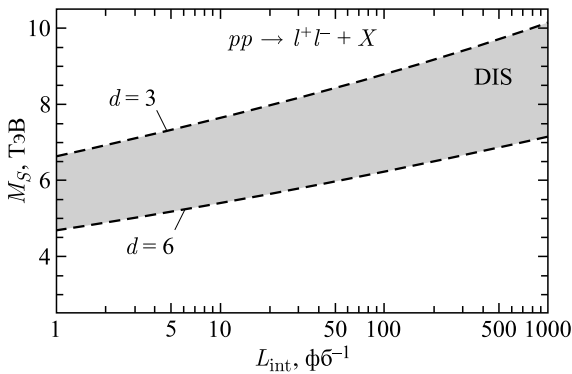


Рис. 8. Верхняя граница на параметр обрезания M_S (уровень достоверности 95%) гравитонных башен КК в модели ADD (затемненная область DIS) как функция интегральной светимости L_{int} для числа дополнительных пространственных измерений $d = 3$ и 6

Сопоставление современных ограничений на параметр обрезания M_S , полученных из экспериментов на ЛНС при энергии 13 ТэВ, с ожидаемыми граничными значениями, изображенными на рис. 8, демонстрирует потенциальные возможности коллайдера ЛНС для заметного улучшения чувствительности к параметрам гравитонных башен при его работе в опции номинальной энергии и светимости.

1.4. Идентификация гравитонных башен в дилептонном канале. Под порогом идентификации будем понимать максимальное значение параметра обрезания M_S , ниже которого эффекты обмена гравитонных башен КК со спином 2 могут быть однозначно идентифицированы, т. е. статистически отделены от эффектов «новой» физики другой физической природы с наперед заданным уровнем достоверности. В качестве последних эффектов мы подра-

зумеваем «обычные» четырехфермионные контактные взаимодействия, описываемые операторами размерности 6, так как они представляют собой универсальную параметризацию для широкого класса моделей «новой» физики в кинематическом пределе, когда масса новых промежуточных состояний значительно превышает энергию сталкивающихся партонов.

Как отмечалось выше, статистическое разделение эффектов, индуцируемых обменом гравитонными башнями и контактными взаимодействиями, может быть осуществлено путем сравнения угловых распределений вылета лептонов, так как они являются существенно различимыми в этих двух случаях. На первом этапе рассмотрим угловые распределения лептонов на адронном уровне, которые можно представить в виде

$$\frac{d\sigma^{\text{ADD}}}{dz} = \frac{3}{8}(1+z^2)\sigma_{q\bar{q}}^{\text{CM}} + \frac{5}{8}(1-3z^2+4z^4)\sigma_{q\bar{q}}^G + \frac{5}{8}(1-z^4)\sigma_{gg}^G + \frac{1}{4}(1-3z^2)\sigma^{GZ}. \quad (30)$$

В выражение (30), в отличие от формул для дифференциальных сечений на партонном уровне (14) и (15), включены только z -четные части отдельных вкладов в дифференциальное сечение, так как нечетные члены после интегрирования по быстрой y правой части выражения (11) обращаются в нуль. Угловые распределения вылета лептонов на адронном уровне можно получить из дифференциального сечения (11) интегрированием его правой части по быстрой y и инвариантной массе M_{ll} по области, определяемой размером массового бина ΔM_{ll} .

Правая часть дифференциального сечения (30) выражена через нормированные угловые распределения отдельных вкладов и их полные сечения за исключением интерференционного слагаемого $G-Z$, так как оно зануляется после интегрирования по z во всем интервале $-1 \leq z \leq 1$. Действительно, полное сечение процесса для модели ADD имеет вид

$$\sigma^{\text{ADD}} = \sigma_{q\bar{q}}^{\text{CM}} + \sigma_{q\bar{q}}^G + \sigma_{gg}^G. \quad (31)$$

На рис. 9 для иллюстрации представлено угловое распределение лептонов в CM и модели ADD внутри массового бина $1500 \leq M_{ll} \leq 2000$ ГэВ.

Следует обратить внимание на отсутствие в сечении (31) интерференционных членов $G-\gamma$ и $G-Z$, т. е. вклад гравитонных башен в сечение (31) определяется лишь двумя вкладами $\sigma_{q\bar{q},gg}^G$, которые подавлены малостью отношения $(M_{ll}/M_S)^8$. Кроме того, в отличие от интерференционных членов гравитонные сечения всегда являются положительно определенными функциями, $\sigma_{q\bar{q},gg}^G > 0$. Это означает, что отклонение дифференциальных и интегральных сечений в модели ADD от предсказаний CM будет всегда иметь положительный знак. Эта особенность поведения сечений демонстрируется на рис. 7 и 9.

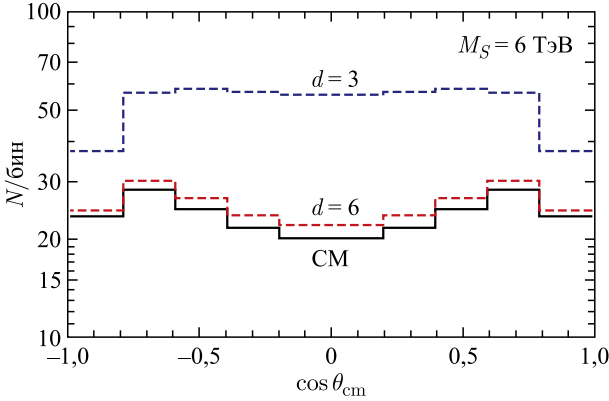


Рис. 9. Угловое распределение лептонных пар в СМ и модели ADD для $M_S = 6$ ТэВ, $d = 3$ и 6 при интегральной светимости 100 фб^{-1}

Отметим также, что учет кинематических ограничений на угол вылета лептонной пары, а также на быстроту y промежуточных состояний процесса (7) приводит к более сложной угловой зависимости дифференциального сечения (30) от переменной z . Это усложнение обусловлено тем, что предельные значения косинуса полярного угла вылета лептонов и быстроты y уже не являются независимыми величинами. Тем не менее дифференциальное сечение (30), записанное без учета указанных выше кинематических ограничений, вполне адекватно и с высокой точностью описывает основные особенности поведения дифференциального распределения.

Асимметрия центр–край A_{CE} определяется как отношение сечений [36, 37, 56]:

$$A_{\text{CE}} = \frac{\sigma_{\text{CE}}}{\sigma}, \quad (32)$$

где

$$\sigma_{\text{CE}} \equiv \left[\int_{-z^*}^{z^*} - \left(\int_{-z_{\text{cut}}}^{-z^*} + \int_{z^*}^{z_{\text{cut}}} \right) \right] \frac{d\sigma}{dz} dz \quad (33)$$

— разность сечений в центральной и крайней областях, а

$$\sigma \equiv \int_{-z_{\text{cut}}}^{z_{\text{cut}}} \frac{d\sigma}{dz} dz \quad (34)$$

— полное сечение, имеющее вид (31) при $z_{\text{cut}} = 1$. Здесь z_{cut} определяет кинематическое ограничение на угол вылета лептонов в с.ц.м. лептонной пары, а z^* есть кинематический параметр, который делит область изменения $-z_{\text{cut}} \leq z \leq z_{\text{cut}}$ на центральную и крайнюю (рис. 10), причем $0 < z^* < z_{\text{cut}}$.

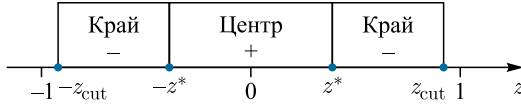


Рис. 10. Центральная ($-z^* \leq z \leq z^*$) и крайние ($-z_{\text{cut}} \leq z \leq -z^*$, $z^* \leq z \leq z_{\text{cut}}$) кинематические области

Из (32)–(34) и (30) для СМ имеем (для простоты здесь полагаем $z_{\text{cut}} = 1$)

$$\sigma_{\text{CE}}^{\text{CM}} = \sigma_{q\bar{q}}^{\text{CM}} \left[\frac{1}{2} z^* (z^{*2} + 3) - 1 \right]. \quad (35)$$

Отсюда для A_{CE} получаем

$$A_{\text{CE}}^{\text{CM}} = \frac{\sigma_{q\bar{q}}^{\text{CM}} \left[\frac{1}{2} z^* (z^{*2} + 3) - 1 \right]}{\sigma_{q\bar{q}}^{\text{CM}}} = \frac{1}{2} z^* (z^{*2} + 3) - 1. \quad (36)$$

Угловое распределение лептонов для СІ (26) имеет вид, аналогичный СМ, поэтому

$$\sigma_{\text{CE}}^{\text{CI}} = \sigma_{q\bar{q}}^{\text{CI}} \left[\frac{1}{2} z^* (z^{*2} + 3) - 1 \right] \quad (37)$$

и

$$A_{\text{CE}}^{\text{CI}} = \frac{\sigma_{q\bar{q}}^{\text{CI}} \left[\frac{1}{2} z^* (z^{*2} + 3) - 1 \right]}{\sigma_{q\bar{q}}^{\text{CI}}} = \frac{1}{2} z^* (z^{*2} + 3) - 1. \quad (38)$$

Из (36) и (38) следует, что

$$A_{\text{CE}}^{\text{CM}} = A_{\text{CE}}^{\text{CI}} = \frac{1}{2} z^* (z^{*2} + 3) - 1. \quad (39)$$

В свою очередь, для ADD-модели из соотношений (30) и (33) получаем

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{CE}}^{\text{ADD}} = & \sigma_{q\bar{q}}^{\text{CM}} \left[\frac{1}{2} z^* (z^{*2} + 3) - 1 \right] + \sigma_{g\bar{g}}^G \left[\frac{1}{2} z^* (5 - z^{*4}) - 1 \right] + \\ & + \sigma_{q\bar{q}}^G \left[2z^{*5} + \frac{5}{2} z^* (1 - z^{*2}) - 1 \right] + \sigma^{GZ} [z^* (1 - z^{*2})], \quad (40) \end{aligned}$$

$$A_{\text{CE}}^{\text{ADD}} = \frac{\sigma_{\text{CE}}^{\text{ADD}}}{\sigma^{\text{ADD}}}. \quad (41)$$

Как отмечалось выше, структура дифференциального сечения интересна тем, что она имеет одну и ту же функциональную зависимость от z как

в СМ, так и в широком классе моделей «новой» физики, таких как составные модели, Z' -бозоны, КК возбужденные состояния калибровочных бозонов и т.д., а именно, $d\sigma/dz \sim 1 + z^2$. Четырехфермионные контактные взаимодействия, имеющие структуру типа вектор–вектор, определяют асимметрию центр–край, совпадающую с асимметрией в СМ, что демонстрирует формула (39). Однако если возможен обмен КК-гравитонами, то угловые распределения лептонов существенно отличаются от распределений в СМ, а значит, приводят к другой зависимости A_{CE} от z^* (см. формулы (40) и (41)). В случае отсутствия каких-либо угловых ограничений ($z_{cut} = 1$) существует единственное значение z_0^* углового параметра z^* , для которого A_{CE}^{CM} обращается в нуль:

$$z_0^* = (\sqrt{2} + 1)^{1/3} - (\sqrt{2} - 1)^{1/3} \simeq 0,596, \quad (42)$$

что соответствует углу рассеяния $\theta_{cm} = 53,4^\circ$. Однако A_{CE}^{ADD} , в отличие от предыдущего случая, уже не будет исчезать в точке $z^* = z_0^*$ и, более того, будет иметь нетривиальную зависимость z^* от M_U . Таким образом, отклонение A_{CE}^{ADD} от A_{CE}^{CM} будет указывать на обмен не промежуточными состояниями векторного типа, а, например, тензорными бозонами, как это имеет место в модели ADD.

Далее предположим, что экспериментально обнаружено статистически значимое отклонение от предсказаний СМ, однако источник этого отклонения неизвестен. При этом возникает вопрос — в какой области параметрического пространства модели ADD такое отклонение может быть идентифицировано как эффект, индуцируемый обменом промежуточным бозонным состоянием со спином 2 с заданным уровнем статистической значимости?

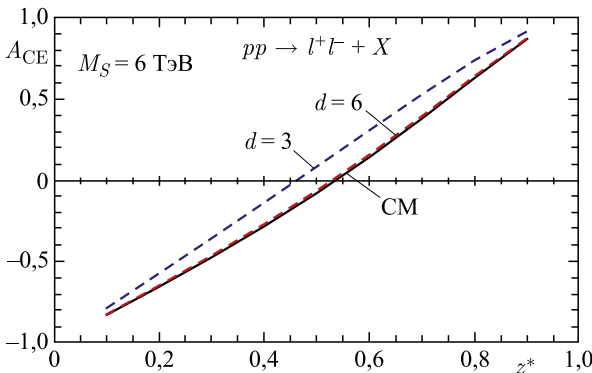


Рис. 11. Зависимость асимметрии A_{CE} от z^* в массовом бине $1,5 \leq M_U \leq 2,0$ ТэВ в СМ и модели ADD для $n = 3$ и 6 и $M_S = 6$ ТэВ на LHC

Для ответа на этот вопрос приведем пример, проиллюстрированный рис. 11, где представлена зависимость асимметрии A_{CE} от z^* в массовом бине $1,5 \leq M_{ll} \leq 2,0$ ТэВ для СМ и модели ADD при $M_S = 6$ ТэВ для $d = 3$ и 6. Из рис. 11 видно, что $A_{\text{CE}} \rightarrow -1$ при $z^* \rightarrow 0$ и $A_{\text{CE}} \rightarrow 1$ при $z^* \rightarrow 1$. Кроме того, $A_{\text{CE}}^{\text{CM}}$ обращается в нуль при $z^* \simeq 0,54$. Отклонение асимметрии $A_{\text{CE}}^{\text{ADD}}$ от $A_{\text{CE}}^{\text{CM}}$ тем больше, чем меньше d и параметр обрезания M_S .

Для определения природы «новой» физики (взаимодействий векторного или тензорного типа) определим в каждом бине по M_{ll} отклонение асимметрии от предсказаний СМ:

$$\Delta A_{\text{CE}} = A_{\text{CE}}^{\text{ADD}} - A_{\text{CE}}^{\text{CM}}. \quad (43)$$

Статистическая погрешность в бине, определяемая как

$$\delta A_{\text{CE}} = \sqrt{\frac{1 - (A_{\text{CE}}^{\text{ADD}})^2}{\epsilon_l \mathcal{L}_{\text{int}} \sigma^{\text{ADD}}}}, \quad (44)$$

зависит от числа детектируемых событий $N^{\text{ADD}} = \epsilon_l \mathcal{L}_{\text{int}} \sigma^{\text{ADD}}$ и от измеренной асимметрии $A_{\text{CE}}^{\text{ADD}}$. Эффективность регистрации l^+l^- -пар, как и в случае определения порога обнаружения, мы принимаем равной $\epsilon_l = 90\%$, а интегральную светимость — $\mathcal{L}_{\text{int}} = 100 \text{ фб}^{-1}$.

Статистическая значимость \mathcal{S}_{CE} для гравитонных башен КК в процессе (7) определяется выражением

$$\mathcal{S}_{\text{CE}} = \frac{|\Delta A_{\text{CE}}|}{\delta A_{\text{CE}}}. \quad (45)$$

В более последовательном анализе порог идентификации на масштабный параметр обрезания M_S может быть определен с помощью функции χ^2 :

$$\chi^2 = \sum_{l=e,\mu} \sum_{\text{bin}} [\mathcal{S}_{\text{CE}}(\text{bin})]^2. \quad (46)$$

Потребовав выполнения равенства $\chi^2 = 3,84$, получим оценку порога идентификации на параметр M_S с уровнем достоверности 95%.

На рис. 12 приведена верхняя граница на параметр обрезания M_S (перенесенная из рис. 8) и порог идентификации как функции интегральной светимости коллайдера ЛНС, полученные из процесса $p + p \rightarrow l^+l^- + X$ для $d = 3$ и 6. Из рис. 12 видно, что чувствительность процесса $p + p \rightarrow l^+l^- + X$ (порог идентификации) к параметру M_S при энергии $\sqrt{s} = 14$ ТэВ и свети-

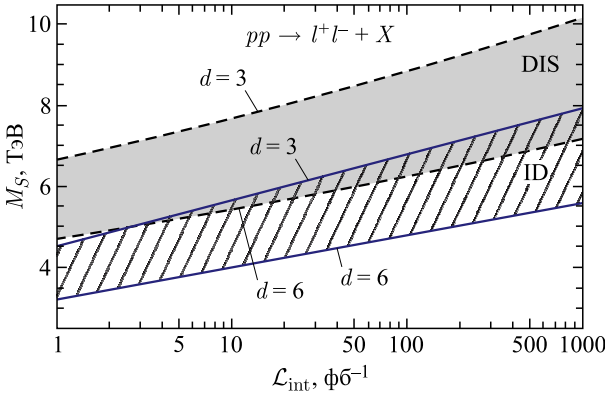


Рис. 12. Чувствительность процесса Дрелла–Яна (7) к параметру обрезания M_S (затемненная область DIS перенесена из рис. 8) и порог идентификации (заштрихованная область ID) гравитонных башен КК в модели ADD как функция интегральной светимости \mathcal{L}_{int} для числа дополнительных пространственных измерений $3 \leq d \leq 6$ (уровень достоверности 95 %)

мости $\mathcal{L}_{\text{int}} = 100 \text{ фб}^{-1}$ коллайдера LHC составляет $M_S^{\text{DIS}} = 6,2 \text{ ТэВ}$ ($M_S^{\text{ID}} = 4,8 \text{ ТэВ}$) для $d = 6$ и $M_S^{\text{DIS}} = 8,8 \text{ ТэВ}$ ($M_S^{\text{ID}} = 6,8 \text{ ТэВ}$) для $d = 3$.

2. ЭФФЕКТЫ БОЛЬШИХ ДОПОЛНИТЕЛЬНЫХ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ИЗМЕРЕНИЙ В ДВУХФОТОННОМ КАНАЛЕ

Процесс рождения фотонных пар

$$p + p \rightarrow \gamma\gamma + X, \quad (47)$$

как и процесс Дрелла–Яна (7), играет важную роль не только для проверки СМ, но и для поиска на LHC различных эффектов за рамками СМ (контактные взаимодействия, «нечастичи» Джорджи, суперсимметрия, дополнительные пространственные измерения и т. п.) [39, 60–63].

Особенность процесса рождения фотонных пар в ADD-модели по сравнению с лептонным каналом Дрелла–Яна состоит в том, что промежуточными состояниями в этой реакции могут быть лишь скалярные и тензорные частицы, в то время как в дилептонном рождении не исключена возможность существования также векторного состояния. Запрет векторного состояния диктуется теоремой Ландау–Янга [64, 65]. В качестве альтернативной гипотезы, где промежуточные состояния имеют спин ноль (скалярные состояния), мы рассматриваем «нечастичи» Джорджи. С точки зрения статистики уменьшение числа конкурирующих гипотез о промежуточных состояниях в процессе

двухфотонного рождения эффективно ведет к увеличению масштаба порога идентификации на параметр M_S для гравитонных башен в модели ADD.

