Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

Э. Э. Боос, И. П. Волобуев, М. А. Перфилов, М. Н. Смол-
ляков, Поиски W' - и Z' -бозонов в моделях с больши-
ми дополнительными измерениями, *ТМФ*, 2012, том 170,
номер 1, 110–117

DOI: <https://doi.org/10.4213/tmf6749>

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru под-
разумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением
<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 54.89.56.158

26 апреля 2023 г., 17:39:52

© 2012 г.

Э. Э. Боос*, И. П. Волобуев*,
М. А. Перфилов*, М. Н. Смоляков*

ПОИСКИ W' - И Z' -БОЗОНОВ В МОДЕЛЯХ С БОЛЬШИМИ ДОПОЛНИТЕЛЬНЫМИ ИЗМЕРЕНИЯМИ

Обсуждаются характерные особенности процессов, обусловленных промежуточными калибровочными бозонами в теориях с большими дополнительными измерениями. Показано, что если калибровочные бозоны распространяются во всем многомерном пространстве, то возникает деструктивная интерференция не только между W - и W' -бозонами (или Z и Z'), но и между бозонами W' и Z' и башнями Калуды–Клейна более высоких возбуждений W - и Z -бозонов соответственно. Проведены и представлены графически вычисления для коллайдера ЛНС при энергии в системе центра масс 14 ТэВ.

Ключевые слова: дополнительные измерения, браны, моды Калуды–Клейна.

1. ВВЕДЕНИЕ

В последние годы модели с “универсальными дополнительными измерениями” широко обсуждаются в литературе [1]–[11]. В этом случае поля Стандартной модели (СМ), кроме поля Хиггса, могут распространяться во всем многомерном пространстве-времени. Это приводит к некоторым интересным феноменологическим предсказаниям, которые обсуждаются в настоящей работе.

Характерной особенностью теорий с компактными дополнительными измерениями является наличие башен возбуждений Калуды–Клейна (КК) многомерных полей, при этом все возбуждения многомерных полей имеют один и тот же вид взаимодействия с полями СМ. Предположим, что для многомерного бозонного поля ϕ (или набора полей) произвольной тензорной структуры в $(4+d)$ -мерном пространстве-времени интересующая нас часть действия имеет вид

$$S = \int \sqrt{-\gamma} d^{4+d}x L(\phi) + \int_{\text{brane}} d^4x (L_{(\text{SM}-\phi)} + gM^{-d/2} J_{\text{SM}} * \phi), \quad (1)$$

* Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына, Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Москва, Россия.
E-mail: boos@theory.sinp.msu.ru, volobuev@theory.sinp.msu.ru, perfilov@theory.sinp.msu.ru, smolyakov@theory.sinp.msu.ru

где γ_{MN} ($M, N = 0, 1, 2, 3, \dots, 3 + d$, $\text{sign } \gamma = +, -, \dots, -$) обозначает фоновую многомерную метрику, $L(\phi)$ есть многомерный лагранжиан поля ϕ , лагранжиан полей СМ, которые не распространяются во всем многомерном пространстве, обозначен как $L_{(\text{SM}-\phi)}$, член взаимодействия $J_{\text{SM}} * \phi$ представляет собой скалярное произведение соответствующих токов полей СМ J_{SM} и поля ϕ на бране, g – четырехмерная (в общем случае размерная) константа связи, а M есть фундаментальный энергетический масштаб $(4 + d)$ -мерной теории, определяемый гравитационным взаимодействием; мы предполагаем, что этот масштаб лежит в ТэВ-й области энергий.

