



НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР
«КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ»

Институт физики высоких энергий имени А.А. Логунова
Национального исследовательского центра
«Курчатовский институт»

Препринт 2023-8

С.Р. Слабоспицкий¹

Редкий распад топ-кварка $t \rightarrow b\bar{b}bW^+$

Протвино 2023

¹Sergei.Slabospitskii@ihep.ru

Аннотация

Слабоспицкий С.Р. Редкий распад топ-кварка $t \rightarrow b\bar{b}bW^+$: Препринт НИЦ «Курчатовский институт» – ИФВЭ 2023-8. – Протвино, 2023. – 15 с., 8 рис., 4 табл.

В работе рассмотрен редкий распад t -кварка $t \rightarrow b\bar{b}bW^+$ в рамках Стандартной модели, а также с учетом вклада заряженного бозона Хиггса. Обсуждается роль фоновых процессов.

Abstract

Slabospitskii S.R. Rare top-quark decay $t \rightarrow b\bar{b}bW^+$: NRC «Kurchatov Institute» – IHEP Preprint 2023-8. – Protvino, 2023. – p. 15, figs. 8, tables 4.

The calculation of the rare t -quark decay $t \rightarrow b\bar{b}bW^+$ within the Standard Model as well as the charged Higgs contribution to this decay is presented. The role of possible background processes is discussed.

Введение

Физика топ-кварка является одним из основных направлений изучения в современной физике высоких энергий. Действительно, почти все характеристики процессов с топ-кварком можно вычислять с высокой теоретической точностью. Распад $t \rightarrow bW$ является доминирующим в Стандартной модели (СМ). Все остальные каналы распада имеют очень маленькие вероятности распада. И, как ожидается в рамках СМ, они будут на несколько порядков меньше [1, 2].

С другой стороны, редкие распады t -кварка очень чувствительны к проявлению Новой физики за пределами СМ. Очень хорошо известен пример распада топ-кварка за счет аномальных нейтральных токов с изменением аромата [1].

В этой статье изучается редкий распад топ-кварка:

$$t \rightarrow bW^+ \bar{b}b$$

а также вклад заряженного бозона Хиггса в этот процесс. Показано, что этот распад имеет хорошо идентифицированные конечные состояния и имеет относительно большую вероятность распада, $\text{Br}(t \rightarrow b\bar{b}bW^+) \sim \mathcal{O}(10^{-3})$. Таким образом, этот четырех-частичный канал распада дает дополнительную возможность непрямого поиска заряженных H^\pm -бозонов.

Заряженные бозоны Хиггса появляются в скалярном секторе нескольких расширений СМ и являются объектами различных исследований на БАК (Большой Адронный Коллайдер в ЦЕРНе), выходящих за рамки Стандартной модели. В статье используется общая модель с двумя дублетами Хиггса (2HDM), которая является одной из простейших расширений СМ с заряженным скаляром [3, 4]. В рамках этого класса моделей вводятся два изоспиновых дублета, нарушающих симметрию $SU(2) \times U(1)$, что приводит к существованию пяти физических бозонов Хиггса, два из которых являются заряженными частицами (H^\pm). Последние ограничения допустимого диапазона масс H^\pm в зависимости от параметра модели $\tan \beta$ можно найти в [5, 6].

Поиски H^\pm -бозонов были выполнены на LEP [7], на ускорителе Тэватрон в Фермилабе [8, 9]. Сотрудничества ATLAS и CMS исследовали несколько H^\pm каналов

распада, таких как $\tau\nu_\tau$, tb , cs , cb (см. [10, 11, 12, 13, 14, 15, 16] и ссылки в этих работах). Отметим, что H^\pm -бозон (как и СМ Хиггса) имеет константы взаимодействия, пропорциональные фермионным массам.

Большое значение связи $tH^\pm b$ приводит к тому, что реакции с участием топ-кварков используются для поиска образования заряженного бозона Хиггса. В экспериментах исследуют три сценария для поиска заряженного бозона Хиггса. Для "легкого" H^\pm -бозона ($M(H^\pm) < m_t$) используется канал распада топ-кварка на заряженный бозон Хиггса. Для случая, когда $M(H^\pm)$ больше массы t -кварка, изучается рождение заряженного Хиггса с последующим распадом в $t\bar{b}$. В результате, заряженный бозон Хиггса с массой в интервалах

$$M(H^\pm) < 160 \text{ ГэВ} \quad \text{и} \quad M(H^\pm) > 180 \text{ ГэВ} \quad (1)$$

и широкой области $\tan \beta$ практически исключен [10, 11, 12, 13, 14, 15, 16].

В третьем сценарии изучается образование бозона Хиггса в ассоциации с топ-кварком (см. [11]) с последующим распадом $H^\pm \rightarrow \tau^\pm \nu_\tau$. И в этом случае существование заряженного бозона Хиггса исключено в диапазоне масс (90 – 2000) ГэВ и $\tan \beta \gtrsim 1$.

Учитывая полученные экспериментальные ограничения (1), в настоящей статье исследуется вклад заряженного H^\pm -бозона при следующих массах и значениях параметра $\tan \beta$:

$$M(H^\pm) = (160 \div 180) \text{ ГэВ} \quad \text{и} \quad \tan \beta \lesssim 1 \quad (2)$$

Во всей статье выражения для вершин и параметров СМ выбираются согласно работе [17]. Для численных вычислений ширин используется C++ версия программы TopReX (см. [18]). Приведенные в статье ошибки в вычисленных значениях ширин распадов отвечают точности численных вычислений.