Отметим, что такие промежуточные скалярные состояния, как «нечастцы» Джорджи [66, 67], привлекают большое внимание физиков благодаря своей богатой феноменологии. Проявления этих «нечастцы» как на массовой поверхности, так и вне ее могут приводить к весьма необычным экспериментальным следствиям на действующих и будущих ускорительных комплексах. Реальное рождение «нечастцы» будет проявляться в виде процессов с недостающей энергией. Другим способом проявления «нечастцы» могут быть косвенные эффекты, которые обусловлены особой структурой пропагаторов нечастцы. Это свойство пропагаторов может стать ключевым в процессе поиска «нечастцы» в коллайдерных экспериментах [68, 69].

Выражения для матричных элементов партонных подпроцессов в случае скалярных «нечастцы» Джорджи имеют вид [69]

$$|\overline{M}_{q\bar{q}}|^2 = \frac{1}{8N_c} \lambda_s^4 \chi_U^2 \left(\frac{s}{\Lambda_U^2} \right)^{2d_U-1}, \tag{48}$$

$$|\overline{M}_{gg}|^2 = \frac{1}{8(N_c^2 - 1)} \frac{1}{4} \lambda_s^4 \chi_U^2 \left(\frac{s}{\Lambda_U^2} \right)^{2d_U},$$

где Q_f — электрический заряд фермиона f ; $\chi_U = A_{d_U} / (2 \sin(d_U \pi))$ и N_c — цветовой фактор, $N_c = 1(3)$ для лептонов (кварков), d_U — параметр, определяющий размерность динамических операторов «нечастцы»; Λ_U — размерность перенормировки «нечастцы»; λ_s — константа связи.

2.1. Обнаружение гравитонных башен в дифотонном канале. В адронных столкновениях рождение фотонных пар на партонном уровне происходит за счет двух подпроцессов — кварк-антикварковой аннигиляции

$$q + \bar{q} \rightarrow \gamma + \gamma \tag{49}$$

и глюонного слияния

$$g + g \rightarrow \gamma + \gamma. \tag{50}$$

Диаграммы Фейнмана для этих подпроцессов изображены на рис. 13 и 14 соответственно.

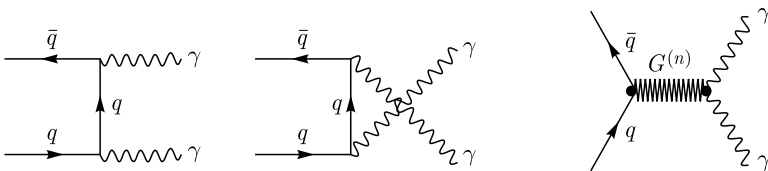
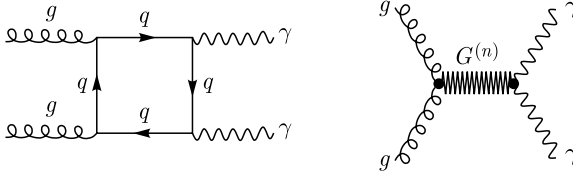


Рис. 13. Диаграммы Фейнмана для подпроцесса $q\bar{q} \rightarrow \gamma\gamma$ в СМ и ADD-модели


 Рис. 14. Диаграммы Фейнмана для подпроцесса $gg \rightarrow \gamma\gamma$ в СМ и ADD-модели

Дифференциальное сечение для подпроцесса (49), определяемое t - и u -канальными диаграммами в СМ и обменом гравитонными состояниями в s -канале, в приближении безмассовых фермионов можно представить в виде [29,56]

$$\frac{d\hat{\sigma}(q\bar{q} \rightarrow \gamma\gamma)}{dz} = \frac{1}{96\pi\hat{s}} \left[2e^4 Q_q^4 \frac{1+z^2}{1-z^2} + 2\pi e^2 Q_q^2 \frac{\hat{s}^2}{M_S^4} (1+z^2)\mathcal{F} + \frac{\pi^2}{2} \frac{\hat{s}^4}{M_S^8} (1-z^4)\mathcal{F}^2 \right], \quad (51)$$

где \mathcal{F} определяется как

$$\mathcal{F} = \frac{2}{d-2}, \quad d > 2. \quad (52)$$

Здесь $\sqrt{\hat{s}} \equiv M_{\gamma\gamma}$ — инвариантная масса фотонных пар; $z \equiv \cos\theta_{\text{см}}$, $\theta_{\text{см}}$ — угол вылета фотонов по отношению к направлению движения кварка в с. ц. м. фотонных пар; Q_q — электрический заряд кварка q .

Дифференциальное сечение для подпроцесса $gg \rightarrow \gamma\gamma$ имеет вид [29,56]

$$\frac{d\hat{\sigma}(gg \rightarrow \gamma\gamma)}{dz} = \frac{\pi}{512} \frac{\hat{s}^3}{M_S^8} (1+6z^2+z^4)\mathcal{F}^2. \quad (53)$$

Отметим, что вклад боксовских диаграмм в процесс $gg \rightarrow \gamma\gamma$ в СМ (см. рис. 14) при больших инвариантных массах фотонных пар существенно меньше вклада от кварк-антикварковой аннигиляции [60], поэтому в этом случае им можно пренебречь. В частности, при $\sqrt{\hat{s}} \geq 1750$ ГэВ сечение глюонного слияния в СМ меньше вклада от кварк-антикварковой аннигиляции на один-два порядка. Учитывая помимо этого тот факт, что эффекты «новой» физики, как правило, проявляются наиболее ярко при высоких энергиях, вкладом боксовских диаграмм можно пренебречь в области больших инвариантных масс фотонных пар.

Как отмечалось выше, основной вклад в фон СМ дает аннигиляция кварков в пару фотонов. Кроме того, имеются еще по крайней мере три дополнительных источника, дающих вклад в фон СМ. Для процессов на партонном

уровне типа $2 \rightarrow 2$ одиночное фотонное рождение может происходить 1) в процессах $gq \rightarrow \gamma q$ и/или $q\bar{q} \rightarrow g\gamma$ с последующей фрагментацией конечных состояний в фотон, т.е. $g, q \rightarrow \gamma$, или 2) в обычном процессе $2 \rightarrow 2$, когда конечными состояниями являются одновременно q и g , фрагментирующие одновременно в фотоны. Хотя эти процессы подавлены малой КХД-константой связи α_s , это подавление компенсируется большими логарифмами, содержащимися в сечениях процессов. Что касается процессов типа 3) $2 \rightarrow 3$ как источника дифотонов, то все вышесказанное относится к процессам двойного тормозного излучения с рождением пары фотонов, т.е. реакциям типа $gq \rightarrow q\gamma\gamma$ или $q\bar{q} \rightarrow g\gamma\gamma$. Все перечисленные выше фоновые процессы можно надежно подавить либо полностью выделить с помощью наложения соответствующих кинематических ограничений на поперечный импульс фотонов, а также на углы вылета фотонов в системе их центра масс [61].

Для иллюстративных целей на рис. 15 приведены распределения по инвариантной массе фотонных пар для процесса обмена гравитонными башнями КК в ADD-модели. В частности, на рис. 15, *a* показано распределение фотонных пар по инвариантной массе $M_{\gamma\gamma}$ на LHC в СМ и ADD-модели для параметров $M_S = 2$ ТэВ, $d = 3, 4, 5, 6$ ($\sqrt{s} = 14$ ТэВ), а на рис. 15, *б* — распределение фотонных пар по инвариантной массе $M_{\gamma\gamma}$ на LHC в СМ и ADD-модели для параметров $M_S = 2, 2,5, 3$ ТэВ и $d = 3$. В расчетах этих распределений учитывались угловые ограничения вылета фотонов, которые могут быть выражены на языке псевдобыстрот следующим образом: $|\eta| < \eta_{\text{cut}} = 2,5$, что соответствует ограничениям на угол вылета в лаборатор-

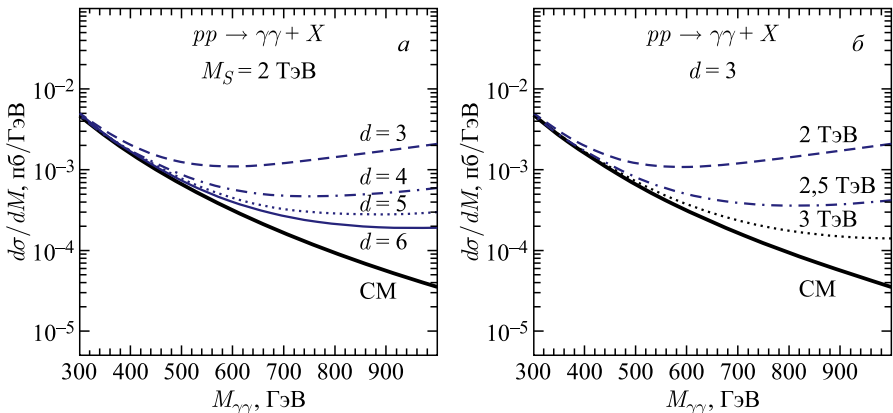


Рис. 15. *a*) Распределение фотонных пар по инвариантной массе $M_{\gamma\gamma}$ на LHC с энергией $\sqrt{s} = 14$ ТэВ в СМ и ADD-модели для $M_S = 2$ ТэВ, $d = 3, 4, 5, 6$. *б*) Распределение фотонных пар по инвариантной массе $M_{\gamma\gamma}$ в СМ и ADD-модели для $M_S = 2, 2,5$ и 3 ТэВ, $d = 3$

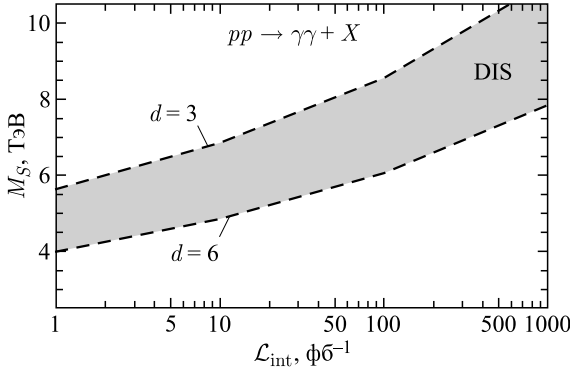


Рис. 16. Верхняя граница на параметр обрезания M_S^{DIS} как функция интегральной светимости коллайдера LHC при $\sqrt{s} = 14$ ТэВ для числа дополнительных пространственных измерений $3 \leq d \leq 6$ (уровень достоверности 95 %)

ной системе $-z_{\text{cut}}^{\text{lab}} < z^{\text{lab}} < z_{\text{cut}}^{\text{lab}}$ (где $z^{\text{lab}} = \cos \theta_{\text{lab}}$) и $z_{\text{cut}}^{\text{lab}} = \text{th } \eta_{\text{cut}} \simeq 0,987$. Наконец, в вычислениях учитывались также ограничения на поперечный импульс жестких (мягких) фотонов $p_T > p_T^{\text{cut}} = 40(25)$ ГэВ.

Чувствительность дифотонного процесса к параметру гравитонной башни M_S в модели ADD определялась по стандартной методике с помощью функции χ^2 , полученной ранее в выражении (29). Требование, налагаемое на функцию $\chi^2 = 3,84$, позволяет получить верхнюю границу на параметр M_S (уровень достоверности которого 95 %). На рис. 16 представлены результаты расчета верхней границы на M_S для модели ADD (параметризация HLZ) для числа дополнительных измерений d , изменяемых в интервале от $3 \leq d \leq 6$, в зависимости от интегральной светимости коллайдера. Соответствующие граничные значения для $d = 4$ и 5 лежат в затемненной области.

2.2. Порог идентификации эффектов дополнительных пространственных измерений. Предположим, что в полученных экспериментальных данных по измерению процесса (47) на коллайдере LHC обнаружено статистически значимое отклонение в спектре инвариантных масс фотонных пар и асимметрии центр–край от поведения СМ и это отклонение согласуется с моделью ADD при каких-то значениях параметров M_S и d , т. е. данная модель дает наилучший фит для этих физических наблюдаемых. Иллюстрирует описанную ситуацию рис. 17, на котором представлена зависимость асимметрии центр–край как функции кинематического параметра z^* для СМ и ADD-модели при $M_S = 4$ ТэВ и $d = 3$ и 6 и модели «нечастиц» Джорджи при значениях параметров $d_U = 1,01$, $d_U = 1,1$ и $\Lambda_U = 3$ ТэВ. В виде баров представлены соответствующие статистические ошибки для A_{CE} в ADD для $d = 6$. Здесь предполагается, что экспериментальные данные согласуются с ADD-моделью при $M_S = 4$ ТэВ и $d = 6$.

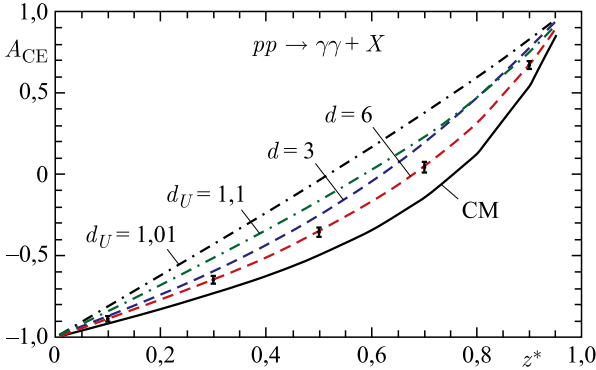


Рис. 17. Зависимость асимметрии A_{CE} от кинематического параметра z^* в массовом бине $1,0 \leq M_{\gamma\gamma} \leq 2,5$ ТэВ на ЛНС с энергией $\sqrt{s} = 14$ ТэВ для гравитонных башен с $M_S = 4$ ТэВ, $d = 3$ и 6 , а также для «нечастиц» с $\Lambda_U = 3$ ТэВ, $d_U = 1,01$ и $d_U = 1,1$. В виде баров представлены соответствующие статистические ошибки в предположении, что экспериментальные данные согласуются с ADD-моделью при $M_S = 4$ ТэВ и $d = 6$

В настоящем разделе обсуждается способ определения интервала изменения масштабного параметра M_S (при фиксированном d), в котором модель ADD (называемая далее «правильной» моделью) может быть статистически отделена с заданным уровнем достоверности от других конкурирующих моделей «новой» физики, имеющих альтернативную физическую природу (в данном случае от «нечастиц» Джорджи), называемых далее «тестируемыми» моделями, при любых значениях их параметров, которые могли бы экспериментально имитировать эффекты правильной модели. При этом граничное значение области изменения M_S назовем порогом идентификации модели ADD.

Для разделения эффектов правильной и тестируемой моделей определим функцию χ^2 по аналогии с той, которая использовалась для оценки порогов идентификации для M_S на основе формулы (46). Для решаемой задачи функция χ^2 имеет вид

$$\chi^2 = \left(\frac{A_{CE}^{ADD} - A_{CE}^{NG}}{\delta A_{CE}^{ADD}} \right)^2, \quad (54)$$

где A_{CE}^{NG} есть асимметрия центр–край в модели «нечастиц» Джорджи; δA_{CE}^{ADD} — статистическая неопределенность в рамках правильной модели ADD. Для разделения эффектов, индуцируемых гравитонными башнями и «нечастицами» Джорджи в процессе (47), воспользуемся критерием $\chi^2 = 3,84$ с функцией χ^2 , определяемой выражением (54).

Результаты численного анализа по определению порогов идентификации на M_S^{ID} в зависимости от интегральной светимости коллайдера ЛНС при изме-

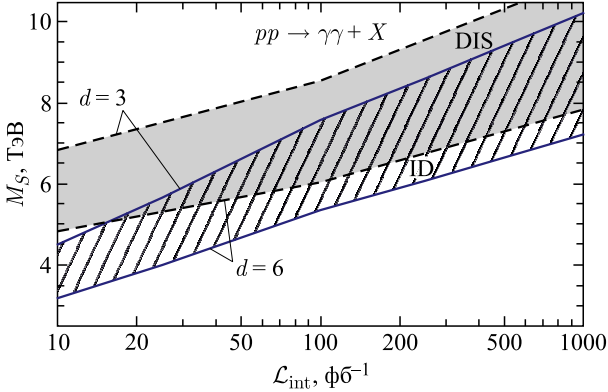


Рис. 18. Чувствительность процесса дифотонного рождения $pp \rightarrow \gamma\gamma + X$ к параметру M_S (затемненная область DIS перенесена из рис. 16) и порог идентификации (заштрихованная область ID) гравитонных башен КК в модели ADD как функции интегральной светимости \mathcal{L}_{int} для числа дополнительных пространственных измерений $3 \leq d \leq 6$ (уровень достоверности 95 %)

нении числа пространственных измерений d от 3 до 6 представлены на рис. 18 (заштрихованная область ID). Из рис. 18 видно, что чувствительность дифотонного процесса к параметру обрезания M_S^{DIS} (порог идентификации M_S^{ID}) при энергии $\sqrt{s} = 14$ ТэВ и светимости $\mathcal{L}_{\text{int}} = 100 \text{ фб}^{-1}$ коллайдера LHC составляет $M_S^{\text{DIS}} = 6,0$ ТэВ ($M_S^{\text{ID}} = 5,4$ ТэВ) для $d=6$ и $M_S^{\text{DIS}} = 8,5$ ТэВ ($M_S^{\text{ID}} = 7,6$ ТэВ) для $d=3$.

Результаты численного анализа (поиска и идентификации) эффектов дополнительных пространственных измерений в дилептонном

и дифотонном каналах содержатся в табл. 2. Совместный анализ процессов рождения лептонных и фотонных пар позволит увеличить чувствительность рассматриваемых процессов к параметру M_S , а также порогов идентификации на этот параметр примерно на 10 %.

Таблица 2. Ожидаемая нижняя граница (DIS) и порог идентификации (ID) на параметр обрезания M_S (уровень достоверности 95 %) для LHC с энергией 14 ТэВ и светимостью 100 фб^{-1}

M_S , ТэВ	l^+l^- (DIS (ID))	$\gamma\gamma$ (DIS (ID))
$d = 3$	8,8 (6,8)	8,5 (7,6)
$d = 6$	6,2 (4,8)	6,0 (5,4)

3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ СПИНА ГРАВИТОННЫХ РЕЗОНАНСОВ РЭНДАЛЛ-САНДРУМА В ПРОЦЕССЕ РОЖДЕНИЯ ЛЕПТОННЫХ ПАР

В разд. 1 рассматривались косвенные эффекты гравитонов КК, индуцированные обменом гравитонными башнями в модели с большими дополни-

тельными пространственными измерениями ADD. В настоящем разделе будут рассмотрены эффекты рождения новых тяжелых резонансов с разными спинами, существование которых предсказывается многими теоретическими моделями, выходящими за рамки СМ [9, 10, 20, 27]. К ним относятся, например, скалярные (S) резонансы в суперсимметричных теориях с нарушенной R -четностью (\mathcal{R}) [70], новые нейтральные векторные Z' -бозоны (V) [71], гравитонные резонансы (G) в теориях Калуцы–Клейна [72, 73]* и др. Очевидно, что достижение порога рождения новых частиц и их обнаружение в эксперименте являлось бы прямым доказательством проявлений физики, выходящей за рамки СМ.