Хорошо известно, что многомерное поле $\phi(x, y)$, $x = \{x^\mu\}$, $y = \{y^i\}$, $i = 4, \dots, 3 + d$, может быть разложено по модам КК $\phi^{(n)}(x)$ с определенными массами и по волновым функциям в пространстве дополнительных измерений $\psi^{(n)}(y)$:

$$\phi(x, y) = \sum_n \psi^{(n)}(y) \phi^{(n)}(x), \quad n = (n_1, \dots, n_d). \quad (2)$$

Ток J_{SM} и константа связи g полностью определяются взаимодействием нулевой моды $\phi^{(0)}(x)$, которая является полем СМ или гравитационным полем, с полями четырехмерной СМ в соответствии с

$$gJ_{\text{SM}} = \frac{\delta L_{\text{SM}}^{\text{int}}}{\delta \phi^{(0)}}. \quad (3)$$

Легко показать (см. подробный вывод в работе [12]), что если мы рассмотрим эту теорию при энергиях много меньших, чем массы возбуждений КК $\phi^{(n)}$, $n \neq 0$, то можно перейти к эффективной “низкоэнергетической” теории, которая может быть получена с помощью стандартных методов. А именно, мы должны пренебречь зависимостью от импульса в пропагаторах тяжелых мод и проинтегрировать по ним в функциональном интеграле, построенном из исходного действия. Действие получившейся теории имеет вид

$$\begin{aligned} S = \int d^4x \left(\frac{1}{2} \partial_\mu \phi^{(0)} * \partial^\mu \phi^{(0)} - \frac{1}{2} M_0^2 \phi^{(0)} * \phi^{(0)} + L_{\text{int}}(\phi^{(0)}) + \right. \\ \left. + g M^{-d/2} \psi^{(0)}(y_b) J_{\text{SM}} * \phi^{(0)} + L_{(\text{SM}-\phi)} + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} g^2 M^{-d} \left(\sum_{n \neq 0} \frac{(\psi^{(n)}(y_b))^2}{M_n^2} \right) J_{\text{SM}} * \Delta * J_{\text{SM}} \right), \end{aligned} \quad (4)$$

где M_n есть масса n -й моды и Δ – тензорная структура (числитель) пропагатора с равным нулю импульсом, которая одинакова для всех мод, $\{y_b\}$ обозначает координаты браны в пространстве дополнительных измерений. Таким образом, мы получаем контактное взаимодействие полей СМ

$$\lambda J_{\text{SM}} * \Delta * J_{\text{SM}}, \quad \lambda = \frac{1}{2} g^2 M^{-d} \left(\sum_{n \neq 0} \frac{(\psi^{(n)}(y_b))^2}{M_n^2} \right), \quad (5)$$

а сумма всех остальных членов в формуле (4) представляет собой лагранжиан СМ L_{SM} . Мы видим, что структура лагранжиана фиксирована соответствующей структурой токов СМ J_{SM} и спиновой матрицей плотности Δ , которая определяется типом поля ϕ , как показано в формуле (4).

2. ЭФФЕКТИВНЫЙ ЛАГРАНЖИАН ДЛЯ КАЛИБРОВОЧНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

В настоящем разделе мы рассмотрим контактное взаимодействие, возникающее в случае $SU(2) \times U(1)$ калибровочных полей в многомерном пространстве. Эти поля описываются многомерными вектор-потенциалами W_M и B_M , которые приводят к появлению четырехмерных векторных и скалярных полей. Последние находятся в тривиальном и присоединенном представлениях группы $SU(2)$ и не могут нарушить $SU(2) \times U(1)$ до $U(1)_{\text{ем}}$, что необходимо в СМ. Из-за этого мы предполагаем, что калибровочная симметрия нарушается стандартным способом с помощью поля Хиггса на бране. Удобно ввести заряженные векторные поля

$$W_\mu^\pm = \frac{W_\mu^1 \mp W_\mu^2}{\sqrt{2}} \quad (6)$$

и стандартное смешивание нейтральных векторных полей

$$\begin{aligned} Z_\mu &= W_\mu^3 \cos \theta_W - B_\mu \sin \theta_W, \\ A_\mu &= W_\mu^3 \sin \theta_W + B_\mu \cos \theta_W. \end{aligned} \quad (7)$$

