

ТЯЖЕЛЫЙ СКАЛЯРНЫЙ БОЗОН В СВЕТЕ НЕПОДТВЕРЖДЕННОГО ДИФОТОННОГО ВСПЛЕСКА В ОБЛАСТИ МАСС 750 ГЭВ НА БАК

Э. Э. Боос*, В. Е. Буничев**, И. П. Волобуев***

Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына
Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова
119991, Москва, Россия

Поступила в редакцию 11 ноября 2016 г.

Обсуждается влияние ограничений, происходящих из измерений параметров наблюдаемого бозона Хиггса массой 125 ГэВ и от неподтвержденного дифотонного всплеска в области масс 750 ГэВ на БАК, на свойства возможного дополнительного скалярного бозона, предсказываемого в различных расширениях Стандартной модели. Рассматривается расширение Стандартной модели, основанное на стабилизированной модели мира на бране, в которой эффективный низкоэнергетический лагранжиан для скалярных степеней свободы оказывается очень общим и для различных значений параметров модели воспроизводит лагранжианы скалярных полей различных расширений Стандартной модели синглетными скалярами. Показано, что в простейшем варианте модели, где во всем пятимерном пространстве распространяются только гравитационные степени свободы, скалярное состояние с массой 125 ГэВ может быть последовательно интерпретировано как Хиггс-доминированное состояние для достаточно широкого диапазона параметров модели, в то время как сечение рождения более тяжелого радионно-доминированного состояния с массой 750 ГэВ или больше оказывается слишком малым в разрешенной области пространства параметров модели для порождения возможного дифотонного всплеска.

DOI: 10.7868/S0044451017050066

1. ВВЕДЕНИЕ

Дифотонный всплеск при 750 ГэВ, который был обнаружен в экспериментах на БАК [1, 2] и не был подтвержден дальнейшими поисками на большей статистике [3, 4], привлек внимание к расширениям Стандартной модели (СМ) синглетным скаляром. Это связано с тем, что наиболее правдоподобным объяснением этого всплеска представляется рождение нового тяжелого скалярного состояния¹⁾. Были сделаны попытки связать это состояние со скалярными состояниями, которые предсказываются кон-

кретными расширениями СМ (см., например, работы [5,6]), в частности, интерпретировать его как смешанное состояние бозона Хиггса и радиона [7–9] в модели Рэндалл–Сундрума [10].

В настоящей работе мы покажем, что существующие данные о взаимодействиях открытого на БАК скалярного бозона массой 125 ГэВ, находясь в согласии с ожиданиями для бозона Хиггса СМ, накладывают очень жесткие ограничения на возможные расширения СМ, содержащие дополнительный синглетный скаляр. В результате предсказания для сечения рождения такого скаляра в области масс 750 ГэВ или больше оказываются намного меньше, чем первоначально представленные коллаборациями БАК.

Мы рассмотрим случай, в котором два скалярных состояния интерпретируются как смешанные состояния бозона Хиггса и радиона в расширении СМ, основанном на модели Рэндалл–Сундрума с двумя бранами, стабилизированной пятимерным скалярным полем [11–14], что необходимо для ее феноменологической приемлемости. Характерной

* E-mail: boos@theory.sinp.msu.ru

** E-mail: bunichev@theory.sinp.msu.ru

*** E-mail: volobuev@theory.sinp.msu.ru

¹⁾ По теореме Ландау–Янга векторное состояние не может распадаться на два фотона, а состояния со спином два могут. Однако если они как-то связаны с возбуждениями гравитона, то аналогичные всплески должны были бы появиться в модах распада на два лептона и две струи, что не наблюдается в экспериментах на БАК.

чертой этого расширения является присутствие массивного скалярного поля радиона и его калуца-клейновской башни. Эти поля имеют те же квантовые числа, что и нейтральное поле Хиггса и могут смешиваться с полем Хиггса, если они с ним взаимодействуют. Следует отметить, что в рассматриваемой модели все поля СМ локализованы на инфракрасной бране, что не приводит к противоречиям с данными точных электрослабых измерений (Electroweak Precision Data) [15–17].

Обычно взаимодействие полей Хиггса и радиона в модели Рэндалл–Сундрума получают путем введения взаимодействия поля Хиггса со скалярной кривизной на бране [18]. В работе [19] была предложена модель, в которой взаимодействие полей Хиггса и радиона возникает благодаря механизму спонтанного нарушения симметрии на бране, включающему стабилизирующее скалярное поле. Этот подход учитывает влияние калуца-клейновской башни высших возбуждений скалярного поля на параметры смешивания полей Хиггса и радиона, которое оказывается важным. Его преимущество также в том, что, в отличие от подхода, основанного на взаимодействии поля Хиггса со скалярной кривизной, он модифицирует только скалярный сектор модели и оставляет неизменными константы связи и массы калуца-клейновских возбуждений гравитона. В этом случае последние оказываются порядка фундаментального пятимерного энергетического масштаба, который мы предполагаем равным 2 ТэВ или больше. Поэтому массы калуца-клейновских возбуждений гравитона тоже должны быть больше 2 ТэВ, и отсутствие всплеска в дилептонной моде в области 750 ГэВ вполне согласуется с тем, что в стабилизированных моделях мира на бране калуца-клейновские возбуждения гравитона значительно тяжелее, чем радион.

В настоящей работе мы покажем, что сечение рождения состояния с доминированием радиона, имеющего массу около 750 ГэВ и распадающегося на два фотона, значительно меньше, чем необходимо для объяснения неподтвержденного всплеска на БАК. Поскольку эффективный лагранжиан рассматриваемой модели имеет достаточно общий вид, это утверждение остается справедливым для многих других расширений СМ синглетным скалярным полем. В действительности, в некоторых исследованиях, которые претендовали на объяснение всплеска дополнительным скалярным состоянием, желаемый результат достигался путем выбора достаточно малой ширины этого состояния. Однако при этом упускалось из виду, что полная ширина включает

в себя парциальную ширину распада на два фотона, которая стоит в числителе выражения для сечения процесса, и соответствующий брэнчинг, который естественно мал, в любом случае не может быть больше единицы. Малое сечение рождения скаляра в допустимом пространстве параметров находится в согласии с результатами анализа области больших масс состояний с доминированием радиона в работе [19]. Здесь мы применим эффективный лагранжиан взаимодействия, полученный в работе [19], для описания взаимодействия смешанных состояний полей Хиггса и радиона с полями СМ и анализа сечения рождения смешанного скалярного состояния Хиггса и радиона в области масс около 750 ГэВ. Наше рассмотрение является дальнейшим развитием предыдущей работы [20].

2. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПОЛЕЙ ХИГГСА И РАДИОНА И ЭФФЕКТИВНЫЙ ЛАГРАНЖИАН

Сначала кратко напомним основные черты модели (детали можно найти в работе [19]). Эта модель представляет собой вариант стабилизированной модели Рэндалл–Сундрума с полями СМ, локализованными на инфракрасной бране [13, 21, 22] и со стабилизирующим полем Гольдбергера–Вайза, распространяющимся во всем пятимерном пространстве-времени наряду с гравитационным полем. Смешивание поля Хиггса и скалярной компоненты гравитационного поля в этой модели возникает благодаря лагранжиану взаимодействия, приводящему к соотношению между вакуумным средним поля Хиггса и значением стабилизирующего поля на «инфракрасной» бране, которое отвечает минимуму потенциала.

Модель в пятимерном пространстве-времени $E = M_4 \times S^1/\mathbb{Z}_2$ с координатами $\{x^M\} \equiv \{x^\mu, y\}$, $M = 0, 1, 2, 3, 4$, $\mu = 0, 1, 2, 3$, где $x^4 \equiv y$, $-L \leq y \leq L$ параметризует пятое измерение, задается действием

$$S = S_g + S_{\phi+SM}, \quad (1)$$

где S_g and $S_{\phi+SM}$ определяются как

$$S_g = -2M^3 \int d^4x \int_{-L}^L dy R \sqrt{g}, \quad (2)$$

$$\begin{aligned}
 S_{\phi+SM} = & \int d^4x \times \\
 & \times \int_{-L}^L dy \left(\frac{1}{2} g^{MN} \partial_M \phi \partial_N \phi - V(\phi) \right) \sqrt{g} - \\
 & - \int_{y=0} \sqrt{-\tilde{g}} V_1(\phi) d^4x + \int_{y=L} \sqrt{-\tilde{g}} \times \\
 & \times (-V_2(\phi) + L_{SM-HP} + L_{int}(\phi, H)) d^4x. \quad (3)
 \end{aligned}$$

Сигнатура метрики g_{MN} выбрана равной $(+, -, -, -, -)$, M — фундаментальный пятимерный энергетический масштаб, $V(\phi)$ — потенциал самодействия скалярного поля во всем пространстве, а $V_{1,2}(\phi)$ — потенциалы на бранах, $\tilde{g} = \det \tilde{g}_{\mu\nu}$, а $\tilde{g}_{\mu\nu}$ обозначает индуцированную на бранах метрику. Пространство дополнительного измерения представляет собой орбифолд S^1/Z_2 , который реализован как окружность длины $2L$ с отождествленными точками y и $-y$. Соответственно, браны расположены в неподвижных точках орбифолда $y = 0$ и $y = L$, а метрика g_{MN} и скалярное поле ϕ удовлетворяют стандартным условиям симметрии орбифолда. Поля СМ предполагаются локализованными на бране в точке $y = L$, а лагранжиан L_{SM-HP} есть лагранжиан СМ без потенциала Хиггса. В рассматриваемом подходе ключевую роль играет замена потенциала Хиггса лагранжианом взаимодействия

$$L_{int}(\phi, H) = -\lambda \left(|H|^2 - \frac{\xi}{M} \phi^2 \right)^2 \quad (4)$$

полей Хиггса и Гольдбергера–Вайза, где ξ — положительный безразмерный параметр.

Фоновое решение для метрики и скалярного поля, которое сохраняет пуанкаре-инвариантность в любом четырехмерном подпространстве $y = \text{const}$, имеет вид

$$\begin{aligned}
 ds^2 = e^{-2A(y)} \eta_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu - dy^2 \equiv \\
 \equiv \gamma_{MN}(y) dx^M dx^N, \quad (5)
 \end{aligned}$$

$$\phi(x, y) = \phi(y), \quad (6)$$

где $\eta_{\mu\nu}$ обозначает плоскую метрику Минковского, в то время как фоновое (вакуумное) решение для поля Хиггса остается стандартным,

$$H_{vac} = \begin{pmatrix} 0 \\ v \\ \sqrt{2} \end{pmatrix}, \quad (7)$$

а вакуумные значения всех остальных полей СМ равны нулю.

Подставляя этот анзац в уравнения движения, отвечающие действию (1), можно получить систему дифференциальных уравнений для функций $A(y)$ и $\phi(y)$. При этом потенциалы $V_{1,2}(\phi)$ и лагранжиан взаимодействия (4) задают граничные условия для этих уравнений на бранах. Потенциалы $V_{1,2}(\phi)$ выбираются так, чтобы они фиксировали значение стабилизирующего поля ϕ на бранах и стабилизировали расстояние между бранами [11, 12]. Лагранжиан взаимодействия (4) не влияет на механизм стабилизации, если выполняется соотношение

$$\phi(L)^2 = \frac{Mv^2}{2\xi} \quad (8)$$

между значениями поля Хиггса и стабилизирующего скалярного поля на бране в точке $y = L$, которое определяет вакуумное значение поля Хиггса. Это означает, что в рассматриваемом сценарии вакуумное значение поля Хиггса, которое пропорционально значению стабилизирующего скалярного поля на бране теравольтового масштаба, возникает динамически в результате гравитационной стабилизации размера дополнительного измерения.

