

ТОП-КВАРК. ИТОГИ И ПЕРСПЕКТИВЫ

*Э. Боос*¹, *Л. Дудко*¹, *П. Мандрик*², *С. Слабоспицкий*^{2, *}

¹ Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына
Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова, Москва

² Институт физики высоких энергий Национального исследовательского
центра «Курчатовский институт», Протвино, Россия

ВВЕДЕНИЕ	231
СВОЙСТВА ТОП-КВАРКОВ	232
Основные свойства топ-кварков	232
Масса топ-кварка	233
Ширина распада или время жизни топ-кварка	235
Спин, электрический заряд, цвет и слабый	237
ПРОЦЕССЫ С ТОП-КВАРКАМИ В РАМКАХ СМ И ЗА ЕЕ ПРЕДЕЛАМИ	240
Лагранжиан взаимодействия топ-кварков в рамках СМ	240
Лагранжиан аномальных взаимодействий топ-кварков	241
Основные механизмы образования топ-кварков	244
Роль высших порядков теории возмущений	245
Роль топ-кварка в исследовании расширений СМ	247
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ТОП-КВАРКА	249
Измерения массы топ-кварка	249
Измерения ширины распада топ-кварка	251
Константа связи топ-кварка с бозоном Хиггса	253
Реакции рождения топ-кварков	254
Процессы одиночного рождения топ-кварка	254
Измерения дифференциальных сечений	256
Поиск отклонений от предсказаний СМ в рождении топ-кварков	260
Исследования FCNC-взаимодействий топ-кварков	264
Поиск новых тяжелых частиц, распадающихся	266

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

ФИЗИКА ТОП-КВАРКОВ НА БУДУЩИХ УСКОРИТЕЛЯХ	269
Основные проекты будущих ускорителей	269
Перспективы исследования топ-кварков в проекте HL-LHC	271
Перспективы поиска FCNC-взаимодействий	272
Перспективы других будущих коллайдеров	273
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	274
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	275

ТОП-КВАРК. ИТОГИ И ПЕРСПЕКТИВЫ

Э. Боос¹, Л. Дудко¹, П. Мандрик², С. Слабоспицкий^{2,*}

¹ Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова, Москва

² Институт физики высоких энергий Национального исследовательского центра «Курчатовский институт», Протвино, Россия

Представлено введение в физику топ-кварков. Описываются основные свойства топ-кварков и их взаимодействия. Обсуждаются основные результаты, полученные в экспериментах на Большом адронном коллайдере. Кратко рассмотрены перспективы будущих исследований физики топ-кварков на этом ускорителе в режимах более высокой светимости и/или более высокой энергии. Также обсуждаются возможности поиска проявлений новой физики за рамками Стандартной модели в секторе топ-кварков.

An introduction to the physics of top quarks is presented. We describe the basic properties of the top quarks and their interactions. The main results obtained in the experiments at the Large Hadron Collider are discussed. The prospects for future studies of the physics of top quarks at this accelerator in the higher luminosity and/or higher energy options are briefly considered. The possibilities for searching of new physics beyond the Standard Model in the top quark sector are also discussed.

PACS: 12.10.-g; 12.38.-t, 12.60.-i; 14.65

ВВЕДЕНИЕ

В обзоре представлено краткое описание физики, связанной с топ-кварком (далее t -кварк) — одной из самых удивительных элементарных частиц.

Заметим, что название «элементарная частица» имеет два значения. В общеизвестном смысле термин «элементарная частица» используется как общее название всех субатомных частиц, т. е. частиц, «размеры» которых существенно меньше характерных атомных размеров ($\sim 1 \text{ \AA} = 10^{-10} \text{ м}$). В этом смысле «элементарными» частицами являются все барионы, мезоны, кварки, лептоны, фотон, глюоны, массивные векторные бозоны (W^\pm, Z^0) и бозон Хиггса.

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

В другом, более точном научном смысле «элементарная частица» — это объект, который не имеет или не проявляет внутренней структуры и во *всех* известных к настоящему времени взаимодействиях и при *всех* доступных энергиях взаимодействий ведет себя как *точечный* объект. В этом строгом научном смысле современными «элементарными» частицами являются все кварки, лептоны, фотон, глюоны, массивные векторные бозоны (W^\pm, Z^0) и бозон Хиггса. А вот барионы и мезоны являются составными частицами, состоящими из кварков и глюонов.

Достаточно полное и подробное описание физики t -кварков (теоретических и экспериментальных аспектов) можно найти в обзоре [1]. Как известно, t -кварк был открыт на тэватроне коллаборациями D0 и CDF [2, 3]. История открытия t -кварка и результаты исследования физики t -кварков подробно описаны в обзоре [4].

Прошедшие десять лет работы Большого адронного коллайдера (LHC — Large Hadron Collider) в ЦЕРН привели к множеству блестящих открытий и получению интереснейших результатов. Так, в секторе t -кварка были экспериментально обнаружены некоторые редкие процессы, не наблюдавшиеся на других коллайдерах, и с беспрецедентной точностью измерены параметры, величины которых не могут быть предсказаны в рамках Стандартной модели (СМ). Проведен всесторонний поиск возможных проявлений «новой физики» в процессах с рождением t -кварка. Статистически значимых экспериментальных отклонений от предсказаний СМ не наблюдалось, и, на основании результатов измерений, были установлены ограничения на параметры, характеризующие возможные отклонения, предсказываемые в различных теориях за рамками СМ.

1. СВОЙСТВА ТОП-КВАРКОВ

1.1. Основные свойства топ-кварков. В Стандартной модели t -кварк имеет те же квантовые числа и взаимодействует так же, как u - и c -кварки. Он является фермионом со спином $1/2$ и партнером b -кварка по слабому изотопическому спину, обладает электрическим зарядом $Q_t = +2/3$. Как и для любого фермиона, который описывается фермионным полем Дирака, поле t -кварка может быть разложено на две проекции с левой и правой киральностями. Левая киральная часть t -кварка представляет собой верхнюю компоненту слабого изоспинового дублета, а правая киральная компонента — слабый изоспиновый синглет. t -кварк является цветным триплетом по отношению к калибровочной группе $SU(3)_C$, ответственной за сильные взаимодействия в СМ.

Два эмпирических факта отличают t -кварк от других кварков: его гораздо большая масса и его очень слабое смешивание с кварками первого и второго поколений.

С точки зрения теории t -кварк абсолютно необходим для того, чтобы избежать киральной аномалии в СМ и тем самым обеспечить ее самосогласованность как квантовой теории поля.

Величина массы t -кварка m_t не предсказывается теорией. Она была измерена в экспериментах на тэватроне и ЛНС и к настоящему времени известна с погрешностью, меньшей чем 0,35 %, что является наиболее точным определением массы среди всех кварков [5]:

$$m_t = (173,1 \pm 0,6) \text{ ГэВ}.$$

Таким образом, t -кварк представляет собой самую тяжелую элементарную частицу из всех известных: его масса лишь немного меньше массы ядра золота (так, масса 186-го изотопа ядра составляет 173,2 ГэВ, а время жизни примерно 10 мин).

Хотя столь большая величина m_t противоречит интуитивному предположению о том, что t -кварк не является элементарной бесструктурной частицей, до сих пор не было получено указаний на какую-либо его внутреннюю структуру: во всех исследованных процессах рождения и распада t -кварк ведет себя как точечная частица. Достигнутые энергии столкновений говорят о том, что точечный характер взаимодействий t -кварка оказывается справедливым вплоть до расстояний по крайней мере порядка 10^{-17} см, что на четыре порядка меньше размеров протона и нейтрона.

Смешивание кварков различных поколений в СМ описывается элементами матрицы Кабиббо–Кобаяши–Маскавы $|V_{qq'}|$ (Cabibbo–Kobayashi–Maskawa, СКМ) [6, 7]. Матричный элемент $|V_{tb}|$ близок к единице, в то время как элементы $|V_{ts}|$ и $|V_{td}|$ значительно меньше единицы. Отсюда следует вывод, что в рамках СМ t -кварк распадается на W -бозон и b -кварк с вероятностью, близкой к 100 %.

1.2. Масса топ-кварка. Отметим, что в СМ массы всех частиц образуются за счет взаимодействия с конденсатом скалярного поля Хиггса. При этом взаимодействие t -кварка, как и любого другого фермиона (f) СМ, с полем Хиггса представляет собой взаимодействие типа Юкавы вида $\Lambda_f = y_f \bar{f} f H$ с константой $y_f = \sqrt{2} m_f / v_{ew}$, где $v_{ew} \approx 246$ ГэВ — величина вакуумного среднего, задаваемого хорошо известной экспериментально константой Ферми G_F и блестяще подтвержденного независимыми измерениями масс W - и Z -бозонов. Удивительным является значение величины константы связи Юкавы y_t :

$$y_t = \sqrt{2} \frac{m_t}{v_{ew}} = \frac{\sqrt{2} \cdot 172,5}{246} = 0,992 \approx 1. \quad (1)$$

Столь близкое к единице численное значение y_t не имеет объяснения в СМ. Отметим, что только для t -кварка измеренное значение массы близко к величине вакуумного среднего $v_{ew} / \sqrt{2}$. Это обстоятельство позволяет многим

специалистам полагать, что именно исследование свойств и взаимодействий t -кварка, — как говорят, изучение сектора t -кварка СМ, позволит пролить свет на проблему образования масс.

Кроме того, большая масса t -кварка исключительно важна для ряда фундаментальных свойств и предсказаний СМ. Это связано с вкладом t -кварка в различные петлевые эффекты. Рассуждая наивно, можно решить, что вклад t -кварка в петлевые эффекты должен быть существенно подавлен по сравнению с вкладом петель других кварков,

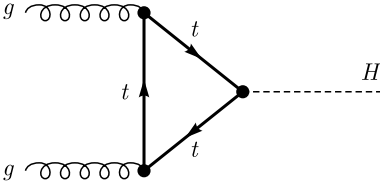


Рис. 1. Образование бозона Хиггса в результате слияния сталкивающихся глюонов

поскольку масса кварка входит в знаменатель пропагатора кварка. Однако в реальности петлевые поправки, связанные с t -кварком, дают доминирующие вклады. Например, хорошо известно, что основной механизм рождения бозона Хиггса на адронных коллайдерах тэватрон и LHC — это слияние сталкивающихся глюонов в бозон Хиггса через треугольную петлевую диаграмму из кварков (рис. 1).

Из-за большого значения y_t петля t -кварков здесь абсолютно доминирует. Аналогичным образом петли, содержащие t -кварк, дают доминирующие вклады в «бегущие» массы калибровочных бозонов W и Z , а также в редкие распады B -мезонов, проходящие за счет так называемых «пингвинных» диаграмм. Этот факт легко понять, если вспомнить, что в СМ поле Хиггса представляет собой скалярный дублет и, следовательно, задается, как говорят, параметризуется, четырьмя действительными скалярными полями. При спонтанном нарушении электрослабой симметрии одно из этих скалярных полей описывает бозон Хиггса, а три другие представляют собой так называемые голдстоуновские бозоны, которые становятся продольными компонентами трех массивных калибровочных бозонов — Z , W^+ и W^- . Таким образом, так же, как и для бозона Хиггса, вершины взаимодействия продольных компонент бозонов W и Z пропорциональны большой массе t -кварка m_t .

Большое значение массы t -кварка, измеренное с высокой точностью, которая определяет точность величины константы Юкавы, также исключительно важно для анализа поведения потенциала поля Хиггса с учетом петлевых поправок. Расчеты, выполненные на двух- и трехпетлевом уровне, показывают, что если нет каких-то других вкладов за рамками СМ, то Стандартная модель может быть практически стабильной до очень высоких энергий порядка 10^{10} – 10^{11} ГэВ. Если же допустить, что в природе нет других масштабов кроме электрослабого масштаба и масштаба Планка порядка 10^{19} ГэВ, то наш мир находится в так называемом метастабильном состоянии, точнее, метастабильном вакууме. При этом, однако, оценки показывают, что время жизни метастабильной вселенной, определяемое вероятностью перехода на-

шого метастабильного вакуума в другой стабильный вакуум, на много порядков превосходит известное время существования Вселенной.

Вопрос об определении массы t -кварка является весьма нетривиальным. В хорошо известном справочнике «The Review of Particle Physics» [5] даны три значения массы: приведенное выше значение прямого измерения массы $m_t = (173,1 \pm 0,6)$ ГэВ, значение массы t -кварка, извлекаемое из измерения сечения парного рождения и соответствующее массе, при которой проводились вычисления в схеме минимальных вычитаний, так называемой \overline{MS} , $m_t = (160,0 \pm 4,8)$ ГэВ и значение полюсной массы t -кварка $m_t = (173,5 \pm 1,1)$ ГэВ, которое получается пересчетом извлекаемых из сечений значений массы в схеме минимальных вычитаний в значения полюсной массы с усреднением по всем каналам рождения и распада.

При этом значения массы прямого измерения — это те значения, которые извлекаются из фитирования данных парного рождения параметром массы, заложенным в программы моделирования событий методом Монте-Карло. Последние результаты таких прямых измерений в экспериментах ATLAS и CMS, приведенные рабочей группой по изучению t -кварка на LHC (LHCtopWG [8]), составляют:

$$m_t = (172,51 \pm 0,50) \text{ ГэВ (ATLAS); } m_t = (172,44 \pm 0,48) \text{ ГэВ (CMS).}$$

Видно, что последние результаты двух коллабораций близки друг другу. В пределах ошибок они согласуются с приведенным в «The Review of Particle Physics» [5] значением, хотя и центральное значение оказалось несколько меньшим. Основная проблема состоит в том, насколько правильно при переходе от одного определения массы t -кварка к другому учтены все источники неопределенностей, такие как высшие поправки теории возмущений и неопределенности в α_s , непертурбативные эффекты, связанные с Λ_{QCD} , эффекты конечной ширины. Более детально проблема измерения массы t -кварка на адронных коллайдерах обсуждалась в ряде обзоров (см., например, [9–12] и приведенные в этих работах ссылки).

1.3. Ширина распада или время жизни топ-кварка. Топ-кварк не стабилен и быстро распадается по различным модам. Нестабильность t -кварка характеризуется временем жизни или полной шириной распада. Как и для любой другой нестабильной частицы или состояния в квантовой физике, время жизни (τ) и ширина распада (Γ) обратно пропорциональны друг другу: $\tau = 1/\Gamma$ (в системе единиц $\hbar = c = 1$). Согласно СМ, t -кварк распадается практически только на b -кварк и W -бозон с последующим распадом W -бозона по всем возможным лептонным и кварковым модам распада. Распад t -кварка в борновском и следующем за лидирующим (NLO) приближениях описывается диаграммами Фейнмана (рис. 2). Ширина распада $t \rightarrow bW$ в LO легко вычисляется в соответствии с диаграммой Фейнмана (см. рис. 2). Если подставить в выражение для ширины распада измеренные значения масс

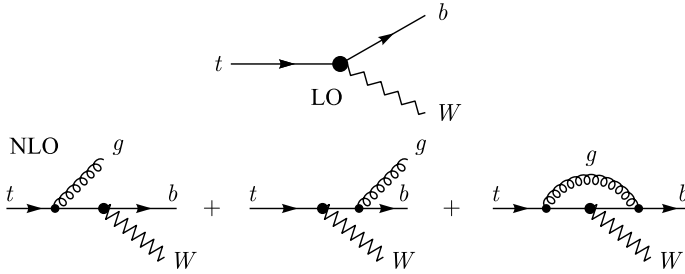


Рис. 2. Диаграммы, описывающие распад t -кварка в лидирующем (LO) и в следующем за лидирующим (NLO) порядке теории возмущений

t -кварка и W -бозона (~ 173 и ~ 80 ГэВ) и хорошо известное значение константы Ферми $G_F = 10^{-5}$ ГэВ $^{-1}$, то для полной ширины распада t -кварка получится $\Gamma_{\text{tot}}(t) \approx 1,6$ ГэВ. Учет высших порядков теории возмущений приводит к заметному уменьшению этого значения [13, 14] (см. выражение (12)).

Полная ширина распада t -кварка с учетом поправок NNLO составляет 1,32 ГэВ [15]. Косвенное измерение ширины распада t -кварка, извлекаемое из данных по измерению сечения одиночного рождения в t -канальной моде и измерению отношения вероятностей распада t -кварка на W -бозон и b -кварк и распада t -кварка на W -бозон и все кварки [16], очень хорошо согласуется с теоретическим значением.

Что означает эта цифра, много это или мало? С одной стороны, ширина распада t -кварка более чем в 100 раз меньше его массы, в этом смысле t -кварк — узкий резонанс. Более того, он настолько узкий, что полная ширина распада не может быть прямо измерена в экспериментах на адронных коллайдерах (по крайней мере с хорошей точностью). С другой стороны, ширина распада t -кварка настолько велика, что его время жизни оказывается очень маленьким, примерно $\tau_t = 1/\Gamma_{\text{tot}}^t \approx 4 \cdot 10^{-25}$ с. Это время жизни t -кварка столь мало, что даже если бы t -кварк двигался со скоростью света $3 \cdot 10^{10}$ см/с, он успел бы удалиться от точки своего рождения на расстояние $\sim 10^{-14}$ см, которое намного меньше разрешения любого детектора. Поэтому, как отмечалось выше, t -кварк распадается практически в той же точке, где и рождается.

Очень важно сравнить время жизни t -кварка с характерным временем процесса *адронизации*, т.е. процесса образования частиц за счет сильных взаимодействий. При адронизации все цветные кварки подхватывают из вакуума другие кварки и антикварки, образуя бесцветные связанные состояния — адроны. Только в случае с t -кварком это не так, хотя он имеет цвет и испытывает те же сильные взаимодействия, что и другие кварки. Причина состоит в том, что типичное время образования бесцветных состояний оценивается как $\tau_{\text{hadron}} \approx 1/\Lambda_{\text{QCD}}$, где $\Lambda_{\text{QCD}} \approx 200$ МэВ — размерный параметр кван-

товой хромодинамики. Это время составляет $\tau_{\text{hadron}} \approx 3 \cdot 10^{-24}$ с. Таким образом, время жизни t -кварка τ_t примерно на порядок (в 10 раз!) меньше времени образования бесцветных связанных состояний. Это означает, что t -кварк успевает распасться задолго до того момента, как он смог бы образовать адроны [17]. Адроны образуют продукты распада t -кварка, а вот адронов, содержащих t -кварк, в природе быть не может. По этой причине изучение t -кварка позволяет более аккуратно исследовать структуру его фундаментальных взаимодействий, поскольку в них не проявляются эффекты образования адронов — как говорят, эффекты адронизации, которые вносили бы в рассмотрение существенную неопределенность. Это еще одна из причин, почему столь важно изучать сектор t -кварка на коллайдерах.

1.4. Спин, электрический заряд, цвет и слабый изоспин топ-кварка.

1. Топ-кварк — это фермион в СМ, и, как и все другие фермионы в СМ (кварки и лептоны), он обладает спином $1/2$. Напомним, спин, который очень условно можно понимать как внутренний момент импульса частицы, характеризует поведение частицы при преобразованиях Лоренца пространства и времени. В случае с t -кварком не существует таких прямых способов измерения спина, как хорошо известный опыт по измерению спина электрона по его поведению в магнитных полях. Однако если бы спин t -кварка был отличен от $1/2$, то с теоретической точки зрения это тоже привело бы к рассогласованию СМ, а экспериментально привело бы к другим угловым распределениям продуктов распада t -кварка и иной величине вероятности его образования. Если бы спин t -кварка был 0 или 1, он в силу закона сохранения углового момента просто не мог бы распасться на W -бозон и b -кварк (спин b -кварка равен $1/2$, что хорошо согласуется с многочисленными данными по исследованию B -мезонов). Если бы спин t -кварка был равен $3/2$, сечения его парного и одиночного рождения существенно отличались бы от уже измеренных.