Следует иметь в виду, что рождение резонансов с массой $M_R > 1$ ТэВ и их распад на лептонную пару в процессе Дрелла–Яна

$$pp \rightarrow R \rightarrow l^+l^- + X, \quad (55)$$

где $l = e, \mu$ и $R = S, V, G$, весьма вероятно станет первым сигналом «новой» физики, обнаруженным в экспериментах на Большом адронном коллайдере в ЦЕРН, в силу сравнительно простой кинематики процесса, возможности регистрации лептонов, электронов и мюонов с высокой эффективностью и из-за значительной подавленности фоновых процессов [31, 32]. Как отмечалось выше, для установления теоретической модели, предсказывающей существование новых резонансов, необходимо определить их динамические характеристики (массу, спин и константы связи). Масса резонансов определяется по положению пика в распределении инвариантных масс лептонных пар, а спин резонанса можно установить из характерных угловых распределений продуктов распада резонансов. Определение констант связи в адронных столкновениях является существенно более сложной задачей, так как адронные процессы, включающие в себя, как правило, несколько партонных процессов, зависят в общем случае от большого числа констант связи. Отметим, что определение спина новых тяжелых резонансных состояний само по себе является важной задачей, так как позволит идентифицировать соответствующую модель или класс моделей, предсказывающих такие промежуточные состояния. Поэтому установление природы резонансов чрезвычайно важно.

3.1. Рождение тяжелых резонансов в адронных столкновениях.

3.1.1. *Гравитонные резонансы со спином 2.* В модели Рэндалл–Сандрума [27] существует только одно «искаженное» дополнительное пространственное измерение. Модель предполагает наличие двух бран — одной при $y = 0$, которая называется планковской браной, и другой при $y = \pi R_c$, называемой

*Здесь и далее первое возбужденное состояние гравитонного резонанса $G^{(1)}$ будем называть просто «гравитоном» G .

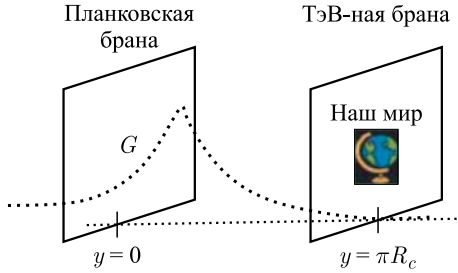


Рис. 19. Расположение бран в RS-модели

ТЭВ-ной браной, на которой сосредоточены поля материи, существующие в СМ (рис. 19).

Метрика в модели RS выбирается в виде

$$ds^2 = e^{-2\sigma(y)} \eta_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu - dy^2, \quad (56)$$

где $\eta_{\mu\nu} = \text{diag}(1, -1, -1, -1)$ — обычная метрика Минковского и $\sigma(y)$ — *a priori* неизвестная функция. Такой тип геометрии называется «нефакторизуемым», поскольку метрика четырехмерного подпространства зависит от y . В простейшей версии RS-модели, как и в модели ADD, считается, что поля СМ «живут» на ТЭВ-ной бране, в то время как гравитация «живет» повсюду. В отличие от полей СМ гравитоны могут распространяться как в обычном четырехмерном пространстве-времени, так и в дополнительном пространственном измерении. На планковской бране интенсивность гравитационного взаимодействия характеризуется масштабным параметром $\overline{M}_{\text{Pl}} = 1/\sqrt{8\pi G_N} = 2,44 \cdot 10^{18}$ ТЭВ, а на ТЭВ-ной бране масштабный параметр, обозначаемый Λ_π , подавлен экспоненциальным («искаженным») множителем, $\Lambda_\pi = \overline{M}_{\text{Pl}} \exp(-\pi k R_c)$, где размерный параметр $k \sim \overline{M}_{\text{Pl}}$ характеризует кривизну пятимерного пространства, а R_c есть радиус компактификации. Граничные условия на бранах определяют свойства гравитонных башен со спином 2 $G^{(n)}$ ($n \geq 1$). В частности, массовый спектр гравитонных резонансов определяется выражением $M_n = M_1 x_n / x_1$, где M_1 есть масса легчайшего возбужденного состояния резонанса, а x_n ($x_1 = 3,8317, x_2 = 7,0156, x_3 = 10,1735, \dots$) обозначают корни уравнения $J_1(x_n) = 0$, где $J_1(x_n)$ — функция Бесселя. Взаимодействие гравитонов с полями материи СМ определяется лагранжианом

$$-\mathcal{L}_{\text{TeV}} = \left[\frac{1}{\overline{M}_{\text{Pl}}} G_{\mu\nu}^{(0)}(x) + \frac{1}{\Lambda_\pi} \sum_{n=1}^{\infty} G_{\mu\nu}^{(n)}(x) \right] T^{\mu\nu}(x), \quad (57)$$

где $T^{\mu\nu}$ — тензор энергии-импульса СМ, а $G^{(0)}$ обозначает нулевые моды «обычных» безмассовых гравитонов. В случае, когда $kR_c \simeq 12$, масштабный параметр Λ_π , так же как и массы M_n , становится порядка $\mathcal{O}(\text{ТэВ})$, что непосредственно вытекает из соотношения $M_1 = \Lambda_\pi k x_1 / \overline{M}_{\text{P1}}$. Как видно из (57), обычные гравитонные нулевые моды связаны с полями СМ значительно слабее электрослабых взаимодействий, но все высшие КК-моды имеют относительно большие константы связи вследствие искажающего фактора. Это обстоятельство открывает интересную возможность наблюдения гравитонных резонансов КК на коллайдерах высоких энергий, например, на ЛНС в процессах (7) и (47).

В модели Рэндалл–Сандрума [27] имеются два свободных параметра, например, масса легчайшего КК-возбуждения M_1 и универсальная «константа связи» $c = k/\overline{M}_{\text{P1}}$ гравитонов с фермионами, скалярными и векторными бозонами. При таком выборе свободных параметров Λ_π определяется из M_1 и c . Параметр c изменяется в пределах от $0,01 < c < 0,1$, кроме того, $\Lambda_\pi < 10 \text{ ТэВ}$ [28].

Современные ограничения на массу первого возбужденного состояния, полученные из экспериментов на коллайдере ЛНС для лептонного канала, составляют 1,3 ТэВ для $c = 0,01$ и 2,7 ТэВ для $c = 0,1$ (при уровне достоверности 95 %) [74, 75], а для фотонного канала — 1,4 ТэВ для $c = 0,01$ и 3,1 ТэВ для $c = 0,1$ [52].

Процесс адронного рождения гравитона и его последующий распад на лептонную пару (7) на партонном уровне описывается двумя подпроцессами — аннигиляцией кварков и слиянием глюонов соответственно:

$$q\bar{q} \rightarrow \gamma, Z, G \rightarrow l^+l^-, \quad gg \rightarrow G \rightarrow l^+l^-. \quad (58)$$

Соответствующие диаграммы Фейнмана, по аналогии со случаем больших дополнительных пространственных измерений, представлены на рис. 4. Отметим, что в СМ процесс адронного рождения лептонных пар (7) определяется преимущественно механизмом Дрелла–Яна, описывающим рождение лептонных пар на партонном уровне через кварк-антикварковую аннигиляцию с обменом фотоном и стандартным Z -бозоном.

Резонансное рождение гравитона может быть обнаружено в распределении инвариантных масс лептонных пар как превышение сечения над дрелльновским фоном, имеющим вид пика или «плеча». Инклюзивное дифференциальное сечение процесса (7) для резонансного рождения $R = G$ может быть представлено в виде суммы кваркового и глюонного вкладов

$$\frac{d\sigma}{dM_{ll} dy dz} = \frac{d\sigma_{q\bar{q}}}{dM_{ll} dy dz} + \frac{d\sigma_{gg}}{dM_{ll} dy dz}, \quad (59)$$

где M_{ll} и y — инвариантная масса и быстрота лептонной пары соответственно; $z = \cos \theta_{\text{cm}}$ есть косинус угла вылета лептонов по отношению к

направлению движения начальных кварков в системе центра масс лептонной пары. В свою очередь, сечения, содержащиеся в правой части выражения (59), можно представить в виде (11).

Дифференциальное угловое распределение лептонов с инвариантной массой M_{ll} в интервале масс ΔM_{ll} в окрестности пика узкого резонанса с массой M_R ($M_R - \Delta M_{ll}/2, M_R + \Delta M_{ll}/2$) определяется как

$$\frac{d\sigma}{dz} = \int_{M_R - \Delta M_{ll}/2}^{M_R + \Delta M_{ll}/2} dM_{ll} \int_{-Y}^Y \frac{d\sigma}{dM_{ll} dy dz} dy, \quad (60)$$

где $Y = \ln(\sqrt{s}/M_{ll})$. Через ΔM_{ll} обозначена ширина бина по инвариантной массе лептонной пары, которая зависит от энергетического разрешения детектора.

Сечение рождения резонанса R и его последующий распад на лептонную пару в процессе (7) получается из дифференциального сечения (60) интегрированием правой части по z в интервале $|z| \leq z_{\text{cut}}$ ($z_{\text{cut}} \leq 1$):

$$\begin{aligned} \sigma(R_{ll}) &\equiv \sigma(pp \rightarrow R) \cdot \text{BR}(R \rightarrow l^+l^-) = \\ &= \int_{-z_{\text{cut}}}^{z_{\text{cut}}} dz \int_{M_R - \Delta M_{ll}/2}^{M_R + \Delta M_{ll}/2} dM_{ll} \int_{-Y}^Y dy \frac{d\sigma}{dM_{ll} dy dz}. \end{aligned} \quad (61)$$

Если в формулах (60) и (61) учитывается геометрия детектора с помощью ограничения на угол вылета лептонов, z_{cut} , то предел интегрирования по быстрой Y в выражениях (60) и (61) будет зависеть от двух кинематических переменных, $Y = Y(z, M_{ll})$ [37].

Отметим также, что только четные по z члены дифференциального сечения (59) дают вклад в правую часть углового распределения (60) и полного сечения (61) в силу того, что в случае протон-протонных столкновений нечетные по z члены в сечении зануляются после интегрирования по быстрой y . Кроме того, после интегрирования сечения по инвариантной массе M_{ll} в окрестности резонансного пика ($M_R - \Delta M_{ll}/2, M_R + \Delta M_{ll}/2$) интерференционные члены $(\gamma, Z - G)$ в правой части (61) исчезают. Поэтому при оценке полного сечения (61) можно учитывать лишь резонансный (R) и нерезонансный (γ, Z) вклады, а в дифференциальном сечении (60) — присутствие лишь четных по z членов.

Четные по z дифференциальные сечения партонных процессов (58) и (8) имеют вид

$$\left. \frac{d\hat{\sigma}_{q\bar{q}}^G}{dz} + \frac{d\hat{\sigma}_{gg}^G}{dz} \right|_{z \text{ even}} = \frac{\kappa^4 M_{ll}^2}{640\pi^2} [\Delta_{q\bar{q}}(z) + \Delta_{gg}(z)] |\chi_G|^2, \quad (62)$$

$$\left. \frac{d\hat{\sigma}_{q\bar{q}}^{\text{CM}}}{dz} \right|_{z \text{ even}} = \frac{\pi\alpha_{\text{em}}^2}{6M_{ll}^2} [S_q(1+z^2)]. \quad (63)$$

Здесь $\chi_G = M_{ll}^2/(M_{ll}^2 - M_G^2 + iM_G\Gamma_G)$ — пропагатор гравитона, а M_G и Γ_G — его масса и полная ширина распада соответственно. Функция S_q определяется выражением (16). Коэффициент κ имеет вид

$$\kappa = \sqrt{2} \frac{x_1}{M_G} c. \quad (64)$$

Угловая зависимость дифференциального сечения (62) определяется функциями (ср. с (14))

$$\begin{aligned} \Delta_{q\bar{q}}(z) &= \frac{\pi}{8N_C} \frac{5}{8} (1 - 3z^2 + 4z^4), \\ \Delta_{gg}(z) &= \frac{\pi}{2(N_C^2 - 1)} \frac{5}{8} (1 - z^4). \end{aligned} \quad (65)$$

Полная ширина распада гравитонного резонанса Γ_G есть сумма его парциальных ширин распада. Если гравитон распадается только в частицы СМ, то парциальные ширины можно представить в виде [24]

$$\Gamma(G \rightarrow V\bar{V}) = \delta \frac{\kappa^2 M_G^3}{80\pi} (1 - 4\delta_V)^{1/2} \left(\frac{13}{12} + \frac{14}{3} \delta_V + 4\delta_V^2 \right) \theta(M_G - 2M_V), \quad (66)$$

$$\Gamma(G \rightarrow f\bar{f}) = N_C \frac{\kappa^2 M_G^3}{320\pi} (1 - 4\delta_f)^{3/2} \left(1 + \frac{8}{3} \delta_f \right) \theta(M_G - 2m_f), \quad (67)$$

$$\Gamma(G \rightarrow gg) = \frac{\kappa^2 M_G^3}{20\pi}, \quad (68)$$

$$\Gamma(G \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{\kappa^2 M_G^3}{160\pi}, \quad (69)$$

$$\Gamma(G \rightarrow HH) = \frac{\kappa^2 M_G^3}{960\pi} (1 - r_H)^{5/2}. \quad (70)$$

Здесь $\delta_f = m_f^2/M_G^2$, $\delta_V = M_V^2/M_G^2$ и $\delta = (1/2, 1)$ для $V = W, Z$; N_C есть цветовой фактор, $N_C = 1(3)$ для лептонов (кварков). Полную ширину распада гравитонного резонанса Γ_G удобно представить в виде

$$\Gamma_G = \rho x_1^2 c^2 M_G, \quad (71)$$

где коэффициент ρ зависит от числа открытых каналов распада гравитона G . С учетом (66)–(70) формулу (71) можно представить в виде $\Gamma_G = 1,43c^2 M_G$. Заметим, что ширина резонанса растет как $\Gamma_G \sim c^2$, т. е. тяжелые резонансы достаточно широкие.

3.1.2. Скалярные резонансы. Известно, что требование калибровочной инвариантности к суперсимметричным расширениям СМ приводит к появлению дополнительных слагаемых в суперпотенциале, которые нарушают барионное (B) и лептонное (L) квантовые числа. Известно также, что одновременное существование этих слагаемых в суперпотенциале ведет к слишком быстрому (по сравнению с имеющимися экспериментальными ограничениями) распаду протона. Суперпотенциал имеет следующий вид [76]:

$$W_R = \lambda_{ijk} L_i L_j E_k^c + \lambda'_{ijk} L_i Q_j D_k^c + \lambda''_{ijk} U_i^c D_j^c D_k^c + \epsilon_i L_i H, \quad (72)$$

где i, j, k есть индексы поколений 1, 2, 3. Первые два слагаемых в (72) нарушают лептонное квантовое число L , а третье слагаемое — барионное квантовое число B . При этом симметричные соображения налагают определенные ограничения на эти индексы поколений, в частности, должно выполняться неравенство $i < j$ для слагаемых, пропорциональных юкавским константам связи λ либо λ'' . Отметим, что в минимальной суперсимметричной стандартной модели требование, налагаемое на вид взаимодействия, сохраняющего R -четность, приводит к исчезновению всех этих «нежелательных» слагаемых в суперпотенциале. Напомним, что R -четность определяется как

$$R = (-1)^{3B+L+2S}, \quad (73)$$

где S — спин частицы. Для всех обычных частиц $R = +1$, а $R = -1$ для их суперпартнеров. Произведение $(-1)^{2S}$ равно $+1$ для частиц в любой вершине взаимодействия, тогда в силу сохранения углового момента очевидно, что взаимодействие (72) может нарушать R -четность. В то же время следует иметь в виду, что на сегодняшний день отсутствуют какие-либо экспериментальные и теоретические аргументы, требующие сохранения R -четности. Поэтому было бы естественным рассмотреть более общий случай, в котором R -четность нарушается. В частности, в публикациях рассматриваются сценарии [20], в которых нарушается лептонное число L , а барионное число B сохраняется (чтобы не противоречить экспериментам по поиску распада протона), так что константа λ'_{ijk} предполагается равной нулю.

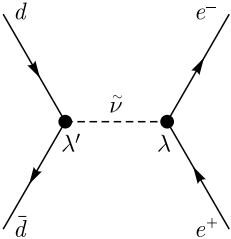
В сценариях с нарушенной R -четностью (\mathcal{R}) суперсимметричные частицы могут рождаться одиночно. В частности, некоторые суперсимметричные частицы могут рождаться в виде s -канального резонанса. В случае наличия в W_R двух членов, нарушающих лептонное квантовое число L , возникает возможность адронного рождения sneйтрино $\tilde{\nu}$ на ЛНС за счет аннигиляции $d\bar{d}$ -кварков, интенсивность взаимодействия которого определяется юкавской

константой λ' . Если это sneйтрино распадается на пару заряженных лептонов (за счет юкавской константы связи λ), то в этом случае оно может проявлять себя в виде резонансного пика (или плеча) в инвариантной массе лептонной пары в процессе Дрелла–Яна аналогично тому, как это имеет место в случае гравитонных резонансов [70].

