

РЕДКИЙ РАСПАД ТОП-КВАРКА $t \rightarrow b\bar{b}bW^+$ © 2024 г. С. Р. Слабоспицкий^{1)*}

Поступила в редакцию 18.07.2023 г.; после доработки 18.07.2023 г.; принята к публикации 18.09.2023 г.

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

DOI: 10.31857/S0044002724010028, EDN: KEPEOG

1. 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 работе изучается редкий распад топ-кварка:

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

а также вклад заряженного бозона Хиггса в этот распад. 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 четырехчастичный 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 работе используется общая модель с двумя дублетами Хиггса (2HDM), которая является одним 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. [10–16] 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 [10–16].

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 работе исследуется вклад заряженного $H^\pm$ -бозона при следующих массах и значениях параметра $\tan\beta$:

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

¹⁾НИЦ “Курчатовский институт” — ИФВЭ, Протвино, Россия.

* E-mail: Sergey.Slabospitsky@ihep.ru

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

Работа организована следующим образом. В разд. 2 представлена модель, описывающая взаимодействия заряженного бозона Хиггса. В разд. 3 приведены оценки на возможные значения параметра $\text{tg}\beta$, 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 разд. 4. В разд. 5 кратко обсуждается распад t -кварка $t \rightarrow b\bar{b}bW$ с последующим распадом W -бозона на наблюдаемые частицы. В разд. 6 рассматривается вклад $H^\pm$ -бозона в редкий распад топ-кварка $t \rightarrow bWZ$. Обсуждение фоновых процессов к исследуемому каналу распада приведено в разд. 7. В заключении приведены полученные результаты.

2. ЛАГРАНЖИАНЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЗАРЯЖЕННОГО БОЗОНА ХИГГСА

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

$$\mathcal{L} = \frac{g}{\sqrt{2}M_W} H^+ \times \quad (3)$$

$$\times \{V_{ud}\bar{u}(m_u \text{tg}\beta P_L + m_d \text{tg}\beta P_R)d + \bar{\nu}(m_\ell \text{tg}\beta P_R)\ell\},$$

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 Кабиббо—Кобаяши—Маскавы.

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

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

$$\Gamma(H^+ \rightarrow q\bar{q}) = \frac{3g^2}{32\pi M_W^2 M_H} \times \quad (5)$$

$$\times |V_{q\bar{q}}|^2 \lambda^{1/2} \left(1, \frac{m_q^2}{M_H^2}, \frac{m_{\bar{q}}^2}{M_H^2}\right) \times$$

$$\times \left[(M_H^2 - m_q^2 - m_{\bar{q}}^2) (m_q^2 \text{tg}^2\beta + m_{\bar{q}}^2 \text{tg}^2\beta) - 4m_q^2 m_{\bar{q}}^2 \right];$$

$$\Gamma(t \rightarrow bH^+) = \frac{g^2}{64\pi M_W^2 m_t} \times \quad (6)$$

$$\times |V_{tb}|^2 \lambda^{1/2} \left(1, \frac{m_b^2}{m_t^2}, \frac{M_H^2}{m_t^2}\right) \times$$

$$\left[(m_t^2 + m_b^2 - M_H^2) (m_t^2 \text{tg}^2\beta + m_b^2 \text{tg}^2\beta) + 4m_t^2 m_b^2 \right],$$

где

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

Отметим, что при малых значениях $\text{tg}\beta$ 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).

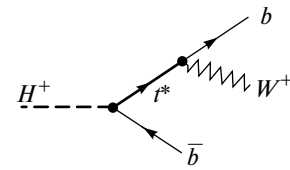


Рис. 1. Диаграмма, описывающая распад $H^+ \rightarrow t^* \bar{b} \rightarrow W^+ b\bar{b}$ за счет вклада виртуального t -кварка.

На рис. 2 представлено поведение вероятностей распада $H^\pm$ -бозона по трем каналам ($c\bar{s}, \tau\nu, b\bar{b}W$) для четырех значений масс $M(H^\pm)$ в зависимости от $\text{tg}\beta$. 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 $\text{tg}\beta$) и/или $H^+ \rightarrow c\bar{s}$ (при небольших значениях $\text{tg}\beta$).

С другой стороны, при $\text{tg}\beta \lesssim 2$ 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 $\text{tg}\beta < 1$ такой трехчастичный канал распада становится основным [1, 19] (см. рис. 2).