Статья организована следующим образом. В разделе 1 представлена модель, описывающая взаимодействия заряженного бозона Хиггса. В разделе 2 приведены оценки на возможные значения параметра $\tan \beta$, полученные с использованием ограничений на полную ширину t -кварка, а также вероятностей распада топ-кварка. Вычисление ширины редкого распада $t \rightarrow b\bar{b}bW$ приведено в разделе 3. В разделе 4 кратко обсуждается распад t -кварка $t \rightarrow b\bar{b}bW$ с последующим распадом W -бозона на наблюдаемые частицы. В разделе 6 рассматривается вклад H^\pm -бозона в редкий распад топ-кварка $t \rightarrow bWZ$. Обсуждение фоновых процессов к исследуемому каналу распада приведено в разделе 7. В Заключение приведены полученные результаты.

1. Лагранжиан взаимодействия заряженного бозона Хиггса

Лагранжиан взаимодействия, описывающий взаимодействие H^\pm -бозона с фермионами в рамках MSSM-модели, имеет вид (см. [1], [4], [3]):

$$\mathcal{L} = \frac{g}{\sqrt{2}M_W} H^+ \{V_{ud}\bar{u}(m_u \cot \beta P_L + m_d \tan \beta P_R)d + \bar{\nu}(m_\ell \tan \beta P_R)\ell\}, \quad (3)$$

где $P_{L/R} = \frac{1}{2}(1 \mp \gamma^5)$; символы u и d описывают “верхние” (u, c, t) и “нижние” (d, s, b) кварки, соответственно; ν и ℓ обозначают нейтрино и заряженный лептон; V_{ud} - элемент матрицы Каббиббо-Кобаяши-Маскава.

На древесном уровне ширины распада H^\pm -бозона равны [1]:

$$\Gamma(H^+ \rightarrow l\nu) = \frac{g^2 M_H}{32\pi M_W^2} m_l^2 \tan^2 \beta \quad (4)$$

$$\Gamma(H^+ \rightarrow q\bar{q}) = \frac{3g^2}{32\pi M_W^2 M_H} |V_{q\bar{q}}|^2 \lambda^{1/2} \left(1, \frac{m_q^2}{M_H^2}, \frac{m_{\bar{q}}^2}{M_H^2}\right) \times \\ \left[(M_H^2 - m_q^2 - m_{\bar{q}}^2) (m_q^2 \cot^2 \beta + m_{\bar{q}}^2 \tan^2 \beta) - 4m_q^2 m_{\bar{q}}^2 \right] \quad (5)$$

$$\Gamma(t \rightarrow bH^+) = \frac{g^2}{64\pi M_W^2 m_t} |V_{tb}|^2 \lambda^{1/2} \left(1, \frac{m_b^2}{m_t^2}, \frac{M_H^2}{m_t^2}\right) \times \\ \left[(m_t^2 + m_b^2 - M_H^2) (m_t^2 \cot^2 \beta + m_b^2 \tan^2 \beta) + 4m_t^2 m_b^2 \right] \quad (6)$$

где

$$\lambda(a, b, c) = a^2 + b^2 + c^2 - 2(ab + ac + bc)$$

Отметим, что при малых значениях $\tan \beta$ дополнительный канал распада с учетом виртуального топ-кварка ($H^+ \rightarrow t^* \bar{b} \rightarrow W^+ b \bar{b}$) может давать заметный вклад в полную ширину распада заряженного бозона Хиггса [19] (см. диаграмму на Рис. 1).

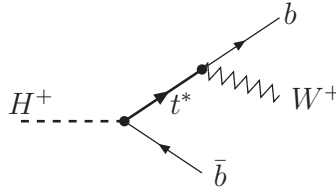


Рис. 1. Диаграмма, описывающая распад $H^+ \rightarrow t^* \bar{b} \rightarrow W^+ b \bar{b}$ за счет вклада виртуального t -кварка.

На Рис. 2 представлено поведение вероятностей распада H^\pm -бозона по трем каналам ($c\bar{s}$, $\tau\nu_\tau$, $b\bar{b}W$) для четырех значений масс $M(H^\pm)$ в зависимости от $\tan \beta$. Как видно, при небольших значениях $M(H^\pm)$ ($M(H^\pm) \sim 100$ ГэВ) вероятность трехчастичного распада ($H^+ \rightarrow b\bar{b}W^+$) очень мала. Следовательно, для таких значений $M(H^\pm)$ можно ожидать, что основной модой распада заряженного Хиггса будет $H^+ \rightarrow \tau^+\nu$ (при больших $\tan \beta$) и/или $H^+ \rightarrow c\bar{s}$ (при небольших значениях $\tan \beta$).

С другой стороны, при $\tan \beta \lesssim 2$ и $M(H^\pm) \gtrsim 150$ ГэВ большая величина массы (или константы связи) t -кварка приводит к тому, что $\text{Br}(H^+ \rightarrow b\bar{b}W^+)$ превосходит $\text{Br}(H^+ \rightarrow c\bar{s})$. Более того, при $\tan \beta < 1$ такой трехчастичный канал распада становится основным [1, 19] (см. Рис. 2).