2. Электрический заряд t -кварка такой же, как и у двух других верхних кварков (первого и второго поколений), и равен $+2/3$ в единицах электрического заряда протона. Точность современных экспериментов не позволяет прямо измерить этот заряд. Однако если бы электрический заряд t -кварка отличался от $+2/3$, это привело бы к самым серьезным проблемам в структуре взаимодействий СМ, в частности, последовательное вычисление радиационных поправок в СМ с участием t -кварка стало бы невозможным. Отличное от $+2/3$ значение заряда t -кварка Q_t привело бы к нарушению условия сокращения аномалий в третьем поколении $(Q_t + Q_b)N_c + Q_\tau = (2/3 - 1/3) \cdot 3 - 1 = 0$ и, как следствие, к несостоятельности Стандартной модели как калибровочной теории поля. Коллаборация ATLAS провела измерение заряда $Q_t = 0,64 \pm 0,02(\text{стат.}) \pm 0,08(\text{сист.})$ по изучению корреляций зарядов W^\pm -бозонов и b -струй в распадах t - и \bar{t} -кварков [18].

3. Как и все остальные кварки, t -кварк участвует в сильных взаимодействиях за счет цветных сил, обусловленных переносчиками этих сил глюонами. t -кварк может иметь три цветовых состояния (является триплетом по цвету). Как и в случае спина, который характеризует поведение волновой функции, описывающей частицу при пространственно-временных преобразованиях Лоренца, цветовая структура (она называется представлением группы цвета) характеризует то, как преобразуется волновая функция (поле кварка) при поворотах в абстрактном цветном пространстве. Заметим, что в отличие от кварков, представляющих собой триплеты по цвету, глюоны могут находиться в восьми цветовых состояниях и описывающие их волновые функции являются октетами по цвету. Цветовая структура легких кварков и глюонов хорошо установлена в многочисленных экспериментах с рождением струй на коллайдерах в e^+e^- , pp - и $p\bar{p}$ -столкновениях. Как было отмечено выше, t -кварк распадается на b -кварк и W -бозон, поэтому в силу закона сохранения цвета он должен быть тем же цветным объектом, что и b -кварк, т. е. быть также триплетом по цвету. Кроме того, если бы цветовая структура t -кварка была другой (например, цветовым октетом), то вероятности его рождения существенно отличались бы от тех, что уже измерены на коллайдерах тэватрон и LHC.

4. Слабый изотопический спин частицы характеризует ее поведение при поворотах в пространстве еще одной внутренней симметрии. Понятие «изо-спин» было введено в СМ по аналогии с изотопическим спином, который в свое время ввел Гейзенберг, предположив, что протон и нейтрон являются двумя состояниями одной частицы с разными значениями проекции этого нового «спина», названного изоспином. Как известно, в природе не сохраняется лево-правая симметрия. Причем детальные исследования слабых распадов показали, что для правильного описания этих распадов ответственные за распады кварковые и лептонные заряженные токи должны иметь так называемую $V-A$ -структуру, введенную в свое время Энрико Ферми. По этой причине в СМ любое фермионное поле лептона или кварка делится на две ортогональные компоненты: $\psi = \psi_L + \psi_R$, где $\psi_L = (1 - \gamma^5)/2\psi$ и $\psi_R = (1 + \gamma^5)/2\psi$, которые называются лево- и правокиральными компонентами фермионов или просто лево- и правокиральными фермионами. $V-A$ -структура заряженных токов говорит о том, что в этих взаимодействиях участвуют только левокиральные компоненты фермионных полей*. Левокиральные компоненты квар-

*Надо различать лево- и правокиральные фермионы, которые определяются ортогональными проекционными операторами $P_{R,L} = (1 \pm \gamma^5)/2$, от лево- и правоспиральных фермионов. Левоспиральные фермионы — это такие фермионы, у которых проекция спина на направление импульса их движения противоположна этому направлению, а у правоспиральных фермионов, наоборот, совпадает с этим направлением. Только для безмассовых фермионов киральности и спиральности совпадают.

ков из одного поколения (u, d) так же, как протон и нейтрон в теории Гейзенберга, объединяются в один объект из двух состояний, называемый *слабым изотопическим дублетом*. Таким образом, левые компоненты обладают слабым изотопическим спином $1/2$. Такое представление принято записывать в виде столбцов из двух компонент:

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L.$$

Правые же компоненты кварков и лептонов в СМ предполагаются скалярами по слабому изотопическому спину, т. е. они не преобразуются при поворотах в этом пространстве, что обозначается соответственно:

$$u_R, d_R, c_R, s_R, t_R, b_R.$$

Еще раз подчеркнем, что фундаментальным предположением СМ, которое было сделано в соответствии с экспериментами по слабым распадам, восходящими к Энрико Ферми, является то, что только левые фермионы взаимодействуют с заряженными W^\pm -бозонами. Именно в соответствии с этим в СМ описывается нарушение лево-правой симметрии в природе. Многочисленные экспериментальные данные блестяще подтвердили такие представления.

Для экспериментальной проверки свойства t -кварка по отношению к слабому изотопическому спину необходимо детально изучить структуру взаимодействий t -кварка с электрослабыми W - и Z -бозонами. При этом возникает много нерешенных вопросов. Самая главная проблема: вступает ли t -кварк в такие взаимодействия, как предсказывает СМ, или существуют какие-то новые взаимодействия, приводящие к отклонению от предсказаний СМ. Особую роль при решении этой проблемы играет изучение на ЛHC деталей распада t -кварка в парном рождении и детальное исследование процесса его одиночного рождения, поскольку и распад, и одиночное рождение обусловлены взаимодействием t -кварка с W -бозоном и b -кварком.

1.5. Матрица смешивания Кабиббо–Кобаяши–Маскавы и параметр V_{tb} .

Как уже обсуждалось, левые компоненты верхних и нижних кварков образуют спиноры в пространстве слабого изотопического спина для всех трех поколений. В свое время при изучении распадов заряженных K -мезонов Кабиббо заметил, что распады существенно лучше описываются, если d -кварк участвует в слабых взаимодействиях в линейной комбинации с s -кварком: $d_\Theta = d \cos \Theta_C + s \sin \Theta_C$, где $\cos \Theta_C = 0,9736 \pm 0,0010$. Тогда же для согласия с описанием распада $K^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ был введен новый верхний кварк второго поколения — c -кварк, который образует слабый дублет с s -кварком, представляющим собой ортогональную линейную комбинацию к комбинации Кабиббо: $s_\Theta = -d \sin \Theta_C + s \cos \Theta_C$. С открытием b -кварка — нижнего кварка третьего поколения — идеи смешивания были обобщены на случай трех поколений соответственно, чтобы обеспечить отсутствие нейтральных токов с на-

рушением аромата и сокращения аномалий. Для этого необходимо было ввести шестой кварк (t -кварк — верхний кварк третьего поколения). По аналогии с матрицей Кабиббо японские физики Кобаяши и Маскава ввели матрицу смешивания 3×3 . Эта матрица V соответственно называется матрицей КKM. Она является унитарной ($VV^\dagger = 1$), т. е. переходит в обратную матрицу при комплексном сопряжении и транспонировании. Матрица V содержит только элементы $V_{qq'}$ перехода между кварками q и q' с изменением заряда. Элементы матрицы входят как константы во взаимодействия заряженных кварков с W -бозонами. Так, например, взаимодействие t -кварка, b -кварка и W -бозона пропорционально матричному элементу матрицы КKM V_{tb} .

В рамках предположений SM о наличии в природе только трех поколений кварков и условия унитарности ($VV^\dagger = 1$) матричный элемент V_{tb} оказывается близким к единице ($|V_{tb}| \approx 0,999$). Если же отказаться от предположения о существовании только *трех* поколений, то значение V_{tb} оказывается практически неопределенным. Например, если существует четвертое поколение кварков, то условие унитарности соответствующей матрицы смешивания 4×4 практически не накладывает ограничений на величину V_{tb} , что делает очень важным прямое измерение этого параметра.

Измерения V_{tb} , выполненные на коллайдерах тэватрон и LHC при наблюдении рождения одиночного t -кварка, дали значения, близкие к 1. В будущем на различных стадиях работы коллайдера LHC будет зарегистрировано многократно большее число событий с одиночным рождением t -кварка. Это позволит прямо измерить параметр смешивания V_{tb} с точностью порядка нескольких процентов. Такой важнейший результат LHC даст возможность проверить экспериментально с высокой точностью выполнение гипотезы SM о существовании только трех поколений кварков.

2. ПРОЦЕССЫ С ТОП-КВАРКАМИ В РАМКАХ SM И ЗА ЕЕ ПРЕДЕЛАМИ

2.1. Лагранжиан взаимодействия топ-кварков в рамках SM. В рамках формализма квантовой теории поля (а Стандартная модель и является калибровочной квантовой теорией поля) все правила взаимодействия t -кварков (вершины взаимодействия и соответствующие им правила Фейнмана) получаются из так называемой функции Лагранжа, или просто лагранжиана. Например, взаимодействие t -кварков с глюоном и tWb -взаимодействие описываются следующими выражениями:

$$\mathcal{L}_{SM}(tgt) = \bar{\psi}_t \hat{O}_g^{\mu, a} \psi_t G_{a, \mu}, \quad \hat{O}_g = g_s t^a \gamma^\mu, \quad (2)$$

$$\mathcal{L}_{SM}(tWq) = \bar{\psi}_q \hat{O}_W \psi_t, \quad \hat{O}_W = \frac{e}{2\sqrt{2} \sin \theta_W} V_{tq} \gamma^\mu (1 - \gamma^5) W_\mu, \quad (3)$$

$$\frac{e}{2\sqrt{2} \sin \theta_W} = M_W \sqrt{\frac{G_F}{\sqrt{2}}}.$$

Заметим еще раз, что в выражении (3) именно матрица $(1 - \gamma^5)$ отвечает за то, что только левая компонента фермионного поля t -кварка участвует во взаимодействии.

Лагранжиан взаимодействия t -кварка в рамках СМ имеет вид (см. [1, 19])

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{SM}} = & -\frac{y_t}{\sqrt{2}} \bar{t} t H - g_s \bar{t} \gamma^\mu t^a t G_\mu^a - \frac{g}{\sqrt{2}} \sum_{q=d,s,b} \frac{V_{tq}}{2} \bar{t} \gamma^\mu (1 - \gamma^5) q W_\mu^+ - \\ & - Q_t e \bar{t} \gamma^\mu t A_\mu - \frac{g}{2 \cos \vartheta_W} \bar{t} \gamma^\mu \left[\left(\frac{1}{2} - 2Q_t \sin^2 \vartheta_W \right) - \frac{1}{2} \gamma^5 \right] t Z_\mu + \text{h. c.}, \quad (4) \end{aligned}$$

где g_s , e и g — константы связи сильных, электромагнитных и слабых взаимодействий, $Q_t = +2/3$,

$$y_t = \sqrt{2} \frac{m_t}{v_{\text{ew}}}, \quad v_{\text{ew}} \approx 246 \text{ ГэВ}, \quad (5)$$

где v_{ew} — электрослабый масштаб — вакуумное среднее поля Хиггса.

2.2. Лагранжиан аномальных взаимодействий топ-кварков. В настоящее время неизвестно, какой тип новой физики (НФ — новая физика за рамками Стандартной модели) будет отвечать за возможные отклонения от предсказаний Стандартной модели. Различные сценарии расширения СМ (например, SUSY) приводят либо к предсказаниям новых механизмов образования и распада t -кварка, либо к существенному изменению (как правило, усилению) редких процессов с участием t -кварка. Таким образом, экспериментальное обнаружение новых механизмов или усиления редких процессов однозначно свидетельствовало бы о существовании физики вне рамок СМ.

Многочисленные сценарии расширения СМ приводят к различным предсказаниям в секторе t -кварков со своим специфическим набором типов взаимодействий и параметров (констант связи, масс новых объектов). Однако часто различные сценарии предсказывают одинаковые или весьма похожие эффекты, приводят к процессам с одинаковыми конечными состояниями, или, как говорят, сигнатурами. И число таких сценариев весьма велико!

Для описания различных аномальных взаимодействий t -кварков широко применяется более универсальный подход, основанный на формализме эффективной теории поля [20]. В таком подходе аномальные взаимодействия t -кварков описываются модельно-независимым образом с помощью эффективного (феноменологического) лагранжиана [1, 21, 23]. Этот лагранжиан обязан быть калибровочно-инвариантным по отношению к калибровочной группе СМ (в противном случае вводимые аномальные взаимодействия сразу приводили бы к противоречиям с современными прецизионными измерениями) и состоит из ряда членов со все возрастающей размерностью, подавленных все более высокими степенями масштаба НФ, который, как следует из

уже существующих ограничений, должен быть существенно больше электро-слабого масштаба — вакуумного среднего поля Хигса $v_{ew} = 246$ ГэВ:

$$L = L_{SM} + \sum_i \frac{c_i^{(6)}}{\Lambda^2} O_i^{(6)} + \sum_i \frac{c_i^{(8)}}{\Lambda^4} O_i^{(8)} + \dots \quad (6)$$

Члены эффективного лагранжиана состоят из произведений калибровочно-инвариантных операторов $O_i^{(N)}$ и соответствующих коэффициентов $c_i^{(N)}$. Полный набор операторов низшей возможной размерности 6, дающих вклад во взаимодействия t -кварка с другими полями СМ, приведен в обзоре [22]. Этот набор операторов соответствует так называемому варшавскому базису [23].

В рамках эффективной теории поля (EFT) лагранжиан аномальных взаимодействий t -кварка, возникающий из общего калибровочно- и лоренц-инвариантного разложения по операторам после спонтанного нарушения симметрии, можно представить в следующем виде:

$$\mathcal{L}_{EFT} = \mathcal{L}_{SM} + \kappa_4 \bar{\psi}_q \hat{O}^{(4)} \psi_t + \frac{\kappa_5}{\Lambda} \bar{\psi}_q \hat{O}^{(5)} \psi_t + \frac{\kappa_6}{\Lambda^2} \bar{\psi}_q \hat{O}^{(6)} \psi_t + \dots, \quad (7)$$

где Λ — масштабный параметр НФ; κ — аномальные константы, которые имеют естественный порядок величины v_{ew}^2/Λ^2 .

Вопрос о построении эффективных калибровочно-инвариантных лагранжианов также исследовался в более ранних работах (см., например, [20, 24, 25, 1]). По историческим причинам при анализе экспериментальных данных широко используется эффективный лагранжиан в унитарной калибровке следующего вида:

$$\left. \begin{aligned} \mathcal{L}_{anom} = & -\frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{q=u,c,t} \bar{t} (v_{tq}^H + \gamma^5 a_{tq}^H) q H - \\ & -\frac{g}{\sqrt{2}} \bar{t} \gamma^\mu (f_V^L P_L + f_V^R P_R) b W_\mu^+ - \\ & -\frac{g}{2 \cos \vartheta_W} \sum_{q=u,c,t} \bar{t} \gamma^\mu (v_{tq}^Z - a_{tq}^Z \gamma^5) q Z_\mu - \\ & -g_s \sum_{q=u,c,t} \frac{\kappa_{tq}^g}{\Lambda} \bar{t} \sigma^{\mu\nu} t^a (f_{tq}^g + i h_{tq}^g \gamma^5) q G_{\mu\nu}^a - \\ & -\frac{g}{\sqrt{2}} \bar{t} \frac{\sigma^{\mu\nu} \partial_\nu W_\mu^+}{M_W} (f_T^L P_L + f_T^R P_R) b - \\ & -e \sum_{q=u,c,t} \frac{\kappa_{tq}^\gamma}{\Lambda} \bar{t} \sigma^{\mu\nu} (f_{tq}^\gamma + i h_{tq}^\gamma \gamma^5) q A_{\mu\nu} - \\ & -\frac{g}{2 \cos \vartheta_W} \sum_{q=u,c,t} \frac{\kappa_{tq}^Z}{\Lambda} \bar{t} \sigma^{\mu\nu} (f_{tq}^Z + i h_{tq}^Z \gamma^5) q Z_{\mu\nu} \end{aligned} \right\} + \text{h. c.}, \quad (8)$$

где g — это константа взаимодействия калибровочной группы слабого изоспина $SU(2)_L$, $P_{L,R} = (1 \mp \gamma^5)/2$, $\sigma_{\mu\nu} = i/2(\gamma_\mu\gamma_\nu - \gamma_\nu\gamma_\mu)$, тензоры напряженности полей определены как обычно ($G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a, \dots$); Λ — масштаб новой физики порядка нескольких ТэВ; аномальные константы κ обычно полагают реальными числами, а «относительные» константы f и h в общем случае рассматриваются как комплексные числа с нормировкой:

$$|f|^2 + |h|^2 = 1.$$

Напомним, что в рамках СМ значения параметров из лагранжиана (8) следующие:

$$\left. \begin{aligned} v_{tt}^H &= y_t = \sqrt{2} \frac{m_t}{v_{ew}}, & a_{tt}^H &= 0, \\ v_{tq}^H &= a_{tq}^H = 0, & q &\neq t, \\ f_V^L &= \frac{V_{tq}}{2}, & f_V^R &= f_T^L = f_T^R = 0, \\ v_{tt}^Z &= \frac{1}{2} - 2Q_t \sin^2 \theta_W, & a_{tt}^Z &= \frac{1}{2}, \\ v_{tq}^Z &= a_{tq}^Z = 0, & q &\neq t. \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

В таком подходе экспериментальные результаты представляются в виде ограничений на величины аномальных констант взаимодействия, стоящих перед соответствующими членами эффективного лагранжиана. В ряде случаев полученные ограничения перевыражаются через пределы на вероятности определенных редких распадов t -кварка.

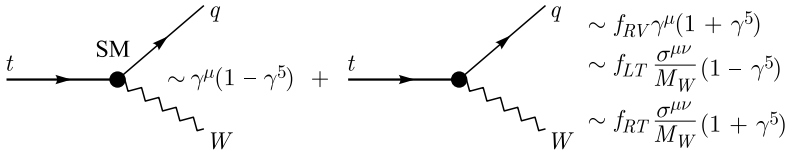


Рис. 3. Аномальное взаимодействие в вершине tWb

Для пояснения сказанного выше рассмотрим характерный (и весьма перспективный) пример такого аномального взаимодействия в *вершине* tWb (рис. 3).

В СМ такая вершина описывает взаимодействие «левого» t -кварка и имеет вид (см. выражение (3)):

$$\mathcal{L}_{SM} = \bar{\psi}_q \hat{O}_{SM} \psi_t, \quad \hat{O}_{SM} = \frac{e}{2\sqrt{2} \sin \theta_W} V_{tq} \gamma^\mu (1 - \gamma^5),$$

$$\frac{e}{2\sqrt{2} \sin \theta_W} = M_W \sqrt{\frac{G_F}{\sqrt{2}}}.$$

Для такого взаимодействия новая физика может проявиться в наличии «правых» токов ($\sim (1 + \gamma^5)$) и аномальных магнитных и электрических моментов в этой вершине. Возможные отклонения от СМ можно внести модельно-независимым образом в виде всех возможных лоренц-инвариантных структур в эффективном лагранжиане взаимодействия tWb .