Таблица 1. Допустимая область параметров заряженного Хиггса; масса $H^\pm$ -бозона, ГэВ

$M(H^\pm)$	$\text{tg}\beta$	$M(H^\pm)$	$\text{tg}\beta$
110.0	3.6–17.7	160.0	0.57–75.00
120.0	3.1–20.5	165.0	0.34–103.0
130.0	2.62–24.8	170.0	0.03–132.0
140.0	1.9–31.6	175.0	0.026–142.5
150.0	0.99–44.5	177.5	0.018–157.0

3. 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, нужно ожидать увеличения полной ширины распада t -кварка, а также изменения вероятностей распадов по различным каналам.

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

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

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 табл. 1 и на рис. 3.

4. РАСПАД ТОП-КВАРКА $t \rightarrow bW^+ b\bar{b}$

В данной работе рассматривается редкий четырехчастичный распад топ-кварка:

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

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

При вычислениях ширины используется Q^2 -масштаб (в $\alpha_s(Q^2)$), равный массе t -кварка ($Q^2 = m_t^2$). Величина массы b -кварка (при этом же Q^2 -масштабе) выбиралась равной $m_b(Q^2) \approx 2.6$ ГэВ. Вычисленные ширина и вероятности распада равны

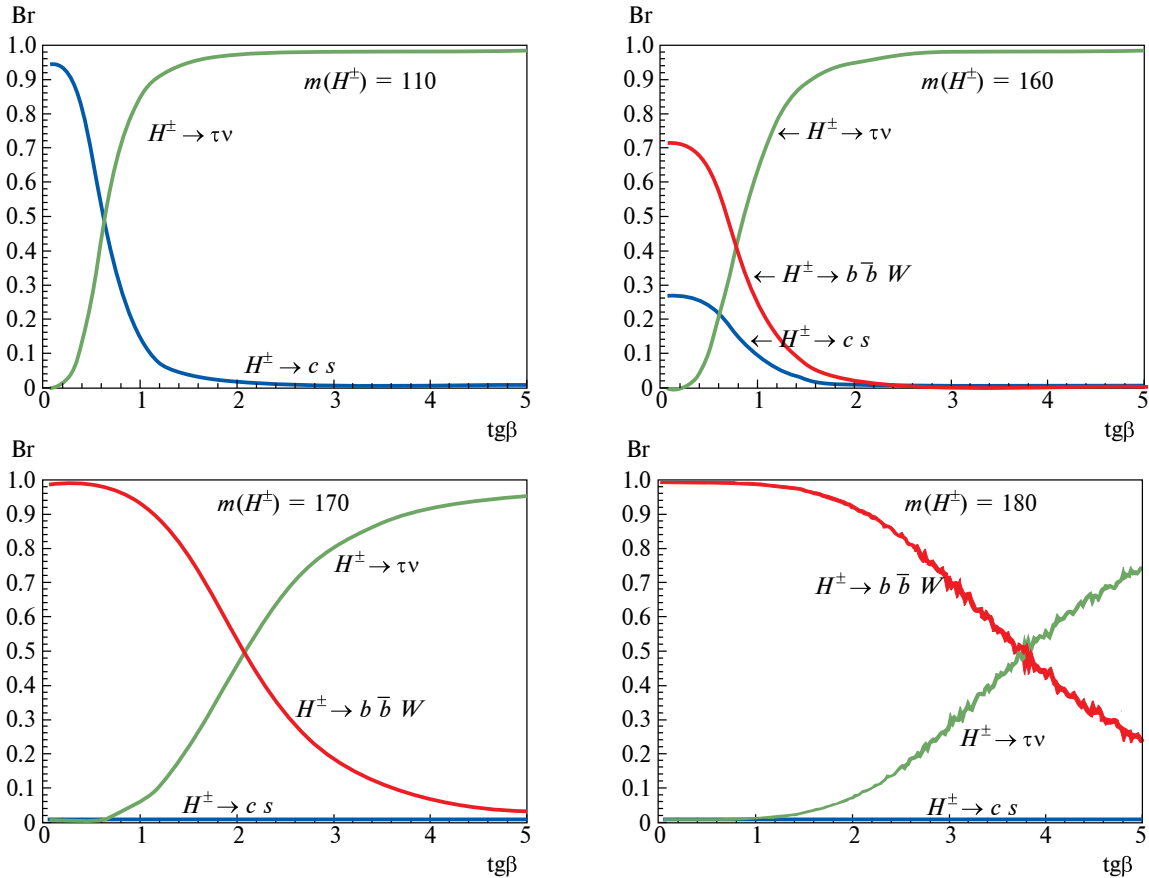


Рис. 2. Вероятности распадов $H^\pm$ -бозона по трем каналам для четырех значений масс $M(H^\pm)$ в зависимости от $\tan\beta$ (указанные значения масс — в ГэВ).

