

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Топ-кварк
(к 20-летию открытия)

Э.Э. Боос, О.Е. Брандт, Д.С. Денисов, С.П. Денисов, П.Д. Граннис

В настоящем обзоре, подготовленном по случаю 20-летия первого наблюдения топ-кварка, эта самая тяжёлая из всех известных частиц рассматривается во многих аспектах, начиная с истории предсказания её существования, поисков и открытия и кончая современными представлениями о механизмах её образования и свойствах. Обсуждается также центральная роль топ-кварка в Стандартной модели и возможности, которые он открывает для поиска "новой физики" за пределами Стандартной модели.

Ключевые слова: коллайдер, эксперимент, установка, кварк, фотон, бозон, лептон, адрон, мезон, барион

PACS numbers: 12.10. – g, 12.38. – t, 12.60 – i, 14.65. Na

DOI: 10.3367/UFN.0185.201512a.1241

Содержание

1. Введение (1241).
2. История поисков топ-кварка (1243).
3. Открытие топ-кварка на коллайдере Тэватрон (1244).
4. Парное рождение топ-кварка (1246).
5. Образование одиночного топ-кварка (1249).
6. Масса топ-кварка (1251).
 - 6.1. Прямые измерения. 6.2. Непрямые измерения.
7. Свойства топ-кварка (1254).
 - 7.1. Время жизни топ-кварка. 7.2. Разность масс t - и $\bar{t}$ -кварков.
 - 7.3. Электрический заряд топ-кварка. 7.4. Поляризация W -бозона в распадах топ-кварка. 7.5. V_{tb} -элемент матрицы Кабиббо – Кобаяси – Маскавы.
8. Роль топ-кварка в Стандартной модели (1257).
 - 8.1. Самосогласованность Стандартной модели: киральные аномалии. 8.2. Нейтральные токи с изменением аромата и механизм Глэшоу – Илиопулоса – Майани. 8.3. Коэффициент юкавского взаимодействия топ-кварка и согласованность Стан-

дартной модели на больших масштабах. 8.4. Квантовые поправки к электрослабым наблюдаемым.

9. Топ-кварк как окно в "новую физику" (1261).

- 9.1. Поиск совместного рождения $t\bar{t}$ -пар с бозоном Хиггса.
- 9.2. Поиск бозона Хиггса за рамками Стандартной модели.
- 9.3. Поиски суперпартнёров топ-кварка. 9.4. Поиски вектороподобных кварков. 9.5. Поиски новых калибровочных бозонов.

10. Заключение (1265).

Список литературы (1266).

1. Введение

Прошло 20 лет после открытия в экспериментах CDF (Collider Detector at Fermilab) и D0 (DZero) на коллайдере Тэватрон (Tevatron) самой тяжёлой элементарной частицы — топ-кварка [1, 2]. Топ-кварк (top, или t), масса которого больше, чем даже у бозона Хиггса, недавно открытого на Большом адронном коллайдере (Large Hadron collider, LHC), остаётся одним из наиболее интересных объектов среди элементарных частиц.

В 1964 г. Гелл-Ман и Цвейг [3, 4] предложили кварковую модель для объяснения большого количества новых, названных адронами, сильно взаимодействующих частиц, наблюдавшихся в экспериментах на ускорителях и в космических лучах. Изначально достаточно было ввести только три кварка — u (up), d (down) и s (strange), для того чтобы описать заряды и спины наблюдавшихся адронов. В модели Гелл-Мана – Цвейга все кварки являются фермионами со спином $1/2$ и должны иметь дробный электрический заряд: u -кварк — $2/3$ (в единицах заряда электрона), а d - и s -кварки должны иметь заряд $-1/3$. Протон и нейтрон образуются из комбинаций кварков uud и ddu соответственно. Массы u - и d -кварков составляют несколько МэВ, а масса s -кварка — около 100 МэВ, что следовало из измерений масс протона, нейтрона, π - и K -мезонов и последующих экспериментов по глубоко неупругому рассеянию.

В 1974 г. был обнаружен новый, названный J/ψ , мезон [5, 6], который сразу был интерпретирован как связанное состояние нового кварка, получившего название очаро-

Э.Э. Боос. Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына, Ленинские горы 1, стр. 2, 119991 Москва, Российская Федерация

E-mail: boos@theory.sinp.msu.ru, Eduard.Boos@cern.ch

О.Е. Брандт. Kirchhoff Institute for Physics, Heidelberg University, 69120 Heidelberg, Germany

E-mail: obrandt@kip.uni-heidelberg.de

Д.С. Денисов. Fermi National Accelerator Laboratory, Batavia Illinois 60510, USA

E-mail: denisovd@fnal.gov

С.П. Денисов. Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт", Институт физики высоких энергий, пл. Науки 1, 142281 Протвино, Московская обл., Российская Федерация

E-mail: denisov@ihep.ru

П.Д. Граннис. State University of New York, Stony Brook, New York 11794, USA

E-mail: pgrannis@sunysb.edu

Статья поступила 10 сентября 2015 г.

ванный (charm), и его античастицы с электрическими зарядами $\pm 2/3$. Очарованный кварк (с-кварк) ранее был предсказан теоретически для объяснения свойств распадов заряженных и нейтральных К-мезонов через механизм Глэшоу–Илиопулоса–Майани (Glashow–Iliopoulos–Maiani, GIM) [7]. К тому времени уже были известны четыре электрически и слабо взаимодействующие частицы (электрон e , электронное нейтрино ν_e , мюон μ и мюонное нейтрино ν_μ), что позволило симметрично скомбинировать два поколения кварков — (u , d) и (s , s) — и два поколения — (ν_e , e) и (ν_μ , μ) — лептонов.

В середине 1970-х годов эта симметрия была нарушена открытием τ -лептона [8], а в семейство кварков был добавлен новый кварк — b (bottom) с массой около 5 ГэВ и электрическим зарядом $-1/3$. Вывод о существовании b -кварка был сделан на основании открытия в Лаборатории им. Ферми (Фермилаб) Y -мезона [9] с массой около 10 ГэВ, который был интерпретирован как связанное состояние b - и $\bar{b}$ -кварков. Последующие измерения в Корнельском университете (США), в Научном центре DESY (Deutsches Elektronen-Synchrotron) (Германия) и Национальной ускорительной лаборатории SLAC (Stanford Linear Accelerator Center) (США) подтвердили эту интерпретацию. Если предположить, что новые лептон и кварк принадлежат третьему поколению фермионов, то для восстановления кварк-лептонной симметрии должны существовать ещё один кварк и одно нейтрино.

Новый кварк — топ-кварк — был открыт в 1995 г., а в 2000 г. в эксперименте DONUT (Direct Observation of the NU Tau) Фермилаб в распадах τ -лептонов было обнаружено τ -нейтрино.

В Стандартной модели (СМ) (Standard Model, SM) топ-кварк имеет те же квантовые числа и взаимодействует, как и все остальные u -кварки. Он является слабым изоспиновым партнёром b -кварка со спином $1/2$ и электрическим зарядом $Q_{\text{em}}^T = +2/3$. Левая киральная часть топ-кварка представляет собой верхнюю компоненту слабого изоспинового дублета, а правая киральная компонента — слабый изоспиновый синглет. Топ-кварк является цветным триплетом по отношению к калибровочной группе $SU(3)_c$, ответственной за сильные взаимодействия в СМ. С точки зрения теории топ-кварк абсолютно необходим для того, чтобы избежать киральной аномалии в СМ и тем самым обеспечить её согласованность как квантовой теории поля.

Величина массы топ-кварка m_t не предсказывается теорией. Она была измерена в экспериментах на Теватроне и LHC, и на данный момент m_t известна с погрешностью, меньшей, чем 0,5 %, что является наиболее точным определением массы среди всех кварков: $m_t = 173,34 \pm 0,27$ (стат.) $\pm 0,71$ (сист.) ГэВ [10].