Для определенности рассмотрим рождение электрон-позитронной пары ($l = e$), являющейся продуктами распада sneйтрино $\tilde{\nu}$:

$$d\bar{d} \rightarrow \tilde{\nu} \rightarrow e^+e^- . \tag{74}$$

Диаграмма Фейнмана этого процесса изображена на рис. 20. Дифференциальное сечение процесса рождения скалярных резонансов (sнейтрино) на партонном уровне состоит из суммы двух сечений — (63) в СМ для процесса $d\bar{d} \rightarrow \gamma, Z \rightarrow e^+e^-$ и резонансного сечения [20, 70]



$$\frac{d\hat{\sigma}_{q\bar{q}}}{dz} = \frac{d\hat{\sigma}_{q\bar{q}}^{\text{CM}}}{dz} + \frac{d\hat{\sigma}_{q\bar{q}}^{\tilde{\nu}}}{dz} , \tag{75}$$

где

$$\frac{d\hat{\sigma}_{q\bar{q}}^{\tilde{\nu}}}{dz} = \frac{1}{3} \frac{\pi\alpha_{\text{em}}^2}{4M_{\tilde{l}}^2} \left(\frac{\lambda\lambda'}{e^2} \right)^2 |\chi_{\tilde{\nu}}|^2 \delta_{qd} . \tag{76}$$

Рис. 20. Диаграмма Фейнмана для процесса аннигиляционного рождения и лептонного распада sneйтрино на партонном уровне ($l = e$)

Пропагатор sneйтрино определяется в виде

$$\chi_{\tilde{\nu}} = \frac{M_{\tilde{l}}^2}{M_{\tilde{l}}^2 - M_{\tilde{\nu}}^2 + iM_{\tilde{\nu}}\Gamma_{\tilde{\nu}}} , \tag{77}$$

где $M_{\tilde{\nu}}$ ($\Gamma_{\tilde{\nu}}$) — масса (полная ширина распада) sneйтрино. Парциальная ширина распада sneйтрино на электрон-позитронную пару имеет вид

$$\Gamma(\tilde{\nu} \rightarrow e^+e^-) = \frac{\lambda^2}{16\pi} M_{\tilde{\nu}} . \tag{78}$$

Отметим, что полная ширина $\Gamma_{\tilde{\nu}}$ зависит не только от суммы парциальных ширин распада, таких как $\Gamma(\tilde{\nu} \rightarrow e^+e^-)$, $\Gamma(\tilde{\nu} \rightarrow d\bar{d})$ и др., но и от числа открытых каналов распада скалярного резонанса, которое изначально неизвестно. Кроме того, в суперсимметричной теории с нарушенной R -четностью (\mathcal{R}), предсказывающей существование sneйтрино, юкавские константы связи sneйтрино λ и λ' являются свободными (нефиксированными) параметрами. Указанные неоднозначности, связанные как с константами связи, так и с полной шириной распада скалярного резонанса, ведут к неопределенностям в оценке сечений процессов. Для описания сечения процесса (76)

удобно определить «обобщенный» параметр $X = (\lambda')^2 \cdot \text{BR}(\tilde{\nu} \rightarrow e^+e^-)$, где $\text{BR}(\tilde{\nu} \rightarrow e^+e^-)$ есть относительная ширина распада sneйтрино на e^+e^- -пару. Тогда в приближении узких резонансов дифференциальное сечение (76) примет вид

$$\frac{d\hat{\sigma}_{q\bar{q}}^{\tilde{\nu}}}{dz} \approx \frac{\pi}{24} \frac{X}{M_{\tilde{\nu}}} \delta(M_{ll} - M_{\tilde{\nu}}) \delta_{qd}. \quad (79)$$

Низкоэнергетическая физика дает следующие ограничения на параметр X : $10^{-5} \leq X \leq 10^{-1}$ [70].

3.1.3. Векторные резонансы Z' -бозоны. Рождение векторных резонансов, например Z' -бозонов, в протон-протонных столкновениях на партоном уровне определяется процессом

$$q\bar{q} \rightarrow \gamma, Z, Z' \rightarrow l^+l^-, \quad (80)$$

для которого диаграммы Фейнмана приведены на рис. 21.

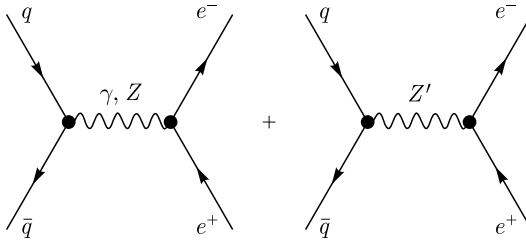


Рис. 21. Диаграммы Фейнмана для процесса $q\bar{q} \rightarrow \gamma, Z, Z' \rightarrow l^+l^-$

Для процесса (80) дифференциальное сечение имеет вид [71]

$$\frac{d\hat{\sigma}_{q\bar{q}}}{dz} = \frac{d\hat{\sigma}_{q\bar{q}}^{\text{CM}}}{dz} + \frac{d\hat{\sigma}_{q\bar{q}}^{Z'}}{dz}. \quad (81)$$

Здесь

$$\left. \frac{d\hat{\sigma}_{q\bar{q}}^{Z'}}{dz} \right|_{z\text{-even}} = \frac{\pi\alpha_{\text{em}}^2}{6M^2} [S_q'(1+z^2)], \quad (82)$$

$$S_q^{Z'} \equiv (v_q'^2 + a_q'^2)(v_l'^2 + a_l'^2) |\chi_{Z'}|^2, \quad (83)$$

пропагатор Z' -бозона есть

$$\chi_{Z'} = \frac{M_{ll}^2}{M_{ll}^2 - M_{Z'}^2 + iM_{Z'}\Gamma_{Z'}}. \quad (84)$$

Константы связи Z' -бозонов с фермионами определяются выбором соответствующей модели. В том случае, когда калибровочная группа модели отличается от соответствующей группы СМ на дополнительный фактор $U(1)'$,

лагранжиан взаимодействия нейтральных токов в базисе собственных состояний массовой матрицы можно представить в виде

$$-\mathcal{L} = J_{em}^\mu A_\mu + J_1^\mu Z_{1\mu} + J_2^\mu Z_{2\mu}, \tag{85}$$

где соответствующие константы связи включены в выражения для нейтральных токов. Они имеют следующий вид: $e = \sqrt{4\pi\alpha_{em}}$, $g_1 = e/s_W c_W$, $g_2 = g_1 s_W$ (для моделей E_6 и LR) и $g_2 = g_1/\sqrt{1 - 2s_W^2}$ (для модели ALR); кроме того, здесь $c_W = \cos \theta_W$. Формулы для нейтральных токов выражаются через проекционные операторы $P_{L,R} = (1 \mp \gamma_5)/2$:

$$J_i^\mu = \sum_f \bar{\psi}_f \gamma^\mu \left[g_{iL}^f P_L + g_{iR}^f P_R \right] \psi_f = \sum_f \bar{\psi} \gamma^\mu \left(v_i^f - a_i^f \gamma_5 \right) \psi_f. \tag{86}$$

Через Z и Z' обозначим собственные состояния операторов полей слабых калибровочных бозонов.

Константы связи Z' с фермионами $Z' \bar{f} f$ для E_6 -модели приведены в табл. 3, где мы ввели обозначения $A = \frac{\cos \beta}{2\sqrt{6}}$; $B = \frac{\sqrt{10}}{12} \sin \beta$, а угол β определяет ориентацию генератора $U(1)'$ в групповом пространстве E_6 . В частности, для трех популярных моделей ψ , η и χ значение параметра $\cos \beta$ равно 0,

Таблица 3. Левые $g_L^{f'}$ и правые $g_R^{f'}$ константы связи фермионов первого поколения CM с Z' -бозонами в единицах $1/c_W$ для моделей E_6 и LR и $1/s_W c_W \sqrt{1 - 2s_W^2}$ для модели ALR, где $c_W = \cos \theta_W$, $s_W = \sin \theta_W$

Константа связи	Фермион (f)			
	ν	e	u	d
E_6 -модель				
$g_L^{f'}$	$3A + B$	$3A + B$	$-A + B$	$-A + B$
$g_R^{f'}$	0	$A - B$	$A - B$	$-3A - B$
LR-модель				
$g_L^{f'}$	$\frac{1}{2\alpha_{LR}}$	$\frac{1}{2\alpha_{LR}}$	$-\frac{1}{6\alpha_{LR}}$	$-\frac{1}{6\alpha_{LR}}$
$g_R^{f'}$	0	$\frac{1}{2\alpha_{LR}} - \frac{\alpha_{LR}}{2}$	$-\frac{1}{6\alpha_{LR}} + \frac{\alpha_{LR}}{2}$	$-\frac{1}{6\alpha_{LR}} - \frac{\alpha_{LR}}{2}$
ALR-модель				
$g_L^{f'}$	$-\frac{1}{2} + s_W^2$	$-\frac{1}{2} + s_W^2$	$-\frac{1}{6} s_W^2$	$-\frac{1}{6} s_W^2$
$g_R^{f'}$	0	$-\frac{1}{2} + \frac{3}{2} s_W^2$	$\frac{1}{2} - \frac{7}{6} s_W^2$	$\frac{1}{3} s_W^2$

$-\sqrt{3/8}$ и 1 соответственно. Для лево-правой модели LR нейтральные токи, связанные с Z'_{LR} -бозоном, могут быть записаны как

$$J_{LR}^{\mu} = \alpha_{LR} J_{3R}^{\mu} - \frac{1}{2\alpha_{LR}} J_{B-L}^{\mu}, \quad (87)$$

где J_{3R}^{μ} — третья компонента $SU(2)_R$ изоспина, а B и L представляют собой лептонное и барионное квантовые числа соответственно. В модели LR левые и правые фермионы являются $SU(2)_R$ -дублетами и синглетами соответственно. Модельный параметр α_{LR} определяется как $\alpha_{LR} = \sqrt{\frac{c_W^2}{s_W^2} \frac{g_R^2}{g_L^2} - 1}$, где $g_L = e/s_W$, а g_R есть $SU(2)_R$ калибровочная константа связи. В общем случае параметр α_{LR} может изменяться в интервале $1/\sqrt{2} \leq \alpha_{LR} \leq 1,52$ при $s_W^2 = 0,23$, что на языке констант связи соответствует неравенству $\frac{1}{2}g_L^2 \leq g_R^2 \leq g_L^2$. Чаще всего в литературе модель LRM рассматривается в случае равных левых и правых констант связи, $g_R = g_L$, который реализуется при максимальных значениях α_{LR} . Фермионные константы связи $Z'_{LR} \bar{f} f$ приведены в табл. 3. Заметим, что в частном случае, когда параметр $\alpha_{LR} = \sqrt{2/3} \simeq 0,82$, эти константы связи совпадают с соответствующими константами для χ -модели ($\cos\beta = 1$) из E_6 . Напомним, что константы связи $Z \bar{f} f$ в СМ имеют вид $g_L^f = (I_{3L}^f - Q^f s_W^2) \cdot g_Z$, $g_R^f = -Q^f s_W^2 \cdot g_Z$, где $g_Z = g_1/e$.

Альтернативная лево-право симметричная модель (ALR) представляет собой частный случай лево-право симметричной модели, возникающей при определенном способе нарушения E_6 -симметрии. В этой модели фермионам приписываются необычные квантовые числа, что приводит к специфическим константам связи Z' -бозона.

Кроме моделей, основанных на расширенных калибровочных группах, в анализе будет использоваться также так называемая последовательная стандартная модель (SSM), в которой Z' имеет такие же фермионные константы связи, как Z -бозон в СМ. Современные ограничения на массы Z' -бозона, следующие из экспериментов на ЛНС, сосредоточены в интервале 2,6–3,4 ТэВ [77, 78] в зависимости от модели.

3.2. Адронное рождение резонансов. Для статистического выделения резонанса из фона необходимо, чтобы резонанс значительно превосходил последний. Известно, что в процессе резонансного рождения гравитонов и их последующего распада на лептонную пару основной вклад в фон дают дрелл-яновские лептонные пары, образующиеся в СМ [79–81]. В выражениях для дифференциального (60) и полного (61) сечений резонансного и нерезонансного рождения лептонных пар содержится зависимость от ширины бина в распределении по инвариантной массе лептонной пары, связанной

с энергетическим разрешением детектора ΔM_{ll} . Отметим, что если резонанс узкий, т.е. если $\Gamma_G \ll \Delta M_{ll}$, то резонансное сечение, определяемое как площадь под резонансной кривой, не будет зависеть от ΔM_{ll} . Напротив, дрелл-яновское нерезонансное фоновое сечение обладает этой зависимостью, оно является линейной функцией ΔM_{ll} . Энергетические разрешения детекторов ATLAS и CMS очень близки по величине. В частности, для детектора ATLAS [48] энергетическое разрешение определяется выражением $\Delta M_{ll} = 24(0,0625M_{ll} + M_{ll}^2 + 0,0056)^{1/2}$ ГэВ, где M_{ll} берется в единицах ТэВ. Для больших масс $M_{ll} > 3$ ТэВ в формуле для ΔM_{ll} доминирует слагаемое, пропорциональное M_{ll}^2 , поэтому зависимость ΔM_{ll} от массы является линейной, а именно: $\Delta M_{ll} \sim 24M_{ll}$ ГэВ. Дальнейшие расчеты будут основаны на энергетическом разрешении детектора ATLAS.

Число резонансных (N_S) и фоновых (N_B) событий можно оценить из формул $N_S = \varepsilon A_S \mathcal{L}_{\text{int}} \sigma(G_{ll})$ и $N_B = \varepsilon A_B \mathcal{L}_{\text{int}} \sigma_{\text{DY}}$ соответственно. Здесь $\sigma(G_{ll})$ и σ_{DY} — резонансное и фоновое сечения, полученные с учетом интегрирования по энергетическому бину ΔM_{ll} ; ε — эффективность регистрации электрон-позитронной пары, которая выбирается на уровне $\varepsilon = 0,9$; A_S и A_B — акцептанс установки ATLAS, учитывающий уменьшение резонансных и нерезонансных (фоновых) событий соответственно, после учета кинематических ограничений. При вычислении сечений использовались функции распределения партонов, а также кинематические ограничения на псевдобыстроты и поперечные импульсы конечных лептонов, описанные в разд. 1. Результаты расчета резонансных и фоновых событий для разных масс гравитонных резонансов, а также минимальное число событий N_S^{min} приведены в табл. 4. Кроме того, здесь содержатся ширины бинов ΔM_{ll} и полная ширина распада гравитона Γ_G .

Таблица 4. Число резонансных событий N_S в энергетическом бине ΔM_{ll} после учета кинематических ограничений детектора для разных масс гравитонов M_G при $c = 0,01$ и интегральной светимости коллайдера $\mathcal{L}_{\text{int}} = 100 \text{ фб}^{-1}$. Приведены также числа фоновых дрелл-яновских событий N_B , минимальное число событий N_S^{min} , а также полная ширина распада гравитона Γ_G

M_G , ГэВ	ΔM , ГэВ	Γ_G , ГэВ	N_S	N_B	N_S^{min}
1000	30,65	0,141	662	65	40,31
1500	42,89	0,213	62	10	15,81
1700	47,75	0,242	31	6	12,26
1800	50,17	0,256	21	5	10
1900	52,60	0,270	16	3	10
2000	55,02	0,285	13	2	10
2100	57,44	0,298	9	1	10
2200	59,86	0,312	5	0	10

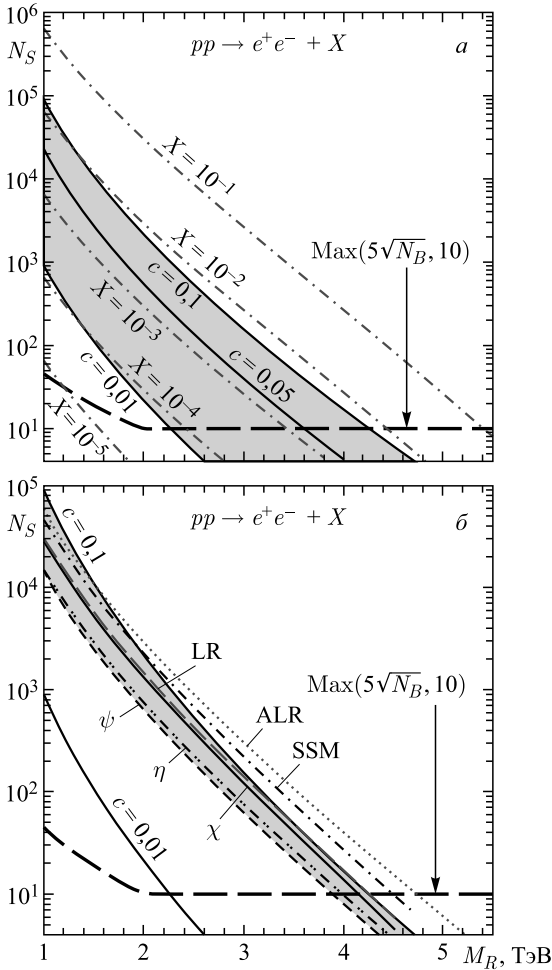


Рис. 22. а) Зависимость числа резонансных событий N_S от массы резонанса M_R ($R = G$) для $\mathcal{L}_{\text{int}} = 100 \text{ фб}^{-1}$ в процессе рождения гравитона при $c = 0,01, 0,05, 0,1$ (сплошные линии) и нейтрино ($R = \tilde{\nu}_\tau$) с параметром $10^{-5} \leq X \leq 10^{-1}$ (штрихпунктирные линии) и их последующего распада на электрон-позитронную пару. Приведено также минимальное число резонансных событий, необходимых для детектирования резонансов над фоном на уровне 5σ в процессе $pp \rightarrow e^+e^- + X$ (штриховая кривая). Затемненная область соответствует пространству резонансных событий, где гравитон и скалярное нейтрино неразличимы. б) То же, что на рис. а, но для векторных (Z' -бозонов) и тензорных (гравитонов) резонансов. Затемненная область соответствует пространству резонансных событий, где гравитон и Z' -бозон неразличимы. Пересечение резонансных кривых $N_S(M_G)$, $N_S(M_{Z'})$ и $N_S(M_{\tilde{\nu}})$ с N_S^{min} определяет пороги обнаружения резонансов на уровне 5σ

На рис. 22, *a* изображена зависимость числа резонансных событий рождения электрон-позитронных пар N_S ($l = e$) от массы гравитонного резонанса M_R ($R = G$) для интегральной светимости $\mathcal{L}_{\text{int}} = 100 \text{ фб}^{-1}$ и констант связи гравитона с фермионами, равных $c = 0,01, 0,05, 0,1$. Кроме того, на рисунке приведено минимальное число резонансных событий, необходимое для детектирования резонанса над дрелл-яновским фоном на уровне 5σ (штриховая кривая). Это число определяется в соответствии с критерием, обеспечивающим заданную статистическую значимость резонансного сигнала на уровне 5σ : $N_S^{\text{min}} = \text{Max}(5\sqrt{N_B}, 10)$. Пересечение резонансной кривой $N_S(M_G)$ (для фиксированной константы связи c) с N_S^{min} дает верхнюю границу на массу гравитонного резонанса на уровне 5σ . Из рис. 22, *a* видно, что на ЛНС можно обнаружить гравитонный резонанс с массой $M_G \leq 2,2 \text{ ТэВ}$ ($4,2 \text{ ТэВ}$) для $c = 0,01$ ($c = 0,1$).

Пространство резонансных событий гравитонов определяется массой гравитона и константой связи c , которая меняется в интервале $0,01 \leq c \leq 0,1$. Это пространство изображено на рис. 22, *a* в виде затемненной области. Что касается скалярных суперсимметричных резонансов, то их пространство резонансных событий $N_S(M_R)$ ($R = \tilde{\nu}_\tau$) также представляет собой конечную область, так как модельный параметр X меняется в ограниченном интервале, $10^{-5} \leq X \leq 10^{-1}$. Причем затемненная область на рис. 22, *a* является той областью, где пространства резонансных событий для \mathcal{R} - и RS-моделей перекрываются. Это означает, что обе модели предсказывают одно и то же число резонансных событий $N_S(G \rightarrow e^+e^-) = N_S(\tilde{\nu} \rightarrow e^+e^-)$ для множества точек (модельных параметров) затемненной области из пространства резонансных событий. Иными словами, в этой области процессы рождения sneutrino и гравитона неотличимы друг от друга и модели \mathcal{R} и RS являются неразличимыми. Ясно, что для sneutrino, где N_S лежит вне затемненной области, оба сценария «новой» физики можно различить по разному предсказываемому числу событий. Таким образом, полное резонансное сечение позволяет осуществить частичное разделение моделей \mathcal{R} и RS. Как будет продемонстрировано ниже, характерные особенности в поведении угловых распределений вылета электрон-позитронных пар или интегральной асимметрии центр–край A_{CE} можно использовать для полного разделения моделей.