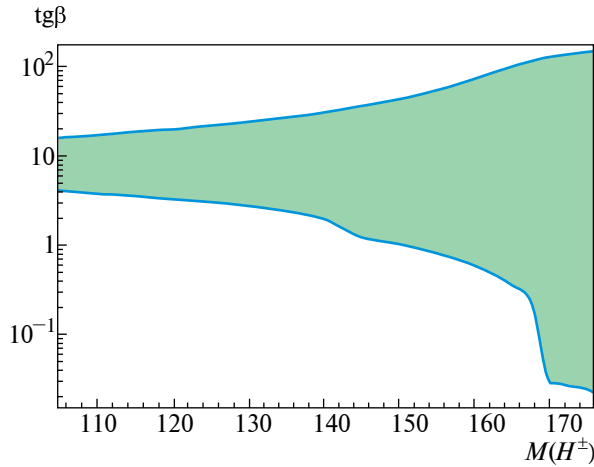


Рис. 3. Разрешенная область параметров заряженного бозона Хиггса.

$$\Gamma(t \rightarrow bW^+b\bar{b}) = (2.41 \pm 0.006) \times 10^{-3} \text{ ГэВ}; \quad (9)$$

$$\text{Br}(t \rightarrow bW^+b\bar{b}) = (1.70 \pm 0.004) \times 10^{-3}.$$

Отметим, что из-за диаграмм с расщеплением виртуального глюона на пару $b\bar{b}$ -кварков значение ширины распада (9) сильно зависит от 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 ширины распада (8), т.е. ширина, вычисленная с ограничением на инвариантные массы конечных кварков ($M(b_1b_2), M(b_1\bar{b}), M(b_2\bar{b}) \geq 20$ ГэВ):

$$\Gamma(t \rightarrow bW^+b\bar{b})_{\text{fid}} = (1.404 \pm 0.006) \times 10^{-4} \text{ ГэВ}, \quad (11)$$

$$M(bb) \geq 20 \text{ ГэВ};$$

$$\text{Br}(t \rightarrow bW^+b\bar{b})_{\text{fid}} = (0.989 \pm 0.004) \times 10^{-4}.$$

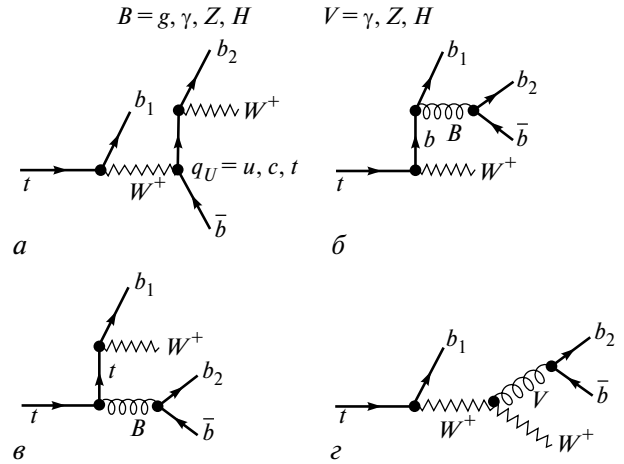


Рис. 4. Диаграммы, описывающие распад $t \rightarrow bW^+b\bar{b}$ в рамках СМ.

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 табл. 2 представлены результаты для нескольких наборов массы заряженного Хиггса и $\text{tg } \beta$. Как следует из расчетов, вклады в парциальные ширины распада для трех вариантов параметров ($\{M(H^+) = 160 \text{ ГэВ}, \text{tg } \beta < 0.5\}$, $\{M(H^+) = 165 \text{ ГэВ}, \text{tg } \beta < 0.2\}$ и $\{M(H^+) = 170 \text{ ГэВ}, \text{tg } \beta < 0.05\}$) превышают значение 0.6 ГэВ. Следовательно, этот диапазон пространства параметра также должен быть исключен из нашего 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 $M(bb) > 20$ ГэВ; все значения ширины, ГэВ, умножены на фактор 10^4 ; SM означает, что вклад $H^\pm$ -бозона в ширину распада ($\Gamma_{\text{fid}} \approx (1.4 \pm 0.006) \times 10^{-4}$ ГэВ) не превышает 10%