Отклонения в вершине tWb описываются набором калибровочно-инвариантных операторов размерности 6 [26–30]

$$\begin{aligned} O_{\phi q}^{(3,3+3)} &= \frac{i}{2} \left[\phi^\dagger (\tau^I D_\mu - \overleftarrow{D}_\mu \tau^I) \phi \right] (\bar{q}_{L3} \gamma^\mu \tau^I q_{L3}), \\ O_{\phi\phi}^{33} &= i(\tilde{\phi}^\dagger D_\mu \phi)(\bar{t}_R \gamma^\mu b_R), \\ O_{dW}^{33} &= (\bar{q}_{L3} \sigma^{\mu\nu} \tau^I b_R) \phi W_{\mu\nu}^I, \\ O_{uW}^{33} &= (\bar{q}_{L3} \sigma^{\mu\nu} \tau^I t_R) \tilde{\phi} W_{\mu\nu}^I, \end{aligned} \quad (10)$$

где q_{L3} обозначает левый слабый изодублет кварков третьего поколения t и b . После спонтанного нарушения симметрии эти операторы приводят к эффективному лагранжиану [24] следующего вида, который является частью лагранжиана, приведенного выше:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= \frac{g}{\sqrt{2}} \bar{b} \gamma^\mu (f_V^L P_L + f_V^R P_R) t W_\mu^- + \\ &+ \frac{g}{\sqrt{2}} \bar{b} \frac{\sigma^{\mu\nu}}{2M_W} (f_T^L P_L + f_T^R P_R) t W_{\mu\nu}^- + \text{h. c.}, \end{aligned} \quad (11)$$

где $W_{\mu\nu}^- = \partial_\mu W_\nu^- - \partial_\nu W_\mu^-$.

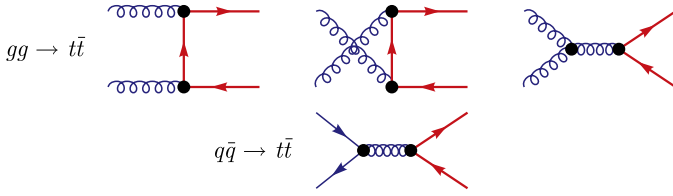
Коэффициенты при операторах (10) $C_{\phi q}^{(3,3+3)}$, $C_{\phi\phi}^{33}$, C_{dW}^{33} , C_{uW}^{33} следующим образом связаны с аномальными константами в лагранжиане (11): $f_V^L = V_{tb} + C_{\phi q}^{(3,3+3)}(v^2/\Lambda^2)$, $f_V^R = (1/2)C_{\phi\phi}^{33}(v^2/\Lambda^2)$, $f_T^L = \sqrt{2}C_{dW}^{33}(v^2/\Lambda^2)$, $f_T^R = \sqrt{2}C_{uW}^{33}(v^2/\Lambda^2)$.

Эти соотношения позволяют транслировать ограничения на аномальные константы f_V^L , f_V^R , f_T^L , f_T^R , извлекаемые из анализа экспериментальных данных, в пределы на возможные значения коэффициентов при калибровочно-инвариантных операторах.

2.3. Основные механизмы образования топ-кварков. Полная ширина распада t -кварка, вычисленная в NLO приближении [5]:

$$\Gamma_t = \frac{G_F m_t^3}{8\pi\sqrt{2}} \left(1 - \frac{M_W^2}{m_t^2}\right)^2 \left(1 + 2\frac{M_W^2}{m_t^2}\right) \left[1 - \frac{2\alpha_s}{3\pi} \left(\frac{2\pi^2}{3} - \frac{5}{2}\right)\right]. \quad (12)$$

В рамках СМ основными (по величине соответствующих сечений) механизмами образования t -кварков в адронных взаимодействиях являются глюон-глюонная и кварк-антикварковая аннигиляции, приводящие к образованию


 Рис. 4. Диаграммы, описывающие образование пары $t\bar{t}$ -кварков

$t\bar{t}$ -пары (рис. 4):

$$gg \rightarrow t\bar{t}, \quad (13)$$

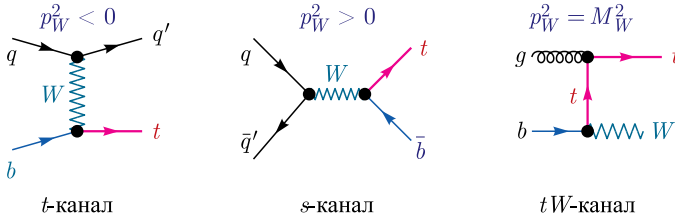
$$q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}. \quad (14)$$

Следующими по величине сечения являются процессы электрослабого («одиночного») рождения t -кварка. Эти процессы принято классифицировать по величине квадрата 4-импульса виртуального W -бозона, участвующего в процессе (рис. 5):

$$qb \rightarrow tq', \quad p_W^2 < 0: \quad t\text{-канал}, \quad (15)$$

$$q\bar{q}' \rightarrow t\bar{b}, \quad p_W^2 > 0: \quad s\text{-канал}, \quad (16)$$

$$gb \rightarrow tW, \quad p_W^2 = M_W^2: \quad tW\text{-канал}. \quad (17)$$


 Рис. 5. Диаграммы, описывающие процессы электрослабого (одиночного) рождения t -кварков

2.4. Роль высших порядков теории возмущений. Следует отметить, что при изучении процессов рождения t -кварков с последующими распадами исключительно важную роль играют теоретические вычисления сильных и электрослабых поправок теории возмущений к лидирующему (борновскому) приближению. Сложность вычисления поправок очень быстро растет с каждым следующим приближением и на практике чаще всего ограничивается уровнем NLO и NNLO. Качественно приближение NLO включает в себя древесный борновский вклад, интерференцию древесной и однопетлевой амплитуд, а также квадрат амплитуды с дополнительным полем глюона или легкого

кварка в конечном или начальном состоянии. Учет поправок не только меняет полные сечения рождения и сечения рождения в различных кинематических областях (так называемые *fiducial cross sections*), но и несколько видоизменяет форму распределений конечных продуктов реакции. Исключительно важно, что учет все более высоких порядков увеличивает теоретическую точность результата, существенно уменьшает зависимость от масштабов (масштаба перенормировки и масштаба факторизации), с необходимостью возникающих при вычислениях по теории возмущений.

С увеличением порядка теории возмущений результаты вычислений для сечений и распределений становятся существенно более стабильными к вариации этих масштабов перенормировки/факторизации, что является основной причиной того, почему столь важны вычисления поправок, в особенности для поиска эффектов за рамками СМ. Если мы пытаемся найти отклонения от предсказаний СМ, а сегодня уже понятно, что такие отклонения, если и есть, то весьма малы, то мы должны знать предсказания СМ как можно с более высокой точностью. Последние результаты по вычислению NNLO поправок сильных взаимодействий и электрослабых NLO поправок к парному рождению t -кварков представлены в [31, 32]. Специальное исследование [33] показало, что для улучшения стабильности результатов вычислений к выбору масштабов можно использовать так называемые «динамические масштабы» (*dynamical scales*), которые зависят от кинематических переменных. При этом, однако, оказывается, что при вычислении поправок КХД различные кинематические распределения более стабильны по отношению к разному выбору динамических масштабов [33]. Такой выбор динамического масштаба перенормировки/факторизации, геометрическое среднее от произведения поперечных масс t и \bar{t} -кварков был сделан при проведенном впервые вычислении [34] поправки NLO КХД к процессу $2 \rightarrow 6pp \rightarrow \mu^- \nu \mu b \bar{b} j j$, который включает полный набор диаграмм Фейнмана, что позволяет одновременно учесть поправки к рождению и распаду участвующих в процессе t -кварков на и вне их массовой поверхности, а также вклады всех интерференций. Эти вычисления подтвердили сделанное наблюдение, что одновременный учет поправок в рождение и распад t -кварков позволяет заметно улучшить точность теоретических предсказаний [35, 36]. Поправки NNLO КХД к ведущему t -канальному механизму одиночного рождения t -кварка вычислены в [37–39]. Как отмечалось, вычисления поправок NNLO КХД к ширине распада t -кварка приведены в [15].

Прогресс был достигнут в вычислении поправок NLO с учетом пересуммирования ведущих и следующих за ведущими логарифмических мягких поправок (NNL и NNLL) и в некоторых случаях полных поправок NNLO КХД к более редким процессам, в которых пара $t\bar{t}$ -кварков рождается в сопровождении W^\pm -бозонов [40], в сопровождении Z -бозона [41], в сопровождении бозона Хиггса [42, 43]. Во всех вычислениях отмечается существенное

улучшение точности вычислений с включением поправок все большего порядка теории возмущений. Как и должно следовать из теории, результаты для сечений процессов становятся также все более стабильными к вариации масштабов перенормировки и факторизации.

2.5. Роль топ-кварка в исследовании расширений СМ. Как отмечалось выше, в рамках СМ точность теоретических предсказаний для процессов рождения и распадов t -кварка составляет доли процента. Кроме того, t -кварк практически со 100 %-й вероятностью распадается по одному каналу: $t \rightarrow bW$. Вследствие этого возникает уникальная чувствительность реакций t -кварка к возможным проявлениям новой физики за пределами Стандартной модели.

Обратим внимание на одно обстоятельство, для которого большое значение массы t -кварка оказалось крайне важно. Речь идет о суперсимметричных (SUSY) моделях, которые являются одними из вероятных кандидатов на реализуемую в природе модель за рамками СМ. В SUSY моделях существует не один, а несколько бозонов Хиггса. Например, в минимальном суперсимметричном расширении СМ, называемом MSSM, существует пять бозонов Хиггса. Если рассматривать SUSY модели без влияния петлевых поправок, то масса наиболее легкого нейтрального бозона Хиггса в них не должна превышать величину массы Z -бозона. Такие легкие бозоны Хиггса уже исключены экспериментально. Эти ограничения закрывали бы многие популярные варианты SUSY моделей, в частности, MSSM, если бы не тот факт, что ведущая петлевая поправка к массе бозона Хиггса за счет петли из t -кварка и его суперпартнера стоп-кварка пропорциональна массе t -кварка в 4-й степени. Поскольку масса t -кварка столь велика, эта поправка оказывается большой и отодвигает границу допустимых масс легчайшего бозона Хиггса, которая вместо M_Z становится примерно 135–140 ГэВ. Эта область масс бозонов Хиггса не закрыта экспериментально, и, следовательно, SUSY модели также экспериментально не закрыты.

В экспериментальных поисках проявлений НФ в секторе t -кварков тестируются все перечисленные ниже возможности:

- редкие (в рамках СМ) распады t -кварков;
- отклонения в сечениях рождения t -кварков (в рамках СМ);
- рождение t -кварков за счет очень редких реакций в СМ;
- распады t -кварков по отсутствующим в СМ каналам;
- новые частицы, распадающиеся в конечные состояния, содержащие t -и/или \bar{t} -кварк и, возможно, другие частицы и резонансы.

Одним из ярких проявлений НФ являлось бы наблюдение аномальных взаимодействий t -кварков в процессах с *нейтральными токами с нарушением аромата* (flavour changing neutral current, или FCNC):

$$t \rightarrow q(u, c) + H, \gamma, gZ. \quad (18)$$

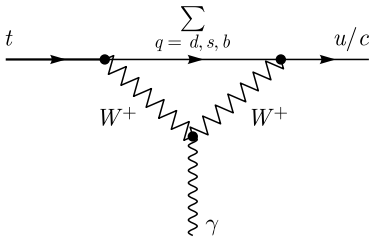


Рис. 6. Диаграмма, описывающая anomальное FCNC-взаимодействие

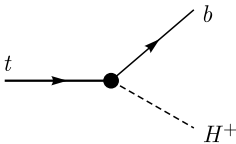


Рис. 7. Взаимодействие t -кварка с заряженным бозоном Хиггса H^\pm

В СМ такие процессы происходят только за счет учета вклада петлевых диаграмм (см. пример на рис. 6) с очень маленькой вероятностью распада [44, 1]: $BR(t \rightarrow q + H/\gamma/g/Z) < \mathcal{O}(10^{-11 \div -13})$, что делает их практически невозможными для наблюдения в эксперименте.

С другой стороны, различные расширения СМ предсказывают значительное усиление таких взаимодействий [1, 45–48], что делает перспективным поиск НФ. Например, на рис. 6 дополнительные новые кварки (из 4-го поколения или «векторные» кварки) или суперсимметричные частицы в петле приводят к существенному усилению таких процессов.

Поиск таких взаимодействий (как в редких распадах t -кварков, так и в процессах рождения t -кварков за счет аномальных взаимодействий) интенсивно проводится в детекторах ATLAS и CMS на LHC.

В рамках MSSM предсказывается, в частности, существование заряженного бозона Хиггса (H^\pm), который также может взаимодействовать с t -кварком (аналогично tWb -взаимодействию), как представлено на рис. 7.

Стратегия поиска заряженного бозона Хиггса зависит от его массы:

$$\text{light } H^\pm: m_{H^\pm} < m_t; \quad \text{heavy } H^\pm: m_{H^\pm} > m_t.$$

В случае легкого H^\pm ($m_{H^\pm} < m_t$) его можно обнаружить в распадах t -кварка:

$$t \rightarrow bH^+, \quad H^+ \rightarrow \tau^+\nu_\tau.$$

В этом случае следует ожидать также изменения вероятности распада t -кварка на b и W -бозон. Для тяжелого H^\pm ($m_{H^\pm} > m_t$) наиболее перспективным является поиск такой частицы в реакциях с образованием H^\pm и t -кварков (рис. 8).

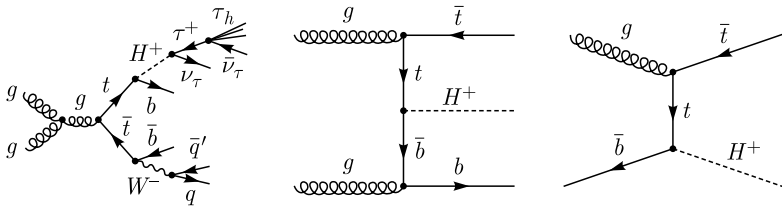


Рис. 8. Образование t -кварка и заряженного бозона Хиггса

В многочисленных сценариях расширения Стандартной модели предсказывается существование новых тяжелых резонансов, распадающихся на пару $t\bar{t}$:

$$pp \rightarrow R(\rightarrow t\bar{t})X.$$

Суперсимметричные теории предсказывают большое количество новых реакций с t -кварками в конечном состоянии. Одной из характеристик таких реакций является наличие большой «потерянной» энергии, уносимой новой нейтральной частицей. Например, реакции поиска рождения одиночного t -кварка с большой «потерянной» энергией (так называемый «монотоп», рис. 9) можно использовать для поиска «темной материи».

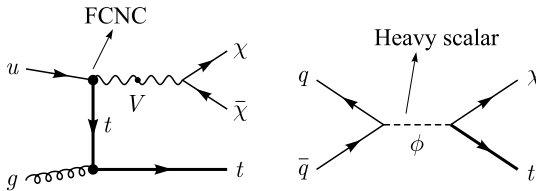


Рис. 9. Рождение одиночного t -кварка с большой «потерянной» энергией («монотоп»)

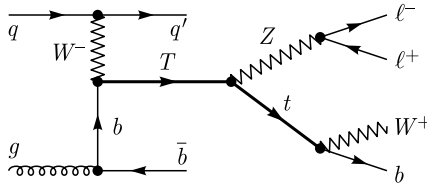


Рис. 10. Рождение «векторного» t -кварка T с последующим распадом $T \rightarrow Zt$

В некоторых расширениях СМ предсказывается существование «кваркоподобных» частиц, например, «векторных» t -кварков (T), распадающихся на обычный t -кварк и Z -бозон (рис. 10).

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ТОП-КВАРКА

3.1. Измерения массы топ-кварка. Первые измерения сечений и массы t -кварка, приведшие к его экспериментальному наблюдению, были проведены на коллайдере тэватрон (Фермилаб, США) в 1995 г. Поэтому к началу работы коллайдера ЛHC масса t -кварка и сечения основных процессов его рождения в протон-антипротонных столкновениях при энергиях 1,8 и 1,96 ТэВ были известны с точностью порядка 1%. В экспериментах CMS и ATLAS масса

t -кварка измерялась при различных энергиях, а также различными методами и в разных каналах распада.

Наиболее точно масса t -кварка измеряется в распределении по инвариантной массе продуктов распада реконструированного t -кварка:

$$t \rightarrow bW \rightarrow j_b j j \Rightarrow M(j_b'' W''(j j)),$$

$$t \rightarrow bW \rightarrow j_b \ell^\pm \nu \Rightarrow M_T(\ell E_T^{\text{miss}}).$$

Массу t -кварка также можно определить, исследуя корреляции распределения продуктов распада, например, в распаде на J/ψ -мезон:

$$t \rightarrow bW, \quad b \rightarrow B(b\bar{q}) \rightarrow J/\psi X, \quad W \rightarrow \ell^\pm \nu \Rightarrow M(\ell^\pm J/\psi).$$

Также возможно определить массу t -кварка по величине полного сечения образования $t\bar{t}$ -кварков

$$\sigma(pp \rightarrow t\bar{t}) = f(m_t).$$

На рис. 11 показан пример «измерения» массы t по спектру $M(\ell^\pm J/\psi)$ и $\sigma(pp \rightarrow t\bar{t})$.