Таким образом, топ-кварк представляет собой самую тяжёлую элементарную частицу из всех известных: его масса лишь немного меньше массы ядра золота. Хотя столь большая величина m_t противоречит интуитивному предположению о том, что кварки являются простыми составными частями адронов, до сих пор не было получено указаний на какую-либо внутреннюю структуру топ-кварка: во всех исследованных процессах он ведёт себя как точечная частица.

Два эмпирических факта отличают топ-кварк от других кварков: его гораздо большая масса и его очень слабое смешивание с кварками первого и второго поколений. Смешивание кварков в СМ описывается эле-

ментами матрицы Кабиббо–Кобаяси–Маскавы (Cabibbo–Kobayashi–Maskawa, CKM) [11, 12]. 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 топ-кварк распадается на W -бозон и b -кварк с вероятностью, близкой к 100 %. Возникает естественный вопрос: почему топ-кварк такой особенный? Почему он один имеет массу, примерно равную масштабу нарушения симметрии электрослабого взаимодействия? В СМ на этот вопрос ответа нет.

Ширина топ-кварка, вычисленная в СМ, составляет около 1,5 ГэВ [13, 14], что гораздо меньше его массы. С другой стороны, ширина топ-кварка значительно больше типичного масштаба квантовой хромодинамики (КХД) $\Lambda \approx 200$ МэВ. В результате время жизни топ-кварка ($\tau_t \approx 5 \times 10^{-25}$ с) оказывается гораздо меньшим типичного времени τ_{QCD} , необходимого для образования связанных состояний кварков (адронов) в КХД ($\tau_{QCD} \approx 1/\Lambda_{QCD} \approx 3 \times 10^{-24}$ с). Поэтому топ-кварк распадается задолго до адронизации и, следовательно, вероятность образования адронов, содержащих топ-кварк, очень мала [15]. В связи с этим физика топ-кварка проще, чем, например, физика B -адронов, в которой имеется большое количество связанных состояний b -кварка с другими кварками и антикварками с различными квантовыми числами, массами, модами распада и т.д. Зато свойства топ-кварка не скрыты эффектами адронизации, и поэтому он является чистым источником фундаментальной информации. В частности, благодаря векторно-аксиальной ($V-A$) структуре заряженных токов в СМ, должна существовать сильная корреляция спинов t - и $\bar{t}$ -кварков, образующихся в сильных взаимодействиях (спины определяются по направлениям движения продуктов распада кварков), что предоставляет уникальную возможность экспериментальной проверки предсказаний СМ в кварковом секторе.

Существуют два пути образования топ-кварка. Первый связан с сильными КХД-взаимодействиями между кварком, антикварком и глюонами, которые приводят к рождению пары t - и $\bar{t}$ -кварков, распадающихся с большой вероятностью на W -бозоны и b -кварки. Адронизация b -кварков вызывает образование в детекторе сколламированных потоков адронов, которые называются струями (jets). Если оба W -бозона распадаются на заряженные лептоны (электроны или мюоны) и нейтрино (ll -канал), то в конечном состоянии имеются два заряженных лептона, две струи и недостающая поперечная энергия E_T , уносимая двумя нейтрино. Если один W -бозон распадается на лептон, а другой — на пару кварков (канал $l + \text{jets}$), то конечное состояние включает в себя один заряженный лептон, четыре струи (из которых две, скорее всего, являются b -струями) и E_T . Если оба W -бозона распадаются на кварки (канал all jets), то в конечном состоянии имеются шесть адронных струй. Второй путь образования топ-кварка связан со слабым взаимодействием, которое переносится W -бозонами и приводит к одиночному образованию топ-кварка.

Топ-кварк вследствие своей большой массы и близкой к единице константы связи Юкавы $y_t = 2^{3/4} G_F^{1/2} m_t = \sqrt{2} m_t / v$, G_F — константа Ферми, v — вакуумное среднее поле Хиггса, оказывает значительное влияние на различные наблюдаемые электрослабого взаимодействия благодаря квантовым петлевым поправкам СМ с его участием. В частности, петлевые поправки к массам

W- и Z-бозонов пропорциональны квадрату массы топ-кварка. Фитирование прецизионных данных LEP (Large Electron Positron collider) и SLD (SLAC Large Detector) по электрослабым взаимодействиям с использованием вычислений в рамках СМ на петлевом уровне позволило получить непрямую оценку массы топ-кварка: $m_t = 177^{+7+17}_{-8-19}$ ГэВ [16], которая хорошо согласуется с результатами измерений. Современное глобальное фитирование данных прецизионных измерений электрослабых процессов по формулам СМ с квантовыми петлевыми поправками, учитывающими существенный вклад от топ-кварка, показывает, как превосходно работает СМ в качестве квантовой калибровочной теории [17].

Петлевой вклад, учитывающий топ-кварки, является одним из важнейших факторов в эволюции константы связи бозона Хиггса. Исключительно важно точно установить массу топ-кварка, для того чтобы понять, насколько стабилен вакуум в СМ. Текущая точность, составляющая немного менее 0,5 %, пока недостаточна для определённого ответа на этот вопрос [18].

Из-за большой массы топ-кварка петлевые поправки, которые квадратично зависят от масштаба возможной "новой физики", также дают большой вклад в массу бозона Хиггса. Такая зависимость может привести к так называемой проблеме малой иерархии и являться причиной возможного существования партнёров топ-кварка, которые могут быть обнаружены в экспериментах на ЛНС. Эти партнёры, если они существуют, могут дать дополнительные петлевые вклады и тем самым уменьшить сильную квадратичную зависимость и стабилизировать массу бозона Хиггса.

Ниже различные свойства топ-кварка обсуждаются детально. В разделе 2 изложена история поисков топ-кварка в Европейской организации по ядерным исследованиям (ЦЕРН), DESY и KEK (Организация по исследованиям на высокоэнергетических ускорителях, Япония). Открытие топ-кварка на Тэватроне в Фермилаб описано в разделе 3. В разделе 4 подробно рассматриваются результаты измерений сечений парного образования топ-кварков. В разделе 5 обсуждаются открытие одиночного рождения топ-кварка и измерения электрослабого сечения этого процесса. Ввиду важности точного определения массы топ-кварка, в разделе 6 подробно описаны методы её измерения и приведены соответствующие результаты. В разделе 7 рассматриваются различные свойства топ-кварка: спин, заряд, время жизни и элемент V_{tb} матрицы СКМ. Особая роль топ-кварка в Стандартной модели, в частности в обеспечении согласованности хиггсовского механизма спонтанного нарушения симметрии электрослабого взаимодействия СМ, обсуждается в разделе 8. В разделе 9 рассматривается роль топ-кварка как возможного путеводителя в поисках "новой физики". Краткое резюме представлено в разделе 10.

2. История поисков топ-кварка

Кварковая модель (рис. 1), которая обсуждалась во введении, и развитие СМ в 1970-х годах [19–21] подразумевали существование топ-кварка с зарядом $+2/3$ — партнёра bottom-кварка. Поиски этого нового кварка продолжались 20 лет.