tg β	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	—	704.0 ± 41	8.95 ± 0.09	5.26 ± 0.023	3.79 ± 0.025	3.06 ± 0.02
0.35	—	247.0 ± 25.0	2.35 ± 0.02	1.88 ± 0.6	1.71 ± 0.02	1.62 ± 0.015
0.5	555.0 ± 67.0	110.0 ± 15.0	1.67 ± 0.15	1.54 ± 0.02	SM	SM
1	139.0 ± 35.0	27.2 ± 0.7	SM	SM	SM	SM
2	15.9 ± 4.4	5.0 ± 0.8	SM	SM	SM	SM

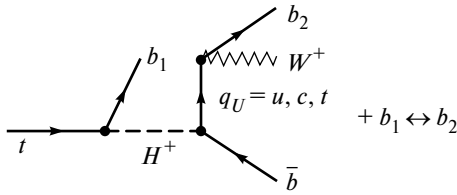


Рис. 5. Диаграмма, описывающая вклад заряженного бозона в распад $t \rightarrow b W^+ b \bar{b}$.

5. ПЯТИЧАСТИЧНЫЙ РАСПАД ТОП-КВАРКА

Так как W -бозон — нестабильная частица и не наблюдается прямым образом, для 5-частичного распада возникает одно важное замечание относительно окончательного 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 ($W^* \rightarrow f \bar{f}'$):

$$t \rightarrow b \bar{b} b W^* (\rightarrow f \bar{f}) \rightarrow b \bar{b} b f \bar{f}. \quad (13)$$

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

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

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

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

Следовательно, для “полулептонного” распада имеем:

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

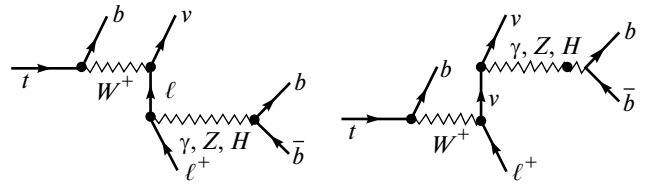


Рис. 6. Диаграммы, описывающие распад $t \rightarrow b \bar{b} b \ell^+ \nu$, в которых лептонная пара $\ell^+ \nu$ образуется не от виртуального W -бозона.

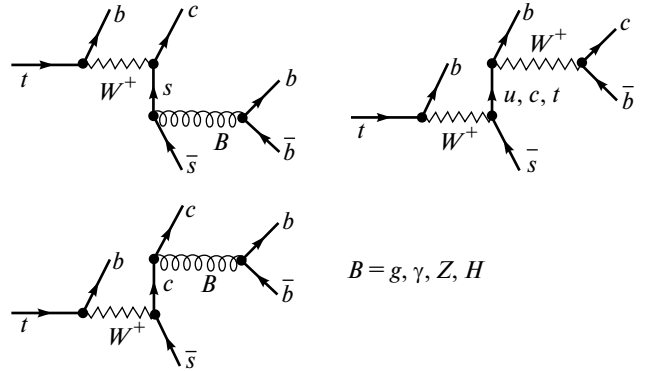


Рис. 7. Диаграммы, описывающие распад $t \rightarrow b \bar{b} b c \bar{s}$, в которых пара $c \bar{s}$ образуется не от виртуального W -бозона.

Однако это неверно для распада t -кварка на пять кварков: $t \rightarrow b \bar{b} b q \bar{q}'$. Например, для канала распада $t \rightarrow b \bar{b} b c \bar{s}$ 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 $t \rightarrow b \bar{b} b c \bar{s}$.

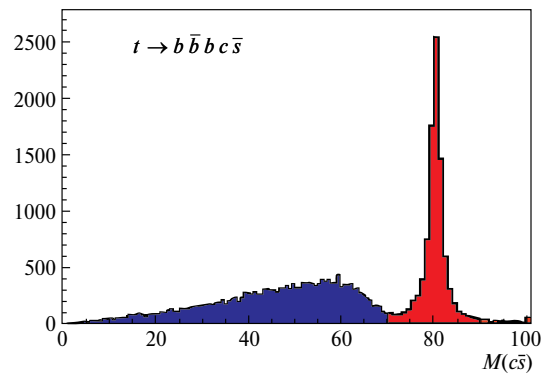


Рис. 8. Распределение по инвариантной массе пары $c \bar{s}$ в распаде $t \rightarrow b \bar{b} b c \bar{s}$. Правый резкий пик отвечает распаду виртуального W -бозона на пару $c \bar{s}$ -кварков. Левая широкая часть отвечает вкладу, в котором $c \bar{s}$ образуется не от виртуального W -бозона.