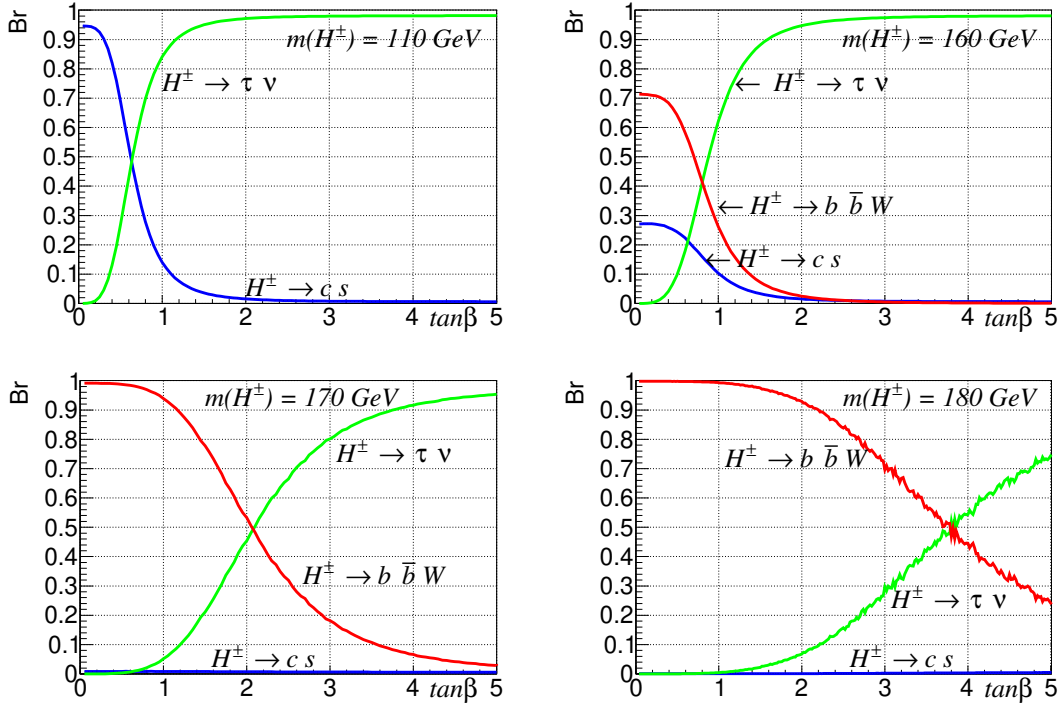


Рис. 2. Вероятности распадов H^\pm -бозона по трем каналам для четырех значений масс $M(H^\pm)$ в зависимости от $\tan\beta$.

2. Ограничения на параметры заряженного бозона Хиггса

В этом разделе приведены приближенные оценки пределов допустимой области значений $\tan\beta$. Заряженный бозон Хиггса должен давать вклад в парциальные ширины распада топ-кварка. Следовательно, следует ожидать увеличения полной ширины распада t -кварка, а также изменение вероятностей распадов по различным каналам.

Для оценки ограничений мы используем три экспериментальных параметра (см. “Review of Particle Properties” [2]):

$$\left. \begin{aligned} \Gamma_t &= 1.42^{+0.19}_{-0.15} \text{ ГэВ} & \sigma_\Gamma &= 0.2 \text{ ГэВ} \\ \text{Br}(t \rightarrow bq\bar{q}) &= (66.5 \pm 1.4)\% & \sigma_{qq} &= 0.014 \\ \text{Br}(t \rightarrow b\tau\nu_\tau) &= (11.1 \pm 0.9)\% & \sigma_{\tau\nu} &= 0.09 \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

Ограничения на $\tan\beta$ могут быть получены из требования, чтобы вклад заряженного бозона Хиггса в эти значения не должен отклоняться от значений (7) более чем на 3σ . Результирующие допустимые диапазоны параметров представлены в Таблица 1 и на Рис. 3.

Таблица 1. Допустимая область параметров заряженного Хиггса. Масса H^\pm -бозона в ГэВ.

$M(H^\pm)$	$\tan \beta$	$M(H^\pm)$	$\tan \beta$
110.	$3.6 \div 17.7$	160	$0.57 \div 75.$
120.	$3.1 \div 20.5$	165.	$0.34 \div 103.$
130.	$2.62 \div 24.8$	170.	$0.03 \div 132.$
140.	$1.9 \div 31.6$	175.	$0.026 \div 142.5$
150.	$0.99 \div 44.5$	177.5	$0.018 \div 157.$

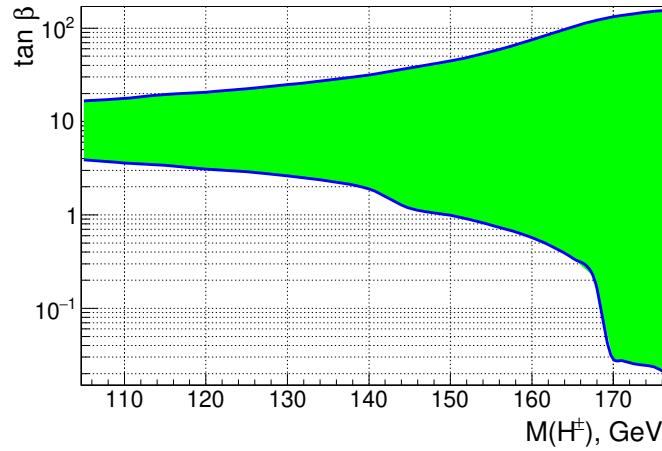


Рис. 3. Разрешенная область параметров заряженного бозона Хиггса.

3. Распад топ-кварка $t \rightarrow b W^+ b \bar{b}$

В данной работе рассматривается редкий четырех-частичный распад топ-кварка:

$$t \rightarrow b W^+ b \bar{b} \quad (8)$$

В рамках СМ этот распад описывается 28 диаграммами Фейнмана. (см. Рис. 4). Диаграмма (a) соответствует трем диаграммам с виртуальным обменом “верхними” кварками ($q_U = u, c, t$). Диаграммы (b) и (c) соответствуют восьми диаграммам с обменом виртуальными B -бозонами ($B = g, \gamma, Z$ или H). Диаграмма (d) описывает три диаграммы с обменом виртуальными V -бозонами ($V = \gamma, Z$ или H). *Заметим, что легкие виртуальные кварки (u, c), а также виртуальные: фотон, Z и H бозоны дают очень небольшой вклад в ширину распада $t \rightarrow b W^+ b \bar{b}$ и ими можно пренебречь.*

Для вычисления ширины используется Q^2 -масштаб (в $\alpha_s(Q^2)$) равный массе t -кварка ($Q^2 = m_t^2$). Величину массы b -кварка (при этом же Q^2 -масштабе) выбиралась