На рис. 22, *b* приведена зависимость числа резонансных событий для гравитона и различных моделей Z' -бозонов от масс резонансов при светимости коллайдера 100 фб^{-1} . По аналогии с рис. 22, *a* пороги обнаружения Z' -бозонов для исследуемых моделей можно непосредственно получить из пересечения кривых $N_S(Z' \rightarrow e^+e^-)$ и N_S^{min} , изображенных на рис. 22, *b*. Найденная таким образом нижняя граница на массу Z' -бозонов лежит в интервале $M_{Z'} \simeq 3,9\text{--}4,7 \text{ ТэВ}$. Полученные пороги обнаружения хорошо согласуются с оценками из работ [7, 9, 10]. На рис. 22, *b* изображена также область неразличимости гравитонов и Z' -бозонов (затемненная область). Из рис. 22, *b*

видно, что гравитон и Z' -бозоны для некоторых моделей, например, ALR и SSM, могут быть разделены путем сравнения предсказываемого числа событий в довольно широком интервале масс резонансов и не требуют проведения дальнейшего углового анализа. Однако для моделей E_6 и LR угловой анализ необходим, иначе не удастся исключить из рассмотрения гипотезу с векторными бозонами Z' для идентификации гравитонного резонанса со спином 2.

3.3. Угловые распределения вылета лептонов и асимметрия центр–край.

Как отмечалось выше, одних только данных по регистрации резонансного пика (или плеча) в спектре инвариантных масс лептонных пар и прецизионных измерений его массы (и ширины) будет недостаточно для ответа на вопрос о природе этой частицы, в частности, о ее спине. Для решения этого вопроса предлагается использовать угловое распределение лептонов (электронов) или асимметрию центр–край [36–38, 72]. В количественном анализе по идентификации спина гравитонов будет использована интегральная наблюдаемая — четная асимметрия центр–край, требующая для статистического анализа значительно меньшего числа событий по сравнению с дифференциальным распределением.

Отметим также, что возможность идентификации спина гравитона на коллайдере LHC обсуждалась ранее в ряде работ [31, 32, 79, 80]. Существенным отличием представленного анализа от ранее выполненных исследований является то, что здесь рассмотрены три возможных варианта спина тяжелых резонансов (спин 0, 1, 2), в то время как в работах [31, 32, 79, 80] скалярные состояния не рассматривались, т. е. решаемая здесь задача является более общей. В то же время, как будет продемонстрировано ниже, учет скалярных состояний коренным образом влияет на оценку порога идентификации гравитонного резонанса.

Разница в спинах будет ярче всего проявляться экспериментально в угловых распределениях электронов — продуктах распада тяжелых резонансов. Очевидно, что эти распределения сильно исказятся кинематическими ограничениями, применяемыми для выделения сигнала, особенно в области малых углов. Поэтому ожидаемые теоретические распределения будут отличаться от экспериментально наблюдаемых. Тем не менее при достаточной статистике различия между дифференциальными распределениями лептонов (и предсказаниями для асимметрии центр–край) видны вполне отчетливо даже после всех кинематических обрезаний. Таким образом, для полной идентификации спина нового тяжелого резонанса необходимо провести измерение его массы, полного резонансного сечения в дрелл-яновском канале и асимметрии центр–край. Это позволит не только обнаружить новый объект как таковой, но и выявить его природу (определить спин), привязав его к той или иной теоретической модели.

Для полноты можно отметить также, что, помимо обсуждавшихся выше сценариев, новые нейтральные скалярные бозоны могут появляться в моде-

лях с «нестандартным» хиггсовским сектором [82]. Кроме того, в области энергий порядка ТэВ могут существовать и другие векторные резонансы с квантовыми числами стандартного Z -бозона, но имеющие совершенно иную природу, чем расширенная калибровочная симметрия (речь идет о калуцклейновских модах полей в сценариях с дополнительными пространственными измерениями). В частности, существуют различные реализации моделей многомерной квантовой теории поля или гравитации на масштабе порядка ТэВ, в которых поля иные, чем гравитон, могут «чувствовать» полное многомерное пространство и, следовательно, также иметь КК-моды (см., например, обзор [33]). В ряде сценариев предполагается, что гравитон является истинно многомерным объектом, а остальные поля — живущими на трехмерном многообразии (бране), вложенном в многомерное пространство. Другие концепции основаны на модификациях вышеупомянутых сценариев, заключающихся в том, что некоторые (или даже все) поля СМ, включая фермионы в фундаментальном представлении калибровочной группы, могли бы покидать брану. Например, в конкретной реализации, основанной на теории суперструн, предполагается, что все калибровочные бозоны и поля Хигса, а также их суперпартнеры будут иметь КК-возбуждения с массами в области порядка масштаба нарушения суперсимметрии. Однако в настоящей работе подобные сценарии не рассматривались. Изучение феноменологии векторных резонансов, которые являются КК-модами Z -бозона и фотона, можно провести совершенно в том же духе, как это сделано в настоящей работе для нового нейтрального калибровочного Z' -бозона, включая анализ асимметрии. То же относится к скалярным резонансам, существование которых предсказывается моделями с «нестандартным» хиггсовским сектором.

Нормированные угловые распределения вылета лептонов (электрон-позитронной пары) — продуктов распада резонансов со спином 0, 1 и 2 — представлены в табл. 5. В таблицу включены только z -четные части дифференциальных распределений.

Таблица 5. Нормированные угловые распределения лептонов — продуктов распада резонансов со спином 0, 1 и 2 ($z \equiv \cos \theta_{\text{cm}}$) — для партонных процессов

Спин резонанса	Процесс	Нормированное распределение $(1/\hat{\sigma})d\hat{\sigma}/dz$
1	$q\bar{q} \rightarrow (\gamma, Z) \rightarrow l^+l^-$ $q\bar{q} \rightarrow Z' \rightarrow l^+l^-$	$\frac{3}{8}(1+z^2)$
2	$gg \rightarrow G \rightarrow l^+l^-$ $q\bar{q} \rightarrow G \rightarrow l^+l^-$	$\frac{5}{8}(1-z^4)$ $\frac{5}{8}(1-3z^2+4z^4)$
0	$\bar{q}q \rightarrow \tilde{\nu} \rightarrow l^+l^-$	$\frac{1}{2}$ (изотропное)

Те же угловые распределения вылета лептонов с учетом вклада СМ, но уже на адронном уровне, можно представить в виде

$$\frac{d\sigma(G_{ll})}{dz} = \frac{3}{8}(1+z^2)\sigma_{q\bar{q}}^{\text{CM}} + \frac{5}{8}(1-3z^2+4z^4)\sigma_{q\bar{q}}^G + \frac{5}{8}(1-z^4)\sigma_{gg}^G, \quad (88)$$

$$\frac{d\sigma(V_{ll})}{dz} = \frac{3}{8}(1+z^2)(\sigma_{q\bar{q}}^{\text{CM}} + \sigma_{q\bar{q}}^V), \quad (89)$$

$$\frac{d\sigma(S_{ll})}{dz} = \frac{3}{8}(1+z^2)\sigma_{q\bar{q}}^{\text{CM}} + \frac{1}{2}\sigma_{q\bar{q}}^S. \quad (90)$$

Дифференциальные сечения (88)–(90) выражены через полные сечения и нормированы таким образом, чтобы после интегрирования по z в интервале $-1 \leq z \leq 1$ получались бы полные сечения в виде суммы отдельных вкладов:

$$\begin{aligned} \sigma(G_{ll}) &= \sigma_{q\bar{q}}^{\text{CM}} + \sigma_{q\bar{q}}^G + \sigma_{gg}^G, \\ \sigma(V_{ll}) &= \sigma_{q\bar{q}}^{\text{CM}} + \sigma_{q\bar{q}}^V, \\ \sigma(S_{ll}) &= \sigma_{q\bar{q}}^{\text{CM}} + \sigma_{q\bar{q}}^S. \end{aligned} \quad (91)$$

Для иллюстративных целей на рис. 23 представлены угловые распределения лептонов — продуктов распада скалярных, векторных, тензорных резонансов, а также фон СМ на адронном уровне [73]. Распределения для скалярных и векторных резонансов нормированы на число резонансных событий гравитонного резонанса. Иными словами, здесь предполагается, что $N_S^G = N_S^V = N_S^S$.

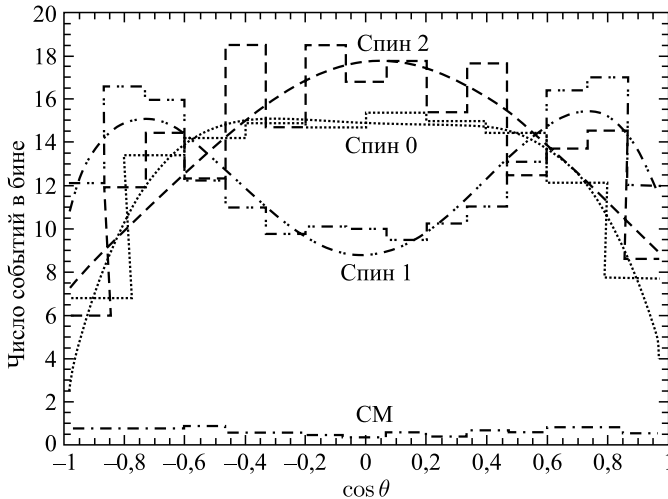


Рис. 23. Угловое распределение лептонных пар для скалярных, векторных и тензорных ($c = 0,01$) резонансов с массами $M_G = M_{Z'} = M_{\tilde{\nu}} = 1,5$ ТэВ

На рис. 23 четко прослеживается соответствие между спином резонансов и их угловых распределений — скалярный резонанс дает изотропное распределение, векторному резонансу соответствует распределение параболической формы, тензорный резонанс имеет распределение квадратичного вида.

После обсуждения угловых распределений перейдем к определению резонансной асимметрии центр–край A_{CE} [36–38]:

$$A_{CE}(M_R) = \frac{\sigma_{CE}(R_{ll})}{\sigma(R_{ll})}, \quad (92)$$

где

$$\sigma_{CE}(R_{ll}) \equiv \left[\int_{-z^*}^{z^*} - \left(\int_{-z_{cut}}^{-z^*} + \int_{z^*}^{z_{cut}} \right) \right] \frac{d\sigma(R_{ll})}{dz} dz. \quad (93)$$

Здесь z^* есть кинематический параметр, который делит область изменения $-z_{cut} \leq z \leq z_{cut}$ на центральную и крайнюю, причем $0 < z^* < z_{cut}$; в приближении $z_{cut} = 1$ (рис. 5) $d\sigma(R_{ll})/dz$ определяется выражениями (88)–(90), а сечение $\sigma(R_{ll})$ — (91).

Из формул (88)–(91) и (92), (93) можно получить выражения для асимметрии центр–край как функции кинематического параметра z^* :

$$A_{CE}^G = \epsilon_q^{CM} A_{CE}^V + \epsilon_q^G \left[2z^{*5} + \frac{5}{2}z^*(1 - z^{*2}) - 1 \right] + \epsilon_g^G \left[\frac{1}{2}z^*(5 - z^{*4}) - 1 \right], \quad (94)$$

$$A_{CE}^V \equiv A_{CE}^{CM} = \frac{1}{2}z^*(z^{*2} + 3) - 1, \quad (95)$$

$$A_{CE}^S = \epsilon_q^{CM} A_{CE}^V + \epsilon_q^S(2z^* - 1). \quad (96)$$

Здесь ϵ_q^G , ϵ_g^G и ϵ_q^{CM} — относительные вклады в полное сечение процессов $q\bar{q}, gg \rightarrow G \rightarrow l^+l^-$ и фона СМ $q\bar{q} \rightarrow \gamma, Z \rightarrow l^+l^-$ соответственно. При этом для гравитона выполняется равенство $\epsilon_q^G + \epsilon_g^G + \epsilon_q^{CM} = 1$. Аналогичное соотношение имеет место для скалярного резонанса: $\epsilon_q^S + \epsilon_q^{CM} = 1$. На рис. 24 показан вклад глюон-глюонного слияния ϵ_g^G и кварк-кварковой аннигиляции ϵ_q^G в процессе гравитонного рождения на ЛНС в зависимости от M_G для $c = 0,01$ и $0,1$.

Чтобы идентифицировать эффекты, индуцируемые резонансами со спином 2, необходимо исключить другие альтернативные гипотезы, основанные на возможности существования резонансов со спином 1 и 0. Для этих целей будем использовать асимметрию центр–край A_{CE} . Одна из особенностей этой асимметрии состоит в том, что, как следует из формулы (95), асимметрии A_{CE} для векторных резонансов (Z' -бозонов) и для фона СМ являются

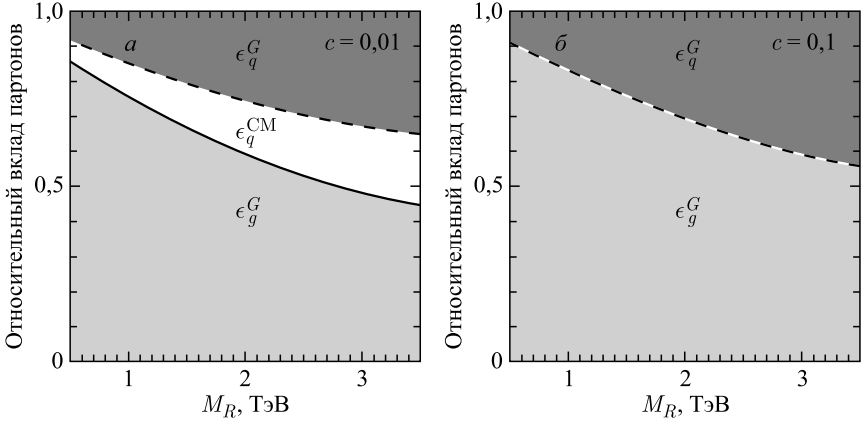


Рис. 24. Относительные вклады в сечение процессов глюон-глюонного слияния ϵ_g^G , кварк-антикварковой аннигиляции ϵ_q^G и СМ ϵ_q^{CM} как функции M_R ($R = G$) для $c = 0,01$ (а) и $0,1$ (б) соответственно

идентичными. Кроме того, она зависит только от кинематического параметра z^* и не зависит от констант связи и функций распределения партонов в адронах. Поэтому обнаружение отклонения асимметрии от поведения, предсказываемого СМ, будет свидетельствовать о том, что резонанс не является векторным — он может быть скалярным либо тензорным.

В качестве примера на рис. 25 представлена асимметрия центр–край A_{CE} как функция кинематического параметра z^* для скалярных, векторных и тензорных резонансов с массой $M_R = 1,5$ ТэВ.

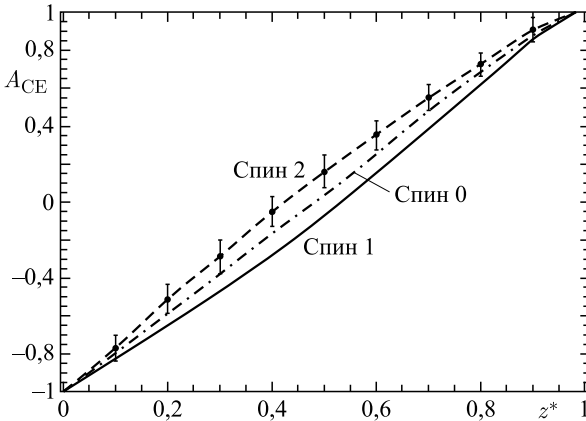


Рис. 25. Асимметрия центр–край как функция z^* для скалярных, векторных и тензорных резонансов с массой $M_R = 1,5$ ТэВ. Вертикальные линии на кривой гравитонного резонанса со спином 2 указывают статистические неопределенности для асимметрии центр–край на уровне 1σ при интегральной светимости $\mathcal{L}_{int} = 100 \text{ фб}^{-1}$

зорных резонансов с массой $M_R = 1,5$ ТэВ. При этом гравитонная константа связи равна $c = 0,01$. Здесь предполагается также, что экспериментальные данные, полученные на LHC, согласуются с предсказаниями RS-модели. Именно в соответствии с этим предположением на рис. 25 приведены экспериментальные (статистические) погрешности на асимметрию. Задача состоит в том, чтобы статистически отделить и исключить конкурирующие модели со спинами 1 и 0 от RS-модели. Иными словами, необходимо найти верхнюю границу массы резонансов, ниже которой конкурирующие гипотезы можно исключить на заданном уровне достоверности. Решение этой задачи осуществляется с помощью асимметрии центр–край. Как отмечалось выше, особенность асимметрии центр–край состоит в том, что для векторных, а также с хорошим приближением для скалярных резонансов она является функцией только одного кинематического параметра z^* , т. е. не зависит ни от констант связи, ни от массы резонанса, ни от партонных функций распределения. Это свойство играет ключевую роль при разделении эффектов от резонансов с разными спинами.

3.4. Идентификация спина гравитонов. Для сравнения асимметрий центр–край в лептонных каналах распада резонансов с разными спинами определим отклонения асимметрий от предсказаний RS-модели. В частности, для скалярных резонансов имеем

$$\Delta A_{CE} = A_{CE}^G - A_{CE}^S, \quad (97)$$

а для векторных резонансных состояний

$$\Delta A_{CE} = A_{CE}^G - A_{CE}^V. \quad (98)$$

Чтобы идентифицировать гравитон со спином 2, необходимо исключить конкурирующие гипотезы существования резонансов со спинами 0 и 1. Для этого необходимо выполнить «статистическое» сопоставление отклонений асимметрий (97) и (98) с ожидаемыми экспериментальными погрешностями, состоящими из статистических и систематических вкладов. Результатом этого сравнения будет установление верхней границы на массу резонансов, которую мы назовем *порогом идентификации* гравитона, ниже которого отклонения асимметрий (97) и (98) превосходят экспериментальные неопределенности с заданным уровнем достоверности.

Прежде чем переходить к количественному анализу по идентификации гравитона, следует отметить одно из важных свойств асимметрии центр–край, играющее ключевую роль в выполнении процедуры исключения конкурирующих гипотез о существовании резонансов с разными спинами и состоящее в том, что асимметрия A_{CE}^S в распаде скалярных резонансов всегда больше асимметрии процесса лептонного распада векторных резонан-

сов, A_{CE}^V . Иными словами, выполняется неравенство

$$A_{\text{CE}}^S(z^*) > A_{\text{CE}}^V(z^*) \tag{99}$$

при любых $0 < z^* < 1$. В справедливости этого неравенства легко убедиться из формул (95) и (96). Рисунок 25 наглядно демонстрирует численное превосходство асимметрии $A_{\text{CE}}^S(z^*)$ над $A_{\text{CE}}^V(z^*)$ во всем интервале изменения кинематического параметра z^* . Из неравенства (99) следует важный вывод о том, что для идентификации гравитонного резонанса со спином 2 достаточно исключить лишь гипотезу, соответствующую резонансу со спином 0, так как гипотеза векторного резонанса при этом автоматически исключается.