На основе соотношения масс уже обнаруженных кварков физики предположили, что масса топ-кварка

Кварки	Масса → Заряд → Спин →	$\approx 2,3 \text{ МэВ}/c^2$ $2/3$ $1/2$ u Up	$\approx 1,275 \text{ ГэВ}/c^2$ $2/3$ $1/2$ c Charm	$\approx 173,07 \text{ ГэВ}/c^2$ $2/3$ $1/2$ t Top	0 0 1 g Глюон	$\approx 126 \text{ ГэВ}/c^2$ 0 0 0 H Бозон Хиггса
		$\approx 4,8 \text{ МэВ}/c^2$ $-1/3$ $1/2$ d Down	$\approx 95 \text{ МэВ}/c^2$ $-1/3$ $1/2$ s Strange	$\approx 4,18 \text{ ГэВ}/c^2$ $-1/3$ $1/2$ b Bottom	0 0 1 γ Фотон	
Лептоны		$0,511 \text{ МэВ}/c^2$ -1 $1/2$ e Электрон	$105,7 \text{ МэВ}/c^2$ -1 $1/2$ μ Мюон	$1,777 \text{ ГэВ}/c^2$ -1 $1/2$ τ Тау	0 0 1 Z Z-бозон	$91,2 \text{ ГэВ}/c^2$
		$< 2,2 \text{ эВ}/c^2$ 0 $1/2$ ν _e Электронное нейтрино	$< 0,17 \text{ МэВ}/c^2$ 0 $1/2$ ν _μ Мюонное нейтрино	$< 15,5 \text{ МэВ}/c^2$ 0 $1/2$ ν _τ Тау-нейтрино	± 1 1 W W-бозон	$80,4 \text{ ГэВ}/c^2$
		Калибровочные бозоны				

Рис. 1. Таблица элементарных частиц Стандартной модели, чем-то подобная Периодической таблице, содержащей, однако, гораздо больше элементов. Все известные на настоящий момент частицы состоят из кварков и лептонов, которые взаимодействуют посредством обмена калибровочными бозонами. Каждой частице соответствует античастица с такими же массой и спином, но с противоположным электрическим зарядом. Все эти частицы не имеют наблюдаемой структуры при расстояниях вплоть до 10^{-18} см и в СМ считаются точечными. Благодаря бозону Хиггса элементарные частицы приобретают массу.

может быть примерно в три раза больше массы b-кварка, и поэтому ожидали, что топ-кварк будет обнаружен как новый тяжёлый адрон с массой около 30 ГэВ, содержащий пару кварков $t\bar{t}$.

Электрон-позитронные (e^-e^+) коллайдеры, находившиеся тогда в стадии строительства, включились в соревнование за приз открытия. К 1984 г. e^-e^+ -коллайдер PETRA (Positron-Electron Tandem Ring Accelerator) в DESY достиг энергии в системе центра масс 46,8 ГэВ и исключил существование t-кварка с массой около половины этой энергии, или 23,3 ГэВ [22–24]. В 1986 г. в KEK был построен e^-e^+ -коллайдер TRISTAN (Transposable Ring Intersecting Storage Accelerator in Nippon) с энергией 61,4 ГэВ с основной целью открыть топ-кварк. К 1990 г. эксперименты на коллайдере TRISTAN исключили возможность существования топ-кварка с массой менее 30,2 ГэВ [25]. Позднее начали работать две e^-e^+ -фабрики Z-бозонов — SLC (SLAC Linear Collider) и LEP в ЦЕРНе, и около 1990 г. в экспериментах на них был установлен нижний предел $m_t \geq 45,8$ ГэВ [26–29], равный половине массы Z-бозона.

В начале 1980-х годов в ЦЕРНе заработал коллайдер Sp̄pS (Super proton-antiproton Synchrotron) с вращающимися в противоположных направлениях пучками протонов и антипротонов, сталкивающимися с энергией 540 ГэВ (позднее увеличенной до 630 ГэВ). Кварки и антикварки в протонах и антипротонах сталкивались при типичных энергиях от 50 до 100 ГэВ. Помимо важных открытий W- и Z-бозонов, переносчиков электрослабого взаимодействия, эксперименты в ЦЕРНе продемонстрировали другой аспект поведения кварков. Хотя кварки, образованные в области p̄p-взаимодействий, не поддавались прямой регистрации, они могли сильно рассеиваться и рождать дополнительные пары кварков и антикварков за счёт энергии столкновений. Созданные таким образом кварки и антикварки объеди-

нялись в обычные адроны, которые регистрировались детекторами. Эти адроны имели тенденцию группироваться вдоль направления движения начального кварка, и поэтому регистрировались как достаточно коллинеарные струи частиц. Такие струи кварков, указания на существование которых были получены в SLAC и DESY, были обнаружены в ЦЕРНе, и они стали ключевым элементом в дальнейших поисках топ-кварка.

С появлением коллайдера $Spp\bar{S}$ и ещё более мощного коллайдера Тэватрон на энергию 1800 ГэВ в 1988 г. в Фермилаб поиск топ-кварка перешёл в область ещё больших масс. При таких больших массах образование связанного состояния $t\bar{t}$ было маловероятным, так как топ-кварки распадались быстрее, чем объединялись в связанное состояние, т.е. ожидалось обнаружить распады изолированных топ-кварков. При массе W -бозона, превосходящей m_t , его распад на t - и b -кварки был бы доминирующим. Хорошим каналом для поиска топ-кварка являлся бы распад $W^+ \rightarrow t\bar{b} \rightarrow e^+ \nu_e b\bar{b}$ и зарядово-сопряжённый ему. Основные фоновые процессы включали в себя образование W -бозонов и струй в сильных взаимодействиях.

В 1984 г. в эксперименте UA1 на коллайдере $Spp\bar{S}$ было получено указание на избыток событий с изолированным лептоном и двумя струями, характерными для топ-кварка с массой 40 ГэВ [30]: было обнаружено шесть событий (три с электронами и три с мюонами) при ожидаемом фоне менее одного события. В ретроспективе оказалось, что фон от образования $b\bar{b}$ -пар был недооценён, и, таким образом, открытие топ-кварка не состоялось [31, 32].

К 1992 г. в эксперименте CDF в Фермилаб нижний предел массы m_t был увеличен до 91 ГэВ [33] и тем самым была исключена возможность распада $W \rightarrow t\bar{b}$. В 1992 г. к CDF присоединился эксперимент D0 и начался продолжительный сеанс на Тэватроне, кульминацией которого стало открытие топ-кварка, описанное в разделе 3. Таблица 1 демонстрирует постоянно возрастающий нижний предел массы m_t в период с 1980-х до начала 1990-х годов.

3. Открытие топ-кварка на коллайдере Тэватрон

В 1988 г. в первом сеансе работы нового pp -коллайдера Тэватрон [34] с энергией 1,8 ТэВ к поиску топ-кварка подключился эксперимент CDF. Безуспешные поиски образования пар $t\bar{t}$ на e^-e^+ -коллайдерах и одиночных топ-кварков на $Spp\bar{S}$ в ЦЕРНе в распадах $W \rightarrow t\bar{b}$ повысили вероятность того, что масса топ-кварка должна быть больше массы W -бозона. К тому времени из пре-

цизионных измерений наблюдаемых в распадах Z -бозона, рассеянии нейтрино и в смешивании собственных состояний нейтральных K^0 - и B^0 -мезонов следовало, что масса топ-кварка находится, скорее всего, в диапазоне $90 < m_t < 160$ ГэВ. Этот результат был получен в рамках СМ на основании анализа косвенных эффектов, связанных с топ-кварковыми петлями в этих процессах.

В 1992 г. коллаборация CDF сообщила о новых поисках образования пар $t\bar{t}$ [33], в которых оба топ-кварка распадаются на b -кварк и W -бозон (реальный или виртуальный в зависимости от массы топ-кварка). Для поисков отбирались события с двумя лептонами (ll) или с лептоном и струями ($l + \text{jets}$) в конечном состоянии. В последнем случае требовалось, чтобы по крайней мере одна струя была идентифицирована как связанная с b -кварком (b -струя), на что указывало присутствие в струе "мягкого" мюона с малым поперечным импульсом p_T от полулептонного распада W -адрона. Сравнение наблюдаемого выхода событий как функции массы топ-кварка с предсказаниями СМ позволило установить нижний предел m_t на уровне 91 ГэВ, что исключило возможность распадов W -бозона на топ-кварк и показало, что должно доминировать парное рождение топ-кварков.

В 1992 г. на Тэватроне начался новый эксперимент D0 с использованием жидкоаргоновой калориметрии высокого разрешения и с большим аксептансом для электронов и мюонов, и в 1994 г. коллаборация D0 сообщила об увеличении нижнего предела массы топ-кварка до 131 ГэВ [35], ограничив указанный выше интервал возможных значений m_t . В это же время в установку CDF вблизи места встречи пучков протонов и антипротонов был помещён кремниевый микростриповый вершинный детектор, который позволил значительно увеличить надёжность идентификации струй с W -адроном по его короткому (несколько миллиметров) пробегу и подавить фоновые процессы, связанные с сильными взаимодействиями.