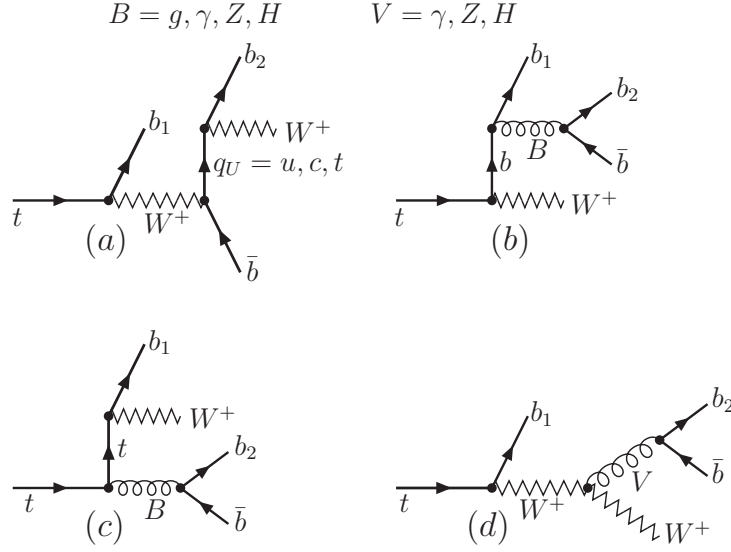


Рис. 4. Диаграммы, описывающие распад $t \rightarrow bW^+ b\bar{b}$ в рамках СМ.

равной $m_b(Q^2) \approx 2.6$ ГэВ. Вычисленные ширина и вероятности распада равны:

$$\begin{aligned} \Gamma(t \rightarrow bW^+ b\bar{b}) &= (2.41 \pm 0.006) \times 10^{-3} \text{ ГэВ} \\ \text{Br}(t \rightarrow bW^+ b\bar{b}) &= (1.70 \pm 0.004) \times 10^{-3} \end{aligned} \quad (9)$$

Отметим, что из-за диаграмм с расщеплением виртуального глюона на пару $b\bar{b}$ -кварков значение ширины распада (9) сильно зависит на величины массы b -кварка. Например, при $m_b = 4, 8$ ГэВ получается

$$\Gamma(t \rightarrow bW^+ b\bar{b}) = (9.3 \pm 0.03) \times 10^{-4} \text{ ГэВ} \quad (10)$$

Чтобы избежать такой зависимости от массы b -кварка, в работе рассматривается “приведенное” (fiducial) выражение для ширин распада (8). Т.е. ширина, вычисленная с ограничением на инвариантные массы конечных кварков ($M(b_1 b_2), M(b_1 \bar{b}), M(b_2 \bar{b}) \geq 20$ ГэВ)

$$\begin{aligned} \Gamma(t \rightarrow bW^+ b\bar{b})_{fid} &= (1.404 \pm 0.006) \times 10^{-4} \text{ ГэВ}, \quad M(bb) \geq 20 \text{ ГэВ} \\ \text{Br}(t \rightarrow bW^+ b\bar{b})_{fid} &= (0.989 \pm 0.004) \times 10^{-4} \end{aligned} \quad (11)$$

Полученные значения имеют существенно меньшую чувствительность к массе b -кварка. Действительно, значения ширины (11), вычисленные при $m_b = 4.8$ ГэВ или $m_b \approx 10$ МэВ, дают очень близкие значения.

Далее приведено вычисление ширины редкого распада t -кварка (8) с учетом вклада заряженного бозона Хиггса. Диаграмма на Рис. 5 соответствует шести диаграммам с обменом заряженным бозоном Хиггса. В результате, полная амплитуда процесса (8) с обменом H^\pm состоит из 34 диаграмм (28 из-за СМ и 6 из-за H^\pm).

В Таблице 2 представлены результаты для нескольких наборов массы заряженного Хиггса и $\tan \beta$. Как следует из расчетов, вклады в парциальные ширины распада для трех вариантов параметров ($\{M(H^+) = 160 \text{ ГэВ}, \tan \beta < 0.5\}$, $\{M(H^+) =$

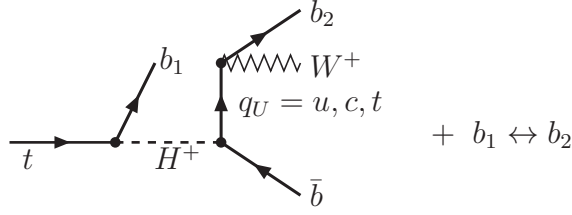


Рис. 5. Диаграмма, описывающая вклад заряженного бозона в распад $t \rightarrow bW^+ b\bar{b}$

165 ГэВ, $\tan \beta < 0.2$ }, и $\{M(H^+) = 170 \text{ ГэВ}, \tan \beta < 0.05\}$) превышает значение 0.6 ГэВ. Следовательно, этот диапазон пространства параметра также должен быть исключен из дальнейшего обсуждения.

Таблица 2. Парциальные ширины распада топ-кварка $t \rightarrow b\bar{b}bW$ с учетом вклада заряженного H^\pm -бозона, вычисленные с ограничением $M(bb) > 20 \text{ GeV}$. Все значения ширин (в ГэВ) умножены на фактор 10^4 . "SM" означает, что вклад H^\pm -бозона в ширину распада ($\Gamma_{fid} \approx (1.4 \pm 0.006) \times 10^{-4} \text{ ГэВ}$) не превышает 10%.

$\tan \beta$	160	165	170	175	180	185
0.1	-	-	125.0 ± 7.3	58.34 ± 0.22	35.7 ± 0.2	23.2 ± 0.13
0.2	-	$704. \pm 41$	8.95 ± 0.09	5.26 ± 0.023	3.79 ± 0.025	3.06 ± 0.02
0.35	-	$247. \pm 25.$	2.35 ± 0.02	1.88 ± 0.6	1.71 ± 0.02	1.62 ± 0.015
0.5	$555. \pm 67.$	$110. \pm 15.$	1.67 ± 0.15	1.54 ± 0.02	SM	SM
1	$139. \pm 35.$	27.2 ± 0.7	SM	SM	SM	SM
2	15.9 ± 4.4	5.0 ± 0.8	SM	SM	SM	SM

4. Пяти-частичный распад топ-кварка

Так как W -бозон - нестабильная частица и не наблюдается прямым образом, то для 5-частичного распада существует одно замечание относительно вероятности распада W в наблюдаемые частицы ($W \rightarrow f\bar{f}'$):

$$t \rightarrow b\bar{b}b f\bar{f}' \quad (12)$$

Из-за вклада диаграмм с W -бозоном, распадающимся на конечную пару фермионов ($W \rightarrow f\bar{f}'$), в распределении по инвариантной массе этих фермионов следует ожидать резкого пика вблизи массы W -бозона.