Итак, как было сказано выше, для идентификации гравитона со спином 2 достаточно исключить гипотезу о существовании скалярного резонанса. Для выполнения количественного анализа по сравнению эффектов тензорных и скалярных резонансов определим функцию χ^2 следующим образом:

$$\chi^2 = \left[\frac{\Delta A_{\text{CE}}}{\delta A_{\text{CE}}} \right]^2. \tag{100}$$

Отметим, что погрешность измерения асимметрии δA_{CE} включает только статистическую компоненту,

$$\delta A_{\text{CE}} = \sqrt{\frac{1 - (A_{\text{CE}}^G)^2}{\epsilon \mathcal{L}_{\text{int}} \sigma(Gu)}}, \tag{101}$$

в силу того, что систематические неопределенности для относительных наблюдаемых величин, коей является асимметрия центр–край, сокращаются.

На рис. 26 приведены области на плоскости параметров и масс $(M_G, k/\bar{M}_{\text{Pl}})$, полученные из уравнения $\chi^2 = 3,84$, где гипотезы о существовании резонансов со спином 0 и 1 исключены на уровне достоверности 95%. Эти области лежат слева от линий, обозначенных надписями с

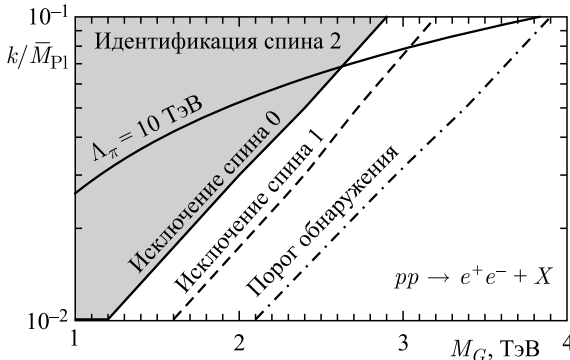


Рис. 26. Пороги обнаружения и идентификации для гравитона со спином 2, полученные из процесса $pp \rightarrow e^+e^- + X$ в эксперименте ATLAS на коллайдере LHC при интегральной светимости $\mathcal{L}_{\text{int}} = 100 \text{ фб}^{-1}$

исключением той или иной гипотезы. Из рисунка видно, что область исключения гипотезы скалярного резонанса на плоскости параметров является значительно более компактной в сравнении с областью исключения векторного резонанса. Общее решение, обеспечивающее исключение обеих гипотез скалярных и векторных резонансов, представляет собой область на плоскости параметров, лежащую слева от линии, которая соответствует скалярному состоянию, как это и ожидалось ранее. Это значит, что если в анализе в качестве альтернативной гипотезы тензорному гравитону учитываются только векторные резонансы, то в результате получаются завышенные оценки порога идентификации гравитонов. Как отмечалось выше, имеется довольно много публикаций, посвященных проблеме определения спина узкого гравитонного резонанса в экспериментах на LHC (см., например, [31, 32, 79, 80]), где возможность существования скалярных резонансов игнорировалась. Между тем отметим, что полученные в этих работах области исключения гипотезы резонанса со спином 1 согласуются с теми, которые изображены на рис. 26 для векторных состояний. Однако эти ограничения представляют собой решение лишь частной задачи. Для ее полного решения необходим еще учет скалярных резонансных состояний.

На рис. 26 показаны пороги обнаружения гравитонных резонансов, а также теоретические ограничения на масштабный параметр, $\Lambda_\pi = M_G/(cx_1) < 10$ ТэВ ($c = k/\bar{M}_{\text{Pl}}$), гарантирующие отсутствие дополнительных иерархий в интервале энергии от M_{EW} до Λ_π [24]. Затемненная область на плоскости гравитонных масс и констант связи ($M_G, k/\bar{M}_{\text{Pl}}$) соответствует геометрическому месту точек значений параметров и масс гравитонных резонансов, где спин гравитона может быть идентифицирован с помощью асимметрии центр–край. Дальнейшее сокращение этой области возможно при учете теоретических ограничений на параметр Λ_π . Из рис. 26 видно, что с помощью электронной моды распада гравитонных резонансов можно исследовать всю разрешенную область параметров гравитона в эксперименте ATLAS на коллайдере LHC при светимости $\mathcal{L}_{\text{int}} = 100 \text{ фб}^{-1}$. А в случае его обнаружения с константами связи и массами, принадлежащими затемненной области, которая ограничена также линией с надписью «Исключение спина 0», можно идентифицировать спин гравитонного резонанса с уровнем достоверности 95%. Из рис. 26 следует, что для констант связи гравитонов, равных 0,01 и 0,1 соответственно, пороги обнаружения гравитонов составляют 2,1 и 3,9 ТэВ при уровне достоверности 5σ , а пороги идентификации гравитонов равны 1,2 и 2,9 ТэВ (уровень достоверности 95%).

Дополнительную полезную информацию о возможности определения спина гравитонного резонанса можно получить, если отобразить область на плоскости параметров и масс гравитонов, приведенную на рис. 26, на пространство резонансных событий гравитонов. Результат этого отображения

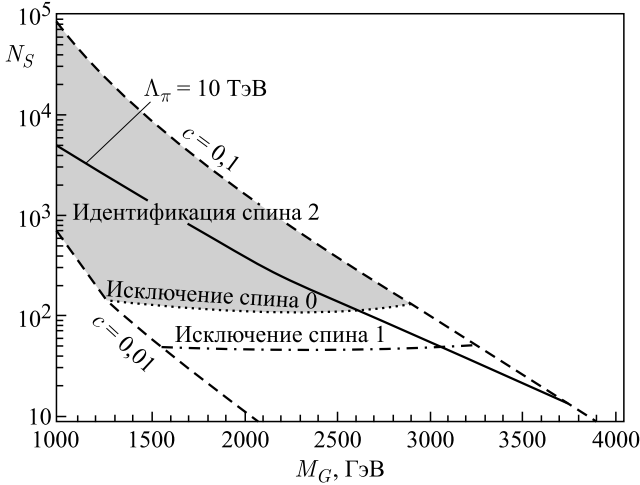


Рис. 27. Зависимость числа резонансных электрон-позитронных событий N_S от массы гравитона M_G . Области исключения гипотез скалярных и векторных резонансов на уровне достоверности 95 % в пространстве числа резонансных событий лежат выше линий с соответствующими надписями. Серым цветом указана область пространства резонансных событий, где спин гравитонного резонанса может быть идентифицирован на Большом адронном коллайдере при интегральной светимости $\mathcal{L}_{\text{int}} = 100 \text{ фб}^{-1}$. Линия, соответствующая теоретическому ограничению $\Lambda_\pi = 10 \text{ ТэВ}$, также приведена на рисунке

приведен на рис. 27, на котором область идентификации спина гравитонов представлена серым цветом. Из рис. 27 следует, что для исключения гипотезы векторных резонансов на уровне достоверности 95 % необходимо набрать статистику, превышающую ~ 50 событий, в то время как для исключения гипотезы скалярных резонансов с тем же уровнем достоверности или, альтернативно, для идентификации гравитона со спином 2 требуется иметь более 150 событий. Следует отметить, что необходимое (минимальное) число событий для идентификации спина гравитона практически не зависит от массы резонанса, как это видно из рис. 27.

4. ИДЕНТИФИКАЦИЯ РЕЗОНАНСОВ В ДВУХФОТОННОМ КАНАЛЕ В МОДЕЛИ РЭНДАЛЛ–САНДРУМА

Данный раздел посвящен исследованию перспектив экспериментального обнаружения и идентификации спина тяжелых гравитонных резонансов в модели с дополнительным пространственным измерением Рэндалл–Сандрума в двухфотонном канале.

Как говорилось выше, процесс рождения фотонных пар (47) на LHC играет важную роль не только для проверки СМ, но и для поиска различных эффектов за ее рамками. Имеется много публикаций, посвященных исследуемому процессу в контексте поиска стандартных легких бозонов Хиггса с доминирующим каналом распада на два фотона [83–88]. Как ранее отмечалось, промежуточными состояниями в процессе рождения фотонных пар могут быть лишь бозоны двух типов — скалярные и тензорные, в то время как в дилептонном рождении не исключена возможность существования также векторного промежуточного состояния. Действительно, резонансы со спином 1, такие как Z' -бозоны или возбужденные состояния КК фотонов и векторных калибровочных бозонов, не могут распадаться на пару фотонов в силу запрета, налагаемого теоремой Ландау–Янга [64, 65]. Отметим также, что в существующих теоретических схемах, предсказывающих существование новых тяжелых скалярных резонансов (тяжелых бозонов Хиггса, радионов в теориях с дополнительными пространственными измерениями и др.) [89–93], дифотонный вклад значительно подавлен. Это связано с тем, что константы связи скалярных частиц определяются шпуром тензора энергии-импульса и, следовательно, пропорциональны массам частиц, участвующих в исследуемой реакции. Вместе с тем высказанное утверждение о подавленности дифотонного канала распада скалярных резонансов не является общим, т.е. модельно-независимым, поэтому в последующем анализе мы будем учитывать потенциальную возможность существования тяжелых скалярных состояний. Уменьшение числа гипотетических промежуточных состояний в процессе двухфотонного рождения эффективно ведет к «усилению» чувствительности наблюдаемых величин к динамическим параметрам резонансов и тем самым к увеличению масштаба порога идентификации для возбужденных состояний гравитонных резонансов.

4.1. Наблюдаемые величины и порог обнаружения гравитона. В адронных столкновениях рождение фотонных пар на партонном уровне происходит за счет двух подпроцессов — кварк-антикварковой аннигиляции (49) и глюон-глюонного слияния (50). Диаграммы Фейнмана для этих подпроцессов изображены на рис. 13 и 14 соответственно.

Дифференциальное сечение для подпроцесса (49) в RS-модели имеет такую же структуру, как в модели ADD (ср. с (51)). Оно состоит из трех частей — вклада СМ, определяемого t - и u -канальными диаграммами, обмена гравитонными состояниями в s -канале и, наконец, их интерференции:

$$\frac{d\hat{\sigma}(q\bar{q} \rightarrow \gamma\gamma)}{dz} = \frac{1}{192\pi\hat{s}} \left[64\alpha^2\pi^2 Q_q^4 \frac{1+z^2}{1-z^2} + \frac{\hat{s}^4}{16} |S(\hat{s})|^2 (1-z^4) + 4\pi\alpha Q_q^2 \hat{s}^2 \operatorname{Re}[S(\hat{s})](1+z^2) \right]. \quad (102)$$

Вклад гравитонов в подпроцессы (49) и (50) определяется величиной S :

$$S(\hat{s}) = \frac{1}{\Lambda_\pi^2} \sum_n \frac{1}{\hat{s} - M_n^2 + iM_n\Gamma_n}, \quad (103)$$

где $S(\hat{s})$ — сумма гравитонных пропагаторов возбужденных состояний гравитонов с массой M_n и полной шириной распада Γ_n .

Дифференциальное сечение для подпроцесса $gg \rightarrow \gamma\gamma$ имеет вид

$$\frac{d\hat{\sigma}(gg \rightarrow \gamma\gamma)}{dz} = \frac{\hat{s}^3}{8192\pi} |S(\hat{s})|^2 (1 + 6z^2 + z^4). \quad (104)$$

Для иллюстративных целей на рис. 28 приведены распределения по инвариантной массе фотонных пар для процесса резонансного рождения гравитонов с массой 4 ТэВ и $c = 0,1$ [94]. Здесь же показан фон СМ. Как следует из рис. 28, гравитон будет виден как пик в распределении фотонных пар по инвариантной массе. Итак, резонансное рождение гравитона в процессе $pp \rightarrow G \rightarrow \gamma\gamma + X$ может быть обнаружено в распределении инвариантных масс фотонных пар как превышение сечения над фоном, имеющее вид пика.

Число резонансных (N_S) и фоновых (N_B) событий, вычисленных в бинах по инвариантной массе дифотонов $\Delta M_{\gamma\gamma}$, для интегральной светимости 100 фб^{-1} представлены в табл. 6. При этом эффективность регистрации фотонных пар для сигнала и фона принималась равной 0,8. Число резонансных событий N_S , как и фоновых процессов N_B , вычислено с учетом энергетического разрешения детектора ATLAS. Из табл. 6 можно приближенно опре-

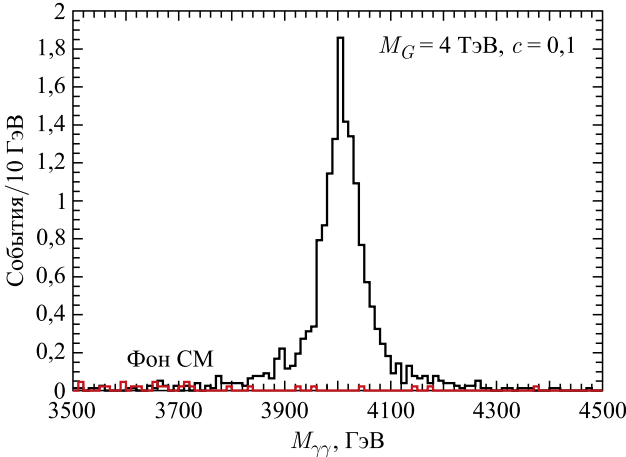


Рис. 28. Спектр инвариантных масс фотонных пар в СМ, а также гравитонов с $M_G = 4$ ТэВ и $c = 0,1$ при интегральной светимости коллайдера ЛНС, равной 100 фб^{-1}

Таблица 6. Число резонансных (N_S) и фоновых (N_B) событий в бинах по инвариантным массам фотонных пар $\Delta M_{\gamma\gamma}$ с учетом кинематических ограничений детектора для разных масс гравитонов M_G при $c = 0,01$ и интегральной светимости коллайдера 100 фб^{-1}

M_G , ГэВ	Бин $\Delta M_{\gamma\gamma}$, ГэВ	N_B	N_S
1500	42,9	9,4	122,3
1700	47,8	5,6	56,8
1900	50,2	2,1	31,9
2000	52,6	2,5	22,1
2100	55,0	1,5	18,8
2200	57,4	1,6	12,1
2300	59,9	0,6	8,3

делить порог обнаружения гравитонного резонанса, масса которого лежит в интервале от 2200 до 2300 ГэВ.

На рис. 29 изображено резонансное сечение $\sigma \cdot \text{BR}$ для процесса $pp \rightarrow G \rightarrow \gamma\gamma + X$ как функция гравитонной массы M_G для $c = 0,01$ и $0,1$. Указаны вклады в сечение от кварк-кварковой аннигиляции $q\bar{q}$ и глюонного gg -слияния. Из рис. 29 видно, что для малых гравитонных масс процесс гравитонного рождения определяется преимущественно глюонным слиянием, в то время как для больших инвариантных масс доминирует процесс кварк-антикварковой аннигиляции. А при массе гравитона $\approx 2,5$ ТэВ оба механизма дают равные вклады в резонансное сечение.

Пороги обнаружения на массу гравитонов в процессе дифотонного рождения определяются на основе того же алгоритма, что и для дилептонных процессов, описанных в предыдущем разделе. На рис. 30 приведена зависи-

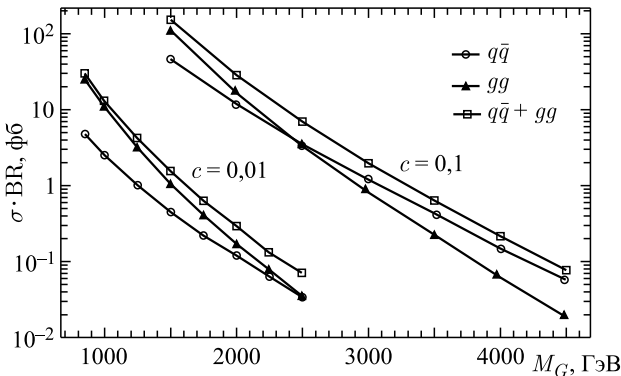


Рис. 29. Вклад в сечение резонансного рождения $\sigma \cdot \text{BR}$ процесса $pp \rightarrow G \rightarrow \gamma\gamma + X$ кварковых и глюонных начальных партонных состояний в зависимости от гравитонной массы M_G при $c = 0,01$ и $0,1$

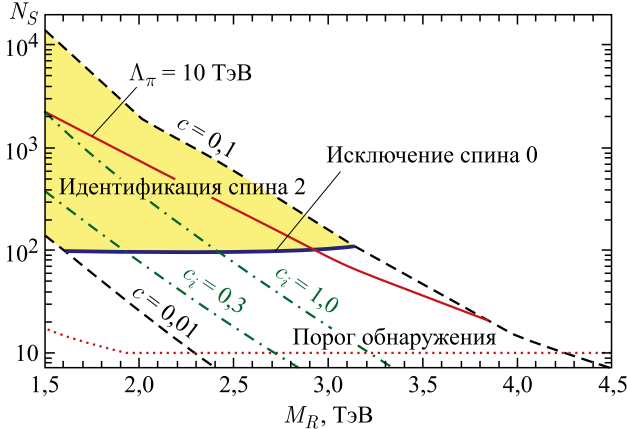


Рис. 30. Число резонансных (сигнальных) событий N_S как функция резонансной массы M_R ($R = G, S$) на ЛХС с энергией $\sqrt{s} = 14$ ТэВ и светимостью $\mathcal{L}_{\text{int}} = 100 \text{ фб}^{-1}$. Штриховые линии являются границами пространства числа событий гравитонов, определяемого неравенством $0,01 \leq c \leq 0,1$; две штрихпунктирные линии $c_3 = c_i = 0,3$ и $c_3 = 0,3, c_i = 1,0$ ($i \neq 3$) определяют границы области числа событий скалярных резонансов S . Тонкая сплошная линия показывает ограничение $\Lambda_\pi = 10$ ТэВ; толстая линия с надписью «Исключение спина 0» определяет нижнюю границу области (затемненная площадь) идентификации спина гравитонного резонанса

мость числа резонансных дифотонных событий N_S от массы гравитона M_G и скалярного резонанса M_S . Из пересечения границ области числа гравитонных событий, определяемых константами $c = 0,01$ и $0,1$, с горизонтальной пунктирной линией, расположенной на уровне 10 событий, можно оценить пороги обнаружения на M_G с уровнем достоверности 5σ , которые составляют $M_G^{\text{DIS}} = 2,2$ ТэВ (4,4 ТэВ) для $c = 0,01$ ($c = 0,1$).