Теперь линеаризованная теория получается разложением метрики, скалярного поля и поля Хиггса в унитарной калибровке около фонового решения в виде

$$g_{MN}(x, y) = \gamma_{MN}(y) + \frac{1}{\sqrt{2}M^3} h_{MN}(x, y), \quad (9)$$

$$\phi(x, y) = \phi(y) + \frac{1}{\sqrt{2}M^3} f(x, y), \quad (10)$$

$$H(x) = \begin{pmatrix} 0 \\ v + \sigma(x) \\ \sqrt{2} \end{pmatrix}. \quad (11)$$

В результате подстановки этого представления в действие (1) и удержания членов второго порядка по h_{MN} , f и σ получается лагранжиан второй вариации для этого действия, который представляет собой свободный лагранжиан СМ (т.е. массы всех полей СМ выражаются обычным образом через вакуумное значение поля Хиггса и константы связи) вместе со стандартным лагранжианом второй вариации стабилизированной модели Рэндалл–Сундрума [14], дополненным членом взаимодействия скалярных полей f и σ на бране, происходящим из лагранжиана взаимодействия (4) [19].

Помимо полей f и σ в линеаризованной теории есть еще два скалярных поля — поля $h_{44}(x, y)$ и $\gamma^{\mu\nu} h_{\mu\nu}(x, y)$. Однако поля $f(x, y)$, $h_{44}(x, y)$ и

$\gamma^{\mu\nu}h_{\mu\nu}(x, y)$ не являются независимыми: они связаны уравнениями движения линеаризованной теории и калибровочным условием [14,15]. Поэтому для описания скалярных степеней свободы можно использовать любое из них.

Наиболее удобным оказывается поле $h_{44}(x, y)$. Это поле можно разложить по калуца-клейновским модам, причем низшая мода $\phi_1(x)$ называется полем радиона, а моды $\phi_n(x)$, $n > 1$ принадлежат его калуца-клейновской башне. Это разложение порождает соответствующее разложение пятимерного скалярного поля $f(x, y)$. Подставляя последнее разложение в лагранжиан второй вариации и интегрируя по координате дополнительного измерения, можно получить эффективный четырехмерный лагранжиан. Если массы бозона Хиггса и радиона намного меньше, чем массы возбуждений радиона, то в четырехмерном лагранжиане можно перейти к низкоэнергетическому приближению путем интегрирования по полям возбуждений радиона. Это дает эффективный лагранжиан для взаимодействий полей Хиггса и радиона с полями СМ. Однако из-за членов смешивания полей Хиггса и радиона поля $\sigma(x)$ и $\phi_1(x)$ не имеют определенных масс. Физические поля с определенными массами $h(x), r(x)$ получаются, как обычно, с помощью вращения, которое диагонализует массовую матрицу:

$$\begin{aligned} h(x) &= \sigma(x) \cos \theta + \phi_1(x) \sin \theta, \\ r(x) &= -\sigma(x) \sin \theta + \phi_1(x) \cos \theta. \end{aligned} \tag{12}$$

Поле $h(x)$ будет называться полем с доминированием бозона Хиггса, а поле $r(x)$ — полем с доминированием радиона. Наконец, можно получить следующий эффективный лагранжиан взаимодействия физических скалярных полей $h(x)$ и $r(x)$ с полями СМ [19]:

$$\begin{aligned} L_{h-r} &= \frac{1}{2} \partial_\mu h(x) \partial^\mu h(x) - \frac{1}{2} m_h^2 h^2(x) + \\ &+ \frac{1}{2} \partial_\mu r(x) \partial^\mu r(x) - \frac{1}{2} m_r^2 r^2(x) - \\ &- \frac{c \cos \theta + \sin \theta}{\Lambda_r} h(x) (T_\mu^\mu + \Delta T_\mu^\mu) + \\ &+ \frac{c \sin \theta - \cos \theta}{\Lambda_r} r(x) (T_\mu^\mu + \Delta T_\mu^\mu) - \\ &- \sum_f \frac{m_f}{v} \bar{\psi}_f \psi_f [h(x) \cos \theta - r(x) \sin \theta] + \\ &+ \frac{2M_W^2}{v} (W_\mu^- W^{\mu+}) [h(x) \cos \theta - r(x) \sin \theta] + \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &+ \frac{M_Z^2}{v} (Z_\mu Z^\mu) [h(x) \cos \theta - r(x) \sin \theta] + \\ &+ \frac{M_W^2}{v^2} (W_\mu^- W^{\mu+}) [h(x) \cos \theta - r(x) \sin \theta]^2 + \\ &+ \frac{M_Z^2}{2v^2} (Z_\mu Z^\mu) [h(x) \cos \theta - r(x) \sin \theta]^2. \end{aligned} \tag{13}$$

Здесь m_h и m_r — массы полей $h(x)$ и $r(x)$, Λ_r — (обратная) константа связи радиона со следом тензора энергии-импульса СМ, v — вакуумное среднее поля Хиггса, а ΔT_μ^μ — конформная аномалия безмассовых векторных полей, явно записываемая как

$$\Delta T_\mu^\mu = \frac{\beta(g_s)}{2g_s} G_{\rho\sigma}^{ab} G_{ab}^{\rho\sigma} + \frac{\beta(e)}{2e} F_{\rho\sigma} F^{\rho\sigma}, \tag{14}$$

где β — известные β -функции КХД и КЭД.

Параметр c в лагранжиане (13) учитывает вклад проинтегрированных тяжелых скалярных мод и выражается через физические массы и угол смешивания следующим образом:

$$c = \frac{(m_r^2 - m_h^2) \sin 2\theta}{m_r^2 \cos^2 \theta + m_h^2 \sin^2 \theta} \sum_{n=2}^{\infty} \alpha_n^2. \tag{15}$$

Он также зависит от суммы коэффициентов α_n^2 , где α_n — отношения волновых функций мод ϕ_n и ϕ_1 в дополнительном измерении, взятых в точке $y = L$. Эти отношения являются, конечно же, модельно зависимыми и должны уменьшаться с ростом n , чтобы сумма была сходящейся. В некоторых моделях несколько первых отношений могут быть порядка единицы [14]. Таким образом, можно считать, что вся сумма тоже порядка единицы.

Эффективный четырехмерный лагранжиан взаимодействия (13), выраженный в терминах физических полей $h(x)$ с доминированием бозона Хиггса и $r(x)$ с доминированием радиона, включает только пять дополнительных параметров по сравнению с СМ: массы полей с доминированием бозона Хиггса и радиона, m_h и m_r , угол смешивания θ , (обратную) константу связи Λ_r поля радиона со следом тензора энергии-импульса полей СМ и параметр c .