Хотя обе коллаборации, D0 и CDF, продолжали устанавливать новые нижние пределы массы топ-кварка, эти пределы слабо изменялись с увеличением количества данных. В 1992–1993 гг. в обоих экспериментах были наблюдаемы интересные события, характеристики которых совпадали с ожидавшимися для рождения пары $t\bar{t}$. Оба события (по одному на каждой установке) были обнаружены в дилептонном канале ($e\bar{e}$), который имел низкий фон. В событии, зарегистрированном в CDF, одна из двух струй содержала "мягкий" мюон, и она была идентифицирована с помощью кремниевого микрострипового детектора как b -струя. В событии эксперимента D0 имелись электрон, мюон и недостающая поперечная энергия E_T с поперечным импульсом, как минимум, 100 ГэВ. Было крайне маловероятным, что эти события связаны с фоновыми процессами, и они вселяли надежду на скорое открытие топ-кварка.

В начале 1994 г. в эксперименте CDF на статистике, соответствующей интегральной светимости 19 пб^{-1} , было зарегистрировано больше $t\bar{t}$ -подобных событий, чем ожидалось от известных фоновых процессов. В публикации [36] сообщалось, что получено указание на образование топ-кварка в 12 событиях с двумя лептонами и лептоном + струи, причём по крайней мере одна струя была связана с b -кварком, о чём свидетельствовали данные кремниевого детектора или присутствие "мяг-

Таблица 1. Пределы массы t -кварка, полученные в 1980-х – начале 1990-х годов

Год	Коллайдер	Пучки	Предел m_t , ГэВ	Литература
1984	PETRA (DESY)	e^+e^-	$> 23,3$	[22–24]
1990	TRISTAN (KEK)	e^+e^-	$> 30,2$	[25]
1990	SLC (SLAC), LEP (ЦЕРН)	e^+e^-	$> 45,8$	[26–29]
1988	$Spp\bar{S}$ (ЦЕРН)	$p\bar{p}$	> 45	[31]
1990	$Spp\bar{S}$ (ЦЕРН)	$p\bar{p}$	> 69	[32]
1991	Тэватрон (Фермилаб)	$p\bar{p}$	> 91	[33]
1994	Тэватрон (Фермилаб)	$p\bar{p}$	> 131	[34]

кого" мюона в струе. Вероятность того, что эти 12 событий представляют собой флуктуацию фона, составляла 0,26 %. Это слишком большая вероятность для того, чтобы результат можно было признать открытием, но в то же время достаточно малая для того, чтобы все события можно было интерпретировать как фоновые. Анализ событий позволил оценить массу t -кварка и сечение образования пары $t\bar{t}$: $m_t = 174 \pm 16$ ГэВ и ~ 14 пб соответственно. Последняя величина оказалась вдвое больше теоретических ожиданий при указанной величине m_t . Вскоре после этого коллаборация D0 сообщила [37] о результатах анализа семи событий, вклад фоновых процессов в которые был уменьшен благодаря использованию топологических переменных. Вероятность того, что наблюдаемый эффект объясняется фоном, составила 7,2 %.

Появление избытка событий над ожидаемым фоном поселило в обеих коллаборациях уверенность в том, что увеличение статистики может привести к открытию. Во время остановки Тэватрона летом 1994 г. эксперты обнаружили, что один из отклоняющих магнитов внутри ускорителя был ошибочно повернут вокруг оси пучка. После устранения этой ошибки мгновенная светимость коллайдера значительно возросла, и к началу 1995 г. количество данных примерно утроилось по сравнению с таковым в 1994 г., когда были получены указания на наблюдение топ-кварка. Это послужило основанием коллаборациям CDF и D0 сделать вывод о том, что набранных данных достаточно для открытия. Обе коллаборации обновили свои критерии отбора для оптимизации чувствительности к поиску t -кварка с массой в области 150–200 ГэВ. Хотя коллаборации CDF и D0 не обменивались информацией между собой о достигнутом прогрессе, все понимали, что каждая из них всё ближе подходит к открытию, и поэтому обе предпринимали сверхусилия, для того чтобы скорее завершить анализ данных. Было достигнуто соглашение о том, что когда одна из коллабораций представит черновик статьи директору Фермилаб, другая будет иметь неделю для завершения своей статьи, и тогда обе статьи будут одновременно представлены к публикации. Коллаборация CDF подготовила свой черновик к середине февраля, и через неделю, 24 февраля 1995 г., обе коллаборации

представили статьи об открытии топ-кварка в журнал *Physical Review Letters*. Результаты официально не разглашались до прошедшего 2 марта 1995 г. семинара, посвященного наблюдению t -кварка, но несколькими днями ранее журналисты узнали об открытии и сообщили о предстоящем объявлении результатов.

В публикациях, посвященных открытию топ-кварка [1, 2], коллаборации CDF и D0 представили результаты анализа данных, дополняющие друг друга. Коллаборация CDF, полагавшаяся главным образом на способность надёжно метить b -струи, заявила, что вероятность объяснить ожидаемым фоном 6 дилептонных событий, 21 событие с b -струей, меченной с помощью кремниевых детектора (всего 27 меченых струй), и 22 события с $l + \text{jets}$, которые содержали внутри струи мюон (всего 23 струи, меченные мюонами), составляет одну миллионную. При этом оценка числа фоновых событий составляла 1,3 для дилептонных событий и 6,7 и 15,4 для двух категорий однолептонных событий с мечеными струями.

Коллаборация D0 для подавления фона использовала более жёсткий отбор событий на основе топологической переменной H_T , определяемой как сумма скалярных величин E_T всех объектов в событии, и апланарности, которая представляет собой меру отклонения импульсов объектов от некоторой плоскости. В эксперименте D0 было обнаружено 3 дилептонных события, 8 событий $l + \text{jets}$ с топологическими отборами и 6 событий с b -струями, меченными "мягким" мюоном, при оценках фона в 0,65, 1,9 и 1,2 события соответственно для каждой из трёх категорий. Оценка вероятности наблюдать указанные события как обусловленные флуктуацией фона составила две миллионных. Для событий $l + \text{jets}$ величина массы топ-кварка может быть восстановлена из 4-импульсов наблюдаемых объектов с использованием массы W -бозона в качестве дополнительного ограничения при расчёте импульса нейтрино. Затем найденные массы сравнивались с результатами, полученными методом Монте-Карло с различными значениями входных масс, для того чтобы получить наиболее вероятную массу топ-кварка.

Рисунок 2 показывает распределения масс топ-кварка из статей, посвященных его открытию. В эксперименте

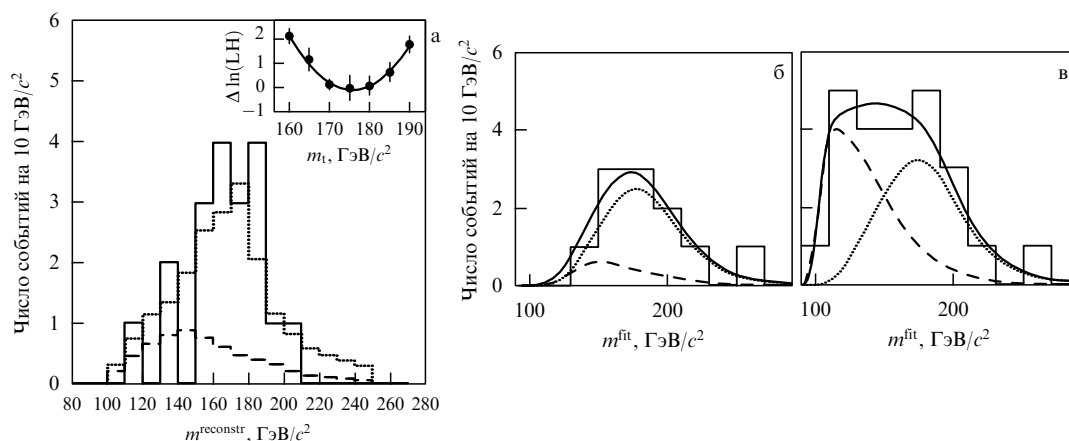


Рис. 2. Распределения по массе восстановленных событий $l + \text{jets}$, представляющие данные (сплошные гистограммы), ожидаемый фон (штриховые гистограммы) и ожидаемый сигнал от рождения пары (пунктирные гистограммы) для эксперимента CDF (а) и эксперимента D0 для стандартного анализа (б) и анализа с ослабленными критериями отбора (в). На вставке рис. а показаны логарифмическая функция правдоподобия в зависимости от предполагаемой массы и результат фитирования для определения наилучшего значения массы.