После спонтанного нарушения симметрии нейтральная компонента поля Хиггса на бране приобретает вакуумное значение $v/\sqrt{2}$, и возникает квадратичное взаимодействие векторных полей вида

$$\frac{g^2 v^2}{4} M^{-d} \sum_{m,n} \psi_m(y_b) \psi_n(y_b) \eta^{\mu\nu} W_\mu^{(m)+} W_\nu^{(n)-}, \quad (8)$$

$$\frac{(g^2 + g'^2) v^2}{8} M^{-d} \sum_{m,n} \psi_m(y_b) \psi_n(y_b) \eta^{\mu\nu} Z_\mu^{(m)} Z_\nu^{(n)}, \quad (9)$$

где $\psi_m(y_b)$ обозначают волновые функции мод КК полей $W_\mu^\pm$ и Z_μ на бране. Из-за этого взаимодействия моды КК больше не являются массовыми собственными состояниями; последние теперь являются суперпозициями мод [13]. Но если массовая шкала gv , определяемая полем Хиггса, много меньше, чем масса первого возбуждения КК (а это именно тот сценарий, который мы изучаем), этим смешиванием мод КК можно пренебречь [13]. Взаимодействие мод КК с полями СМ определяется взаимодействием нулевой моды и имеет вид

$$\begin{aligned} L_{\text{int}} &= \frac{g}{\sqrt{2}} M^{-d/2} \sum_{n>0} \psi_n(y_b) (J^{+\mu} W_\mu^{(n)-} + J^{-\mu} W_\mu^{(n)+}) + \\ &+ \frac{g}{\cos \theta_W} M^{-d/2} \sum_{n>0} \psi_n(y_b) J_{(0)}^\mu Z_\mu^{(n)} + e M^{-d/2} \sum_{n>0} \psi_n(y_b) J_{\text{ем}}^\mu A_\mu^{(n)}, \end{aligned} \quad (10)$$

где $J_\mu^\pm$ и $J_{(0)}^\mu$ – слабые заряженные и нейтральный токи частиц СМ и $J_{\text{ем}}^\mu$ есть электромагнитный ток частиц СМ. Проинтегрировав по тяжелым модам, мы опять приходим к эффективному лагранжиану вида (5). Принимая во внимание, что все массы пропорциональны M , а волновые функции пропорциональны $M^{d/2}$, получим эффективный лагранжиан взаимодействия полей СМ, обусловленный наличием возбуждений $SU(2) \times U(1)$ калибровочных бозонов:

$$L_{\text{eff}} = \frac{G_F M_W^2}{M^2} (C_W J^{+\mu} J_\mu^- + C_W J^{-\mu} J_\mu^+ + C_Z J^{(0)\mu} J_\mu^{(0)} + C_A J_{\text{ем}}^\mu J_{\text{ем}\mu}), \quad (11)$$

где G_F есть постоянная Ферми. Константы C_W , C_Z , C_A являются модельно-зависимыми и могут быть оценены только для конкретных моделей. В частности, в простейшей модели с двумя бранами и одним плоским дополнительным измерением эти константы могут быть оценены как

$$C_W = \frac{\pi^2}{6\sqrt{2}}, \quad C_Z = \frac{\sqrt{2}\pi^2}{6\cos^2\theta_W}, \quad C_A = \frac{2\sqrt{2}\pi^2\sin^2\theta_W}{3}.$$