Рассмотрим несколько интересных подпространств пространства параметров эффективной теории. Если мы положим параметры c и θ равными нулю, т. е. рассмотрим случай нулевого смешивания, то лагранжиан (13) становится просто лагранжианом поля Хиггса СМ плюс обычный лагранжиан взаимодействия радиона со следом тензора энергии-импульса СМ. Если, наоборот, мы положим $1/\Lambda_r = 0$, то получим эффективный лагранжиан расширения СМ синглетным действительным скалярным полем [23, 24]. Если мы формально

положим параметр c равным нулю, сохраняя при этом ненулевой угол смешивания θ , то получим эффективный лагранжиан взаимодействия, который очень похож на соответствующий лагранжиан нестабилизированной модели Рэндалл–Сундрума с членом взаимодействия поля Хиггса с кривизной на бране [18]. В частности, взаимодействия состояний с доминированием бозона Хиггса и с доминированием радиона с конформной аномалией безмассовых векторных полей, которые очень важны для процессов их рождения и распада, те же самые. Однако нужно иметь в виду, что наблюдаемые параметры эффективного лагранжиана в различных случаях по-разному зависят от фундаментальных параметров моделей.

Таким образом, лагранжиан (13) представляет собой очень общий эффективный лагранжиан взаимодействия двух смешанных скалярных состояний с фермионами и векторными полями СМ, расширенной синглетным скаляром. Дополнительные параметры этого лагранжиана являются естественными для рассмотрения феноменологии смешанных скалярных состояний и позволяют легко сравнивать предсказания различных моделей. При этом в действительности неважно, как эти параметры зависят от фундаментальных параметров конкретной модели, если последние принадлежат ее феноменологически допустимому подпространству.

В общем случае ненулевого смешивания, когда все параметры, θ , $1/\Lambda_r$ и c , не равны нулю, дополнительные члены в лагранжиане, происходящие от проинтегрированных тяжелых мод и пропорциональные параметру c , зависящему от масс скалярных состояний и от угла смешивания, могут приводить к определенным изменениям коллайдерной феноменологии состояний с доминированием бозона Хиггса и с доминированием радиона, как это было показано в работе [19], где также в явном виде были приведены правила Фейнмана для этой модели.

3. ФЕНОМЕНОЛОГИЯ ТЯЖЕЛОГО СОСТОЯНИЯ С ДОМИНИРОВАНИЕМ РАДИОНА

В рамках описанной выше модели рассмотрим теперь основные свойства рождения и распада тяжелого состояния с доминированием радиона, как они получаются из эффективного лагранжиана (13) в области масс, близких к 750 ГэВ, где были указания на дифотонный всплеск. Для проведения расчетов использовалась та же версия программы

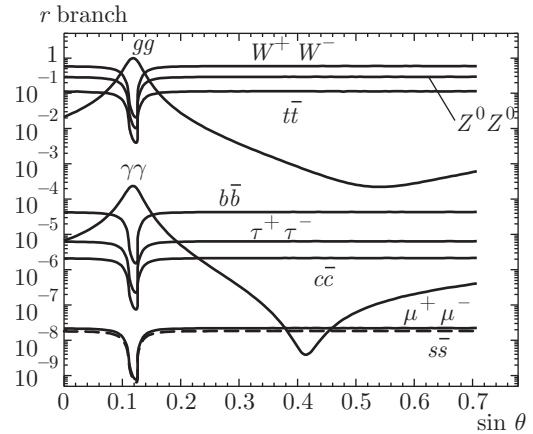


Рис. 1. Брэнчинги распадов для состояния с доминированием радиона с массой $m_r = 750$ ГэВ как функция синуса угла смешивания; $\Lambda_r = 2$ ТэВ, $c = c_{max}$

CompHEP [25, 26], что и в работе [19]. Эта версия включает в себя специальную программу для χ^2 -анализа силы сигнала, и в нее встроены правила Фейнмана для эффективного лагранжиана (13).

Брэнчинги распадов для состояния с доминированием радиона с массой 750 ГэВ показаны на рис. 1 как функции синуса угла смешивания θ . На нем видно, что практически для всех значений $\sin \theta$ брэнчинги мод близки к их значениям для бозона Хиггса СМ, если бы у него была масса 750 ГэВ. При этом поправки, следующие за лидирующими членами ряда разложения по теории возмущений (NLO), учтены в соответствии с программой HDECAY [27]. Доминирующими модами распада являются распады на тяжелые частицы СМ, на W^+W^- , Z^0Z^0 -бозонные пары и на пару t -кварков. Однако для некоторых достаточно малых значений параметра $\sin \theta$, близких к примерно v/Λ_r , все ведущие брэнчинги существенно уменьшаются и доминирующей модой становится распад на два глюона. Также в этой области пространства параметров значительно увеличивается брэнчинг распада на два фотона. Такое поведение может быть легко понято на основе структуры вершин взаимодействия состояния с доминированием радиона с фермионами и с калибровочными бозонами СМ (см. правила Фейнмана в работе [19]). Действительно, все вершины с фермионами и массивными векторными бозонами содержат множитель $\Lambda_r^{-1}(\cos \theta - c \cdot \sin \theta) - v^{-1} \sin \theta$, который становится очень малым при $\sin \theta$, близком к v/Λ_r . Это происходит вследствие сокращения вкладов вершин, возникающих от взаимодействий СМ и взаимодействий со следом тензора энергии-импульса. Напротив, вершины взаимодействия со-

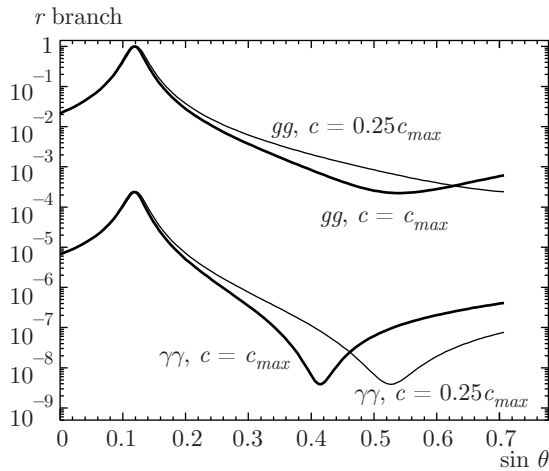


Рис. 2. Глюон-глюонный (gg) и фотон-фотонный ($\gamma\gamma$) брэнчинги как функции $\sin \theta$ для $c = c_{max}$ и $c = 0.25c_{max}$; $m_r = 750$ ГэВ, $\Lambda_r = 2$ ТэВ