CDF было получено $m_t = 176 \pm 13$ ГэВ, а в эксперименте D0 — $m_t = 199 \pm 30$ ГэВ. Используя измеренные выходы событий и учитывая экспериментальные эффективности и акцептансы, можно было оценить сечение образования пары $t\bar{t}$, которое составило $\sigma_{t\bar{t}} = 6,8^{+3,6}_{-2,4}$ пб (CDF) и $6,4 \pm 2,2$ пб (D0). Результаты согласовывались как между собой, так и с результатами современных измерений массы и сечения. Коллаборация D0 представила также двумерный график зависимости массы двух струй (от адронного распада W-бозона) от массы трёх струй (от адронного распада топ-кварка), который подтвердил гипотезу распада $t \rightarrow Wb$.

В каждом из экспериментов наблюдался избыток событий, достоверность отличия которого от фона составляла немного менее пяти стандартных отклонений (5σ). Но совместный результат имел уровень достоверности более 5σ , и тем самым был задан современный стандарт, требующий достоверности 5σ для признания какого-либо результата открытием.

Большая масса обнаруженного топ-кварка стимулировала разработку программы дальнейших исследований, результаты которых обсуждаются в разделах 4–9.

4. Парное рождение топ-кварка

До 2009 г. топ-кварк мог быть образован только на Тэватроне. В 2001–2011 гг. в экспериментах на Тэватроне при энергии сталкивающихся $p\bar{p}$ -пучков 1,96 ТэВ была набрана статистика, соответствующая интегральной светимости около 10 фб^{-1} , которая примерно в 200 раз превысила интегральную светимость при открытии топ-кварка в 1995 г. В 2009 г. был запущен протон-протонный коллайдер LHC с энергией сталкивающихся пучков 7 ТэВ, которая в 2012 г. была увеличена до 8 ТэВ, а в 2015 г. — до 13 ТэВ, и на универсальных установках ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) и CMS (Compact Muon Solenoid) была набрана большая статистика событий с топ-кварком, дополненная в некоторых кинемати-

ческих областях данными эксперимента LHCb (Large Hadron Collider beauty).

Образование $t\bar{t}$ -пар происходит либо при аннигиляции кварка (q) и антикварка ($\bar{q}$), либо при взаимодействии глюонов в сталкивающихся частицах. На $p\bar{p}$ -коллайдере Тэватрон доля процессов $q\bar{q}$ составляет около 85 %, в то время как на pp -коллайдере LHC топ-кварки рождаются в основном ($> 80\%$) в глюон-глюонных (gg) реакциях.

Недавно в рамках КХД в приближении NNLO (Next-to-Next-to-Leading Order) были выполнены расчёты [38] инклюзивного сечения рождения $t\bar{t}$ -пар, погрешности которых, связанные с вкладом от процессов более высокого порядка, составили 2,2 % для Тэватрона и 3 % для LHC. В приближении NNLO были также вычислены [39] некоторые дифференциальные сечения. Точные измерения инклюзивных и дифференциальных сечений могут быть, таким образом, использованы для проверки предсказаний СМ. Так как топ-кварк распадается до адронизации, при изучении процессов рождения $t\bar{t}$ -пар можно получить информацию о корреляции спинов и поляризациях t - и $\bar{t}$ -кварков.

Результаты измерений инклюзивного сечения $\sigma_{t\bar{t}}$ образования $t\bar{t}$ -пар на Тэватроне по состоянию на 2013 г. приведены на рис. 3а. Объединённый результат [40] экспериментов D0 и CDF $\sigma_{t\bar{t}} = 7,60 \pm 0,41$ пб находится в хорошем согласии с теоретическим предсказанием [38] $\sigma_{t\bar{t}} = 7,16$ пб. Недавно в эксперименте D0 по результатам измерения сечения $\sigma_{t\bar{t}}$ для лептонного и полулептонного каналов распада топ-кварка было получено $\sigma_{t\bar{t}} = 7,73 \pm 0,56$ пб [41]. Индивидуальные результаты экспериментов CMS и ATLAS по определению $\sigma_{t\bar{t}}$ при энергии 8 ТэВ и их совместный результат [42] $\sigma_{t\bar{t}} = 241,5 \pm 8,5$ пб, показанные на рис. 3б, также хорошо согласуются с теоретической величиной $\sigma_{t\bar{t}} = 245,8$ пб [38]. Сечения рождения топ-кварков под малыми углами при энергиях 7 и 8 ТэВ, полученные в эксперименте LHCb [43], тоже не противоречат предсказаниям СМ.

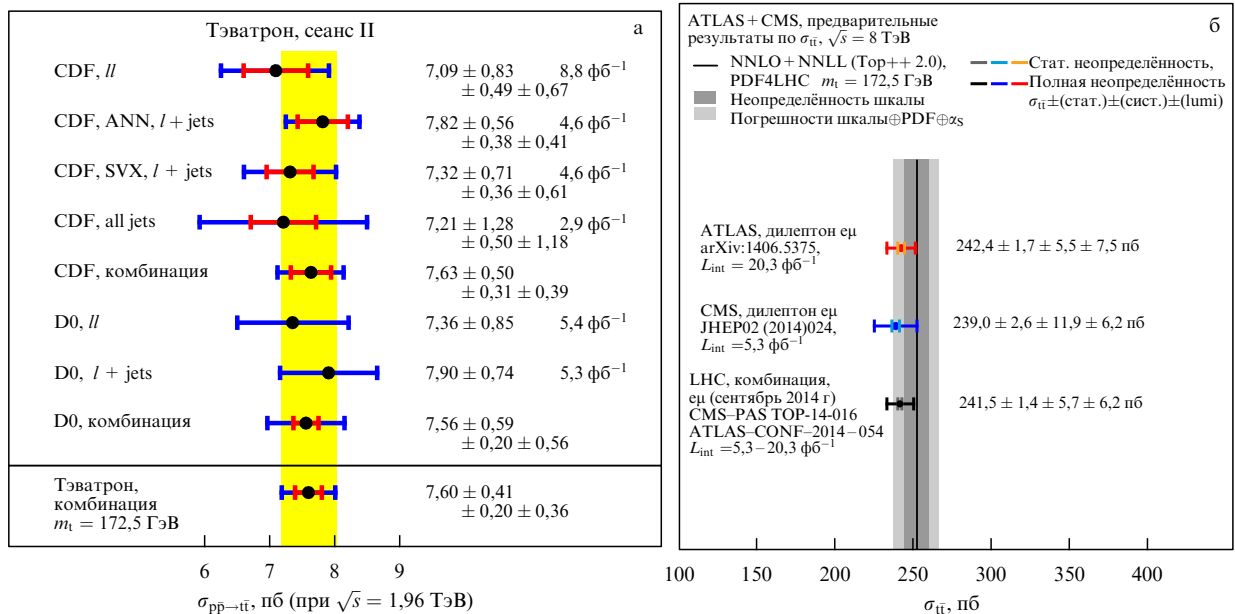


Рис. 3. (В цвете онлайн.) Результаты измерений инклюзивного сечения парного рождения топ-кварков и их усреднения в экспериментах на Тэватроне (а) и LHC (б). ANN — Artificial Neural Network, SVX — Silicon Vertex detector, PDF — Parton Distribution Function.