На рис. 12 приведены результаты измерений массы, скомбинированные по каналам распадов t -кварка, а также суммарные по экспериментам. Данные собраны рабочей группой LHStopWG [8], ссылки на каждый результат приведены на рисунке. Из приведенных данных видно, что в конце 2017 г., на основании независимых измерений, масса t -кварка уже была известна с точностью порядка 0,5 ГэВ (0,3%). С целью понимания ряда наблюдаемых явлений, связанных с нарушениями симметрий, проверяется равенство масс

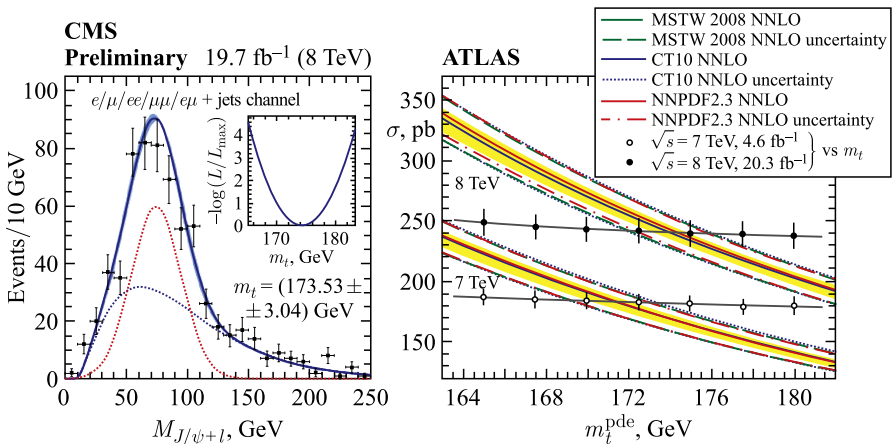


Рис. 11. Результаты измерения m_t по спектру $M(\ell^\pm J/\psi)$ и $\sigma(pp \rightarrow t\bar{t})$

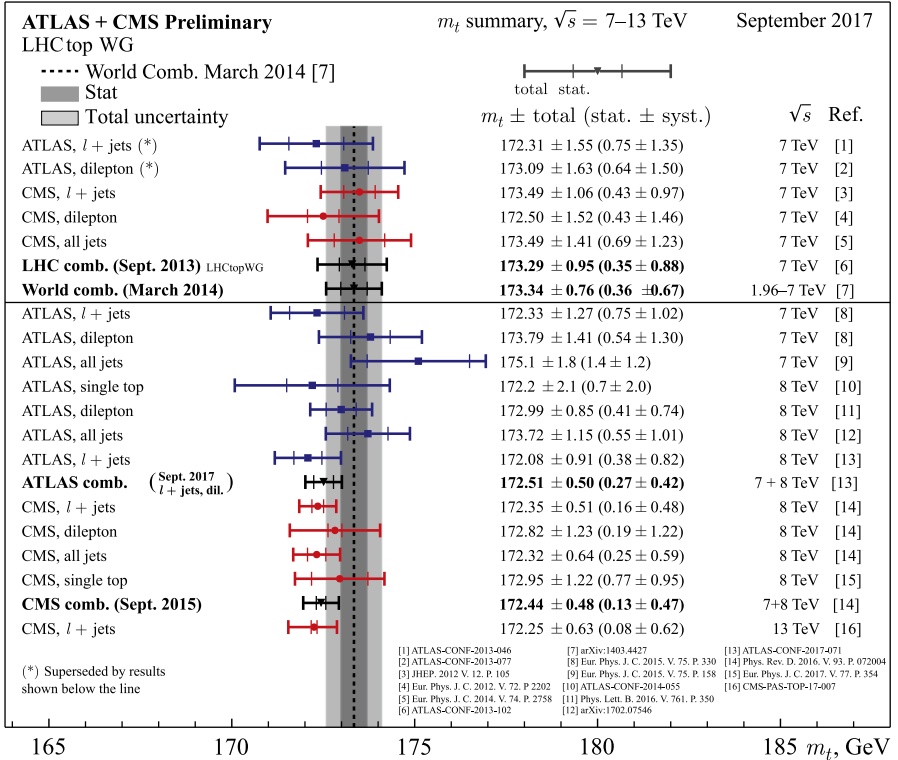


Рис. 12. Результаты измерения массы t -кварка в экспериментах CMS и ATLAS в различных каналах распада t -кварка и при различных энергиях. Приведены результаты объединения измерений в различных каналах

частиц и античастиц. В эксперименте CMS измерена $\Delta m_t = m_t - m_{\bar{t}} = -0,15 \pm 0,19(\text{стат.}) \pm 0,09(\text{сист.})$ [50]. В рамках погрешностей измерений массы t - и \bar{t} -кварка совпадают.

3.2. Измерения ширины распада топ-кварка. Прямое измерение ширины распада t -кварка состоит в изучении распределения числа событий по $M(bW)$ — инвариантной массе продуктов его распада. Пик в этом распределении определяет массу t -кварка, а ширина распределения — полную ширину распада Γ_t . Однако такие фитирования распределения по $M(bW)$ не дают приемлемой точности (в лептонной моде распада W -бозона — из-за присутствия нерегистрируемого нейтрино; в адронном канале распада W -бозона распределение размывается комбинаторными факторами перестановки струй при реконструкции t -кварков). В эксперименте ATLAS [51] проведены измерения ширины распада t -кварка путем фитирования инвариантной массы заряженного лептона и b -кварка в процессах парного рождения t -кварка. При

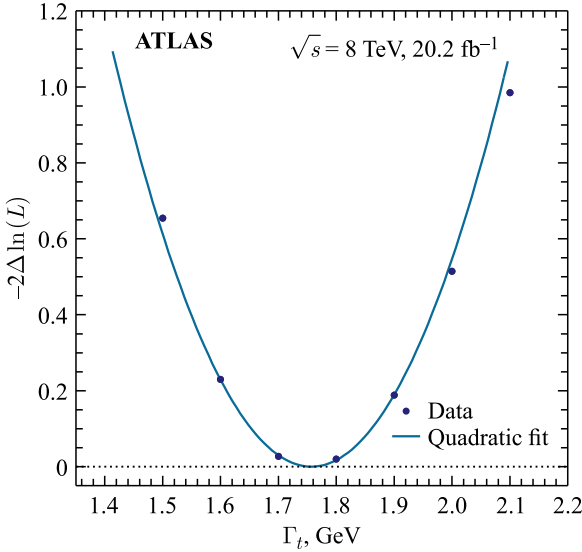


Рис. 13. Определение ширины распада Γ_t из распределения отрицательного логарифма вероятности [51]

этом для определения ширины распада были сгенерированы сигнальные события с различными значениями Γ_t (от 0,1 до 5,0 ГэВ с шагом $\Delta\Gamma = 0,1$ ГэВ). Значение Γ_t определялось из минимума величины отрицательного логарифма вероятности (рис. 13).

В эксперименте CMS [52] проведено косвенное измерение ширины распада t -кварка по объединенным результатам измерения вероятностей распада t -кварка в парном рождении и измерениям сечения электрослабого рождения t -кварка:

$$\Gamma_t = \frac{\sigma_{t\text{-ch}}^{\text{exp}}}{\mathcal{B}(t \rightarrow Wb)} \frac{\Gamma_t^{\text{th}}(t \rightarrow bW)}{\sigma_{t\text{-ch}}^{\text{th}}},$$

где $\sigma_{t\text{-ch}}^{\text{exp}}(\sigma_{t\text{-ch}}^{\text{th}})$ — измеренное (теоретическое) значение сечения рождения одиночного t -кварка; $\Gamma_t^{\text{th}}(t \rightarrow bW) = 1,329$ ГэВ — теоретическое значение ширины распада $t \rightarrow bW$ (вычисленное при $m_t = 172,5$ ГэВ [5]).

Результаты измерений приведены в табл. 1.

Таблица 1. Измеренные в экспериментах ATLAS [51] и CMS [52] значения Γ_t

Эксперимент	Γ_t^{exp} , ГэВ
ATLAS	$1,76 \pm 0,33(\text{стат.})_{-0,68}^{+0,79}(\text{сист.})$
CMS	$1,36 \pm 0,02(\text{стат.})_{-0,11}^{+0,14}(\text{сист.})$

3.3. Константа связи топ-кварка с бозоном Хиггса. Как отмечалось ранее, константа связи бозона Хиггса с t -кварком (y_t) играет важную роль в построении как СМ, так и ее расширений. Значение этого параметра можно измерять в реакциях парного и одиночного рождения t -кварков в сопровождении бозона Хиггса:

$$(t\bar{t}H) pp \rightarrow tH\bar{t}X, \quad (19)$$

$$(tH) pp \rightarrow tHX. \quad (20)$$

В обоих экспериментах получены результаты по исследованию реакции (19) в различных модах распада бозона Хиггса:

$$H \rightarrow b\bar{b}, WW^*, ZZ^*, \tau^+\tau^-, \gamma\gamma.$$

Реконструированные сигнальные события имеют высокую статистическую значимость ($> 5(6)$ стандартных отклонений, см., например, рис. 14). Полученные результаты* по измерению параметра y_t представлены в табл. 2.

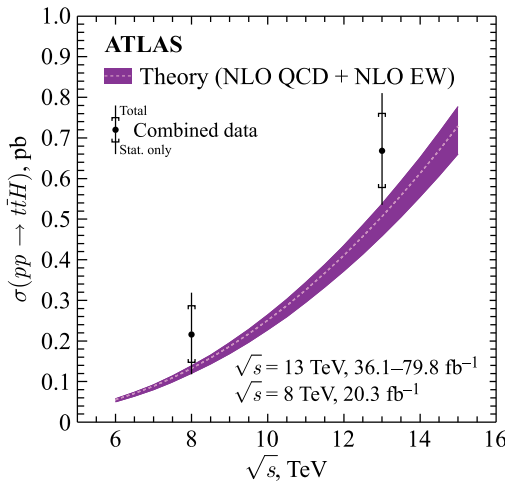


Рис. 14. Сечение рождения бозона Хиггса в сопровождении t -, \bar{t} -кварков [53]

Таблица 2. Величина связи бозона Хиггса с t -кварком

Эксперимент	y_t
ATLAS [53]	$1,15 \pm 0,12$
CMS [54]	$1,26^{+0,31}_{-0,26}$

*В оригинальной работе [53] по измерению параметра y_t приведено значение сечения $\sigma(t\bar{t}H) = (670 \pm 90(\text{стат.})^{+110}_{-100}(\text{сист.}))$ пб. Значение y_t , приведенное в табл. 2, вычислено нами.

3.4. Реакции рождения топ-кварков. Зная массу t -кварка, можно в рамках СМ рассчитать величины сечений процессов с его рождением и сравнить с экспериментально полученными значениями. На рис. 15 приведены результаты измерения сечений парного рождения t -кварка [8], полученные в экспериментах CMS и ATLAS в различных каналах распада при различных энергиях. Видно, что значения сечений, вычисленные в рамках СМ, и результаты, полученные экспериментально, отлично согласуются друг с другом.

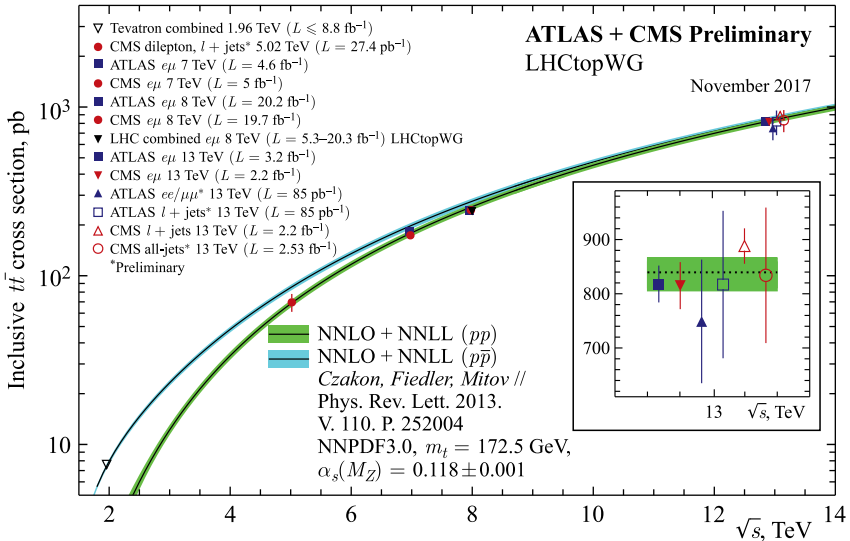


Рис. 15 (цветной в электронной версии). Сечения парного рождения t -кварка, измеренные в экспериментах CMS и ATLAS в различных каналах распада t -кварка и при различных энергиях. Кривыми показаны значения сечений, вычисленные в рамках СМ, ошибка измерения выделена цветом

3.5. Процессы одиночного рождения топ-кварка. Наибольшее сечение имеют процессы парного рождения t -кварков. Следующими по величине сечения являются процессы одиночного рождения t -кварка, описанные выше (см. (15)–(17)). На рис. 16 представлены результаты измерения сечений одиночного рождения t -кварка в t -, tW - и s -канальном процессах [8]. В силу очень небольшой величины сечения и громадного фона регистрация s -канального процесса одиночного рождения t -кварка представляет значительную сложность на ЛХС, в отличие от тэватрона, где данное сечение примерно соответствует t -канальному процессу одиночного рождения. Приведенные результаты демонстрируют прекрасное согласование предсказаний СМ и для одиночного электрослабого рождения t -кварка. Ведутся измерения сечений более редких процессов с рождением t -кварка. На рис. 17

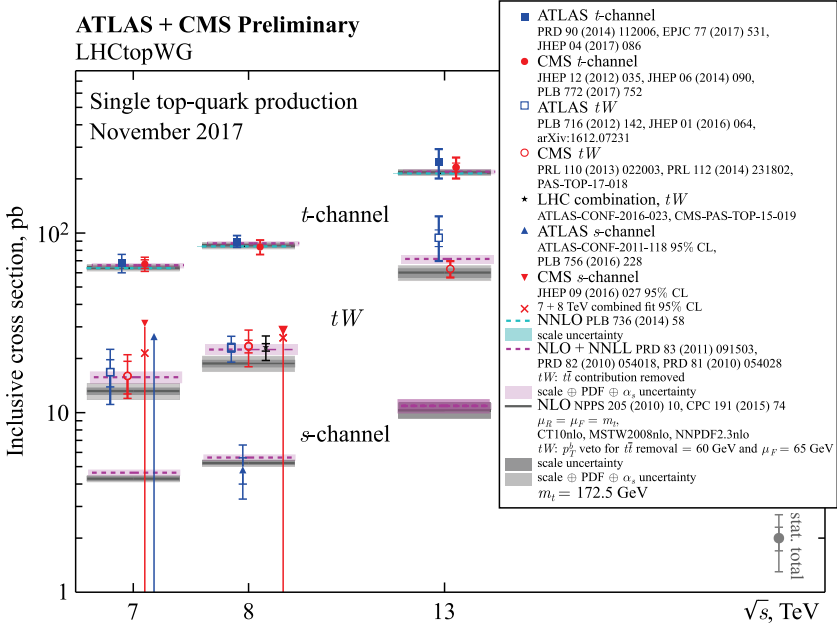


Рис. 16 (цветной в электронной версии). Сечения одиночного рождения *t*-кварка, измеренные в экспериментах CMS и ATLAS в различных каналах электрослабого рождения *t*-кварка при различных энергиях. Показаны значения сечений, вычисленные в рамках СМ, погрешность выделена цветом

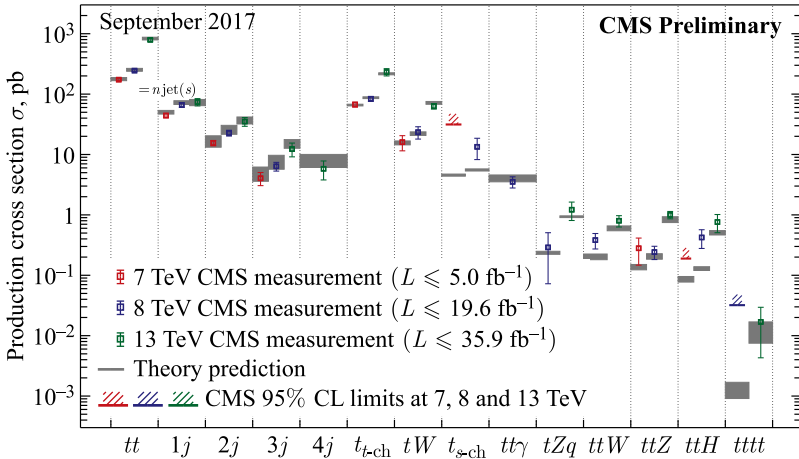


Рис. 17 (цветной в электронной версии). Сечения различных процессов рождения *t*-кварка. Приведены результаты измерений в эксперименте CMS, предсказания получены в рамках СМ

представлены вычисленные в рамках СМ и измеренные в эксперименте CMS сечения процессов парного рождения t -кварков совместно с калибровочными бозонами и бозонами Хитса, парой b -кварков, а также процесса рождения четырех t -кварков [55]. Показанный уровень погрешностей измерений позволяет судить о текущей чувствительности измерений в секторе t -кварка на LHC.

3.6. Измерения дифференциальных сечений. Измерение полных сечений процессов с рождением t -кварка является только первым этапом про-

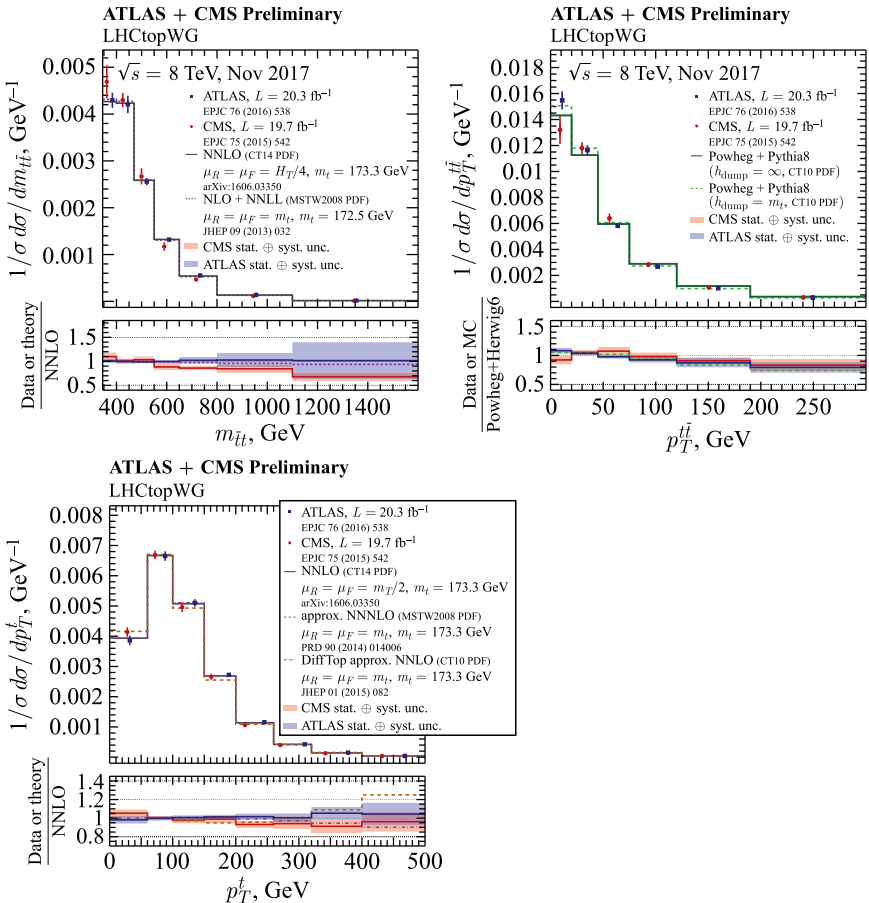


Рис. 18. Дифференциальные сечения парного рождения t -кварка, показывающие распределение таких событий в зависимости от инвариантной массы t - и \bar{t} -кварков (слева сверху), величин векторной суммы поперечных импульсов t - и \bar{t} -кварков (справа сверху) и величины поперечного импульса наиболее энергичного в поперечной плоскости t - или \bar{t} -кварка (внизу)

верки предсказаний СМ. На следующем этапе необходимо исследовать кинематические свойства этих процессов, т. е. распределения событий по некоторым характерным наблюдаемым. На рис. 18, слева сверху показана зависимость числа событий парного рождения t - и \bar{t} -кварков ($N_{t\bar{t}}$) от измеренной инвариантной массы пары t -кварков [8]. Данная измеряемая величина чувствительна к существованию гипотетических новых частиц, не предсказы-