стояния с доминированием радиона с глюонами и фотонами усилены аномальными вкладами, и для них такое сокращение при малых значениях параметра $\sin \theta$, близких к v/Λ_r , не имеет места. Соответствующее сокращение для вершин с двумя глюонами и двумя фотонами происходит при значительно больших значениях параметра $\sin \theta$, где, как видно на рис. 1, брэнчинги имеют минимум. Следует отметить, что положение максимумов парциальных ширин распада на глюоны и фотоны смещается в сторону меньших значений $\sin \theta$ с ростом параметра Λ_r . Положение максимума и форма кривых вблизи него практически не зависят от значения параметра c , который аккумулирует в себе вклады более высоких скалярных мод. Зависимость от параметра c для двух разных его значений показана на рис. 2, где приведены глюон-глюонные и фотон-фотонные брэнчинги как функции $\sin \theta$.

Рисунок 3 иллюстрирует поведение полной ширины состояния с доминированием радиона. Глубокий минимум точно соответствует обсуждавшейся области, где все главные моды распада резко убывают. Для конкретного выбора параметров $\Lambda_r = 2$ ТэВ и $c = c_{max}$ ширина в минимуме равна малой величине $6 \cdot 10^{-2}$ ГэВ. Однако для значений параметра $\sin \theta$ вдали от области минимума ширина может быть значительно больше, достигая значений нескольких десятков и даже сотен гигаэлектрон-вольт. На двумерной диаграмме (рис. 4) линии равных значений ширины показаны в зависимости от параметров $\sin \theta$ и $1/\Lambda_r$.

Сечение рождения состояния с доминированием радиона показано на рис. 5. Здесь мы включили

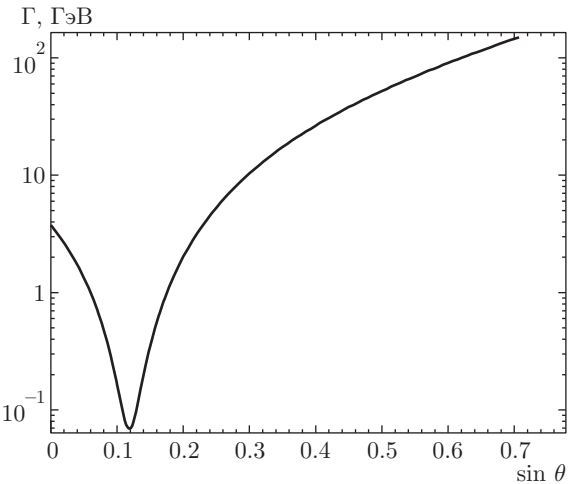


Рис. 3. Полная ширина состояния с доминированием радиона $m_r = 750$ ГэВ как функция синуса угла смешивания; $\Lambda_r = 2$ ТэВ, $c = c_{max}$

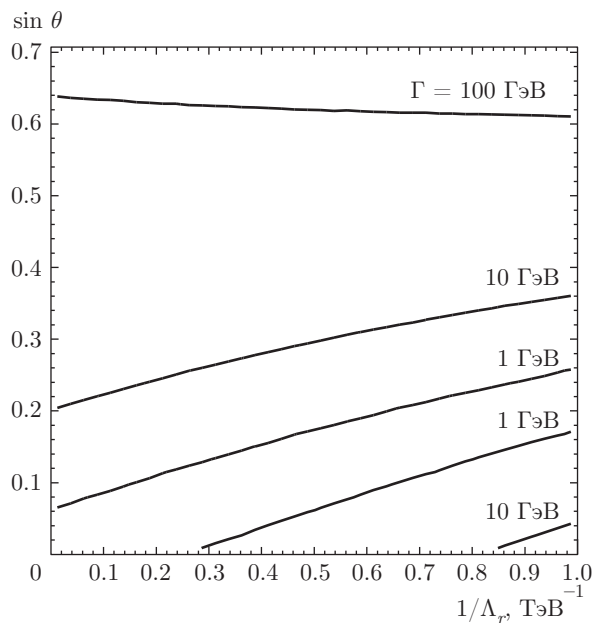


Рис. 4. Контуры равной ширины для состояния с доминированием радиона $m_r = 750$ ГэВ как функции параметров $\sin \theta$ и $1/\Lambda_r$; $c = c_{max}$

вклады всех каналов рождения состояния с доминированием радиона (ggF , VBF , rV , rtt) и его распада на два фотона. Мы также учли K -факторы в следующем за NLO разложении (NNLO), вычисленные специализированной рабочей группой по изучению сечения бозона Хиггса [28, 29]. Можно видеть, как и ожидалось, что вклад глюон-глюонного слияния доминирует в сечении рождения в наиболее интересной области пространства параметров, где

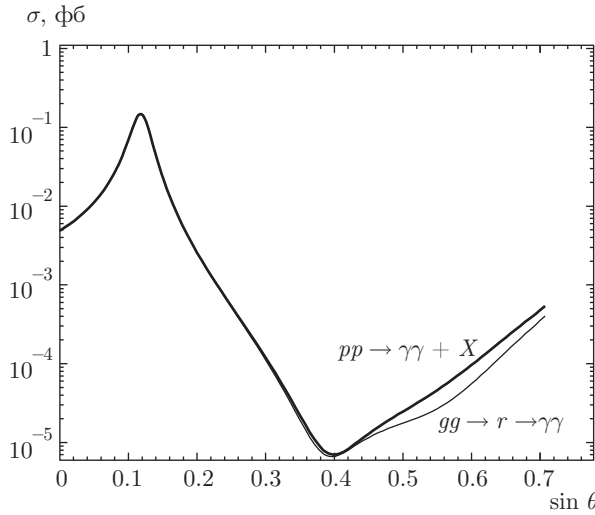


Рис. 5. Сечение рождения состояния с доминированием радиона $m_r = 750$ ГэВ как функция синуса угла смешивания, включающее вклады всех мод рождения (жирная кривая) и только главный вклад моды глюон-глюонного слияния (тонкая кривая); $\sqrt{s} = 13$ ТэВ, $m_h = 125$ ГэВ, $\Lambda_r = 2$ ТэВ, $c = c_{max}$