Пространство между двумя сплошными линиями $c_3 = c_i = 0,3$ и $c_3 = 0,3, c_i = 1,0$ определяет область числа событий скалярных резонансов S , описание которых будет дано в следующем пункте. Отметим, что эта область целиком расположена в пространстве числа событий гравитонных резонансов. Это означает, что для данных масс $M_R = M_G = M_S$ число резонансных событий для скалярных и тензорных состояний будет одинаковым. Для разделения эффектов, индуцируемых резонансами с разными спинами, необходимо выполнить угловой анализ, например, с помощью асимметрии центр–край.

4.2. Угловое распределение фотонных пар — продуктов распада тяжелых резонансов. Порог идентификации гравитонов. Как и в случае дилептонного процесса, для определения спина гравитонного резонанса необхо-

дим сравнить угловые распределения фотонов — продуктов распада гравитонных и скалярных резонансов. Для выполнения последовательного численного сравнения гипотез резонансов со спином 2 и спином 0 дадим краткое описание используемой здесь модели скалярного резонанса S , предложенной в работе [95]. Скалярное состояние S в этой модели является синглетом относительно калибровочной группы СМ. Предполагается, что масса S лежит на ТэВ-ном масштабе. Константы связи взаимодействия скалярной частицы S с глюонами, калибровочными векторными бозонами и фермионами содержатся в выражении для лагранжиана, который имеет вид

$$\mathcal{L} = c_3 \frac{g_s^2}{\Lambda} G_{\mu\nu}^a G^{a\mu\nu} S + c_2 \frac{g^2}{\Lambda} W_{\mu\nu}^i W^{i\mu\nu} S + c_1 \frac{g'^2}{\Lambda} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} S + \sum_f c_f \frac{m_f}{\Lambda} \bar{f} f S. \quad (105)$$

В выражении (105) Λ — высокоэнергетический масштаб, величина которого порядка $\Lambda \sim \mathcal{O}(\text{ТэВ})$; c_i — константы связи, которые являются свободными (безразмерными) параметрами модели, изменяющимися, как предполагается, в интервале от 0 до 1. Единственное условие, которое накладывается на область изменения c_i , состоит в том, чтобы полная ширина распада скалярного резонанса не превышала размер «массового окна» дифотонов, $\Gamma_S \leq \Delta M_{\gamma\gamma}$. Фактически это условие гарантирует узость резонанса.

В рассматриваемой модели доминирующим процессом в рождении скалярного резонанса является канал глюонного слияния, $gg \rightarrow S \rightarrow \gamma\gamma$, дифференциальное сечение которого имеет вид

$$\frac{d\hat{\sigma}(gg \rightarrow \gamma\gamma)}{dz} = \frac{1}{2} \frac{1}{16\pi} \left(\frac{c_3 g_s^2}{\Lambda} \right)^2 \left(\frac{(c_1 + c_2) e^2}{\Lambda} \right)^2 \hat{s}^3 |D(\hat{s})|^2, \quad (106)$$

где $D(\hat{s})$ есть пропагатор скалярной частицы:

$$D(\hat{s}) = \frac{1}{\hat{s} - M_S^2 + i M_S \Gamma_S}. \quad (107)$$

Выражение для полной ширины распада скалярного резонанса Γ_S , представляющее собой сумму парциальных ширин распада и содержащее зависимость от констант связи c_i , можно найти в работе [95]. На рис. 31 изображены области на плоскости параметров (c_i, c_3) , где $i = 1, 2, \neq 3$, полученные из условия $\Gamma_S \leq \Delta M_{\gamma\gamma}$ для различных значений масс M_S .

Дифференциальное сечение процесса адронного рождения фотонных пар в области гравитонного резонанса состоит из трех слагаемых, одно из которых описывает фон СМ, остальные два представляют собой резонансные вклады в сечение рождения гравитона в gg - и $q\bar{q}$ -каналах и его распад на пару фотонов. Угловое распределение процесса резонансного рождения гравитонов (47) и

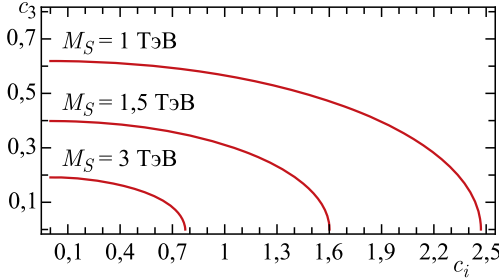


Рис. 31. Границы области в параметрическом пространстве (c_i, c_3) , которые соответствуют условию $\Gamma_S = \Delta M_{\gamma\gamma}$ для $M_S = 1, 1,5$ и 3 ТэВ при $\Lambda = 3$ ТэВ

его распада по дифотонной моде можно представить в виде

$$\frac{d\sigma(G_{\gamma\gamma})}{dz} = \left(\frac{1+z^2}{1-z^2} \right) \sigma_{q\bar{q}}^B + \frac{5}{8}(1-z^4)\sigma_{q\bar{q}}^G + \frac{5}{32}(1+6z^2+z^4)\sigma_{gg}^G. \quad (108)$$

Здесь $\sigma_{q\bar{q}}^G, \sigma_{gg}^G$ — полные адронные сечения для кварк-антикваркового канала и канала глюонного слияния без учета кинематических ограничений на угол вылета θ_{cm} , а коэффициент $\sigma_{q\bar{q}}^B$ определяет полное сечение в СМ.

Так как константы связи скалярной частицы с кварками пропорциональны кварковым массам, которые значительно меньше Λ , в этом случае можно пренебречь вкладом подпроцесса $\bar{q}q \rightarrow S \rightarrow \gamma\gamma$. Тогда сечение процесса $pp \rightarrow S \rightarrow \gamma\gamma + X$ будет выражаться через сумму резонансного сечения, вызванного слиянием глюонов, и СМ-фона, содержащихся в выражениях (106) и (102) на партонном уровне соответственно. А именно, для процесса с участием скалярного резонанса $pp \rightarrow S \rightarrow \gamma\gamma + X$ дифференциальное сечение можно представить в виде

$$\frac{d\sigma(S_{\gamma\gamma})}{dz} = \left(\frac{1+z^2}{1-z^2} \right) \sigma_{q\bar{q}}^B + \frac{1}{2}\sigma_{gg}^S, \quad (109)$$

где σ_{gg}^S — полное адронное сечение рождения скалярного резонанса, распадающегося по дифотонному каналу. Причем количество дифотонных событий при распаде скалярного резонанса нормируется на число резонансных событий, полученных при распаде гравитона. Предположение об одинаковом числе резонансных событий для гравитонного и скалярного состояний приводит к следующему соотношению между полными сечениями: $\sigma_{q\bar{q}}^G + \sigma_{gg}^G = \sigma_{gg}^S$.

Для иллюстративных целей на рис. 32 изображены угловые распределения вылета фотонов — продуктов распада гравитонов со спином 2 (G) и скалярных состояний (S) с массой 1,5 ТэВ, а также фотонных событий в СМ. На рис. 32 ясно демонстрируется различие в угловых распределениях фотонов для резонансов с разными спинами, а также конфигурация фоновых (СМ) событий.

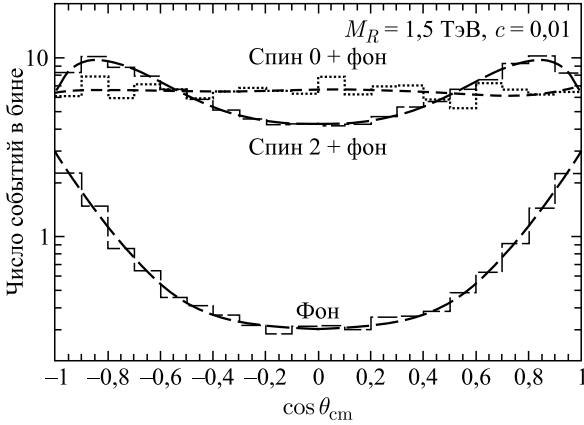


Рис. 32. Угловое распределение фотонов в системе центра масс фотонных пар в СМ, а также тензорных и скалярных резонансов с массой $M_R = 1,5$ ТэВ ($R = G, S$)

Как и в случае рождения лептонных пар, в дифотонном канале для отделения сигналов от резонансов со спинами 2 и 0 удобно использовать интегральную наблюдаемую — асимметрию центр–край A_{CE} . На рис. 33 представлена асимметрия центр–край A_{CE} как функция кинематического параметра z^* для резонансов со спинами 0 (S) и 2 (G) (при $c = 0,01$) и массой 1,5 ТэВ, а также для СМ.

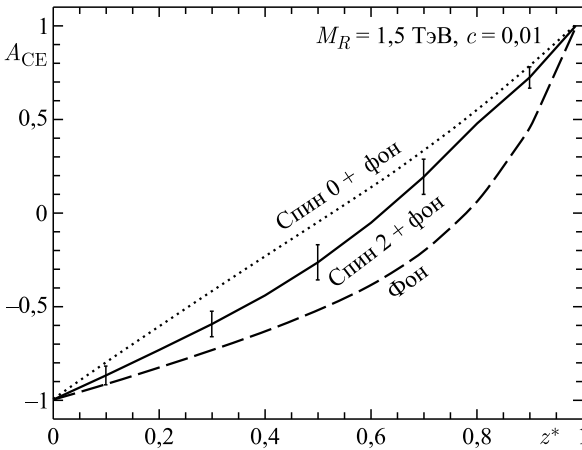


Рис. 33. Асимметрия центр–край A_{CE} как функция кинематического параметра z^* для тензорных и скалярных резонансов с массой $M_R = 1,5$ ТэВ ($R = G, S$) и фоновых событий СМ. Вертикальные линии на сплошной кривой соответствуют статистическим ошибкам для асимметрии центр–край в модели RS

Определим отклонение асимметрии центр–край в предположении о скалярной природе резонанса от предсказаний модели RS как

$$\Delta A_{CE} = A_{CE}^G - A_{CE}^S. \quad (110)$$

Далее, как и в лептонном случае, мы предполагаем, что экспериментальные данные по измерению наблюдаемых процесса (47) согласуются с гипотезой о тензорной природе резонанса. Чтобы идентифицировать наблюдаемый резонанс как гравитон RS со спином 2, необходимо исключить конкурирующую гипотезу для резонанса со спином 0. Для этого необходимо выполнить «статистическое» сопоставление отклонений асимметрий (110) с ожидаемыми экспериментальными погрешностями, состоящими из статистических и систематических вкладов. Результатом этого сравнения будет установление верхней границы на массу резонансов, которую мы называем, как и в случае рождения лептонных пар, порогом идентификации гравитона, ниже которого спин резонанса и его константы связи будут установлены с заданным уровнем достоверности.

С практической точки зрения для выполнения количественного анализа по сравнению эффектов тензорных (G) и скалярных (S) резонансов определим функцию χ^2 как

$$\chi^2 = \left[\frac{\Delta A_{CE}}{\delta A_{CE}} \right]^2. \quad (111)$$

Из условия $\chi^2 = 3,84$ можно оценить порог идентификации гравитонов с уровнем достоверности 95%. На рис. 34 представлены результаты количественного анализа процесса рождения фотонных пар по определению порога обнаружения и порога идентификации гравитонного резонанса со спином 2.

Для сравнения на рис. 34 приведены также соответствующие пороги, полученные из процесса рождения e^+e^- -пар. Затемненная область на плоскости гравитонных масс (M_G) и констант связи (c) определяет то многообразие параметров, для которых гравитоны со спином 2 могут быть идентифицированы с уровнем достоверности 95%. Кроме того, на рис. 34 показаны теоретические ограничения на параметр $\Lambda_\pi = m_1/(cx_1) < 10$ ТэВ, гарантирующие отсутствие дополнительных иерархий в промежутке энергий от M_{EW} до Λ_π . Из рис. 34 следует, что для констант связи гравитонов, равных 0,01 и 0,1 соответственно, пороги обнаружения гравитонов для электронов (фотонов) составляют 2,1 (2,2) ТэВ и 3,9 (4,4) ТэВ при уровне достоверности 5σ , а пороги идентификации гравитонов — 1,2 (1,6) ТэВ и 2,9 (3,1) ТэВ (уровень достоверности 95%). Сравнительный анализ результатов по определению порогов обнаружения и идентификации гравитонов RS в процессах адронного рождения e^+e^- и фотонных пар, представленный на рис. 34, демонстрирует заметное преимущество процесса (47) над процессом (7) с точки зрения получения наиболее строгих ограничений на динамические параметры модели.

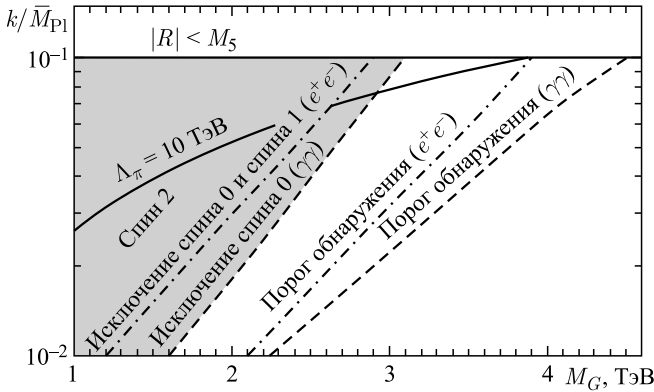


Рис. 34. Пороги обнаружения и идентификации для гравитона со спином 2 на плоскости параметров и масс (M_G, c), полученные из процессов рождения электрон-позитронных и фотонных пар в эксперименте ATLAS на коллайдере LHC при интегральной светимости 100 фб^{-1} . Затемненная область указывает пространство параметров, где спин гравитона может быть идентифицирован в исследуемых процессах. Информация для электрон-позитронных пар перенесена из рис. 26

Как видно из рис. 34, даже резонансный процесс Дрелла–Яна в электрон-позитронной моде позволит исследовать всю разрешенную область параметров гравитонного резонанса RS при интегральной светимости 100 фб^{-1} . По причине того, что процесс рождения фотонных пар обладает более высокой чувствительностью к параметрам гравитонов по сравнению с процессом инклюзивного рождения e^+e^- -пары, полная диагностика разрешенной области в параметрическом пространстве модели RS возможна при более низкой светимости, т. е. при $\mathcal{L}_{\text{int}} < 100 \text{ фб}^{-1}$. Иными словами, эксперимент ATLAS будет способен либо подтвердить существование гравитонного резонанса, либо полностью исключить модель RS с дополнительными пространственными измерениями, по крайней мере в наиболее простом ее варианте. Кроме того, исследование фотонной моды распада гравитонного резонанса позволит идентифицировать его спин и константы связи вплоть до масштаба масс $M_G \sim 3 \text{ ТэВ}$, что примерно на 10 % выше соответствующего порога, полученного в e^+e^- -канале.

Вернемся вновь к рис. 30. Он содержит в определенной степени взаимодополняющую информацию той, которая содержится на рис. 34 для дифотонного канала. В частности, область в пространстве числа резонансных событий, где гипотеза существования скалярного резонанса исключена на уровне достоверности 95 %, лежит выше линии с соответствующей надписью. Затемненная часть пространства резонансных событий указывает такую область, где спин гравитонного резонанса может быть идентифицирован на Большом

адронном коллайдере при интегральной светимости $\mathcal{L}_{\text{int}} = 100 \text{ фб}^{-1}$. Соответствующая область изображена также в пространстве параметров (M_G, c) на рис. 34. Из рис. 30 видно, что для идентификации спина гравитонного резонанса в дифотонном канале требуется всего около сотни событий, в то время как в электрон-позитронной моде для этого необходимо накопить 150–200 событий.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Эффекты обмена гравитонными башнями КК в рамках модели ADD с дополнительными пространственными измерениями (наряду с контактными взаимодействиями) могут быть обнаружены одними из первых эффектов нестандартной физики на Большом адронном коллайдере (ЛHC). Процесс Дрелла–Яна, описывающий адронное рождение лептонных пар, является одним из наиболее эффективных каналов поиска новых промежуточных состояний благодаря сильной подавленности фоновых процессов и высокой эффективности идентификации лептонных пар. Это же во многом относится и к процессу адронного рождения фотонных пар. Если какие-либо косвенные эффекты «новой» физики будут обнаружены в дилептонном и/или дифотонном каналах, например, отклонение распределений по инвариантной массе лептонной или фотонной пары от предсказаний СМ, то следующим шагом в исследовании природы нового явления будет определение спина этого промежуточного состояния. В настоящей работе исследованы перспективы экспериментального обнаружения и идентификации косвенных эффектов обмена гравитонными башнями КК, существование которых предсказывается моделью ADD с дополнительными пространственными измерениями, в процессах рождения лептонных и фотонных пар в эксперименте ATLAS на ЛHC. Поиск этих новых эффектов ведется по характерным особенностям в поведении спектра лептонных и фотонных пар, а идентификация спина промежуточных состояний осуществляется с помощью асимметрии центр–край. Установлено, что для процесса дилептонного рождения чувствительность (порог идентификации) к параметру M_S при энергии $\sqrt{s} = 14 \text{ ТэВ}$ и светимости $\mathcal{L}_{\text{int}} = 100 \text{ фб}^{-1}$ коллайдера ЛHC составляет $M_S^{\text{DIS}} = 6,2 \text{ ТэВ}$ ($M_S^{\text{ID}} = 4,8 \text{ ТэВ}$) для $d = 6$ и $M_S^{\text{DIS}} = 8,8 \text{ ТэВ}$ ($M_S^{\text{ID}} = 6,8 \text{ ТэВ}$) для $d = 3$, а для дифотонного процесса соответствующие предельные значения M_S равны $M_S^{\text{DIS}} = 6,0 \text{ ТэВ}$ ($M_S^{\text{ID}} = 5,4 \text{ ТэВ}$) для $d = 6$ и $M_S^{\text{DIS}} = 8,5 \text{ ТэВ}$ ($M_S^{\text{ID}} = 7,6 \text{ ТэВ}$) для $d = 3$.

Тяжелые резонансы, существование которых предсказывается моделями, выходящими за рамки СМ, могут быть обнаружены одними из первых на Большом адронном коллайдере. Процесс Дрелла–Яна, описывающий адронное рождение лептонных пар, является одним из наиболее эффективных ка-

налов поиска новых тяжелых резонансов благодаря сильной подавленности фоновых процессов и высокой эффективности идентификации лептонных пар. Если тяжелый резонанс будет обнаружен в лептонном канале, например, в виде пика (или плеча) в распределении по инвариантной массе лептонной пары, то следующим шагом в исследовании природы резонансного состояния будет определение его спина.