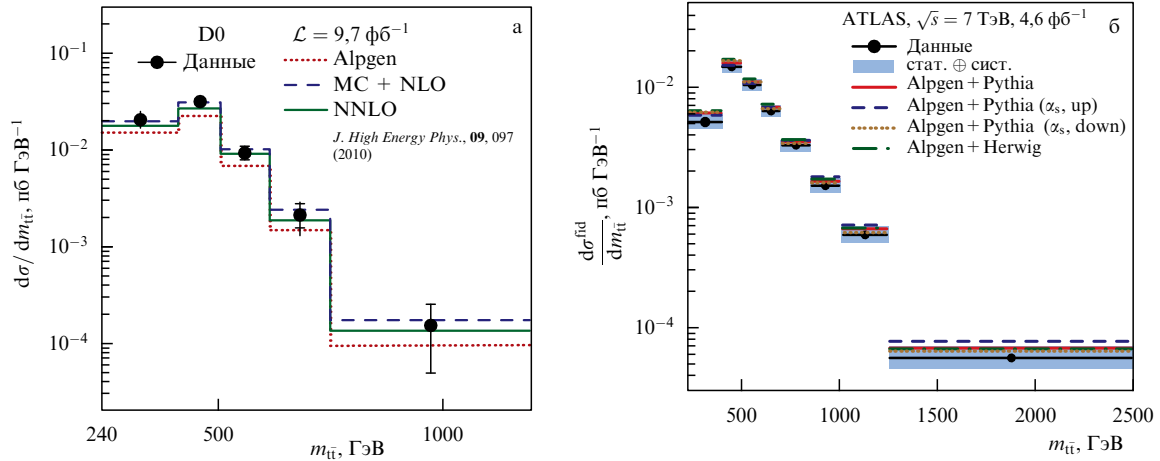


Рис. 4. (В цвете онлайн.) Дифференциальные сечения парного рождения топ-кварков как функции $m_{t\bar{t}}$, измеренные в экспериментах D0 (а) и ATLAS (б). Alpgen, Pythia, Herwig — программные пакеты, с помощью которых обрабатывались данные.

Измерение дифференциальных сечений является более чувствительным способом поиска новых явлений, связанных с топ-кварком. Существует много теоретических моделей, предполагающих особую роль топ-кварка в "новой физике" за пределами СМ, которая может быть обнаружена в результате наблюдения резонансов в спектре эффективных масс $t\bar{t}$ -пар или отклонения распределений топ-кварков по поперечному импульсу p_T или быстрой y от предсказаний СМ. Такие распределения были измерены на Тэватроне [44] и недавно на LHC [45], где более высокая энергия столкновений позволяет охватить значительно более широкий диапазон $m_{t\bar{t}}$. На сегодня, как видно из рис. 4, в области $m_{t\bar{t}} < 2,5$ ТэВ отклонений экспериментальных спектров от спектров, рассчитанных согласно СМ, не наблюдается.

Возможно, связь топ-кварка с "новой физикой" может быть обнаружена при изучении совместного рождения тяжёлых объектов и пары $t\bar{t}$, в первую очередь, на LHC, где доступный фазовый объём значительно больше, чем на Тэватроне. Новые физические модели, такие как суперсимметрия, предсказывают ассоциативное образование таких конечных состояний, например, через ро-

ждение суперсимметричного b -кварка с последующей цепочкой распадов $b \rightarrow t\bar{\chi}_1^-$ и $\bar{\chi}_1^- \rightarrow W^-\bar{\chi}_1^0$ (и зарядово-сопряжённых). В других моделях сечения процессов с конечными состояниями $t\bar{t} + X$ могут быть больше предсказываемых СМ благодаря новым связям (например, шестиразмерным операторам [46]). В экспериментах ATLAS и CMS получены указания на рождение $t\bar{t}$ -пар совместно с b - или c -кварками [47], W - или Z -бозонами [48–51] и парами $b\bar{b}$ [52], а также установлены ограничения на сечения образования системы $t\bar{t}t\bar{t}$ [53–55]. Как видно из рис. 5, все эти результаты хорошо согласуются с предсказаниями СМ.

В лидирующем приближении (Leading Order — LO) КХД не ожидается, что аннигиляция валентных кварков и антикварков в $p\bar{p}$ -взаимодействиях на Тэватроне приводит к преимущественному испусканию t -кварка или $\bar{t}$ -кварка в протонную полусферу по отношению к их испусканию в антипротонную. Но в следующем за лидирующим приближении (Next-to-Leading Order — NLO) интерференция между борновскими LO-диаграммами и петлевыми диаграммами или диаграммами с излучением глюонов в начальном и конечном состояниях при-

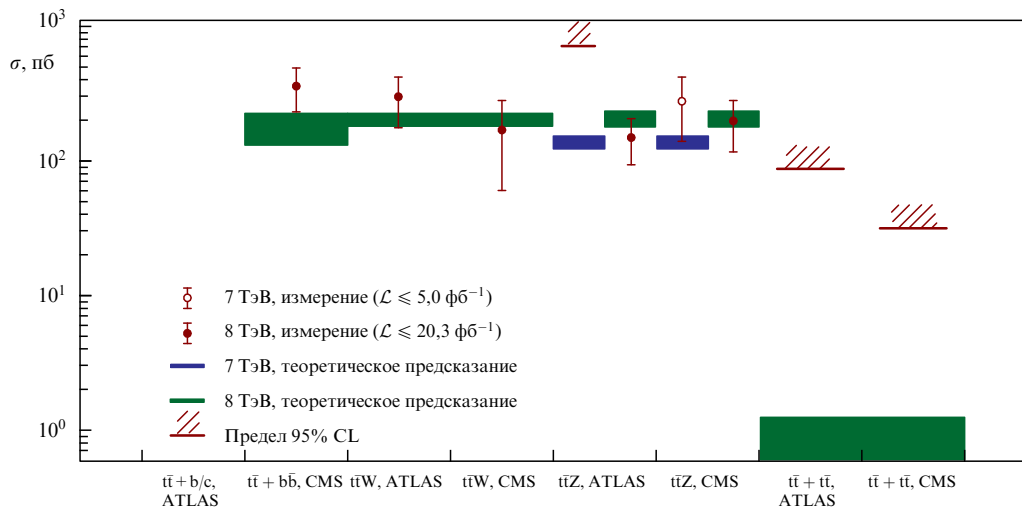


Рис. 5. (В цвете онлайн.) Результаты измерений сечений и пределов сечений совместного образования $t\bar{t}$ -пары с векторными бозонами и парами тяжёлых кварков в экспериментах ATLAS и CMS.

водит к малой асимметрии вперёд–назад:

$$A_{\text{FB}}^{\text{t}\bar{\text{t}}} = \frac{N(\Delta y > 0) - N(\Delta y < 0)}{N(\Delta y > 0) + N(\Delta y < 0)},$$

где $\Delta y = y_{\text{t}} - y_{\bar{\text{t}}}$. В 2011 г. в эксперименте CDF на статистике при интегральной светимости $5,3 \text{ фб}^{-1}$ были выполнены исследования образования топ-кварков с распадом по каналу $l + \text{jets}$, в которых импульсы топ-кварков методом деконволюции были сведены к партонному уровню, и получено $A_{\text{FB}}^{\text{t}\bar{\text{t}}} = 0,158 \pm 0,074$ [56], в то время как предсказание КХД в приближении NLO составляло $\sim 0,06$. Измеренная асимметрия увеличивалась с возрастанием как Δy , так и $m_{\text{t}\bar{\text{t}}}$ в области $m_{\text{t}\bar{\text{t}}} > 450 \text{ ГэВ}$, где разница между экспериментальной и расчётной величинами достигла значимости $3,4\sigma$. В том же 2011 г. аналогичные исследования распадов топ-кварков по каналу $l + \text{jets}$ в эксперименте D0 привели к значению асимметрии $A_{\text{FB}}^{\text{t}\bar{\text{t}}} = 0,092 \pm 0,037$ [57], которое статистически совместимо как с результатом эксперимента CDF, так и с теоретическим предсказанием. Эти ранние результаты стимулировали большое количество теоретических исследований [58] по поиску возможных источников за рамками СМ, таких как рождения аксиглюонов или Z' , которые давали бы дополнительные вклады в асимметрию.