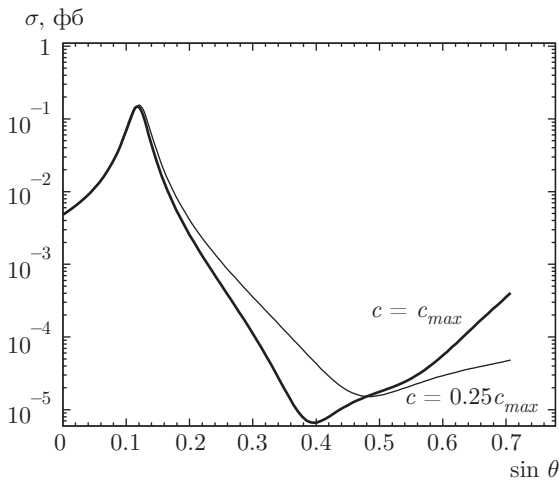


Рис. 6. Сечение рождения состояния с доминированием радиона $m_r = 750$ ГэВ в главной моде глюон-глюонного слияния как функция синуса угла смешивания для параметра $c = c_{max}$ (жирная) и $c = 0.25c_{max}$; $\sqrt{s} = 13$ ТэВ, $\Lambda_r = 2$ ТэВ

сечение имеет максимум. Этот максимум отвечает тем же значениям параметров, для которых соответствующие брэнчинги gg и $\gamma\gamma$ достигают максимума. Что касается поведения брэнчингов в области вблизи максимума, то сечения очень слабо зависят от параметра c . Такая зависимость значительна при больших углах смешивания, где сечение становится намного меньше (рис. 6).

Следует отметить, что область параметров, разрешенная измерениями силы сигнала для бозона массой 125 ГэВ при энергии БАК 8 ТэВ и представленная на рис. 7а, включает в себя упомянутую выше область, где сечение рождения двух фотонов имеет максимум. Включение в глобальный фит результатов новых измерений для бозона массой 125 ГэВ при энергии 13 ТэВ и новых данных по поискам с отрицательным результатом резонанса в области 750 ГэВ приводит к минимальным изменениям допустимой области в пространстве параметров модели, как это показано на рис. 7б.

Недавние данные полностью согласуются с ожидаемым очень малым сечением рождения тяжелого состояния с доминированием радиона [3,4]. Действительно, как можно видеть на рис. 6, сечение имеет максимум, равный примерно 0.14 фб, что в 50–100 раз меньше, чем требуется, чтобы достичь ранее заявленного и впоследствии полностью отвергнутого уровня сечения всплеска в области масс 750 ГэВ.

В других областях пространства параметров сечение рождения становится еще меньше, как видно на рис. 8, где приведены контуры равных значений сечения. Таким образом, следует заключить, что в простейшем варианте рассматриваемой модели, где во всем пятимерном пространстве-времени распространяются только гравитация и стабилизирующее скалярное поле, наблюдавшийся всплеск не может быть понят как резонанс с доминированием радиона. Это находится в согласии с результатами работы [30], в которой рождение и двухфотонный распад тяжелого состояния с доминированием радиона были рассмотрены в нестабилизированной модели с членом взаимодействия поля Хиггса с кривизной и полями СМ, локализованными на бране. Как мы отметили в разд. 2, наш эффективный лагранжиан (13) при малых значениях параметра c дает то же взаимодействие состояния с доминированием радиона с конформной аномалией безмассовых векторных полей, что и в работе [30], которое оказывается доминирующим при малых значениях угла смешивания, и соответствующая контактная диаграмма дает основной вклад в амплитуду.

Аналогичное заключение о невозможности объяснить всплеск при 750 ГэВ с помощью смешанного состояния бозона Хиггса и радиона было сделано в работах [6, 9]. В настоящей работе, в дополнение к предыдущим исследованиям, мы проанализировали влияние башни высших калуца-клейновских скалярных состояний, сделав статистический анализ разрешенного пространства параметров и показав, что учет этих калуца-клейновских состояний не меня-