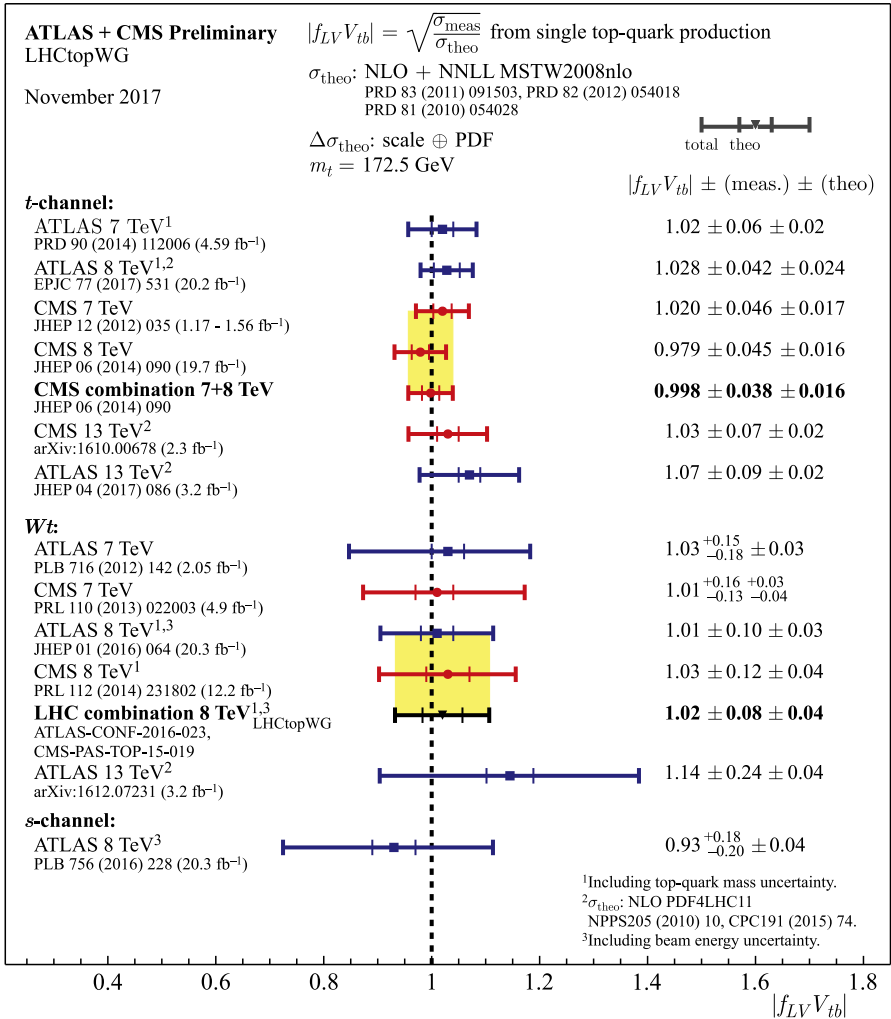


Рис. 19. Результаты измерения элемента V_{tb} матрицы смешивания Кабиббо–Кобаяши–Маскавы в различных каналах и при различных энергиях. Дополнительный множитель $|f_{LV}|$ обозначает возможное отклонение от СМ в левых векторных заряженных токах

ваемых СМ, распадающихся на пару $t\bar{t}$ -кварков (такой процесс выглядел бы как пик в области, соответствующей массе новой гипотетической частицы). На рис. 18, справа сверху приведено распределение $N_{t\bar{t}}$ в зависимости от величины векторной суммы поперечных импульсов $t\bar{t}$ -кварков. Данная измеряемая величина чувствительна к рождению дополнительных частиц совместно с парой $t\bar{t}$, так как рождение таких частиц, не учтенное в вычислениях в рамках СМ, сдвигало бы данное распределение в область больших значений импульсов. На рис. 18, внизу показана зависимость $N_{t\bar{t}}$ от поперечного импульса наиболее энергичного в поперечной плоскости t - или \bar{t} -кварка. Данная величина хорошо демонстрирует точность вычислений радиационных поправок, связанных с исследованием дополнительных жестких адронных струй.

Сечение электрослабого рождения t -кварка прямо пропорционально квадрату элемента V_{tb} матрицы смешивания Кабиббо–Кобаяши–Маскавы и может быть получено в эксперименте как отношение измеряемого сечения и сечения, вычисляемого в рамках СМ. На рис. 19 представлены результаты измерений параметра V_{tb} в различных процессах одиночного рождения t -квар-

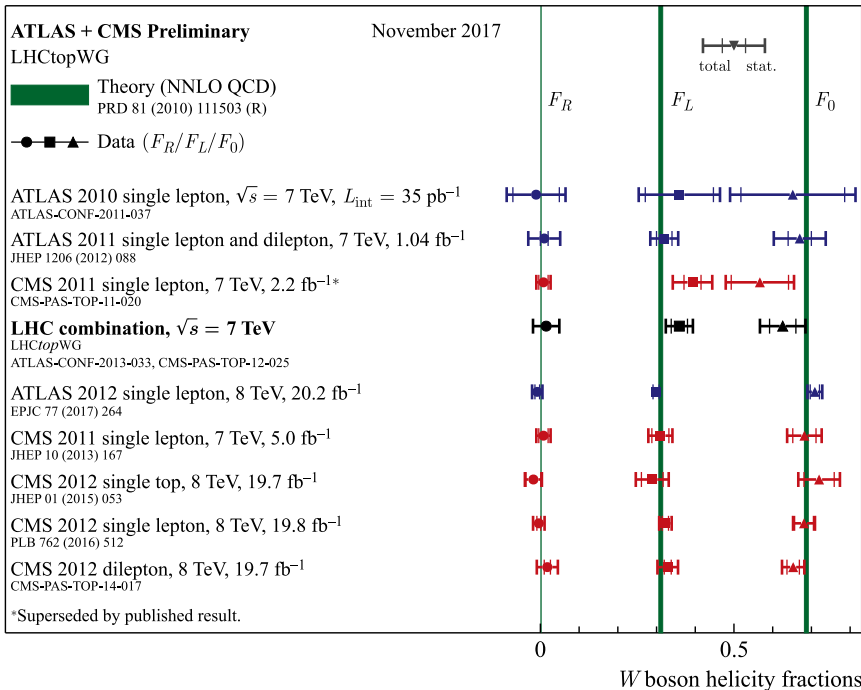


Рис. 20. Результаты измерения вероятностей трех возможных поляризационных состояний W -бозона в распаде t -кварка, линиями показаны предсказанные СМ значения. Измерения проведены в процессах парного рождения t -кварка

ка [8]. В рамках СМ этот параметр не может быть больше единицы и, в пределах погрешностей измерения, согласуется с теоретическими предсказаниями.

Подчеркнем еще раз, что в рамках СМ именно левополяризованные t -кварки взаимодействуют с W -бозоном и b -кварком (tWb), что приводит к корреляциям со спиновыми состояниями участвующих частиц. Измерить поляризацию t -кварка возможно, измеряя спиральные состояния W -бозона в основном канале распада исходной частицы, либо напрямую в процессах электрослабого рождения t -кварка, где данный кварк и рождается, и распадается через tWb -взаимодействие. На рис. 20 приведены результаты измерения в процессах парного рождения t -кварков вероятностей появления трех возможных поляризационных состояний W -бозона в распаде t -кварка.

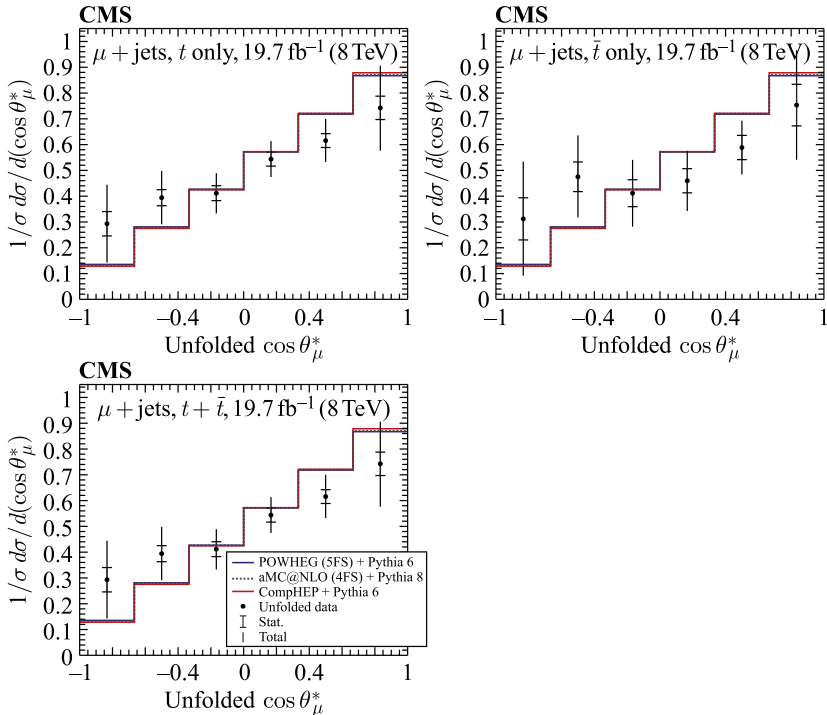


Рис. 21. Результаты измерения поляризации t -кварка, проявляющейся в дифференциальном сечении t -канального одиночного рождения t -кварка, показывающем зависимость распределения таких событий от косинуса угла между заряженным лептоном от распада t -кварка и кварком легкого аромата; косинус посчитан в системе покоя t -кварка. Показаны измеренное и предсказанное распределение событий рождения только t -кварка (слева сверху), только \bar{t} -кварка (справа сверху) и объединенное распределение t - и \bar{t} -кварков (внизу)

Кроме того, в эксперименте CMS измерялись поляризации t -кварка в процессах его электрослабого одиночного рождения [56]. Исследовались распределения по косинусу угла между заряженным лептоном от распада t -кварка и кварком легкого аромата. Характерное распределение по этой наблюдаемой отражает корреляции спиновых состояний в рождении t -кварка и в его распаде, являющиеся следствием $V-A$ -структуры взаимодействий в рамках СМ. На рис. 21 показаны измеренное и предсказанное распределения событий рождения только t -кварка (слева сверху), только \bar{t} -кварка (справа сверху) и объединенное распределение t - и \bar{t} -кварков (внизу).

3.7. Поиск отклонений от предсказаний СМ в рождении топ-кварков.

Результаты всех исследований, проведенных в секторе t -кварка, хорошо согласуются с предсказаниями СМ в пределах неопределенности измерений. Несмотря на хорошее согласование с экспериментальными данными, ряд внутренних проблем СМ, описанных ранее, предполагает поиски взаимодействий за рамками СМ. В экспериментах рассматривается два сценария проявления возможных отклонений от предсказаний СМ. В первом случае отклонения могут проявляться во взаимодействии t -кварка с другими частицами СМ. Во втором сценарии несоответствия СМ проявляются в рождении новой неизвестной частицы, распадающейся в t -кварк или возникающей в процессе его распада.

Исследования взаимодействия $gt\bar{t}$. Возможные отклонения от СМ в $gt\bar{t}$ -взаимодействии могут проявляться в распределениях по энергиям или угловым наблюдаемым. Ранние экспериментальные результаты на коллайдере тэватрон демонстрировали нарушение симметрии в количестве t -кварков, вылетевших в переднюю полусферу детектора (направление пучка протонов), и \bar{t} -кварков, вылетевших в заднюю полусферу детектора (направление пучка антипротонов) [57, 58], и наоборот. Наблюдалось статистически значимое отклонение от предсказаний СМ в ряде распределений, отражающих зарядово-пространственную асимметрию. На LHC можно исследовать эффект асимметрии, но с меньшей точностью, чем на тэватроне. Эксперименты на LHC не подтверждали такое отклонение. Длительные исследования в экспериментах на коллайдерах LHC и тэватрон, а также более точные теоретические вычисления привели к согласованию наблюдаемой асимметрии и предсказываемой в рамках СМ. На рис. 22 показаны измеренные и вычисленные в рамках СМ значения асимметрии рождения t - и \bar{t} -кварков в различных каналах распада, полученные в экспериментах ATLAS и CMS при энергиях столкновений 7 и 8 ТэВ [8].

Исследования взаимодействия tWb . В эксперименте CMS был проведен прямой поиск отклонений от СМ во взаимодействии tWb [59], проявляющихся в различных сценариях присутствия вклада аномальных структур в этой вершине (см. выражения (8)). Экспериментальный анализ основан на моделировании всех кинематических свойств в зависимости от величин па-

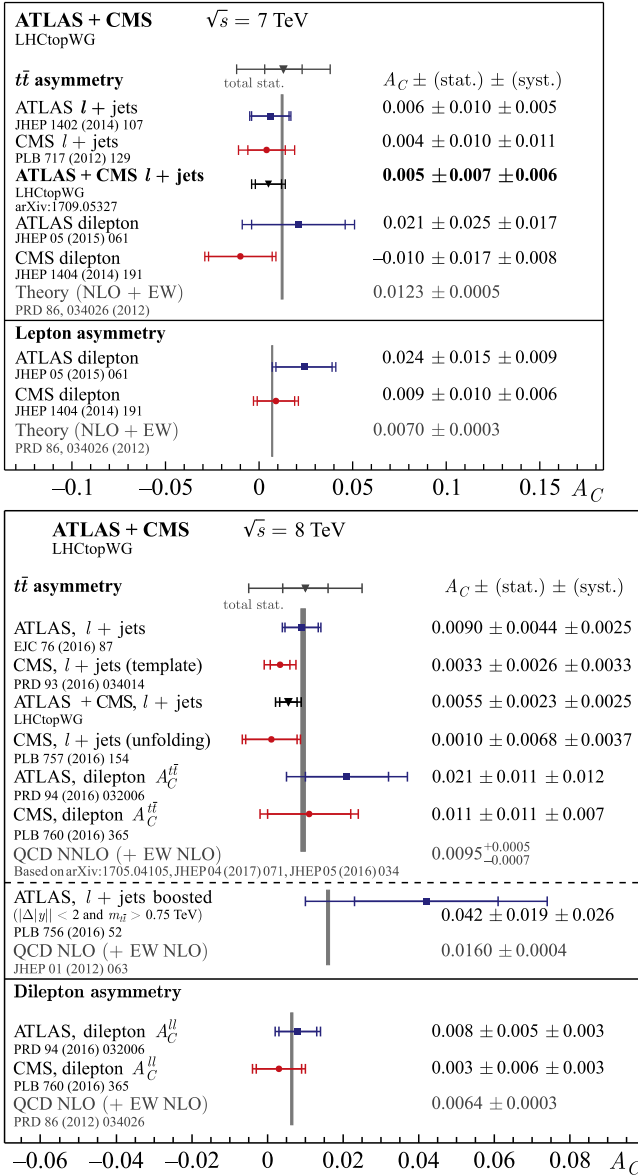


Рис. 22. Измеренные и предсказанные СМ значения асимметрии рождения t - и \bar{t} -кварков в различных экспериментах и каналах рождения. Приведены значения, полученные для энергии столкновений 7 ТэВ (вверху) и 8 ТэВ (внизу)

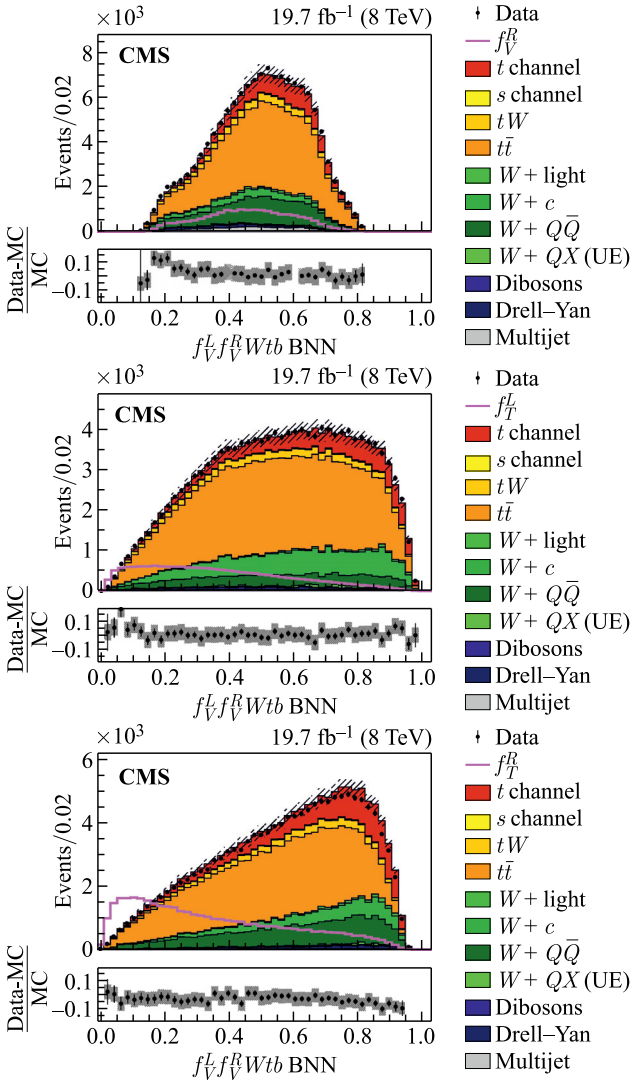


Рис. 23 (цветной в электронной версии). Распределения выхода байесовских нейронных сетей для данных эксперимента CMS (точки) и смоделированных процессов, дающих вклад в исследуемое конечное состояние (вклад процесса соответствует площади, отмеченной соответствующим цветом). Линиями показаны распределения событий для возможных отклонений от СМ, соответствующие вкладу правых векторных (вверху), левых тензорных (посередине) и правых тензорных (внизу) токов. Штрихованная область показывает полную систематическую неопределенность моделирования. Вертикальная черта, показанная вместе с точками распределения данных, соответствует величине статистической неопределенности измерения

раметров, характеризующих возможные отклонения от СМ. Сложность правильного моделирования кинематических свойств связана с тем, что в исследуемых процессах одиночного рождения t -кварка аномальные взаимодействия присутствуют как в рождении t -кварка, так и в его распаде. С целью повышения эффективности экспериментального анализа были созданы байесовские нейронные сети, чувствительные к проявлению исследуемых отклонений (отметим решающий вклад физиков RDMS в развитие этих методов).