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

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

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

$$\begin{aligned} \Gamma(t \rightarrow b\bar{b}b\bar{f}\bar{f})_{\text{fid}} &\approx 3\Gamma(t \rightarrow b\bar{b}b\bar{\ell}^+\nu)_{\text{fid}} + \\ &+ \Gamma(t \rightarrow b\bar{b}b\bar{c}\bar{s})_{\text{fid}} + \Gamma(t \rightarrow b\bar{b}b\bar{u}\bar{d})_{\text{fid}} = \\ &= (2.64 \pm 0.19) \times 10^{-4} \text{ ГэВ}. \end{aligned} \quad (16)$$

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

6. РАСПАД ТОП-КВАРКА В $\ell_1^+ \ell_1^- \ell_2^+ \nu_2$

Много лет назад было показано, что распад $t \rightarrow bZW$ имеет некоторые особенности, так как процесс происходит вблизи кинематического порога ($m_t \sim M_Z + M_W + m_b$) [20–27]. 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:

$$\begin{aligned} t \rightarrow bZ^* (\ell_1^+ \ell_1^-) W^{+*} (\ell_2^+ \nu_2) + \\ + bZ^* (\ell_1^+ \ell_1^-) \widetilde{H}^{+*} (\ell_2^+ \nu_2), \end{aligned} \quad (17)$$

где $\widetilde{H}^{+*}$ отвечает вкладу заряженного Хиггса в рассуждаемый распад $t \rightarrow b\ell_1^+ \ell_1^- \ell_2^+ \nu_2$.

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

Как видно из этой таблицы, при больших значениях $\tan\beta$ распад $H^\pm$ -бозона на τ -лептоны дает заметный вклад в эти парциальные ширины. Отметим, что вероятность такого распада ($t \rightarrow b\ell_1^+ \ell_1^- \ell_2^+ \nu_2$) очень мала для поисков в экспериментах.

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, 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	35.0 ± 3.8	29.8 ± 7.0	19.8 ± 2.0
170, 75	2.6 ± 0.2	10.6 ± 0.3	6.8 ± 0.5	3.9 ± 0.2

7. ФОНОВЫЕ ПРОЦЕССЫ К ЧЕТЫРЕХЧАСТИЧНОМУ РАСПАДУ ТОП-КВАРКА

При поиске редкого распада топ-кварка (8) в экспериментальном событии необходимо выделять конечный W -бозон (например, в полулептонной 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 — 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 — четырехчастичный распад топ-кварка, который распадается с конечными состояниями, отличными от основного канала (8):

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

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_{id} -и V_{is} -элементов СКМ-матрицы). Поэтому в табл. 4 представлены результаты для тех распадов, которые имеют парциальную ширину не менее 10% ширины распада $t \rightarrow bWbb$.

Как видно из второго столбца этой таблицы, ширины распада этих каналов сравнимы (или

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

Канал	$\Gamma(t \rightarrow bW^+ ij)_{\text{fid}}, \text{ ГэВ}$	$R_{\Gamma, b\text{-tagg}}$
$t \rightarrow bW^+ \bar{b}b$	$(1.404 \pm 0.006) \times 10^{-4}$	—
$t \rightarrow bW^+ gg$	$(1.8 \pm 0.04) \times 10^{-3}$	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

даже больше) с шириной 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 табл. 4). В нем представлены отношения парциальных ширин с учетом вероятности идентификации B -струй:

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

Как видно, учет идентификации B -струй практически полностью подавляет “фон” от четырехчастичных каналов распада (19).