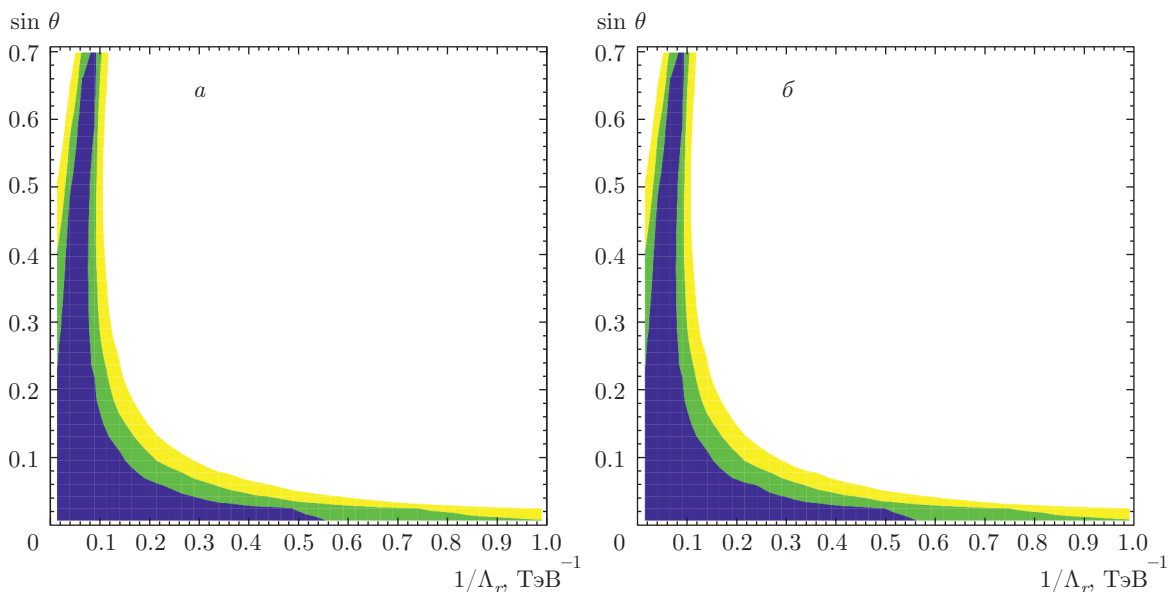


Рис. 7. (В цвете онлайн) Контуры исключения для глобального χ^2 -фита в плоскости $(\sin \theta, 1/\Lambda_r)$ для БАК при $m_h = 125$ ГэВ, $m_r = 750$ ГэВ, $c = c_{max}$ и $\sqrt{s} = 8$ ТэВ (а), $\sqrt{s} = 8, 13$ ТэВ (б). Темные, средние и светлые области соответствуют уровням достоверности фита 65 %, 90 % и 99 %

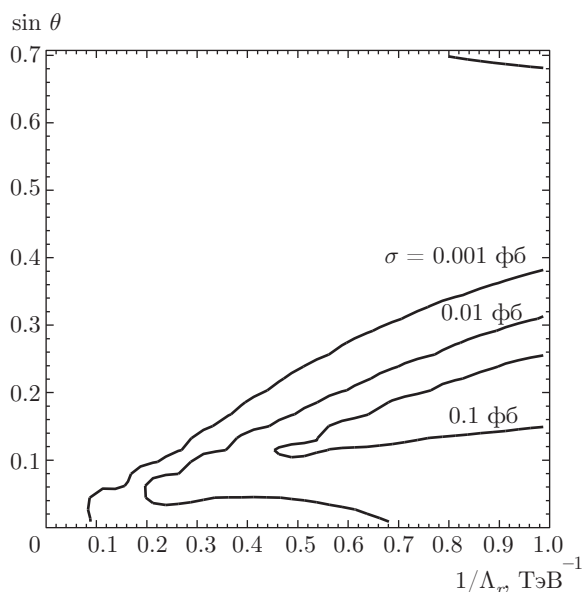


Рис. 8. Контуры равных значений для сечения рождения состояния с доминированием радиона $m_r = 750$ ГэВ как функции параметров $\sin \theta$ и $1/\Lambda_r$; $\sqrt{s} = 13$ ТэВ, $c = c_{max}$

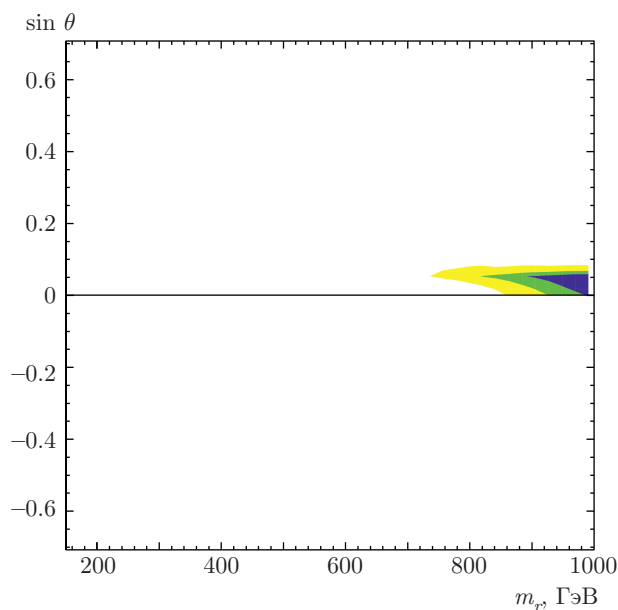


Рис. 9. (В цвете онлайн) Область параметров $(m_r, \sin \theta)$, все еще разрешенная общим фитом, основанном на данных CMS и ATLAS для поисков тяжелого бозона Хиггса и ограничениях из фита влияния этих параметров на силы сигнала в точке 125 ГэВ; $\sqrt{s} = 8$ ТэВ, $\Lambda_r = 3$ ТэВ, $c = c_{max}$. Темные, средние и светлые области соответствуют уровням достоверности фита 65 %, 90 % и 99 % (рисунок взят из работы [19])

ет общего негативного заключения. Как было объяснено выше, полученный эффективный лагранжиан модели достаточно общий. Поэтому это заключение остается справедливым для ряда других расширений СМ синглетным действительным скалярным полем. Это заключение также полностью согласо-

ется с результатами исследования в работе [19] (см. рис. 9 взятый из этой работы), в которой диапазон больших масс состояния с доминированием радиона был проанализирован с точки зрения допустимых областей пространства параметров на основе ограничений измерений силы сигнала для состояния с массой 125 ГэВ с доминированием бозона Хиггса и отрицательных результатов поисков хиггсовских состояний с большой массой в диапазоне до 1 ТэВ коллаборациями БАК.

Представляется крайне маловероятным, что включение каких-либо других частиц, таких как возбужденные калуца-клейновские состояния тех полей СМ, которые могут распространяться во всем многомерном пространстве, может существенно увеличить сечение рождения за счет вкладов в глюон-глюон-скалярные и фотон-фотон-скалярные вершины. Однако при этом следует иметь в виду, что вычисление вкладов возбужденных состояний в стабилизированных моделях мира на бране не будет простым, потому что взаимодействие возбужденных пятимерных мод с радионом не характеризуется одной константой связи Λ_r , как в случае локализованных на бране полей, а зависит от интегралов перекрытия квадратов их волновых функций и волновой функции радиона, что требует специального тщательного исследования. Отсутствие дифотонного всплеска при 750 ГэВ с сечением рождения порядка 6–10 фб означает, что объяснения этого всплеска в ряде работ (см., например, [8]) путем учета калуца-клейновских состояний полей СМ указывают на то, что фундаментальный энергетический масштаб в таких моделях с неплоскими дополнительными измерениями должен быть существенно больше, чем обычно предполагаемые 2–3 ТэВ.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе мы исследовали влияние ограничений из измерений параметров наблюдаемого бозона Хиггса с массой 125 ГэВ и из неподтвержденного дифотонного всплеска при 750 ГэВ в экспериментах на БАК на свойства возможного дополнительного скалярного бозона. Этот бозон предсказывается в различных расширениях СМ и считается состоянием с доминированием радиона в стабилизированной модели мира на бране. Тогда состояние с доминированием бозона Хиггса должно интерпретироваться как бозон с массой 125 ГэВ. Для нашего исследования мы