Детально исследованы и оценены систематические ошибки, вносящие неопределенность в получаемый результат. На рис. 23 приведены распределения выхода байесовских нейронных сетей для данных эксперимента CMS и смоделированных процессов, дающих вклад в исследуемое конечное состоя-

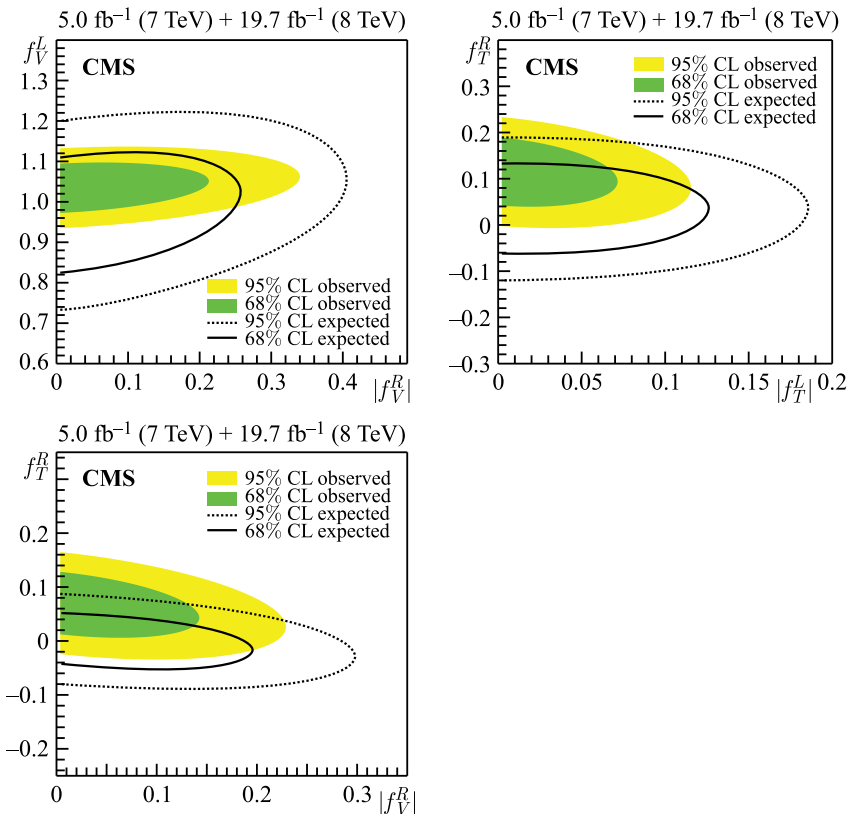


Рис. 24 (цветной в электронной версии). Полученные в эксперименте CMS контуры верхних ограничений на параметры, характеризующие возможные отклонения от предсказаний СМ во взаимодействии tWb . Приведены ожидаемые (линии) и наблюдаемые (цветные области) ограничения на уровне статистической достоверности 68 и 95 %

ние; линиями показаны гипотетические отклонения от СМ, соответствующие вкладу правых векторных (вверху), левых тензорных (посередине) и правых тензорных (внизу) токов. На основании статистического анализа формы распределений экспериментальных данных и моделирования на выходе байесовских нейронных сетей получены верхние ограничения на возможные отклонения от предсказаний СМ во взаимодействии Wtb . Полученные контуры ограничений приведены на рис. 24.

Аналогичные исследования в эксперименте ATLAS [60] проводятся на основе анализа асимметрии в кинематической характеристике, отражающей корреляцию спиновых состояний в рождении и распаде t -кварка. Асимметрия является следствием обмена левым заряженным током во взаимодействии tWb и чувствительна к возможным вкладам других токов. Параллельно прямому поиску проявления аномальных токов в tWb -взаимодействии, ограничения на вклад таких аномальных токов устанавливаются на основании измерения спиральных состояний W -бозона в распаде t -кварка (измерения спиральных состояний показаны на рис. 20). На рис. 25 приведены контуры верхних ограничений, полученных в эксперименте ATLAS [61], на параметры, характеризующие возможные вклады левых тензорных ($g_L \equiv f_T^L$), правых векторных ($V_R \equiv f_V^R$) и правых тензорных ($g_R \equiv f_T^R$) токов, нормированные на присутствующий в СМ вклад левых векторных токов ($V_L \equiv f_V^L$). Необходимо отметить, что исследования редких распадов B -мезонов также позволяют найти косвенные ограничения на аномальные вклады в tWb -взаимодействие [62].

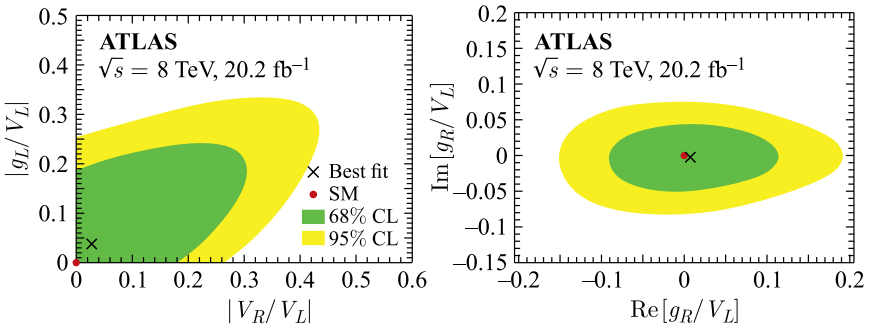


Рис. 25. Полученные в эксперименте ATLAS контуры верхних ограничений на параметры, характеризующие возможные отклонения от предсказаний СМ во взаимодействии tWb . Приведены ограничения на возможные вклады левых тензорных ($g_L \equiv f_T^L$), правых векторных ($V_R \equiv f_V^R$) и правых тензорных ($g_R \equiv f_T^R$) токов, нормированные на присутствующий в СМ вклад левых векторных токов ($V_L \equiv f_V^L$)

3.8. Исследования FCNC-взаимодействий топ-кварков. В силу различных механизмов процессы, связанные с нейтральными токами, меняющими аромат кварков, сильно подавлены в рамках СМ, но различные расшире-

ния СМ предсказывают заметное увеличение вероятности таких процессов. Проводится поиск экспериментального проявления FCNC во взаимодействиях t -кварка, проходящих через обмен глюоном, Z -бозоном, фотоном или бозоном Хиггса. Исследуются различные процессы, включающие FCNC в рождении или распаде t -кварка.

На рис. 26 приведены обобщенные результаты поиска FCNC в экспериментах CMS и ATLAS [8], представленные в виде ограничений на вероятности редких распадов t -кварка, проходящих через FCNC-взаимодействия. Черной линией показаны предсказания СМ. Точки демонстрируют верхние

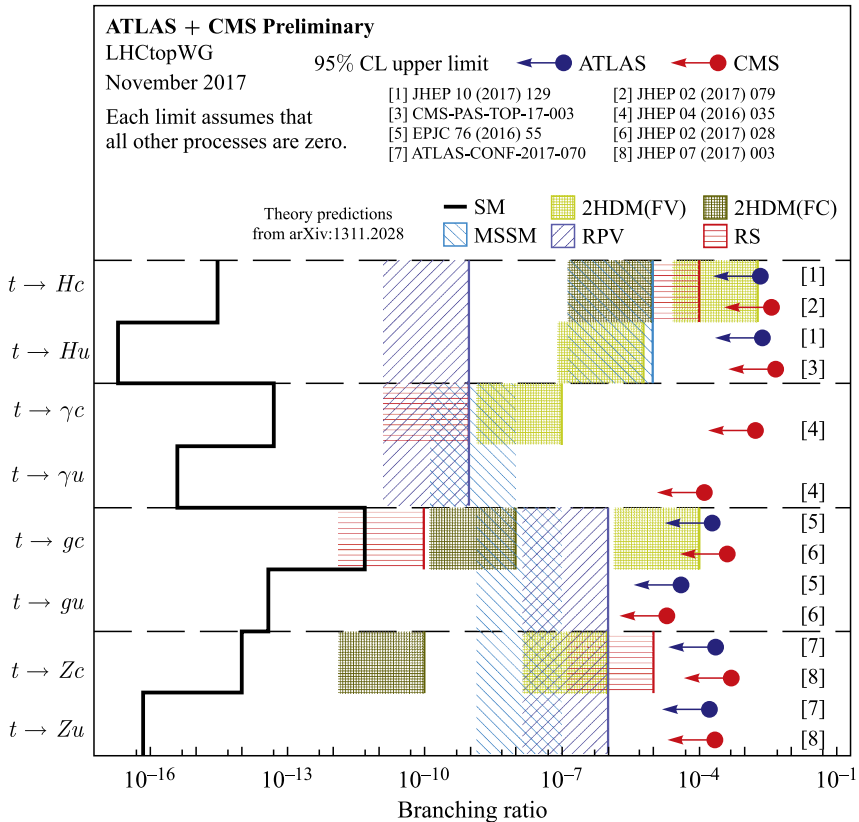


Рис. 26. Обобщенные результаты поиска FCNC в экспериментах CMS и ATLAS, представленные в виде ограничений на вероятности редких распадов t -кварка, проходящих через FCNC-взаимодействия. Черной линией показаны предсказания СМ. Точки демонстрируют верхние ограничения на вероятности редких распадов, полученные в экспериментах CMS и ATLAS. Штрихованные области отображают предсказания различных теорий вне рамок СМ

Таблица 3. Ограничения на вероятности распадов t -кварков [49, 59, 63, 64, 66, 67]

Распад	\mathcal{B} (95% CL)	
	ATLAS	CMS
$t \rightarrow Hu$	$1,9 \cdot 10^{-3}$	$4,7 \cdot 10^{-3}$
$t \rightarrow Hc$	$1,6 \cdot 10^{-3}$	$4,7 \cdot 10^{-3}$
$t \rightarrow gu$	$4,0 \cdot 10^{-5}$	$2,0 \cdot 10^{-5}$
$t \rightarrow gc$	$20,0 \cdot 10^{-5}$	$41 \cdot 10^{-5}$
$t \rightarrow \gamma u$		$130 \cdot 10^{-5}$
$t \rightarrow \gamma c$		$170 \cdot 10^{-5}$
$t \rightarrow Zu$	$17 \cdot 10^{-5}$	$22 \cdot 10^{-5}$
$t \rightarrow Zc$	$24 \cdot 10^{-5}$	$44 \cdot 10^{-5}$

ограничения на вероятности редких распадов, полученные в экспериментах CMS и ATLAS. Штрихованные области отображают предсказания различных теорий вне рамок SM. Полученные ограничения на FCNC-взаимодействия топ-кварков [8] приведены в табл. 3.

3.9. Поиск новых тяжелых частиц, распадающихся на топ-кварки.

Различные новые теории предсказывают существование дополнительных, незарегистрированных тяжелых частиц, фермионов и бозонов. В большинстве моделей предпочтительным распадом таких новых частиц является канал с образованием фермионов третьего поколения [68, 69]. Например, некоторые теории предсказывают существование дополнительного заряженного векторного бозона, обозначаемого W' . Теоретические модели не предсказывают массу W' и силу его связей с частицами SM, характеризуемую соответствующими параметрами, называемыми константами связи. W' может распадаться на калибровочные бозоны, лептоны и кварки. В последнем случае приоритетным каналом является распад на t -кварк и b -кварк: $W' \rightarrow t, \bar{b}$. В эксперименте CMS получены наиболее жесткие ограничения на проявление такого процесса [70]. Исследовалось распределение по инвариантной массе W' , реконструируемой по его продуктам распада. На рис. 27, вверху представлено одно из таких распределений. Цветной областью показано ожидаемое количество событий, предсказываемое SM, штрихованная область соответствует неопределенности предсказаний. Точками обозначено измеренное количество событий в конкретном диапазоне значений реконструированной массы продуктов распада. Линиями показаны распределения количества событий в нескольких сценариях рождения W' с массой 2, 2,5 и 3 ТэВ и фиксированным значением константы связи. Статистический анализ распределений, учитывающий вариации массы W' и констант связи, позволяет получить контуры верхних ограничений на возможную массу и сечение процессов его рождения и распада, контуры приведены на рис. 27, внизу. Сечение напрямую связано

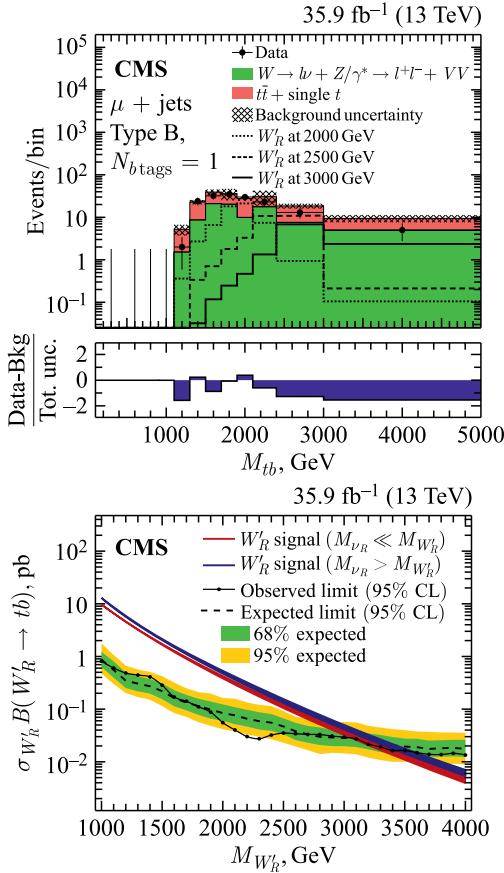


Рис. 27 (цветной в электронной версии). Вверху: измеренные в эксперименте CMS распределения событий по инвариантной массе t -кварка и b -кварка. Цветная область — предсказания СМ, линии — возможный вклад W' в различных сценариях. Внизу: полученные контуры верхних ограничений на массу W' и сечение процессов его рождения и распада

с величиной констант связи, и на основании ограничения на сечение можно получить ограничения на соответствующие константы связи в теоретической модели.

Необходимо отметить, что в моделях с правой поляризацией W'_R следует учитывать два возможных сценария. В случае если масса нейтрино с правой поляризацией ν_R больше массы W'_R , то лептонный распад W'_R невозможен. Разница в ограничениях для разных масс ν_R показана на рис. 27, внизу. Для моделей с левой поляризацией W'_L необходимо учитывать отрицательную интерференцию W'_L с W -бозоном СМ. Кроме дополнительного векторного за-

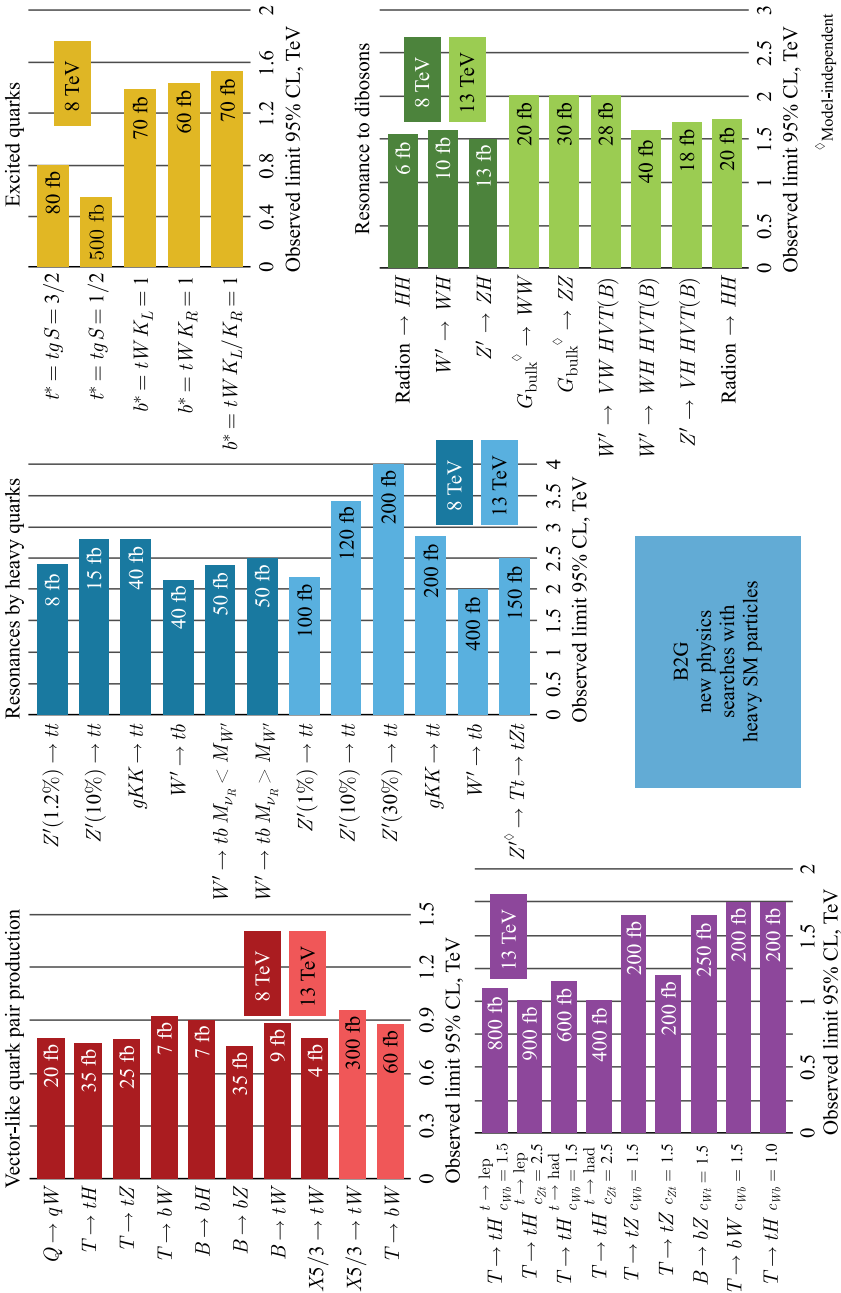


Рис. 28. Полученные в эксперименте CMS ограничения на минимальные массы различных новых тяжелых частиц и максимальные значения сечений процессов их рождения

раженного бозона W' , распадающегося в t -кварк, возможно рождение нейтрального векторного бозона Z' , предсказываемого суперсимметричными теориями заряженного скалярного бозона H^+ , рождение вектороподобных и возбужденных кварков. В современных экспериментах проводится комплексный поиск проявления возможных отклонений от предсказаний СМ. На рис. 28 приведены некоторые из полученных ограничений в эксперименте CMS, показанные в форме ограничений на минимальные массы соответствующих тяжелых частиц и максимальные значения сечений процессов рождения таких частиц.

4. ФИЗИКА ТОП-КВАРКОВ НА БУДУЩИХ УСКОРИТЕЛЯХ

4.1. Основные проекты будущих ускорителей. К настоящему времени t -кварк наблюдался в экспериментах на ускорителях тэватрон и LHC в протон-антипротонных и протон-протонных соударениях соответственно. Ближайшим планируемым экспериментом, перспективным для изучения t -кварка, является проект HL-LHC [71, 72], представляющий собой существенную модернизацию LHC. Цель проекта HL-LHC — увеличение светимости ускорителя в десять раз в сравнении с LHC и увеличение полной энергии столкновения протонов в системе центра масс до $\sqrt{s_{pp}} = 14$ ТэВ. Проектная годовая интегральная светимость HL-LHC для установок CMS и ATLAS составляет

$$\mathcal{L}_{\text{tot}} = 300 \text{ фб}^{-1},$$

что означает примерно 3 млрд событий парного и 1 млрд событий одиночного образования t -кварков в течение полного проектного срока работы ускорителя десять лет. Для сравнения, в течение 2017 г. на установке CMS была получена интегральная светимость 45 фб^{-1} . Рост светимости ускорителя до-

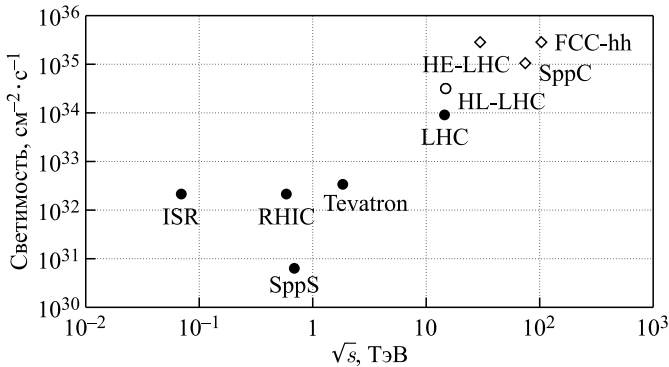


Рис. 29. Энергия в системе центра масс и светимость адронных коллайдеров: ● — завершившие работу и действующие установки; ○ — запланированные; ◇ — находящиеся в стадии обсуждения протон-протонные и протон-антипротонные ускорители [73]

стигается в том числе ценой роста радиационного повреждения материалов детекторов и увеличения числа дополнительных протон-протонных столкновений за единичное пересечение пучков (сгустков). Если среднее число сопутствующих вершин в экспериментах на LHC не превышает 37, то для HL-LHC рассматриваются сценарии со 140–200 столкновениями при пересечении сгустков. Это приводит к существенному усложнению задачи реконструкции событий и физического анализа и, как следствие, к необходимости усовершенствования действующих на LHC экспериментальных установок для работы в условиях HL-LHC.