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе рассмотрен редкий распад топ-кварка $t \rightarrow b\bar{b}bW^+$. Относительно большая парциальная ширина распада, $\Gamma(t \rightarrow b\bar{b}bW^+)_{\text{fid}} = (1.40 \pm 0.006) \times 10^{-4}$ ГэВ (и $\text{Br}(t \rightarrow b\bar{b}bW^+)_{\text{fid}} = 0.99 \times 10^{-4}$), 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 $M(H^\pm) = 160\text{—}180$ ГэВ и $\text{tg}\beta \lesssim 1$) в распады топ-кварков. Показано, что учет $H^\pm$ -бозона в $\Gamma(t \rightarrow b\bar{b}bW^+)$ с $\text{tg}\beta \lesssim 1$ может увеличить парциальную ширину распада $t \rightarrow b\bar{b}bW$ на два порядка (в зависимости от значений $\text{tg}\beta$).

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. Beneke *et al.*, in *Workshop on Standard Model Physics (and more) at the LHC (First Plenary Meeting)* (2000), p. 419, hep-ph/0003033.
2. P. A. Zyla *et al.* (Particle Data Group), *PTEP* **2020**, 083C01 (2020), <https://pdg.lbl.gov/>
3. V. 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, M. Sher, and J. P. Silva, *Phys. Rept.* **516**, 1 (2012), arXiv:1106.0034.
5. A. G. Akeroyd *et al.*, *Eur. Phys. J. C* **77**, 276 (2017).
6. A. Arbey, F. Mahmoudi, O. Stal, and T. Stefaniak, *Eur. Phys. J. C* **78**, 182 (2018), arXiv:1706.07414.
7. G. Abbiendi *et al.* (ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, LEP Collabs.), *Eur. Phys. J. C* **73**, 2463 (2013), arXiv:1301.6065.
8. T. Aaltonen *et al.* (CDF Collab.), *Phys. Rev. Lett.* **103**, 201801 (2009), arXiv:0906.1014.
9. V. M. Abazov *et al.* (D0 Collab.), *Phys. Lett. B* **710**, 569 (2012), arXiv:1112.5431.
10. M. Aaboud *et al.* (ATLAS Collab.), *JHEP* **1904**, 046 (2019), arXiv:1811.12113.
11. M. Aaboud *et al.* (ATLAS Collab.), *JHEP* **1809**, 139 (2018), arXiv:1807.07915.
12. G. Aad *et al.* (ATLAS Collab.), *JHEP* **2106**, 145 (2021), arXiv:2102.10076.
13. A. M. Sirunyan *et al.* (CMS Collab.), *Phys. Lett. B* **803**, 135285 (2020), arXiv:1909.05306.
14. A. M. Sirunyan *et al.* (CMS Collab.), *Phys. Rev. D* **102**, 072001 (2020), arXiv:2005.08900.
15. A. M. Sirunyan *et al.* (CMS Collab.), *JHEP* **2001**, 096 (2020), arXiv:1908.09206.
16. A. M. Sirunyan *et al.* (CMS Collab.), *JHEP* **2007**, 126 (2020), arXiv:2001.07763.
17. V. I. Borodulin, R. N. Rogalyov, and S. R. Slabospitskii, arXiv:1702.08246.
18. S. R. Slabospitsky and L. Sonnenschein, *Comput. Phys. Commun.* **148**, 87 (2002), hep-ph/0201292.
19. E. Ma, D. P. Roy, and J. Wudka, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 1162 (1998), hep-ph/9710447.
20. R. Decker, M. Nowakowski, and A. Pilaftsis, *Z. Phys. C* **57**, 339 (1993), hep-ph/9301283.
21. G. Mahlon and S. J. Parke, *Phys. Lett. B* **347**, 394 (1995), hep-ph/9412250.
22. E. E. Jenkins, *Phys. Rev. D* **56**, 458 (1997), hep-ph/9612211.
23. G. Altarelli, L. Conti, and V. Lubicz, *Phys. Lett. B* **502**, 125 (2001), hep-ph/0010090.
24. A. Papaefstathiou and G. Tetlalmatzi-Xolocotzi, *Eur. Phys. J. C* **78**, 214 (2018), arXiv:1712.06332.
25. P. Onyisi and A. Webb, *JHEP* **1802**, 156 (2018), arXiv:1704.07343.
26. N. Quintero, J. L. Diaz-Cruz, and G. Lopez Castro, *Phys. Rev. D* **89**, 093014 (2014), arXiv:1403.3044.
27. A. M. Sirunyan *et al.* (CMS Collab.), *JINST* **13**, P05011 (2018), arXiv:1712.07158.

RARE TOP-QUARK DECAY $t \rightarrow b\bar{b}bW^+$

S. R. Slabospitsky¹⁾

¹⁾NRC “Kurchatov Institute” — IHEP, Protvino, Russia

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.