В настоящей работе исследованы перспективы экспериментального обнаружения и идентификации спина тяжелых гравитонных резонансов, существование которых предсказывается моделью с дополнительными пространственными измерениями Рэндалл–Сандрума, в их распадах на лептонные и фотонные пары в экспериментах на ЛНС. Идентификация спина осуществляется с помощью двух наблюдаемых величин — полного резонансного сечения и асимметрии центр–край. В работе показано, что полное резонансное сечение способно лишь частично осуществить идентификацию гравитона со спином 2. Иными словами, существует область в пространстве параметров резонансов с разными спинами, где они дают одно и то же число резонансных событий и тем самым являются неразличимыми. Вместе с тем для других областей параметрического пространства полное резонансное сечение является эффективным сепаратором резонансов с разными спинами. В противоположность полному резонансному сечению асимметрия центр–край позволит разделять эффекты, индуцируемые резонансами с разными спинами во всей разрешенной области пространства параметров. Пороги обнаружения для гравитонных резонансов Рэндалл–Сандрума с константой связи, равной 0,1, составляют 3,9 ТэВ (4,4 ТэВ) при уровне достоверности 5σ для процесса рождения электрон-позитронной (фотонной) пары, а пороги идентификации гравитонов — 2,9 ТэВ (3,1 ТэВ) при уровне достоверности 95% соответственно.

Следует еще раз подчеркнуть, что представленные выше количественные результаты по определению порогов идентификации гравитона основаны на наиболее общем анализе резонансных эффектов по сравнению с ранее выполненными исследованиями (см., например, [31, 32, 79, 80]), так как помимо векторных дополнительно учитывают возможность существования скалярных резонансов.

В заключение авторы выражают благодарность Международному центру теоретической физики им. Абдуса Салама (программы AC-88 и TRIL), Физическому департаменту Гамбургского университета (программа SFB676), а также Белорусскому республиканскому фонду фундаментальных исследований за финансовую поддержку настоящей работы. Авторы выражают благодарность профессорам Н. А. Русаковичу, В. В. Скалозубу, А. В. Киселеву, Н. Паверу и П. Осланду за плодотворные дискуссии и полезные замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Olive K. A. et al. (*Particle Data Group Collab.*). Review of Particle Physics // *Chin. Phys. C*. 2014. V. 38. P. 090001.
2. Aad G. et al. (*ATLAS Collab.*). Observation of a New Particle in the Search for the Standard Model Higgs Boson with the ATLAS Detector at the LHC // *Phys. Lett. B*. 2012. V. 716. P. 1–29.
3. Khachatryan V. et al. (*CMS Collab.*). Observation of a New Boson at a Mass of 125 GeV with the CMS Experiment at the LHC // *Ibid.* P. 30.
4. Terazawa H. Subquark Model of Leptons and Quarks // *Phys. Rev. D*. 1980. V. 22. P. 184.
5. Dimopoulos S., Raby S., Susskind L. Light Composite Fermions // *Nucl. Phys. B*. 1980. V. 173. P. 208–228.
6. Eichten E., Lane K. D., Peskin M. E. New Tests for Quark and Lepton Substructure // *Phys. Rev. Lett.* 1983. V. 50. P. 811–814.
7. Langacker P. The Physics of Heavy Z' Gauge Bosons // *Rev. Mod. Phys.* 2009. V. 81. P. 1199.
8. Rizzo T. G. Z' Phenomenology and the LHC. SLAC-PUB-12129. Boulder, 2006. 40 p.
9. Leike A. The Phenomenology of Extra Neutral Gauge Bosons // *Phys. Rep.* 1999. V. 317. P. 143.
10. Hewett J. L., Rizzo T. G. Low-Energy Phenomenology of Superstring Inspired E_6 Models // *Phys. Rep.* 1989. V. 183. P. 193.
11. Gulov A. V. et al. Model-Independent Z' Searches at Modern Colliders // *Problems At. Sci. Technol.* 2012. No. 1. P. 48.
12. Gulov A., Kozhushko A. Estimates for the Abelian Z' Couplings from the LHC Data // *Intern. J. Mod. Phys. A*. 2014. V. 29. P. 1450001.
13. Bednyakov V. A. Superstring Z' Boson and the t Quark Mass (in Russian) // *Sov. J. Nucl. Phys.* 1991. V. 53. P. 486 (*Yad. Fiz.* 1991. V. 53. P. 777).
14. Bednyakov V. A. Superstring Z' Boson at the c Tau Factory // *Sov. J. Nucl. Phys.* 1990. V. 52. P. 949 (*Yad. Fiz.* 1990. V. 52. P. 1501).
15. Bednyakov V. A. Superstring Inspired Neutral Gauge Boson in Elastic ep -Asymmetries // *Mod. Phys. Lett. A*. 1989. V. 4. P. 2689.
16. Bednyakov V. A., Kovalenko S. G. Extra Z' Boson in Neutrino (Anti-Neutrino) N Elastic and Some Quasielastic Processes // *Phys. Lett. B*. 1988. V. 214. P. 640.
17. Bednyakov V. A., Kovalenko S. G. Superstring Z' Boson at UNK Energies // *Sov. J. Nucl. Phys.* 1989. V. 49. P. 538 (*Yad. Fiz.* 1989. V. 49. P. 866).
18. Altarelli G. et al. Pursuing Interpretations of the HERA Large- Q^2 Data // *Nucl. Phys. B*. 1997. V. 506. P. 3–28.

19. *Barger V. D., Cheung K.* Atomic Parity Violation, Leptoquarks, and Contact Interactions // *Phys. Lett. B.* 2000. V. 480. P. 149–154.
20. *Kalinowski J. et al.* Supersymmetry with R -Parity Breaking: Contact Interactions and Resonance Formation in Leptonic Processes at LEP2 // *Phys. Lett. B.* 1997. V. 406. P. 314–320.
21. *Rizzo T. G.* Distinguishing Indirect Signatures of New Physics at the NLC: Z' Versus R -Parity Violation // *Phys. Rev. D.* 1999. V. 59. P. 113004.
22. *Cuyper F., Davidson S.* Bileptons: Present Limits and Future Prospects // *Eur. Phys. J. C.* 1998. V. 2. P. 503–528.
23. *Arkani-Hamed N., Dimopoulos S., Dvali G. R.* The Hierarchy Problem and New Dimensions at a Millimeter // *Phys. Lett. B.* 1998. V. 429. P. 263–272.
24. *Han T., Lykken J. D., Zhang R. J.* On Kaluza–Klein States from Large Extra Dimensions // *Phys. Rev. D.* 1999. V. 59. P. 105006.
25. *Hewett J. L.* Indirect Collider Signals for Extra Dimensions // *Phys. Rev. Lett.* 1999. V. 82. P. 4765–4768.
26. *Giudice G. F., Rattazzi R., Wells J. D.* Quantum Gravity and Extra Dimensions at High-Energy Colliders // *Nucl. Phys. B.* 1999. V. 544. P. 3–38.
27. *Randall L., Sundrum R.* An Alternative to Compactification // *Phys. Rev. Lett.* 1999. V. 83. P. 4690–4693.
28. *Davoudiasl H., Hewett J. L., Rizzo T. G.* Warped Phenomenology // *Phys. Rev. Lett.* 2000. V. 84. P. 2080.
29. *Cheung K.* Diphoton Signals for Low Scale Gravity in Extra Dimensions // *Phys. Rev. D.* 2000. V. 61. P. 015005.
30. *Cheung K., Landsberg G.* Kaluza–Klein States of the Standard Model Gauge Bosons: Constraints from High Energy Experiments // *Phys. Rev. D.* 2002. V. 65. P. 076003.
31. *Allanach B. C. et al.* Searching for Narrow Graviton Resonances with the ATLAS Detector at the Large Hadron Collider // *JHEP.* 2000. V. 9. P. 019.
32. *Allanach B. C. et al.* Exploring Small Extra Dimensions at the Large Hadron Collider // *JHEP.* 2002. V. 0212. P. 039.
33. *Рубаков В. А.* Большие и бесконечные дополнительные измерения // *УФН.* 2001. Т. 171. С. 913–938.
34. *Красников Н. В., Матвеев В. А.* Поиск новой физики на Большом адронном коллайдере // *УФН.* 2004. Т. 174, № 7. С. 697–725.
35. *Барвинский А. О.* Космологические браны и макроскопические дополнительные измерения // *УФН.* 2005. Т. 175, № 6. С. 569–601.
36. *Osland P., Pankov A. A., Paver N.* Discriminating Graviton Exchange Effects from Other New Physics Scenarios in e^+e^- Collisions // *Phys. Rev. D.* 2003. V. 68. P. 015007.
37. *Dvergnes E. W. et al.* Center–Edge Asymmetry at Hadron Colliders // *Phys. Rev. D.* 2004. V. 69. P. 115001.

38. *Dvergsnes E. W. et al.* Search and Identification of Extra Spatial Dimensions at LHC // Intern. J. Mod. Phys. A. 2005. V. 20. P. 2232–2236.
39. *Kisselev A.V.* RS Model with a Small Curvature and Two-Photon Production at the LHC // JHEP. 2008. V. 0809. P. 039.
40. *Antoniadis I., Benakli K.* A Possible New Dimension at a Few TeV // Phys. Rev. Lett. B. 1990. V. 246. P. 377–384.
41. *Doyle C.D. et al.* Sub-Millimeter Test of the Gravitational Inverse-Square Law: A Search for Large Extra Dimensions // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 86. P. 1418;
Long J. C., Chan H. W., Price J. C. Experimental Status of Gravitational-Strength Forces in the Sub-Centimeter Regime // Nucl. Phys. Lett. B. 1999. V. 539. P. 23–34.
42. *Cullen S., Perelstein M.* Astrophysical Implications of the Induced Neutrino Magnetic Moment from Large Extra Dimensions // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 83. P. 268–271;
McLaughlin G. C., Ng J. N. Astrophysical Implications of the Induced Neutrino Magnetic Moment from Large Extra Dimensions // Phys. Lett. B. 1999. V. 470. P. 157–162.
43. *Green M., Schwarz J.* Anomaly Cancellation in Supersymmetric $D = 10$ Gauge Theory and Superstring Theory // Phys. Lett. B. 1984. V. 149. P. 117–122.
44. *Aad G. et al. (ATLAS Collab.)*. Search for High-Mass Resonances Decaying to Dilepton Final States in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS Detector // JHEP. 2012. V. 1211. P. 138.
45. *Khachatryan V. et al. (CMS Collab.)*. Search for Narrow Resonances in Dilepton Mass Spectra in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV // Phys. Lett. B. 2012. V. 714. P. 158.
46. *Khachatryan V. et al. (CMS Collab.)*. Search for Large Extra Spatial Dimensions in Dielectron Production with the CMS Detector. CMS-PAS-EXO-12-031. 2013. 12 p.
47. *Khachatryan V. et al. (CMS Collab.)*. Search for Heavy Narrow Dilepton Resonances in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV and $\sqrt{s} = 8$ TeV // Phys. Lett. B. 2013. V. 720. P. 63.
48. *Aad G. et al. (ATLAS Collab.)*. 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. 2014. V. 74. P. 3134.
49. *Aad G. 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. 2014. V. 90. P. 052005.
50. *Khachatryan V. 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. 2015. V. 746. P. 79.
51. *Khachatryan V. et al. (CMS Collab.)*. Search for Resonances in the Dilepton Mass Distribution in pp Collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV. CMS-PAS-EXO-12-061. 2013. 17 p.
52. *Khachatryan V. et al. (CMS Collab.)*. Search for New Physics in High Mass Diphoton Events in Proton–Proton Collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV. CMS-PAS-EXO-15-004. 2015. 20 p.

53. *Khachatryan V. et al. (CMS Collab.)*. Searches for Quark Contact Interactions and Extra Spatial Dimensions with Dijet Angular Distributions in Proton–Proton Collisions at 13 TeV. CMS-PAS-EXO-15-009. 2015. 9 p.
54. *Aad G. et al. (ATLAS Collab.)*. Search for New Phenomena in Dijet Mass and Angular Distributions from Collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS Detector // *Phys. Lett. B*. 2016. V. 754. P. 302–322.
55. *Gupta A., Mondal N., Raychaudhuri S.* Constraining Large Extra Dimensions Using Dilepton Data from the Tevatron Collider. TIFR-HECR-99-02. 1999. 14 p.
56. *Pankov A. A. et al.* Searches for and Identification of Effects of Extra Spatial Dimensions in Dilepton and Diphoton Production at the Large Hadron Collider // *Phys. At. Nucl.* 2015. V. 78. P. 463–476.
57. *Mathews P. et al.* Next-to-Leading Order QCD Corrections to the Drell–Yan Cross Section in Models of TeV-Scale Gravity // *Nucl. Phys. B*. 2005. V. 713. P. 333.
58. *Pumplin J. et al.* New Generation of Parton Distributions with Uncertainties // *JHEP*. 2002. V. 0207. P. 012.
59. *Pankov A. A.* Effects of New Neutral Currents at Linear Electron Positron Colliders // *Phys. At. Nucl.* 2002. V. 65. P. 521.
60. *Eboli O. J. P. et al.* Diphoton Signals for Large Extra Dimensions at the Tevatron and CERN LHC // *Phys. Rev. D*. 2000. V. 61. P. 094007.
61. *Collard C. et al.* Prospects for Study of Randall–Sundrum Gravitons in the CMS Experiment. Preprint CERN-CMS-NOTE-2002-050. 2002. 19 p.
62. *Kabachenko V. V., Miagkov A., Zenin A.* Sensitivity of the ATLAS Detector to Extra Dimensions in Di-Photon and Di-Lepton Production Processes. ATL-PHYS-2001-012, ATL-COM-PHYS-2001-009, CERN-ATL-PHYS-2001-012. 2001. 13 p.
63. *Kumar M. C. et al.* Spin-Analysis of s -Channel Diphoton Resonances at the LHC // *Phys. Rev. D*. 2011. V. 84. P. 115008.
64. *Landau L. D.* The Moment of a 2-Photon System // *Dokl. Akad. Nauk SSSR*. 1948. V. 60. P. 207–209.
65. *Yang C. N.* Selection Rules for the Dematerialization of a Particle into Two Photons // *Phys. Rev.* 1950. V. 77. P. 242–245.
66. *Georgi H.* Unparticle Physics // *Phys. Rev. Lett.* 2007. V. 98. P. 221601.
67. *Georgi H.* Another Odd Thing About Unparticle Physics // *Phys. Lett. B*. 2007. V. 650. P. 275.
68. *Cheung K., Keung W. Y., Yuan T. C.* Collider Signals of Unparticle Physics // *Phys. Rev. Lett.* 2007. V. 99. P. 051803.
69. *Cheung K., Keung W. Y., Yuan T. C.* Collider Phenomenology of Unparticle Physics // *Phys. Rev. D*. 2007. V. 76. P. 055003.
70. *Osland P. et al.* Sneutrino Identification in Dilepton Events at the LHC // *Phys. Rev. D*. 2010. V. 82. P. 115017.

71. *Osland P. et al.* Spin and Model Identification of Z' Bosons at the LHC // *Phys. Rev. D.* 2009. V. 79. P. 115021.
72. *Osland P. et al.* Spin Identification of the Randall–Sundrum Resonance in Lepton–Pair Production at the LHC // *Phys. Rev. D.* 2008. V. 78. P. 035008.
73. *Serenkova I.A. et al.* Spin Identification of Graviton Resonances in the Process $pp \rightarrow e^+e^- + X$ at the Large Hadron Collider (LHC) // *Phys. At. Nucl.* 2010. V. 73. P. 1266 (*Yad. Fiz.* 2010. V. 73. P. 1307).
74. *Khachatryan V. 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.* 2015. V. 04. P. 025.
75. *Aad G. 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.* 2014. V. 90, No. 5. P. 052005.
76. *Allanach B. et al. (R parity Working Group Collab.).* Searching for R -Parity Violation at Run-II of the Tevatron. 2000. 39 p.
77. *Aad G. et al. (ATLAS Collab.).* Search for New Phenomena in the Dilepton Final State Using Proton–Proton Collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS Detector. ATLAS-CONF-2015-070. 2015. 22 p.
78. *Khachatryan V. et al. (CMS Collab.).* Search for a Narrow Resonance Produced in 13 TeV pp Collisions Decaying to Electron Pair or Muon Pair Final States. CMS-PAS-EXO-15-005. 2015. 11 p.
79. *Cousins R. et al.* Spin Discrimination of New Heavy Resonances at the LHC // *JHEP.* 2005. V. 0511. P. 046.
80. *Belotelov I. et al.* Search for Randall–Sundrum Graviton Decay into Muon Pairs. CERN-CMS-NOTE-2006-104. 2006. 28 p.
81. *Golutvin I.A. et al.* Search for New Neutral Gauge Bosons at LHC // *Phys. At. Nucl.* 2007. V. 70. P. 56 (*Yad. Fiz.* 2007. V. 70. P. 61).
82. *Karagoz M.* Searches for New Physics Using High Mass Dimuons at the CDF Experiment. FERMILAB-THESIS-2004-47. 2004. 328 p.
83. *Aurenche P. et al.* Large p_T Double Photon Production in Hadronic Collisions: Beyond Leading Logarithm QCD Calculation // *Z. Phys. C.* 1985. V. 29. P. 459–475.
84. *Bailey B., Graudenz D.* Impact of QCD Corrections on the Search for the Intermediate Mass Higgs Boson // *Phys. Rev. D.* 1994. V. 49. P. 1486–1489.
85. *Balazs C., Yuan C.-P.* Higgs Boson Production at Hadron Colliders with Soft Gluon Effects: Backgrounds // *Phys. Rev. D.* 1999. V. 59. P. 114007.
86. *Binoth T. et al.* Beyond Leading Order Effects in Photon Pair Production at the Tevatron // *Phys. Rev. D.* 2001. V. 63. P. 114016.
87. *Binoth T. et al.* A Full Next to Leading Order Study of Direct Photon Pair Production in Hadronic Collisions // *Eur. Phys. J. C.* 2000. V. 16. P. 311–330.

88. *Berger E. L., Braaten E., Field R. D.* Large- p_T Production of Single and Double Photons in Proton-Proton and Pion-Proton Collisions // Nucl. Phys. B. 1984. V. 239. P. 52–92.
89. *Rujula De A. et al.* Higgs Look-Alike at the LHC // Phys. Rev. D. 2010. V. 82. P. 013003.
90. *Das P. K.* Neutral Z Bozon Pair Production due to Radion Resonances in the Randall-Sundrum Model: Prospects at the CERN LHC // Phys. Rev. D. 2005. V. 72. P. 055009.
91. *Das P. K., Raychaudhuri S.* On Distinguishing Radions from Higgs Bosons // Phys. Lett. B. 2005. V. 618. P. 221–228.
92. *Dominici P. K. et al.* The Scalar Sector of the Randall-Sundrum Model // Nucl. Phys. B. 2003. V. 671. P. 243–292.
93. *Cheung K., Kim C. S., Song J.* Probing the Radion-Higgs Mixing at Hadronic Colliders // Phys. Rev. D. 2004. V. 69. P. 075011.
94. *Serenkova I. A., Pankov A. A., Tsytrinov A. V.* Spin Determination of Randall-Sundrum Graviton Excitations Decaying into Two Photons at the LHC with ATLAS // Nonlin. Phenomena Complex Syst. 2010. V. 13, No. 1. P. 85–92.
95. *Barbieri R., Torre R.* Signals of Single Particle Production at the Earliest LHC // Phys. Lett. B. 2011. V. 695. P. 259.