В полной амплитуде процесса (12) можно выделить две части. Первая часть ("резонансный вклад") описывается 28 диаграммами (см. Рис. 4) с заменой конечного

(реального) W -бозона виртуальным W^* -бозоном, распадающимся на пару фермионов ($W^* \rightarrow f\bar{f}'$).

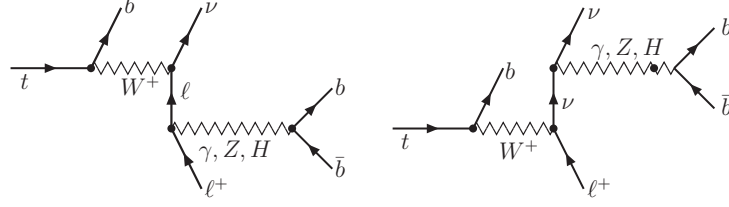


Рис. 6. Диаграммы, описывающие распад $t \rightarrow b\bar{b}b\ell^+\nu_\ell$, в которых лептонная пара $\ell^+\nu_\ell$ образуется не от виртуального W -бозона.

$$t \rightarrow b\bar{b}bW^*(\rightarrow f\bar{f}') \rightarrow b\bar{b}bf\bar{f}' \quad (13)$$

Вторая часть амплитуды («нерезонансный вклад») описывается дополнительными диаграммами, где пара $f\bar{f}'$ рождается не из W -бозона (см. Рис. 6 и 7).

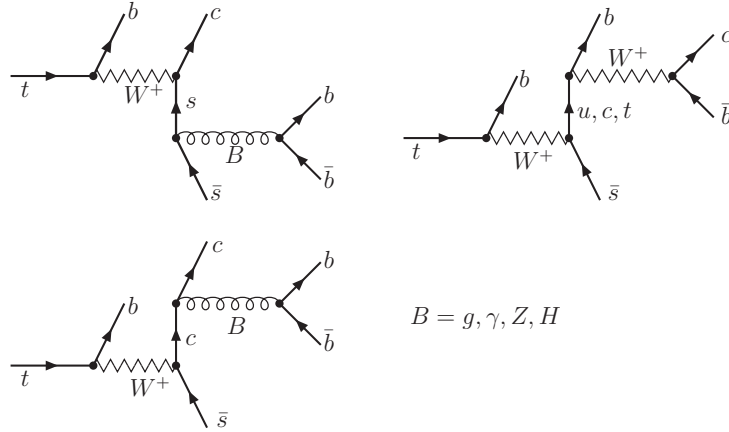


Рис. 7. Диаграммы, описывающие распад $t \rightarrow b\bar{b}bc\bar{s}$, в которых пара $c\bar{s}$ образуется не от виртуального W -бозона.

Для распада t -кварка на три b -кварка и лептонную пару "нерезонансная" часть амплитуды дает сравнительно небольшой вклад к ширине распада (из-за малых значений электрослабых констант для виртуального перехода γ, Z, H в $b\bar{b}$ -пару). В этом случае парциальная ширина (при ограничении $M_{bb} \geq 20$ ГэВ) равна

$$\Gamma(t \rightarrow b\bar{b}b\ell^+\nu)_{fid} = (1.48 \pm 0.09) \times 10^{-5} \text{ ГэВ}$$

Это значение примерно равно ширине (11) основного канала распада (8), умноженной на вероятность распада $W \rightarrow \ell\nu$

$$\Gamma(t \rightarrow b\bar{b}bW^+)_{fid} \times \text{Br}(W \rightarrow \ell\nu) = (1.4 \times 10^{-4}) \times 11\% \approx 1.5 \times 10^{-5} \text{ ГэВ}$$

Следовательно, для "полу-лептонного" распада имеем

$$\Gamma(t \rightarrow b\bar{b}b\ell\nu)_{fid} \approx \Gamma(t \rightarrow b\bar{b}bW^+)_{fid} \times \text{Br}(W^+ \rightarrow \ell^+\nu) \quad (14)$$

Однако, это неверно для распада t -кварка на пять кварков: $t \rightarrow b\bar{b}bq\bar{q}'$. Например, для канала распада $t \rightarrow b\bar{b}bc\bar{s}$ дополнительные диаграммы ("нерезонансная" часть амплитуды), где пара $c\bar{s}$ рождается не из W -бозона, показаны на Рис. 7.

Как следует из расчетов, вклад в ширину распада этой "нерезонансной" области (т.е. $c\bar{s}$ не из W^* -бозона) примерно совпадает с вкладом $W^* \rightarrow q\bar{q}'$. В частности, это видно из Рис. 8, где представлено распределение по инвариантной массе пары $c\bar{s}$ в распаде $t \rightarrow b\bar{b}bc\bar{s}$.