Теперь оценим константы, входящие в эффективный лагранжиан для калибровочных взаимодействий в случае модели Рэндалл–Сундрума [14]. Сначала с учетом того, что многомерное пространство является пятимерным, мы можем перейти к аксиальной калибровке, в которой компоненты векторных полей, соответствующие дополнительному измерению, равны нулю [15]. Таким образом, в эффективной четырехмерной теории нет соответствующих скалярных полей. Волновые функции $w_n(y)$ полей $A_\mu^n(x)$ с определенными массами являются решениями задачи Штурма–Лиувилля с граничными условиями Неймана. Как следствие, волновая функция безмассовой нулевой моды в отличие от случая тензорной нулевой моды является константой в дополнительном измерении. Последнее обеспечивает универсальность ее константы взаимодействия [16]. Волновые функции возбуждений на бранах ведут себя как $w_n(y)|_{y=y_b} \sim \sqrt{k}$, что похоже на волновые функции тензорных мод. Значения масс мод также оказываются в области энергий порядка ТэВ [15]. Мы будем интересоваться случаем, когда массы мод и массовые щели между модами достаточно велики – скажем, порядка нескольких ТэВ.

Ниже мы рассмотрим некоторые процессы с электрослабыми калибровочными бозонами КК при энергиях, достижимых на ЛНС. Стоит отметить, что константы связи и массы мод существенным образом зависят от конкретной модели. Мы также выделим первую моду КК из эффективного лагранжиана (11) и предположим, что достижимая энергия находится выше порога рождения первой моды КК. Эти моды называются W' и Z' соответственно. Все остальные моды будут учтены посредством эффективных контактных взаимодействий.

Символьные и численные расчеты, включая моделирование фоновых процессов СМ для ЛНС, были выполнены с помощью программного пакета CompHEP [17]. Соответствующие правила Фейнмана были включены в новую версию CompHEP.

3. ПРОЦЕССЫ С КК-МОДАМИ КАЛИБРОВОЧНЫХ БОЗОНОВ

В работе [18] модельно-независимым способом было показано, что существует нетривиальная деструктивная интерференция между процессами, обусловленными промежуточными W - и W' -бозонами. Если предположить, что калибровочные бозоны распространяются во всем многомерном пространстве, то W -бозон есть просто нулевая мода КК, W' -бозон есть первое возбуждение, а также существует бесконечная башня мод КК над ними. Конечно, то же самое верно для Z и γ . В этом случае мы ожидаем, что высшие моды КК также могут интерферировать с нулевой и первой модами.

Теперь перейдем к конкретным примерам. Как было показано в предыдущем разделе, константы взаимодействия и массы мод существенно зависят от конкретной модели. Для простоты мы предполагаем, что все моды КК имеют те же константы

Рис. 1. Распределение по инвариантной массе для одиночного рождения топ-кварка на ЛНС: СМ – штрих-пунктир; СМ + W' – сплошная линия; СМ + $W' + \text{KK}$ – пунктир.

связи, что и у полей СМ W -бозона, Z -бозона и фотона соответственно. Массы W' -, Z' -бозонов и первого возбуждения КК суть $M_{W'}$, $M_{Z'}$, $M_{\gamma'}$ соответственно. Башни остальных мод были смоделированы в CompuNER с помощью вспомогательных частиц с массами $M_{W'_{\text{sum}}}$, $M_{Z'_{\text{sum}}}$, $M_{\gamma'_{\text{sum}}}$ и без 4-импульсов в пропагаторах. Действительно, схематично мы можем представить квадрат амплитуды как

$$\left| \frac{1}{p^2 - M^2} + \frac{1}{p^2 - M'^2} - \sum_{n=2}^{\infty} \frac{1}{M_n^2} \right|^2 = \left| \frac{1}{p^2 - M^2} + \frac{1}{p^2 - M'^2} - \frac{1}{M_{\text{sum}}^2} \right|^2, \quad (12)$$

где M_n соответствует массам мод КК. Последняя формула показывает происхождение параметров, которые будут использоваться ниже. Член $1/M_{\text{sum}}^2$ соответствует эффективному контактному взаимодействию (11).

Теперь рассмотрим конкретные процессы с участием калибровочных бозонов КК. В качестве иллюстрации все расчеты проведены для ЛНС при энергии в системе центра масс 14 ТэВ.