Основные характеристики LHC и будущих ускорителей приведены в табл. 4.

Таблица 4. Сравнение основных характеристик LHC и будущих ускорителей [71, 73, 74]. Приведена энергия столкновения в системе центра масс, пиковая светимость \mathcal{L} и интегральная светимость $\int \mathcal{L}$ за проектное время работы ускорителя, среднее число сопутствующих взаимодействий $\langle \mu \rangle$ за единичное пересечение сгустков

Ускоритель	\sqrt{s} , ТэВ	\mathcal{L} , $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	$\int \mathcal{L}$, аб^{-1}	$\langle \mu \rangle$
LHC	7–13	$\approx 10^{34}$	0,3	10–40
HL-LHC	14	10^{35}	3	140–200
HE-LHC	27	$2,5 \cdot 10^{35}$	12	800
SppC	75	$1,2 \cdot 10^{35}$	15	400–500
FCC-hh	100	$3 \cdot 10^{35}$	30	500–1000

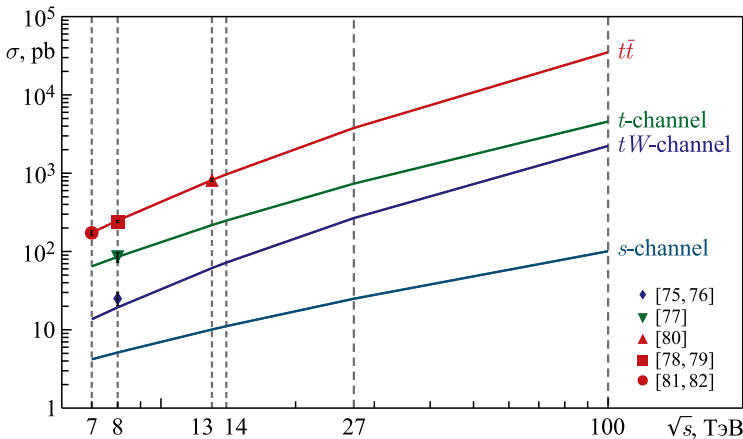


Рис. 30. Зависимость сечений рождения t -кварка от полной энергии сталкивающихся протонов в системе центра масс для процессов парного и одиночного рождения в s -, t - и tW -каналах согласно NLO расчетам в MCFM [95]. Экспериментальные данные взяты из работ [75–82]

Поведение сечений рождения $t\bar{t}$ -пары кварков и одиночного образования t -кварков приведены на рис. 30.

4.2. Перспективы исследования топ-кварков в проекте HL-LHC. Согласно существующим оценкам на основе Монте-Карло моделирования работы модернизированных детекторов высокая статистика HL-LHC позволит повысить точность производимых измерений, к примеру, уменьшить до 0,1 %

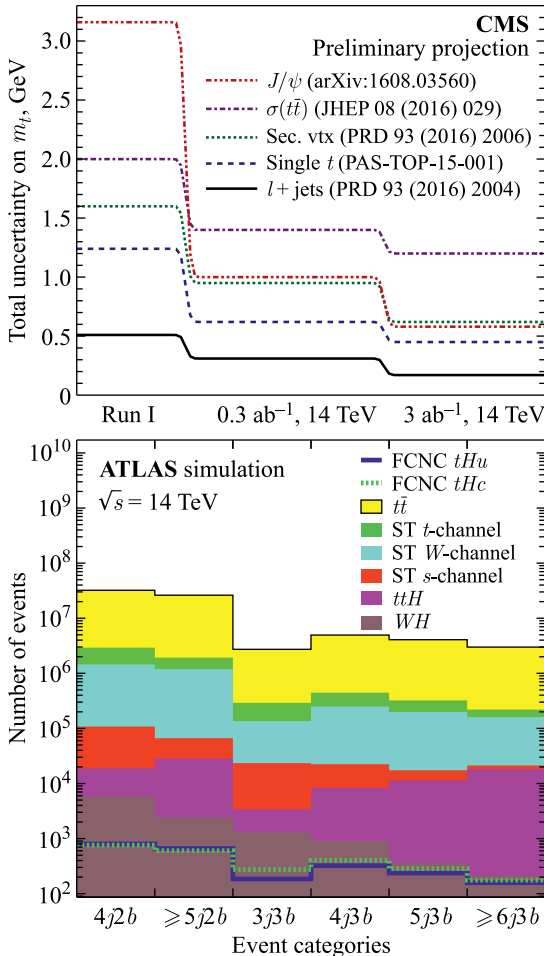


Рис. 31. Вверху: величина ошибки в определении массы t -кварка в эксперименте CMS по результатам работы ускорителя в течение периода Run-I и в условиях HL-LHC для различных методов измерения [83]. Внизу: величина числа фоновых и сигнальных ($t\bar{t} \rightarrow HqWb$) событий для различных категорий отбора в анализе событий с парным рождением t -кварков на ускорителе HL-LHC [93]

относительную погрешность в определении массы t -кварка — фундаментального параметра СМ, влияющего на предсказания КХД (рис. 31) [83]. Чувствительными к новой физике и измеримыми на HL-LHC параметрами являются константы связи t -кварка, к примеру, с глюоном, γ и Z -бозоном [84–86]. До сих пор оценки векторных и аксиальных констант связи ttZ получались путем косвенных ограничений из данных LEP, первые результаты по прямому измерению связывают с работой LHC в течение периода Run II. При светимости $3 \text{ аб}^{-1} = 3000 \text{ фб}^{-1}$ точность измерений может составить $\pm 0,08$, а ожидаемая точность измерений векторных и аксиальных констант связи $tt\gamma$ составляет примерно 3 %.

Существующие NLO расчеты в рамках КХД указывают на наличие асимметрии в распределении по быстроте для рожденных t - и \bar{t} -кварков [87, 88]. Измерения данной асимметрии в экспериментах на тэватроне показали заметные расхождения с предсказаниями СМ, что может указывать на проявление новой физики. Эксперименты на LHC являются менее чувствительными к данному эффекту. Это вызвано тем, что основным источником асимметрии является реакция

$$q\bar{q} \rightarrow t\bar{t},$$

и если на тэватроне кварк аннигилирует с антикварком из протонов, то на LHC кварк должен провзаимодействовать с морским антикварком, что, с одной стороны, менее вероятно, а с другой — сказывается на кинематике конечного состояния. Проведенные на текущий момент измерения на LHC не выявили отклонений от предсказаний СМ в пределах экспериментальной точности. Дальнейшее увеличение точности измерений данного эффекта и возможность поиска других асимметрий (в образовании t -кварков) связывают с работой HL-LHC.

Реакции с рождением четырех t -кварков ($t\bar{t}\bar{t}\bar{t}$) представляют особый интерес с точки зрения возможности прямого измерения юкавовской константы связи y_t [89]. Также в ряде существующих расширений СМ предсказывается увеличение сечения $t\bar{t}\bar{t}\bar{t}$ в сравнении с таковым в СМ. Впервые реакция с рождением $t\bar{t}\bar{t}\bar{t}$ была выделена по результатам работы LHC в 2016 г. со значимостью $1,6\sigma$ [90]. Текущая точность в измерении сечения составляет около 80 % ($\sigma(t\bar{t}\bar{t}\bar{t}) = 16,9^{+13,8}_{-11,9}$ фб), что значительно уступает современным теоретическим вычислениям. Увеличение значимости наблюдения и точности измерения сечения $t\bar{t}\bar{t}\bar{t}$ будет возможно в экспериментах на HL-LHC.

4.3. Перспективы поиска FCNC-взаимодействий. При оценке возможностей проекта HL-LHC детально рассматривались несколько типов FCNC-взаимодействий:

$$t\gamma q; \quad tZq; \quad tHq, \quad q = u, c.$$

Помимо измерения СМ параметров t -кварка физическая программа HL-LHC включает в себя поиск меняющих аромат нейтральных токов, до

сих пор не обнаруженных в предшествующих коллайдерных экспериментах. Лучшие ограничения на $\mathcal{B}(t \rightarrow c + \gamma) < 0,182\%$ и $\mathcal{B}(t \rightarrow u + \gamma) < 0,016\%$ были получены в эксперименте CMS на основе анализа событий с рождением одиночного t -кварка и фотона. Согласно прогнозам на основе Монте-Карло моделирования работы детектора с учетом значительного увеличения числа сопутствующих вершин величина новых ограничений по результатам работы HL-LHC сможет составить $\mathcal{B}(t \rightarrow c + \gamma) < 0,0074\%$ и $\mathcal{B}(t \rightarrow u + \gamma) < 0,0009\%$ [91]. Аналогичные исследования показывают, что чувствительность в экспериментах на HL-LHC для канала $t \rightarrow Zq$ может увеличиться по сравнению с текущими измерениями примерно в шесть раз [92]. На рис. 31, внизу показано ожидаемое число прошедших отбор событий для сигнальной реакции $t\bar{t} \rightarrow HqWb \rightarrow b\bar{b}qWb$ и фоновых процессов. Ожидается, что исследование данной реакции позволит улучшить ограничение на вероятность распада $t \rightarrow Hq$ в 20 раз [93].

Полученные оценки (для полной интегральной светимости 3000 фб^{-1}) приведены в табл. 5.

Таблица 5. Верхние ограничения на уровне достоверности 95 % на вероятности FCNC распадов t -кварка по результатам изучения чувствительности экспериментов на HL-LHC [91, 94, 92, 93] в сравнении с текущими ограничениями

Процесс	Современное ограничение	Ожидаемое ограничение
$t \rightarrow uH$	$49 \cdot 10^{-4}$	$2,1 \cdot 10^{-4}$
$t \rightarrow cH$	$16 \cdot 10^{-4}$	$1,1 \cdot 10^{-4}$
$t \rightarrow u\gamma$	$130 \cdot 10^{-5}$	$0,9 \cdot 10^{-5}$
$t \rightarrow c\gamma$	$170 \cdot 10^{-5}$	$7,4 \cdot 10^{-5}$
$t \rightarrow uZ$	$17 \cdot 10^{-5}$	$13 \cdot 10^{-5}$
$t \rightarrow cZ$	$24 \cdot 10^{-5}$	$23 \cdot 10^{-5}$

Стоит отметить, что с учетом значительного увеличения набираемой статистики доминирующими становятся систематические погрешности, в частности, связанные с ошибками моделирования. Физическая программа HL-LHC должна начаться в 2026 г., и ожидается, что к моменту старта работы проекта точность моделирования известных SM процессов будет улучшена.

4.4. Перспективы других будущих коллайдеров. Другим перспективным ускорителем будет находящийся в стадии разработки ускоритель FCC-hh, ближайшей датой запуска которого может стать 2043 г. [96]. Основной целью данного проекта является создание протон-протонного коллайдера, способного достичь рекордной величины энергии соударения в системе центра масс, равной 100 ТэВ. Также рассматриваются сценарии создания электрон-электронного ускорителя FCC-ee как промежуточной стадии в разработке FCC-hh и ускорителя HE-LHC — протон-протонного коллайдера, исполь-

зующего существующий туннель LHC и технологии FCC-hh для получения энергии столкновений 27 ТэВ [73].

Предсказания, касающиеся возможностей измерения параметров t -кварка в будущих экспериментах на FCC-hh, если мы сформулируем их сейчас, неизбежно подвергнутся пересмотру за более чем двадцать лет, отделяющих нас от начала работы коллайдера, вследствие неизбежного улучшения точности теоретических вычислений, методов экспериментального анализа и развития технологий изготовления детекторов. Но точно можно сказать, что запуск подобного ускорителя откроет новые возможности для исследований в физике t -кварка и всей физике высоких энергий.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Топ-кварк существенно отличается от других кварков, и потому он играет уникальную роль в физике частиц. Это не только самый массивный кварк, но и вообще самая массивная частица в Стандартной модели. Большая масса t -кварка приводит к тому, что время его жизни значительно меньше времени, необходимого для рождения кварк-антикварковых состояний из вакуума и образования адронов. Поэтому, с одной стороны, в природе не наблюдается адронов, содержащих t -кварк, а с другой — существует уникальная возможность изучать *фундаментальные* свойства t -кварка, не замаскированные эффектами адронизации. Исключительно высокая теоретическая точность в предсказании характеристик различных процессов с участием t -кварка и большие сечения рождения делают его уникальной лабораторией по проверке СМ, а также по поиску эффектов за рамками СМ. В экспериментах на LHC в первом и втором сеансах работы с достаточно высокой точностью уже измерены масса t -кварка, сечения парного и одиночного рождения, параметр смешивания V_{tb} , различные распределения и спиновые корреляции, сечения процессов с доминирующим вкладом виртуальных t -кварков, как рождение бозона Хиггса в глюон-глюонном слиянии, константы взаимодействия Юкавы с бозоном Хиггса и др. Установлены ограничения на аномальные параметры взаимодействий t -кварка с калибровочными бозонами, на массы различных резонансов, распадающихся на состояния, содержащие t -кварк, на параметры теоретически возможных взаимодействий с нарушением аромата.

Топ-кварк является ключевым элементом практически во всех расширениях СМ. Мы ожидаем, что изучение t -кварка продолжит быть тем порталом, который ведет к новым открытиям, и позволит нам сделать новый шаг в понимании устройства глубин материи. Это будет означать и качественно новый уровень в понимании устройства Вселенной, поскольку в первое мгновение после рождения во Вселенной происходили различные процессы, в частности, процессы с участием t -кварка.

В заключение авторы выражают искреннюю благодарность А. Баскакову, А. Беляеву, В. Буничеву, Г. Воротникову, П. Граннис, Д. Денисову, С. Денисову, В. Качанову, Т. Оль, М. Перфилову, В. Саврину, К. Хелсенс, а также многим коллегам из сотрудничества CMS за многочисленные и полезные обсуждения.

Э. Боос и Л. Дудко благодарны поддержке Российского научного фонда в рамках гранта РНФ-16-12-10280.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Beneke M. et al.* Top Quark Physics // Standard Model Physics (and More) at the LHC / Eds.: G. Altarelli and M.L. Mangano. Geneva: CERN, 2000. P. 419–529; arXiv:hep-ph/0003033.
2. *Abachi S. et al. (D0 Collab.)*. Observation of the Top Quark // Phys. Rev. Lett. 1995. V. 74. P. 2632; doi:10.1103/PhysRevLett.74.2632; hep-ex/9503003.
3. *Abe F. et al. (CDF Collab.)*. Observation of Top Quark Production in $\bar{p}p$ Collisions // Ibid. P. 2626; doi:10.1103/PhysRevLett.74.2626; hep-ex/9503002.
4. *Boos E.E., Brandt O., Denisov D., Denisov S.P., Grannis P.* The Top Quark (20 Years after the Discovery) // Phys. Usp. 2015. V. 58. P. 1133–1158.
5. *Patrignani C. et al. (Particle Data Group)* // Chin. Phys. C. 2016. V. 40. P. 100001 and 2017 update.
6. *Cabibbo N.* Unitary Symmetry and Leptonic Decays // Phys. Rev. Lett. 1963. V. 10. P. 531.
7. *Kobayashi M., Maskawa T.* CP-Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction // Prog. Theor. Phys. 1973. V. 49. P. 652.
8. LHC Top Working Group. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCPhysics/LHCtopWGSUMMARYPLOTS>.
9. *Corcella G.* Top-Quark Mass Determination at the LHC: A Theory Overview // PoS EPS-HEP2017. 2017. P. 437; doi:10.22323/1.314.0437; arXiv:1711.09264 [hep-ph].
10. *Melnikov K.* TOP 2017: Theoretical Summary. arXiv:1712.09543 [hep-ph].
11. *Ferrario Ravasio S., Jezo T., Nason P., Oleari C.* A Theoretical Study of Top-Mass Measurements at the LHC Using NLO+PS Generators of Increasing Accuracy // Eur. Phys. J. C. 2018. V. 78, No. 6. P. 458; doi:10.1140/epjc/s10052-018-5909-7; arXiv:1801.03944 [hep-ph].
12. *Nason P.* The Top Quark Mass at the LHC. arXiv:1801.04826 [hep-ph].
13. *Chetyrkin K.G., Harlander R., Seidensticker T., Steinhauser M.* Second Order QCD Corrections to Gamma ($t \rightarrow Wb$) // Phys. Rev. D. 1999. V. 60. P. 114015; doi:10.1103/PhysRevD.60.114015m; hep-ph/9906273.
14. *Czarnecki A., Melnikov K.* Two Loop QCD Corrections to Top Quark Width // Nucl. Phys. B. 1999. V. 544. P. 520; doi:10.1016/S0550-3213(98)00844-X; hep-ph/9806244.

15. *Gao J., Li C.S., Zhu H.X.* Top Quark Decay at Next-to-Next-to-Leading Order in QCD // *Phys. Rev. Lett.* 2013. V.110, No.4. P.042001; doi:10.1103/PhysRevLett.110.042001; arXiv:1210.2808 [hep-ph].
16. *Piedra Gomez J. (CMS Collab.)*. Measurement of the Properties of Top Quarks in Decays (Includes W Polarization, Top Quark Charge and Couplings) // *PoS EPS-HEP2015*. 2015. P.302; doi:10.22323/1.234.0302.
17. *Bigi I.I.Y., Dokshitzer Y.L., Khoze V.A., Kuhn J.H., Zerwas P.M.* Production and Decay Properties of Ultraheavy Quarks // *Phys. Lett. B*. 1986. V.181. P.157; doi:10.1016/0370-2693(86)91275-X.
18. *Aad G. et al. (ATLAS Collab.)*. Measurement of the Top Quark Charge in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS Detector // *JHEP*. 2013. V.1311. P.031; doi:10.1007/JHEP11(2013)031; arXiv:1307.4568 [hep-ex].
19. *Borodulin V.I., Rogalyov R.N., Slabospitskii S.R.* CORE 3.1 (Compendium of Relations, Version 3.1). arXiv:1702.08246 [hep-ph].
20. *Buchmuller W., Wyler D.* Effective Lagrangian Analysis of New Interactions and Flavor Conservation // *Nucl. Phys. B*. 1986. V.268. P.621; doi:10.1016/0550-3213(86)90262-2.
21. *Aguilar-Saavedra J.A.* A Minimal Set of Top Anomalous Couplings // *Nucl. Phys. B*. 2009. V.812. P.181; doi:10.1016/j.nuclphysb.2008.12.012; arXiv:0811.3842 [hep-ph].
22. *Aguilar-Saavedra J.A. et al.* Interpreting Top-Quark LHC Measurements in the Standard-Model Effective Field Theory. arXiv:1802.07237 [hep-ph].
23. *Grzadkowski B., Iskrzynski M., Misiak M., Rosiek J.* Dimension-Six Terms in the Standard Model Lagrangian // *JHEP*. 2010. V.1010. P.085; doi:10.1007/JHEP10(2010)085; arXiv:1008.4884 [hep-ph].
24. *Kane G.L., Ladinsky G.A., Yuan C.P.* Using the Top Quark for Testing Standard Model Polarization and CP Predictions // *Phys. Rev. D*. 1992. V.45. P.124; doi:10.1103/PhysRevD.45.124.
25. *Hollik W., Illana J.I., Rigolin S., Schappacher C., Stockinger D.* Top Dipole Form-Factors and Loop Induced CP Violation in Supersymmetry // *Nucl. Phys. B*. 1999. V.551. P.3; Erratum: *Nucl. Phys. B*. 1999. V.557. P.407; doi:10.1016/S0550-3213(99)00396-X; 10.1016/S0550-3213(99)00201-1; hep-ph/9812298.
26. *Whisnant K., Yang J.M., Young B.L., Zhang X.* Dimension-Six CP Conserving Operators of the Third Family Quarks and Their Effects on Collider Observables // *Phys. Rev. D*. 1997. V.56. P.467; hep-ph/9702305.
27. *Boos E., Dubinin M., Sachwitz M., Schreiber H.J.* Probe of the Wtb Coupling in t anti- t Pair Production at Linear Colliders // *Eur. Phys. J. C*. 2000. V.16. P.269; hep-ph/0001048.
28. *Aguilar-Saavedra J.A.* Single Top Quark Production at LHC with Anomalous Wtb Couplings // *Nucl. Phys. B*. 2000. V.804. P.160; arXiv:0803.3810 [hep-ph].