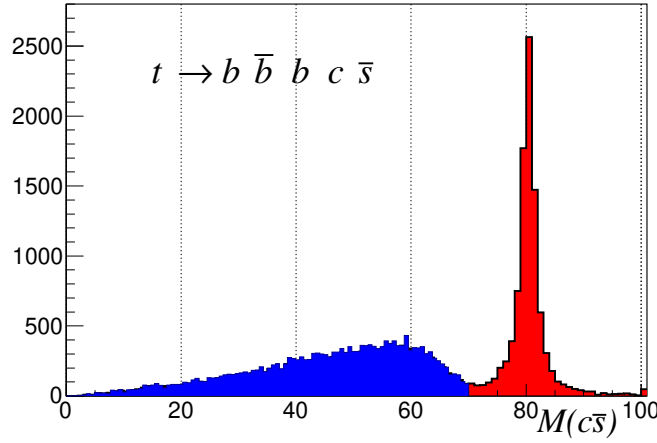


Рис. 8. Распределение по инвариантной массе пары $c\bar{s}$ в распаде $t \rightarrow b\bar{b}bc\bar{s}$. Правый резкий пик отвечает распаду виртуального W -бозона на пару $c\bar{s}$ кварков. Левая широкая часть отвечает вкладу, в котором $c\bar{s}$ образуется не от виртуального W -бозона.

Парциальная ширина для этого канала (а также для канала $t \rightarrow b\bar{b}bu\bar{d}$) равна

$$\Gamma(t \rightarrow b\bar{b}bc\bar{s})_{fid} = \Gamma(t \rightarrow b\bar{b}bu\bar{d})_{fid} = (1.10 \pm 0.08) \times 10^{-4} \text{ ГэВ} \quad (15)$$

Отметим, что вклад других легких кварков (например, $u\bar{s}$, $u\bar{b}$, $c\bar{b}$ в ширину $\Gamma(t \rightarrow b\bar{b}bf\bar{f}')$ очень мал из-за малых значений соответствующих элементов СКМ-матрицы $V_{qq'}$. В результате ширина 5-частичного канала распада топ-кварка равна

$$\begin{aligned} \Gamma(t \rightarrow b\bar{b}bf\bar{f}')_{fid} &\approx 3\Gamma(t \rightarrow b\bar{b}b\ell^+\nu)_{fid} + \Gamma(t \rightarrow b\bar{b}bc\bar{s})_{fid} + \Gamma(t \rightarrow b\bar{b}bu\bar{d})_{fid} \\ &= (2.64 \pm 0.19) \times 10^{-4} \text{ ГэВ} \end{aligned} \quad (16)$$

Как результат, значение ширины распада (16) примерно в два раза больше величины $\Gamma(t \rightarrow b\bar{b}bW^+)_{fid} = 1.4 \times 10^{-4} \text{ ГэВ}$ из (11).

5. Распад топ-кварка в $\ell_1^+ \ell_1^- \ell_2^+ \nu_2$

Много лет назад было показано, что распад $t \rightarrow b Z W$ имеет некоторое особенности, так как процесс происходит вблизи кинематического порога ($m_t \sim M_Z + M_W + m_b$) [20, 21, 22, 23, 24, 25, 26]. Краткое обсуждение этого распада приведено, в частности, в обзоре [1]. Заметим, что заряженный Хиггс (при больших значениях $\tan \beta$) также может дать значительный вклад в ширину такого распада топ-кварка в четыре лептона:

$$t \rightarrow b Z^*(\ell_1^+ \ell_1^-) W^{+*}(\ell_2^+ \nu_2) + b Z^*(\ell_1^+ \ell_1^-) \widetilde{H}^{+*}(\ell_2^+ \nu_2) \quad (17)$$

где \widetilde{H}^{+*} отвечает заряженного Хиггса в обсуждаемый распад $t \rightarrow b H^{+*}(\rightarrow \ell_1^+ \ell_1^- \ell_2^+ \nu_2)$, $t \rightarrow b Z^* H^{+*}(\rightarrow \ell_2^+ \nu_2), \dots$

Результаты расчетов парциальной ширины случая СМ, а также с учетом вклада заряженного H^\pm -бозона, приведены в Таблице 3. При вычислениях инвариантная масса $\ell_1^+ \ell_1^-$ пары полагалась равной или больше: $M(\ell_1^+ \ell_1^-) \geq 0.8 M_Z$.

Таблица 3. Ширины распада $t \rightarrow b \ell_1^+ \ell_1^- \ell_2^+ \nu_2$ при $M(\mu^+ \mu^- / \tau^+ \tau^-) \geq 0.8 M_Z$. Значения ширин (в ГэВ) умножены на 10^9 .

$M(H^\pm), \tan \beta$	$\mu^+ \mu^- e^+ \nu_e$	$\mu^+ \mu^- \tau^+ \nu_\tau$	$\tau^+ \tau^- \mu^+ \nu_\mu$	$\tau^+ \tau^- \tau^+ \nu_\tau$
SM	2.7 ± 0.2	2.3 ± 0.2	2.7 ± 0.2	0.38 ± 0.024
160, 30	2.7 ± 0.2	$35. \pm 3.8$	$29.8 \pm 7.$	$19.8 \pm 2.$
170, 75	2.6 ± 0.2	10.6 ± 0.3	6.8 ± 0.5	3.9 ± 0.2

Как видно из этой таблицы, при больших значениях $\tan \beta$ распад H^\pm -бозона на τ -лептоны дает заметный вклад в эту парциальные ширины. Отметим, что вероятность такого распада очень мала для поисков в эксперименте.

6. Фоновые процессы к четырех-частичному распаду топ-кварка

При поиске редкого распада топ-кварка $t \rightarrow b \bar{b} b W^+$ (8) в экспериментальных событиях необходимо выделять конечный W -бозон (например в полуплептонной моде распада: $W \rightarrow \ell \nu$) и три адронных струи от b -кварков (B -струи). Заметим, струи, возникшие из легких кварков или глюонов, также могут быть распознаны (“мечены”) как B -струи.