использовали очень общий эффективный лагранжиан, который описывает низкоэнергетические взаимодействия смешанных скалярных состояний в СМ, расширенной синглетным скаляром, в том числе и за счет вклада проинтегрированной башни возможных более тяжелых скалярных состояний. Проведенные вычисления и анализ показывают, что хотя можно достаточно хорошо фитировать силы сигнала в некоторой области пространства параметров модели, получающееся в результате сечение рождения пар фотонов оказывается в 50–100 меньше, чем 10 фб, которое было первоначально заявлено и впоследствии полностью отвергнуто. Это означает, что стабилизированные модели мира на бране, в которых во всем многомерном пространстве распространяются только гравитация и поле Гольдбергера–Вайза, а также другие модели, описываемые специальными случаями рассмотренного эффективного лагранжиана, согласуются с ненаблюдаемостью пока какого-либо сигнала в области масс до 1 ТэВ и, в частности, в области масс вблизи 750 ГэВ.

Авторы благодарны М. Н. Смолякову за полезные обсуждения работы. Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 14-12-00363).

ЛИТЕРАТУРА

1. M. Aaboud et al. [ATLAS Collaboration], *J. High Energy Phys.* **1609**, 001 (2016).
2. V. Khachatryan et al. [CMS Collaboration], *Phys. Rev. Lett.* **117**, 051802 (2016).
3. M. Aaboud et al. [ATLAS Collaboration], ATLAS-CONF-2016-059.
4. V. Khachatryan et al. [CMS Collaboration].
5. K. Harigaya and Y. Nomura, *Phys. Lett. B* **754**, 151 (2016); S. Di Chiara, L. Marzola, and M. Raidal, *Phys. Rev. D* **93**, 095018 (2016); E. Gabrielli, K. Kannike, B. Mele et al., arXiv:1512.05961 [hep-ph]; J. Chang, K. Cheung, and C. T. Lu, arXiv:1512.06671 [hep-ph]; S. Moretti and K. Yagyu, arXiv:1512.07462 [hep-ph]; J. A. Casas, J. R. Espinosa, and J. M. Moreno, arXiv:1512.07895 [hep-ph]; N. Bizot, S. Davidson, M. Frigerio, and J.-L. Kneur, arXiv:1512.08508 [hep-ph]; F. Staub, P. Athron, L. Basso et al., arXiv:1602.05581 [hep-ph]; T. Modak, S. Sadhukhan, and R. Srivastava, arXiv:1601.00836 [hep-ph]; S. F. Ge, H. J. He, J. Ren, and Z. Z. Xianyu, arXiv:1602.01801 [hep-ph].

6. R. S. Gupta, S. Jager, Y. Kats et al., arXiv:1512.05332 [hep-ph].
7. P. Cox, A. D. Medina, T. S. Ray, and A. Spray, arXiv:1512.05618 [hep-ph].
8. A. Ahmed, B. M. Dillon, B. Grzadkowski et al., arXiv:1512.05771 [hep-ph].
9. E. Megias, O. Pujolas, and M. Quiros, arXiv:1512.06106 [hep-ph].
10. L. Randall and R. Sundrum, Phys. Rev. Lett. **83**, 3370 (1999).
11. W. D. Goldberger and M. B. Wise, Phys. Rev. Lett. **83**, 4922 (1999).
12. O. DeWolfe, D. Z. Freedman, S. S. Gubser, and A. Karch, Phys. Rev. D **62**, 046008 (2000).
13. E. E. Boos, Y. S. Mikhailov, M. N. Smolyakov, and I. P. Volobuev, Nucl. Phys. B **717**, 19 (2005).
14. E. E. Boos, Y. S. Mikhailov, M. N. Smolyakov, and I. P. Volobuev, Mod. Phys. Lett. A **21**, 1431 (2006).
15. C. Csaki, M. L. Graesser, and G. D. Kribs, Phys. Rev. D **63**, 065002 (2001).
16. C. Csaki, J. Erlich, and J. Terning, Phys. Rev. D **66**, 064021 (2002).
17. G. Burdman and Y. Nomura, Nucl. Phys. B **656**, 3 (2003).
18. G. F. Giudice, R. Rattazzi, and J. D. Wells, Nucl. Phys. B **595**, 250 (2001).
19. E. E. Boos, V. E. Bunichev, M. A. Perfilov et al., Phys. Rev. D **92**, 095010 (2015).
20. E. E. Boos, V. E. Bunichev, and I. P. Volobuev, arXiv:1603.04495 [hep-ph].
21. В. А. Рубаков, УФН **171**, 913 (2001).
22. G. F. Giudice, T. Plehn, and A. Strumia, Nucl. Phys. B **706**, 455 (2005).
23. T. Robens and T. Stefaniak, Eur. Phys. J. C **75**, 104 (2015).
24. S. I. Godunov, A. N. Rozanov, M. I. Vysotsky, and E. V. Zhemchugov, Eur. Phys. J. C **76**, 1 (2016).
25. E. Boos et al. [CompHEP Collaboration], Nucl. Instrum. Meth. A **534**, 250 (2004).
26. E. Boos, V. Bunichev, M. Dubinin et al., PoS (ACAT08), 008 (2008).
27. A. Djouadi, J. Kalinowski, and M. Spira, Comput. Phys. Comm. **108**, 56 (1998).
28. S. Dittmaier et al. [LHC Higgs Cross Section Working Group Collaboration], arXiv:1101.0593.
29. S. Heinemeyer et al. [LHC Higgs Cross Section Working Group Collaboration], arXiv:1307.1347.
30. M. Toharia, Phys. Rev. D **79**, 015009 (2009).