Сначала рассмотрим процесс с W' -бозоном и с башней остальных мод, а именно процесс одиночного рождения топ-кварка. Предположим, что масса первой моды $M_{W'} = 2$ ТэВ, эффективная масса $M_{W'_{\text{sum}}} = 2.8$ ТэВ. Ширина W' -резонанса в этом случае оказывается равной $\Gamma_{W'} = 65.7$ ГэВ. Распределения для процесса $u\bar{d} \rightarrow t\bar{b}$, представленные на рис. 1 и 2, дают основной вклад в процесс $pp \rightarrow t\bar{b}$ на ЛНС.

Мы проделали вычисления для случая только W -бозона СМ, для случая W -бозон СМ плюс W' -бозон и для случая W -бозон СМ плюс W' -бозон плюс башня остальных мод КК. На рис. 1 хорошо видно, что присутствие W' -бозона ведет к деструктивной интерференции при энергиях меньше массы W' -резонанса. При энергиях больше массы W' -резонанса происходит рост хвостов распределений за счет наличия W' -моды и соответствующих мод КК в сравнении со случаем только W -бозона

Рис. 2. P_T -распределение для одиночного рождения топ-кварка на ЛНС: СМ – штрих-пунктир; СМ + W' – сплошная линия, СМ + W' + КК – пунктир.

Рис. 3. Распределение по инвариантной массе для процесса Дрелла–Яна на ЛНС: $\gamma + Z$ – штрих-пунктир; $\gamma + Z + Z' + \gamma'$ – сплошная линия, $\gamma + Z + Z' + \gamma' + \text{КК}$ – пунктир.

СМ (см. рис. 1). Отметим, что наличие мод КК выше W' -резонанса может привести к существенной модификации распределений (см. рис. 2).

Второй процесс, который мы рассмотрели, – процесс с Z' -бозоном и γ' -бозоном плюс башни остальных мод, а именно процесс Дрелла–Яна с u -кварками, который также является доминирующим на ЛНС. Предположим, что массы первых мод равны $M_{Z'} = 2.3$ ТэВ, $M_{\gamma'} = 2$ ТэВ, эффективные массы $M_{Z'_{\text{sum}}} = 3.2$ ТэВ,

Рис. 4. P_T -распределение для процесса Дрелла-Яна на LHC: $\gamma + Z$ – штрих-пунктир; $\gamma + Z + Z' + \gamma'$ – сплошная линия, $\gamma + Z + Z' + \gamma' + KK$ – пунктир.

$M_{\gamma'_{\text{sum}}} = 2.8$ ТэВ. В этом случае ширины резонансов Z' и γ' оказываются равными $\Gamma_{Z'} = 0.026$ ТэВ и $\Gamma_{\gamma'} = 0.021$ ТэВ соответственно. Соответствующие распределения приведены на рис. 3 и 4. Видно, что свойства этих распределений аналогичны случаю одиночного рождения топ-кварка.

Есть основания полагать, что поправки следующего порядка не разрушат данную интерференционную картину. Во-первых, очевидно, что поправки к внешним линиям не нарушают структуру амплитуды (12). Конечно, наиболее опасными кажутся вклады, соответствующие собственной энергии калибровочных бозонов. Но эти вклады определены таким образом, что они исчезают на массовой поверхности и дают вклад только в перенормировки ширин и масс частиц.

Таким образом, наш анализ продемонстрировал, что моды КК обязательно должны учитываться, так как они могут внести вклад в амплитуды соответствующих процессов. Конечно, в принципе одиночные частицы W'' или Z'' также могут привести к аналогичным эффектам, однако одновременные эффекты с гравитонами КК и W' -, Z' -модами КК могут быть интерпретированы в пользу наличия дополнительных измерений.