Типичная эффективность мечения b -струй от b -кварка составляет около 70%, а вероятность ошибочной идентификации струй кварка c и легких кварков или глюонов как B -струи составляют примерно 10% и 1%, соответственно (см., например, [27]):

$$\epsilon_b = 0.7, \epsilon_c = 0.1, \epsilon_{q, g} = 0.01 \quad (18)$$

Исходя из этих рассуждений оценим роль возможных фоновых процессов — четырех-частичный распад топ-кварка, который распадается на конечные состояния, отличные от основного канала (8):

$$t \rightarrow bW^+ gg \text{ и } t \rightarrow bW^+ q\bar{q}', \quad q, q' \neq b \quad (19)$$

Эти распады могут быть фоновыми процессами в случае ошибочной идентификации легких кварков или глюонов как B -струй. Имеется около 30 каналов распада с конечным состоянием ($W q_1 \bar{q}_2 q_3$) и три канала распада с глюонами: $t \rightarrow qggW^+$, $q = d, s, b$. Большинство из этих распадов имеют очень маленькую ширину распада по сравнению с шириной распада (11) (в частности, из-за малых значений V_{td} и V_{ts} - элементов СКМ-матрицы). Поэтому в Таблице 4 представлены результаты для тех распадов, которые имеют парциальную ширину не менее 10% ширины распада $t \rightarrow bW b\bar{b}$.

Таблица 4. Парциальные ширины для различных каналов распада $t \rightarrow bW \bar{q}_1 q_2 (gg)$, вычисленные с ограничением $M(ij) > 20$ GeV (инвариантная масса двух кварков или глюонов). Третья колонка соответствует отношению парциальных ширин (с учетом эффективности b -мечения из (18)) к парциальной ширине распада $\Gamma(bW b\bar{b})$.

channel	$\Gamma(t \rightarrow bW^+ ij)_{fid}$, in GeV	$R_{\Gamma, b-tag}$
$t \rightarrow bW^+ \bar{b}b$	$(1.404 \pm 0.006) \times 10^{-4}$	
$t \rightarrow bW^+ gg$	$(1.8 \pm 0.04) \times 10^{-3}$	0.003
$t \rightarrow bW^+ \bar{c}c$	$(1.3 \pm 0.3) \times 10^{-4}$	0.02
$t \rightarrow bW^+ \bar{s}s$	$(1.3 \pm 0.3) \times 10^{-4}$	0.0002
$t \rightarrow bW^+ \bar{d}(\bar{u}u)$	$(1.3 \pm 0.3) \times 10^{-4}$	0.0002

Как видно из второго столбца этой таблицы, ширины распада этих каналов сравнимы (или даже больше), чем ширина основного процесса $\Gamma(t \rightarrow b\bar{b}bW^+) = 9.3 \times 10^{-4}$ ГэВ из (9). Однако, учет вероятности идентификации B -струй, существенно подавляет вклад от таких каналов распада (см. третий столбец таблицы 4). В нем представлены отношения парциальных ширин с учетом вероятности идентификации B -струй:

$$R_{\Gamma, b-tag} = \frac{\Gamma(t \rightarrow bW^+ ij) \times \epsilon_b \times \epsilon_i \times \epsilon_j}{\Gamma(t \rightarrow bW^+ \bar{b}b) \times \epsilon_b^3}$$

Как видно, учет идентификации B -струй практически полностью подавляет "фон" от четырех-частичных каналов распада (19).

7. Заключение

В данной работе рассмотрен редкий распад топ-кварка $t \rightarrow b\bar{b}bW^+$. Относительно большая парциальная ширина распада, $\Gamma(t \rightarrow b\bar{b}bW^+)_{fid} = (1,40 \pm 0,006) \times$

10^{-4} ГэВ (и $\text{Br}(t \rightarrow b\bar{b}bW^+)_{fid} = 0,99 \times 10^{-4}$), делает возможным поиск этого редкого распада t -кварка на БАК.

В работе предлагается дополнительный метод поиска H^\pm -бозона, который основан на измерении (увеличении) парциальной ширины (или вероятности) распада $t \rightarrow b\bar{b}bW^+$ и не предполагает явного выделения заряженного бозона Хиггса.

Вычислен вклад заряженного бозона Хиггса (с массой $M(H^\pm) = (160 \div 180)$ ГэВ и $\tan \beta \lesssim 1$) в распады топ-кварков. Показано, что учет H^\pm -бозона в $\Gamma(t \rightarrow b\bar{b}bW^+)$ с $\tan \beta \lesssim 1$ может увеличить парциальную ширину распада $t \rightarrow b\bar{b}bW$ на два порядка (в зависимости от по значениям $\tan \beta$).

Благодарности

В заключение автор выражает искреннюю благодарность А.М. Зайцеву, П.С. Мандрику, В.Ф. Образцову и Р.Н. Рогалеву за многочисленные и полезные обсуждения.

Список литературы

- [1] M. Beneke et al., *Top quark physics*, Workshop on Standard Model Physics (and more) at the LHC (First Plenary Meeting), 3 2000, pp. 419–529, arXiv:hep-ph/0003033.
- [2] P. A. Zyla et al., *Review of Particle Physics*, PTEP **2020** (2020), no. 8, 083C01, <https://pdg.lbl.gov/>.
- [3] Vernon D. Barger and R. J. N. Phillips, *COLLIDER PHYSICS*, vol. 71, Addison-Wesley, 1987.
- [4] G. C. Branco, P. M. Ferreira, L. Lavoura, M. N. Rebelo, Marc Sher, and Joao P. Silva, *Theory and phenomenology of two-Higgs-doublet models*, Phys. Rept. **516** (2012), 1–102, arXiv:1106.0034 [hep-ph].
- [5] A. G. Akeroyd et al., *Prospects for charged Higgs searches at the LHC*, Eur. Phys. J. C **77** (2017), no. 5, 276, arXiv:1607.01320 [hep-ph].
- [6] A. Arbey, F. Mahmoudi, O. Stal, and T. Stefaniak, *Status of the Charged Higgs Boson in Two Higgs Doublet Models*, Eur. Phys. J. C **78** (2018), no. 3, 182, arXiv:1706.07414 [hep-ph].
- [7] G. Abbiendi et al., *Search for Charged Higgs bosons: Combined Results Using LEP Data*, Eur. Phys. J. C **73** (2013), 2463, arXiv:1301.6065 [hep-ex].
- [8] T. Aaltonen et al., *Search for Higgs bosons predicted in two-Higgs-doublet models via decays to tau lepton pairs in 1.96-TeV p anti-p collisions*, Phys. Rev. Lett. **103** (2009), 201801, arXiv:0906.1014 [hep-ex].
- [9] V. M. Abazov et al., *Search for Higgs bosons of the minimal supersymmetric standard model in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV*, Phys. Lett. B **710** (2012), 569–577, arXiv:1112.5431 [hep-ex].
- [10] Morad Aaboud et al., *Measurements of inclusive and differential fiducial cross-sections of $t\bar{t}$ production with additional heavy-flavour jets in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector*, JHEP **04** (2019), 046, arXiv:1811.12113 [hep-ex].
- [11] Morad Aaboud et al., *Search for charged Higgs bosons decaying via $H^\pm \rightarrow \tau^\pm \nu_\tau$ in the τ +jets and τ +lepton final states with 36 fb^{-1} of pp collision data recorded at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS experiment*, JHEP **09** (2018), 139, arXiv:1807.07915 [hep-ex].
- [12] Georges Aad et al., *Search for charged Higgs bosons decaying into a top quark and a bottom quark at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector*, JHEP **06** (2021), 145, arXiv:2102.10076 [hep-ex].