К 2014 г. теоретическая и экспериментальная ситуации прояснились. Полные расчёты в NNLO-приближении дали величину $A_{\text{FB}}^{\text{t}\bar{\text{t}}} = 0,095 \pm 0,007$ [39]. Коллаборации CDF и D0 опубликовали результаты, полученные для канала $l + \text{jets}$ распада t-кварка на полной статистике экспериментов: $A_{\text{FB}}^{\text{t}\bar{\text{t}}} = 0,164 \pm 0,047$ [59] и $A_{\text{FB}}^{\text{t}\bar{\text{t}}} = 0,106 \pm 0,030$ [60] соответственно. На рисунке 6 показаны результаты измерений в обоих экспериментах и расчётов в NNLO-приближении величины $A_{\text{FB}}^{\text{t}\bar{\text{t}}}$ в зависимости от Δy и $m_{\text{t}\bar{\text{t}}}$.

Величина $\text{t}\bar{\text{t}}$ -асимметрии, измеренная в эксперименте D0 для дилептонного канала распада t-кварка, составила $A_{\text{FB}}^{\text{t}\bar{\text{t}}} = 0,175 \pm 0,063$ [61]. Соответствующая лептонная асимметрия

$$A_{\text{FB}}^l = \frac{(N(q_l \eta_l) > 0) - (N(q_l \eta_l) < 0)}{(N(q_l \eta_l) > 0) + (N(q_l \eta_l) < 0)}$$

(где q_l — знак заряда лептона, η_l — его псевдобыстрота), которая была измерена в экспериментах CDF и D0 для

комбинации $l\bar{l}$ - и $l + \text{jets}$ -распадов топ-кварков, составила $A_{\text{FB}}^l = 0,090^{+0,028}_{-0,026}$ [62] и $A_{\text{FB}}^l = 0,047 \pm 0,027$ [63] соответственно. Эти значения следует сравнить с теоретическим предсказанием $A_{\text{FB}}^l = 0,038 \pm 0,003$ [64], полученным в NLO-приближении. Величина асимметрии в разности псевдобыстрот лептонов, измеренная для дилептонного канала распада топ-кварков в обоих экспериментах на Тэватроне, согласуется с результатами расчётов в рамках NLO-приближения в КХД [62, 65].

В целом, величины асимметрий вперёд–назад, измеренные на Тэватроне, находятся в разумном согласии с наиболее точными предсказаниями КХД, хотя результаты эксперимента CDF обычно превышают расчётные значения на $\sim 1,5\sigma$, тогда как результаты D0 согласуются с ними в пределах 1σ .

Симметричное начальное состояние из двух протонов на LHC не позволяет различить переднее и заднее направления. В связи с этим вводится понятие асимметрии

$$A_C = \frac{(N(\Delta|y|) > 0) - (N(\Delta|y|) < 0)}{(N(\Delta|y|) > 0) + (N(\Delta|y|) < 0)},$$

где $\Delta|y| = |y_{\text{t}}| - |y_{\bar{\text{t}}}|$. В NLO-приближении предсказывается величина $A_C \sim 0,01$, что делает её измерение весьма трудной задачей. Текущие предварительные результаты экспериментов ATLAS [66, 67] и CMS [68–70], имеющие погрешность $1\% - 2\%$, не противоречат значению $A_C = 0$.

Так как распад t-кварка, определяемый слабым взаимодействием, происходит гораздо быстрее, чем адронизация, связанная с сильным взаимодействием, направление спина t-кварка может быть определено посредством измерения угловых координат продуктов его распада. Несмотря на то что в СМ ожидается близкая к нулю поляризация t- и $\bar{\text{t}}$ -кварков, корреляции между ориентациями спинов могут быть значительными. В gg -процессах, которые доминируют на LHC, глюоны в основном имеют одинаковые спиральности при малых значениях $m_{\text{t}\bar{\text{t}}}$ и противоположные — при больших. На Тэватроне рождение топ-кварков происходило в основном при противоположных спиральностях кварка и антикварка в начальном состоянии. Таким образом, два коллайдера позволяют получить взаимно дополняющую информацию. Распределения по полярному углу фермионов в конечном состоянии в системе покоя

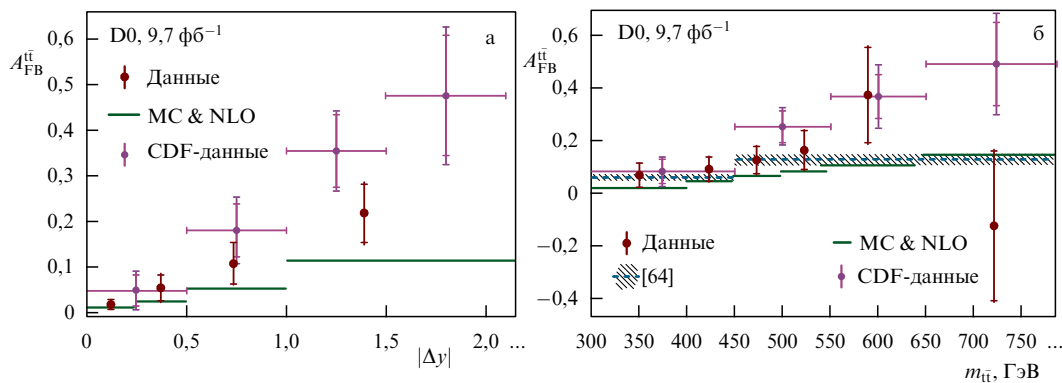


Рис. 6. (В цвете онлайн.) Результаты измерений асимметрии "вперёд–назад" A_{FB} в рождении $\text{t}\bar{\text{t}}$ -пар как функции (а) Δy и (б) $m_{\text{t}\bar{\text{t}}}$ в экспериментах D0 и CDF и их сравнение с теоретическими предсказаниями в приближении NNLO КХД, учитывающими электрослабые поправки в приближении NLO [39].

$t\bar{t}$ -пары могут быть представлены в виде

$$\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{d \cos \theta_1 d \cos \theta_2} = \frac{1}{4} (1 + \alpha_1 P_1 \cos \theta_1 + \alpha_2 P_2 \cos \theta_2 + \alpha_1 \alpha_2 A \cos \theta_1 \cos \theta_2), \quad (1)$$

где θ_i — полярный угол распадного фермиона, P_i — поляризация, α_i — спиновая анализирующая способность для i -й частицы ($i = 1, 2$), A — корреляция спинов в сильных процессах рождения пары $t\bar{t}$. Параметры α_i близки к единице для заряженных лептонов и "нижних" (down-типа) кварков и к 0,31 для "верхних" (up-типа) кварков. Оси квантования спинов выбираются в плоскости рассеяния, поэтому они могут совпадать с направлением пучка, с траекторией вылетающего t -кварка (базис спиральности) или с промежуточной осью, которая выбирается так, чтобы получить максимальное значение ожидаемой корреляции спинов. В случае рождения топ-кварков в gg -процессах распределение разности азимутальных углов между распадными лептонами в дилептонных событиях также несёт информацию о корреляции спинов.