Благодарности. Авторы выражают благодарность В.Е. Буничеву за полезные обсуждения. Работа была поддержана Программой поддержки ведущих научных школ (грант НШ-4142.2010.2), РФФИ (гранты № 08-02-92499-НЦНИЛ_a, 08-02-91002-ЦЕРН_a), государственным контрактом 02.740.11.0244 и Программой поддержки молодых ученых – кандидатов наук (грант МК-3977.2011.2).

Список литературы

- [1] I. Antoniadis, *Phys. Lett. B*, **246**:3–4 (1990), 377–384.
- [2] T. Gherghetta, A. Pomarol, *Nucl. Phys. B*, **586**:1–2 (2000), 141–162, arXiv: hep-ph/0003129.

- [3] T. Appelquist, H.-C. Cheng, B. A. Dobrescu, *Phys. Rev. D*, **64**:3 (2001), 035002, 10 pp., arXiv: hep-ph/0012100.
- [4] T. G. Rizzo, *Phys. Rev. D*, **64**:9 (2001), 095010, 9 pp., arXiv: hep-ph/0106336.
- [5] C. Macesanu, C. D. McMullen, S. Nandi, *Phys. Lett. B*, **546**:3–4 (2002), 253–260, arXiv: hep-ph/0207269.
- [6] K. Agashe, A. Belyaev, T. Krupovnickas, G. Perez, J. Virzi, *Phys. Rev. D*, **77**:1 (2008), 015003, 11 pp., arXiv: hep-ph/0612015.
- [7] K. Agashe, G. Perez, A. Soni, *Phys. Rev. D*, **75**:1 (2007), 015002, 5 pp., arXiv: hep-ph/0606293.
- [8] K. Agashe, H. Davoudiasl, G. Perez, A. Soni, *Phys. Rev. D*, **76**:3 (2007), 036006, 9 pp., arXiv: hep-ph/0701186.
- [9] A. L. Fitzpatrick, J. Kaplan, L. Randall, L. T. Wang, *JHEP*, **09** (2007), 013, 22 pp., arXiv: hep-ph/0701150.
- [10] B. Lillie, L. Randall, L. T. Wang, *JHEP*, **09** (2007), 074, 22 pp., arXiv: hep-ph/0701166.
- [11] G. Burdman, L. Da Rold, O. Eboli, R. Matheus, *Phys. Rev. D*, **79**:7 (2009), 075026, 11 pp., arXiv: 0812.0368.
- [12] E. E. Boos, V. E. Bunichev, M. N. Smolyakov, I. P. Volobuev, *Phys. Rev. D*, **79**:10 (2009), 104013, 12 pp., arXiv: 0710.3100.
- [13] A. Mück, A. Pilaftsis, R. Rückl, “An introduction to 5-dimensional extensions of the standard model”, *Heavy Quark Physics*, Lecture Notes in Physics, **647**, eds. D. Blaschke, M. A. Ivanov, T. Mannel, 2004, 189–211, arXiv: hep-ph/0209371.
- [14] L. Randall, R. Sundrum, *Phys. Rev. Lett.*, **83**:17 (1999), 3370–3373, arXiv: hep-ph/9905221.
- [15] H. Davoudiasl, J. L. Hewett, T. G. Rizzo, *Phys. Lett. B*, **473**:1–2 (2000), 43–49, arXiv: hep-ph/9911262.
- [16] B. A. Рубаков, *УФН*, **9** (2001), 913–939.
- [17] E. Boos, V. Bunichev, M. Dubinin, L. Dudko, V. Edneral, V. Ilyin, A. Kryukov, V. Savrin, A. Semenov, A. Sherstnev, *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A*, **534**:1–2 (2004), 250–259; E. Boos et al., *PoS A*, **CAT08** (2008), 008.
- [18] E. Boos, V. Bunichev, L. Dudko, M. Perfilov, *Phys. Lett. B*, **655**:5–6 (2007), 245–250, arXiv: hep-ph/0610080.