- [13] Albert M Sirunyan et al., *Measurement of the $t\bar{t}b\bar{b}$ production cross section in the all-jet final state in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV*, Phys. Lett. B **803** (2020), 135285, arXiv:1909.05306 [hep-ex].
- [14] Albert M Sirunyan et al., *Search for a light charged Higgs boson in the $H^\pm \rightarrow cs$ channel in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV*, Phys. Rev. D **102** (2020), no. 7, 072001, arXiv:2005.08900 [hep-ex].
- [15] Albert M Sirunyan et al., *Search for a charged Higgs boson decaying into top and bottom quarks in events with electrons or muons in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV*, JHEP **01** (2020), 096, arXiv:1908.09206 [hep-ex].
- [16] Albert M Sirunyan et al., *Search for charged Higgs bosons decaying into a top and a bottom quark in the all-jet final state of pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV*, JHEP **07** (2020), 126, arXiv:2001.07763 [hep-ex].
- [17] V. I. Borodulin, R. N. Rogalyov, and S. R. Slabospitskii, *CORE 3.1 (COmpendium of RElations, Version 3.1)*, (2017), arXiv:1702.08246 [hep-ph].
- [18] S. R. Slabospitsky and L. Sonnenschein, *TopReX generator (version 3.25): Short manual*, Comput. Phys. Commun. **148** (2002), 87–102, arXiv:hep-ph/0201292.
- [19] Ernest Ma, D. P Roy, and Jose Wudka, *Enhanced three-body decay of the charged Higgs boson*, Phys. Rev. Lett. **80** (1998), 1162–1165, arXiv:hep-ph/9710447.
- [20] Roger Decker, Marek Nowakowski, and Apostolos Pilaftsis, *Dominant three-body decays of a heavy Higgs and top quark*, Z. Phys. C **57** (1993), 339–348, arXiv:hep-ph/9301283.
- [21] Gregory Mahlon and Stephen J. Parke, *Finite width effects in top quark decays*, Phys. Lett. B **347** (1995), 394–398, arXiv:hep-ph/9412250.
- [22] Elizabeth Ellen Jenkins, *The Rare top decays $t \rightarrow bW^+Z$ and $t \rightarrow cW^+W^-$* , Phys. Rev. D **56** (1997), 458–466, arXiv:hep-ph/9612211.
- [23] Guido Altarelli, L. Conti, and V. Lubicz, *The $t \rightarrow WZ b$ decay in the standard model: A Critical reanalysis*, Phys. Lett. B **502** (2001), 125–132, arXiv:hep-ph/0010090.
- [24] Andreas Papaefstathiou and Gilberto Tetlalmatzi-Xolocotzi, *Rare top quark decays at a 100 TeV proton-proton collider: $t \rightarrow bWZ$ and $t \rightarrow hc$* , Eur. Phys. J. C **78** (2018), no. 3, 214, arXiv:1712.06332 [hep-ph].
- [25] Peter Onyisi and Aaron Webb, *Impact of rare decays $t \rightarrow \ell' \nu b \ell \ell$ and $t \rightarrow q q' b \ell \ell$ on searches for top-associated physics*, JHEP **02** (2018), 156, arXiv:1704.07343 [hep-ph].

- [26] Nestor Quintero, J. Lorenzo Diaz-Cruz, and Gabriel Lopez Castro, *Lepton pair emission in the top quark decay $t \rightarrow bW^+\ell^-\ell^+$* , Phys. Rev. D **89** (2014), no. 9, 093014, [arXiv:1403.3044](#) [hep-ph].
- [27] A. M. Sirunyan et al., *Identification of heavy-flavour jets with the CMS detector in pp collisions at 13 TeV*, JINST **13** (2018), no. 05, P05011, [arXiv:1712.07158](#) [physics.ins-det].

Рукопись поступила 14 июля 2023 г.

Препринт отпечатан с оригинала-макета, подготовленного автором.

С.Р. Слабоспицкий

Редкий распад топ-кварка $t \rightarrow b\bar{b}W^+$.

Оригинал-макет подготовлен с помощью системы **Л^AT_EX**.

Подписано к печати 14.07.2023 Формат 60 × 84/16. Цифровая печать.
Печ.л. 1,25. Уч.-изд.л. 1,6. Тираж 60. Заказ 9. Индекс 3649.

НИЦ «Курчатовский институт» – ИФВЭ
142281, Московская область, г. Протвино, пл. Науки, 1

www.ihep.ru; библиотека <http://web.ihep.su/library/pubs/all-w.htm>

Индекс 3649

П Р Е П Р И Н Т 2023–8,
НИЦ «Курчатовский институт» – ИФВЭ, 2023