29. *Zhang C., Willenbrock S.* Effective-Field-Theory Approach to Top-Quark Production and Decay // *Phys. Rev. D.* 2011. V. 83. P. 034006; doi:10.1103/PhysRevD.83.034006; arXiv:1008.3869 [hep-ph].
30. *Birman J.L., Déliot F., Fiolhais M.C.N., Onofre A., Pease C.M.* New Limits on Anomalous Contributions to the Wtb Vertex // *Phys. Rev. D.* 2016. V. 93, No. 11. P. 113021; arXiv:1605.02679 [hep-ph].
31. *Czakon M., Fiedler P., Mitov A.* Total Top-Quark Pair-Production Cross Section at Hadron Colliders through $O(\alpha_s^4)$ // *Phys. Rev. Lett.* 2013. V. 110. P. 252004; doi:10.1103/PhysRevLett.110.252004; arXiv:1303.6254 [hep-ph].
32. *Czakon M., Heymes D., Mitov A., Pagani D., Tsirikos I., Zaro M.* Top-Pair Production at the LHC through NNLO QCD and NLO EW // *JHEP.* 2017. V. 1710. P. 186; doi:10.1007/JHEP10(2017)186; arXiv:1705.04105 [hep-ph].
33. *Czakon M., Heymes D., Mitov A.* Dynamical Scales for Multi-TeV Top-Pair Production at the LHC // *JHEP.* 2017. V. 1704. P. 071; doi:10.1007/JHEP04(2017)071; arXiv:1606.03350 [hep-ph].
34. *Denner A., Pellen M.* Off-Shell Production of Top-Antitop Pairs in the Lepton + Jets Channel at NLO QCD // *JHEP.* 2018. V. 1802. P. 013; doi:10.1007/JHEP02(2018)013; arXiv:1711.10359 [hep-ph].
35. *Gao J., Papanastasiou A.S.* Top-Quark Pair-Production and Decay at High Precision // *Phys. Rev. D.* 2017. V. 96, No. 5. P. 051501; doi:10.1103/PhysRevD.96.051501; arXiv:1705.08903 [hep-ph].
36. *Papanastasiou A.S.* Top Quark Pair Production: Theory Overview. arXiv:1801.01020 [hep-ph].
37. *Brucherseifer M., Caola F., Melnikov K.* On the NNLO QCD Corrections to Single-Top Production at the LHC // *Phys. Lett. B.* 2014. V. 736. P. 58; doi:10.1016/j.physletb.2014.06.075; arXiv:1404.7116 [hep-ph].
38. *Kidonakis N.* High-Precision Theory for Top-Quark Production // *PoS HQL-2016.* 2017. P. 041; doi:10.22323/1.274.0041; arXiv:1607.08892 [hep-ph].
39. *Kidonakis N.* Soft-Gluon Corrections for tW Production at $N^3\text{LO}$ // *Phys. Rev. D.* 2017. V. 96, No. 3. P. 034014; doi:10.1103/PhysRevD.96.034014; arXiv:1612.06426 [hep-ph].
40. *Broggio A., Ferroglia A., Ossola G., Pecjak B.D.* Associated Production of a Top Pair and a W Boson at Next-to-Next-to-Leading Logarithmic Accuracy // *JHEP.* 2016. V. 1609. P. 089; doi:10.1007/JHEP09(2016)089; arXiv:1607.05303 [hep-ph].
41. *Broggio A., Ferroglia A., Ossola G., Pecjak B.D., Sameshima R.D.* Associated Production of a Top Pair and a Z Boson at the LHC to NNLL Accuracy // *JHEP.* 2017. V. 1704. P. 105; doi:10.1007/JHEP04(2017)105; arXiv:1702.00800 [hep-ph].
42. *Broggio A., Ferroglia A., Pecjak B.D., Yang L.L.* NNLL Resummation for the Associated Production of a Top Pair and a Higgs Boson at the LHC // *JHEP.* 2017. V. 1702. P. 126; doi:10.1007/JHEP02(2017)126; arXiv:1611.00049 [hep-ph].

43. Kulesza A., Motyka L., Stebel T., Theeuwes V. Associated $t\bar{t}H$ Production at the LHC: Theoretical Predictions at NLO+NNLL Accuracy // Phys. Rev. D. 2018. V. 97, No. 11. P. 114007; doi:10.1103/PhysRevD.97.114007; arXiv:1704.03363 [hep-ph].
44. Glashow S.L., Iliopoulos J., Maiani L. Weak Interactions with Lepton–Hadron Symmetry // Phys. Rev. D. 1970. V. 2. P. 1285.
45. Eilam G., Hewett J.L., Soni A. Rare Decays of the Top Quark in the Standard and Two Higgs Doublet Models // Phys. Rev. D. 1991. V. 44. P. 1473; Erratum: Phys. Rev. D. 1999. V. 59. P. 039901.
46. Jezabek M., Kuhn J.H. The Top Width: Theoretical Update // Phys. Rev. D. 1993. V. 48. P. R1910; Erratum: Phys. Rev. D. 1994. V. 49. P. 4970; doi:10.1103/PhysRevD.49.4970, 10.1103/PhysRevD.48.R1910; hep-ph/9302295.
47. Yang J.M., Young B.L., Zhang X. Flavor Changing Top Quark Decays in r Parity Violating SUSY // Phys. Rev. D. 1998. V. 58. P. 055001; hep-ph/9705341.
48. Lu G.r., Yin F.r., Wang X.l., Wan L.d. The Rare Top Quark Decays $t \rightarrow cV$ in the Topcolor Assisted Technicolor Model // Phys. Rev. D. 2003. V. 68. P. 015002; hep-ph/0303122.
49. Khachatryan V. et al. (CMS Collab.). Search for Anomalous Single Top Quark Production in Association with a Photon in pp Collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV // JHEP. 2016. V. 1604. P. 035; arXiv:1511.03951 [hep-ex].
50. Chatrchyan S. et al. (CMS Collab.). Measurement of the Mass Difference between Top Quark and Antiquark in pp Collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV // Phys. Lett. B. 2017. V. 770. P. 50; doi:10.1016/j.physletb.2017.04.028; arXiv:1610.09551 [hep-ex].
51. Aaboud M. et al. (ATLAS Collab.). Direct Top-Quark Decay Width Measurement in the $t\bar{t}$ Lepton+Jets Channel at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS Experiment // Eur. Phys. J. C. 2018. V. 78, No. 2. P. 129; doi:10.1140/epjc/s10052-018-5595-5; arXiv:1709.04207 [hep-ex].
52. Khachatryan V. et al. (CMS Collab.). Measurement of the Ratio $\mathcal{B}(t \rightarrow Wb)/\mathcal{B}(t \rightarrow Wq)$ in pp Collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV // Phys. Lett. B. 2014. V. 736. P. 33; doi:10.1016/j.physletb.2014.06.076; arXiv:1404.2292 [hep-ex].
53. Aaboud M. et al. (ATLAS Collab.). Observation of Higgs Boson Production in Association with a Top Quark Pair at the LHC with the ATLAS Detector. arXiv:1806.00425 [hep-ex].
54. Sirunyan A.M. et al. (CMS Collab.). Observation of $t\bar{t}H$ Production. arXiv:1804.02610 [hep-ex].
55. CMS Summary Plots.
<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/PhysicsResultsTOPSummaryFigures>.
56. Khachatryan V. et al. (CMS Collab.). Measurement of Top Quark Polarization in t -Channel Single Top Quark Production // JHEP. 2016. V. 1604. P. 073; doi:10.1007/JHEP04(2016)073; arXiv:1511.02138 [hep-ex].
57. Aaltonen T. et al. (CDF Collab.). Evidence for a Mass Dependent Forward–Backward Asymmetry in Top Quark Pair Production // Phys. Rev. D. 2011. V. 83. P. 112003; doi:10.1103/PhysRevD.83.112003; arXiv:1101.0034 [hep-ex].

58. *Aaltonen T. A. et al. (CDF and D0 Collabs.). Combined Forward–Backward Asymmetry Measurements in Top–Antitop Quark Production at the Tevatron // Phys. Rev. Lett. 2018. V. 120, No. 4. P. 042001; doi:10.1103/PhysRevLett.120.042001; arXiv:1709.04894 [hep-ex].*
59. *Khachatryan V. et al. (CMS Collab.). Search for Anomalous Wtb Couplings and Flavour-Changing Neutral Currents in t -Channel Single Top Quark Production in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV // JHEP. 2017. V. 1702. P. 028; doi:10.1007/JHEP02(2017)028; arXiv:1610.03545 [hep-ex].*
60. *Aaboud M. et al. (ATLAS Collab.). Probing the Wtb Vertex Structure in t -Channel Single-Top-Quark Production and Decay in pp Collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS Detector // JHEP. 2017. V. 1704. P. 124; doi:10.1007/JHEP04(2017)124; arXiv:1702.08309 [hep-ex].*
61. *Aaboud M. et al. (ATLAS Collab.). Analysis of the Wtb Vertex from the Measurement of Triple-Differential Angular Decay Rates of Single Top Quarks Produced in the t -Channel at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS Detector // JHEP. 2017. V. 1712. P. 017; doi:10.1007/JHEP12(2017)017; arXiv:1707.05393 [hep-ex].*
62. *Grzadkowski B., Misiak M. Anomalous Wtb Coupling Effects in the Weak Radiative B -Meson Decay // Phys. Rev. D. 2008. V. 78. P. 077501; Erratum: Phys. Rev. D. 2011. V. 84. P. 059903; doi:10.1103/PhysRevD.84.059903; 10.1103/PhysRevD.78.077501; arXiv:0802.1413 [hep-ph].*
63. *Aad G. et al. (ATLAS Collab.). Search for Single Top-Quark Production via Flavour-Changing Neutral Currents at 8 TeV with the ATLAS Detector // Eur. Phys. J. C. 2016. V. 76, No. 2. P. 55; doi:10.1140/epjc/s10052-016-3876-4; arXiv:1509.00294 [hep-ex].*
64. *Sirunyan A. M. et al. (CMS Collab.). Search for Associated Production of a Z Boson with a Single Top Quark and for tZ Flavour-Changing Interactions in pp Collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV // JHEP. 2017. V. 1707. P. 003; doi:10.1007/JHEP07(2017)003; arXiv:1702.01404 [hep-ex].*
65. *Sirunyan A. M. et al. (CMS Collab.). Search for the Flavor-Changing Neutral Current Interactions of the Top Quark and the Higgs Boson which Decays into a Pair of b Quarks at $\sqrt{s} = 13$ TeV // JHEP. 2018. V. 1806. P. 102; doi:10.1007/JHEP06(2018)102; arXiv:1712.02399 [hep-ex].*
66. *Aaboud M. et al. (ATLAS Collab.). Search for Flavour-Changing Neutral Current Top-Quark Decays $t \rightarrow qZ$ in Proton–Proton Collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS Detector. arXiv:1803.09923 [hep-ex].*
67. *Aaboud M. et al. (ATLAS Collab.). Search for Flavor-Changing Neutral Currents in Top Quark Decays $t \rightarrow Hc$ and $t \rightarrow Hu$ in Multilepton Final States in Proton–Proton Collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS Detector. arXiv:1805.03483 [hep-ex].*
68. *Muller D. J., Nandi S. A Separate $SU(2)$ for the Third Family: Top Flavor // Nucl. Phys. Proc. Suppl. A. 1997. V. 52. P. 192; doi:10.1016/S0920-5632(96)00560-9; hep-ph/9607328.*

69. *Malkawi E., Tait T. M. P., Yuan C. P.* A Model of Strong Flavor Dynamics for the Top Quark // *Phys. Lett. B.* 1996. V. 385. P. 304; doi:10.1016/0370-2693(96)00859-3; hep-ph/9603349.
70. *Khachatryan V. et al. (CMS Collab.).* Search for Heavy Gauge W' Boson in Events with an Energetic Lepton and Large Missing Transverse Momentum at $\sqrt{s} = 13$ TeV // *Phys. Lett. B.* 2017. V. 770. P. 278; doi:10.1016/j.physletb.2017.04.043; arXiv:1612.09274 [hep-ex].
71. *Apollinari G., Béjar Alonso I., Bruning O., Lamont M., Rossi L.* High-Luminosity Large Hadron Collider (HL-LHC): Preliminary Design Report. doi:10.5170/CERN-2015-005.
72. *CMS Collab.* The Phase-2 Upgrade of the CMS Tracker. CERN-LHCC-2017-009. CMS-TDR-014.
73. *Benedikt M., Zimmermann F.* Proton Colliders at the Energy Frontier // *Nucl. Instr. Meth.* 2018; doi:10.1016/j.nima.2018.03.021; arXiv:1803.09723 [physics.acc-ph].
74. *Tang J. et al.* Concept for a Future Super Proton–Proton Collider. arXiv:1507.03224 [physics.acc-ph].
75. *CMS Collab.* Combination of Cross-Section Measurements of Associated Production of a Single Top-Quark and a W Boson at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS and CMS Experiments. CMS-PAS-TOP-14-009.
76. *The ATLAS Collab.* Combination of Cross-Section Measurements for Associated Production of a Single Top-Quark and a W Boson at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS and CMS Experiments. ATLAS-CONF-2014-052.
77. *ATLAS and CMS Collabs.* Combination of Single Top-Quark Cross-Sections Measurements in the t -Channel at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS and CMS Experiments. CMS-PAS-TOP-12-002; ATLAS-CONF-2013-098.
78. *CMS Collab.* Combination of ATLAS and CMS Top Quark Pair Cross Section Measurements in the $e\mu$ Final State Using Proton–Proton Collisions at 8 TeV. CMS-PAS-TOP-14-016.
79. *The ATLAS Collab.* Determination of the Top-Quark Pole Mass Using $t\bar{t} t + 1$ -Jet Events Collected with the ATLAS Experiment in 7 TeV pp Collisions. ATLAS-CONF-2014-053.
80. *Aaboud M. et al. (ATLAS Collab.).* Measurement of the $t\bar{t}$ Production Cross-Section Using $e\mu$ Events with b -Tagged Jets in pp Collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS Detector // *Phys. Lett. B.* 2016. V. 761. P. 136; Erratum: *Phys. Lett. B.* 2017. V. 772. P. 879; doi:10.1016/j.physletb.2016.08.019; 10.1016/j.physletb.2017.09.027; arXiv:1606.02699 [hep-ex].
81. *CMS Collab.* Combination of ATLAS and CMS Top-Quark Pair Cross Section Measurements Using Proton–Proton Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV; CMS-PAS-TOP-12-003.
82. *ATLAS Collab.* Combination of ATLAS and CMS Top-Quark Pair Cross Section Measurements Using up to 1.1 fb^{-1} of Data at 7 TeV. ATLAS-CONF-2012-134.

83. *CMS Collab.* Updates on Projections of Physics Reach with the Upgraded CMS Detector for High Luminosity LHC. CMS-DP-2016-064. 2016.
84. *Aguilar-Saavedra J.A., Fuks B., Mangano M.L.* Pinning Down Top Dipole Moments with Ultra-Boosted Tops // *Phys. Rev. D.* 2015. V.91. P.094021; doi:10.1103/PhysRevD.91.094021; arXiv:1412.6654 [hep-ph].
85. *Baur U., Juste A., Orr L.H., Rainwater D.* Probing Electroweak Top Quark Couplings at Hadron Colliders // *Phys. Rev. D.* 2005. V.71. P.054013; doi:10.1103/PhysRevD.71.054013; hep-ph/0412021.
86. *Rontsch R., Schulze M.* Probing Top- Z Dipole Moments at the LHC and ILC // *JHEP.* 2015. V. 1508. P. 044; doi:10.1007/JHEP08(2015)044; arXiv:1501.05939 [hep-ph].
87. *Bernreuther W., Si Z.G.* Top Quark and Leptonic Charge Asymmetries for the Tevatron and LHC // *Phys. Rev. D.* 2012. V. 86. P. 034026; doi:10.1103/PhysRevD.86.034026; arXiv:1205.6580 [hep-ph].
88. *Maltoni F., Mangano M.L., Tsinikos I., Zaro M.* Top-Quark Charge Asymmetry and Polarization in $t\bar{t}W$ Production at the LHC // *Phys. Lett. B.* 2014. V. 736. P. 252; doi:10.1016/j.physletb.2014.07.033; arXiv:1406.3262 [hep-ph].
89. *Cao Q.H., Chen S.L., Liu Y.* Probing Higgs Width and Top Quark Yukawa Coupling from $t\bar{t}H$ and $t\bar{t}t$ Productions // *Phys. Rev. D.* 2017. V.95, No. 5. P.053004; doi:10.1103/PhysRevD.95.053004; arXiv:1602.01934 [hep-ph].
90. *Sirunyan A.M. et al. (CMS Collab.).* Search for Standard Model Production of Four Top Quarks with Same-Sign and Multilepton Final States in Proton-Proton Collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV. arXiv:1710.10614 [hep-ex].
91. *Mandrik P. (CMS Collab.).* Top FCNC Searches at HL-LHC with the CMS Experiment // *EPJ Web Conf.* 2018. V. 191. P. 02009; doi:10.1051/epjconf/201819102009; arXiv:1808.09915 [hep-ex].
92. *CMS Collab.* Projections for Top FCNC Searches in 3000 fb^{-1} at the LHC. CMS-PAS-FTR-13-016.
93. *ATLAS Collab.* Expected Sensitivity of ATLAS to FCNC Top Quark Decays $t \rightarrow Zu$ and $t \rightarrow Hq$ at the High Luminosity LHC. ATL-PHYS-PUB-2016-019. 2016.
94. *CMS Collab.* The Phase-2 Upgrade of the CMS Endcap Calorimeter. CERN-LHCC-2017-023. CMS-TDR-019. 2017.
95. *Campbell J.M., Ellis R.K.* Top-Quark Processes at NLO in Production and Decay // *J. Phys. G.* 2015 V. 42, No. 1. P. 015005; doi:10.1088/0954-3899/42/1/015005; arXiv:1204.1513 [hep-ph].
96. *Benedikt M.* Future Circular Collider Study. CERN-ACC-SLIDES-2016-0017.