Результат измерения в эксперименте D0 корреляции спинов в базисе пучка с использованием как лептонного, так и полулептонного каналов распада топ-кварков составил $A = 0,85 \pm 0,29$ [71]. Этот результат хорошо согласуется с предсказанием СМ $A = 0,78^{+0,03}_{-0,04}$ [72] и отличается на $3,1\sigma$ от предсказания в соответствии с гипотезой, предполагающей отсутствие корреляций ($A = 0$). Результат эксперимента CDF $A = 0,60 \pm 0,22$ [73], полученный для базиса спиральности, также согласуется с результатами расчёта в рамках КХД. Впервые ненулевые корреляции спинов t - и $\bar{t}$ -кварков наблюдались с использованием как базиса спиральности, так и промежуточного базиса в экспериментах ATLAS [74] и CMS [75] посредством измерения азимутального угла между двумя распадными лептонами в дилептонных событиях, связанных в основном с gg -взаимодействиями. Последующее добавление $l + \text{jets}$ -канала распада топ-кварка позволило в эксперименте ATLAS [76] измерить несколько корреляционных наблюдаемых в разных базисах, которые чувствительны к различным проявлениям "новой физики" в процессах образования $t\bar{t}$ -пар.

В СМ величина нарушающей чётность поляризации в плоскости рассеяния очень близка к нулю, следовательно, наблюдение такой поляризации явилось бы сигналом "новой физики". Реальная величина поляризации зависит от выбора базиса для квантования спина. Обычно используют базис спиральности (направление импульса t -кварка) или базис пучка (направление движения налетающего протона), оба в системе покоя $t\bar{t}$.

В эксперименте D0 в рамках исследований асимметрии вперёд-назад в дилептонном канале [61] была определена величина поляризации в базисе пучка $P = 11,3 \pm 9,3\%$. Недавно коллаборация D0 представила результаты [77] измерения поляризации в полулептонном канале в базисе пучка (спиральности): $P = 7,0 \pm 5,5\%$ ($-10,2 \pm 6,0\%$), а также измерения сохраняющей чётность поляризации, перпендикулярной плоскости рассеяния: $P = 4,0 \pm 3,4\%$. В экспериментах ATLAS и CMS была измерена поляризация при энергии 7 ТэВ в базисе спиральности. В первом из них определены СР-чётные и СР-нечётные поляризации, равные $-0,035 \pm 0,040$ и $0,020 \pm 0,022$ [78] соответственно. Во втором для СР-чётной поляризации получено значение $0,005 \pm 0,021$ [75].

Недавно величина нарушающей чётность поляризации была измерена в одиночном рождении топ-кварка, которое происходит в результате слабых взаимодействий. Она составила $P = 0,82 \pm 0,34$ [79], что согласуется с величиной 0,88, полученной в приближении NLO СМ.

5. Образование одиночного топ-кварка

На адронных коллайдерах топ-кварки в основном образуются парами $t\bar{t}$ в процессах, связанных с сильными взаимодействиями. Именно в таких процессах топ-кварк и был открыт на Тэватроне, и их изучению посвящена большая часть исследований топ-кварка. Но, как впервые было предположено в работе [80], в столкновениях с высокой энергией топ-кварки могут образовываться и поодиночке в двух электрослабых процессах, диаграммы которых показаны на рис. 7. Третий процесс, в котором топ-кварк образуется вместе с W -бозоном, имеет пренебрежимо малое сечение при энергии Теватрона, но в опытах на LHC этот процесс становится важным, что будет обсуждено ниже. Доминирующим является так называемый t -канальный процесс (рис. 7б), идущий через обмен виртуальным W -бозоном в пространственно-подобной области между лёгким кварком (u, d, c, s) и b -кварком. Второй по силе s -канальный процесс (рис. 7а) происходит благодаря обмену виртуальным W -бозоном во времениподобной области с последующим образованием t - и b -кварков.

Сечения образования одиночных топ-кварков на Теватроне составляют 1,12 пб (s -канал) и 2,34 пб (t -канал) [81]. Несколько удивительным оказывается то, что полное сечение рождения одиночного топ-кварка в электрослабых взаимодействиях составляет примерно половину от сечения образования $t\bar{t}$ -пар в сильных взаимодействиях, равного 7,16 пб [38]. Основная причина заключается в том, что эффективная масса продуктов конечного состояния при образовании одиночного топ-кварка составляет примерно половину от эффективной массы при парном рождении, и поэтому во взаимодействующих протоне и антипротоне требуется гораздо больше энергичных кварков и глюонов для образования $t\bar{t}$ -пары. Однако меньшее количество струй и лептонов при одиночном рождении топ-кварка по сравнению с количеством таковых при рождении пары делает регистрацию топ-кварка значительно сложнее из-за больших фонов. Поэтому для открытия образования одиночного кварка в электрослабых взаимодействиях понадобились дополнительно 14 лет и примерно в 50 раз большая интегральная светимость, чем для открытия образования $t\bar{t}$ -пар в сильных взаимодействиях.

О наблюдении рождения одиночного топ-кварка коллаборации CDF и D0 сообщили [82, 83] в 2009 г. после обработки данных, соответствующих интегральной светимости 3 фб^{-1} . Высокий фон, связанный с большим се-

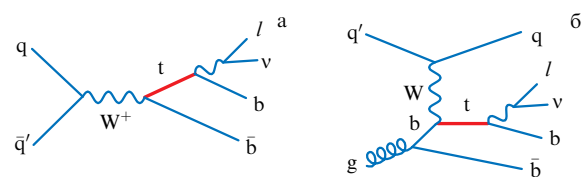


Рис. 7. Диаграммы Фейнмана образования одиночного топ-кварка в s -канальном (а) и t -канальном (б) процессах.

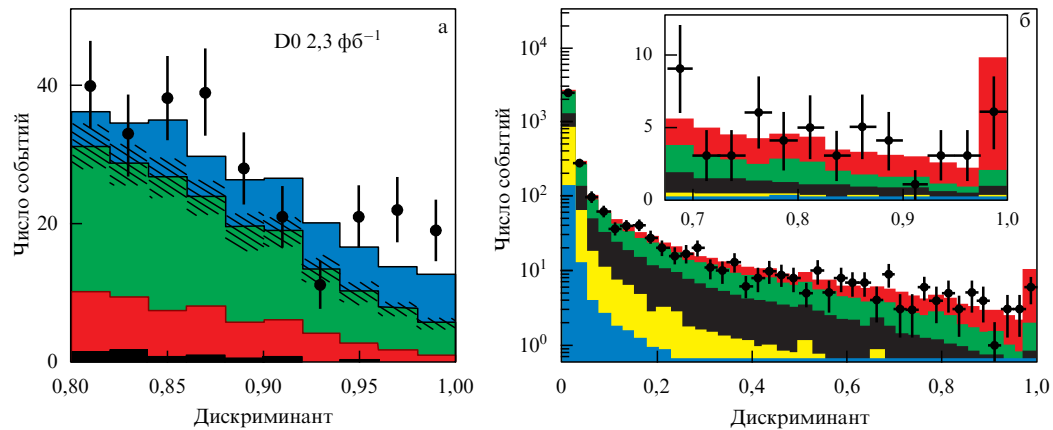


Рис. 8. (В цвете онлайн.) Открытие образования одиночного топ-кварка на Тэватроне. (а) Распределение дискриминанта в эксперименте D0: сигнал от одиночного топ-кварка показан синим цветом, а затенённые области указывают неопределённость в оценке фона. (б) Распределение дискриминанта в эксперименте CDF: виден избыток событий при больших значениях дискриминанта по сравнению с предсказанными фонами (все цвета, кроме красного). Красным цветом обозначен вклад от рождения одиночного топ-кварка.

чением образования W-бозона и адронных струй с топологиями событий, близкими к ожидаемым при рождении топ-кварка, представлял основную проблему. После начальной селекции событий, основанной на "обрезаниях" по кинематическим параметрам, доля сигнальных событий в отобранных составила всего $\approx 5\%$, что гораздо меньше неопределённости в предсказанном уровне фона.

Единственная возможность надёжно установить наличие событий с одиночным топ-кварком заключалась в использовании методов многомерного анализа [84, 85], что позволило объединить несколько десятков параметров события в один дискриминант, обеспечивший хорошее разделение сигнала и фона. Этот дискриминант использует не только различие в распределениях сигнала и фона для каждого параметра, но и корреляции между ними. Многомерные классификаторы прошли "тренировку" на больших объёмах сигнальных и фоновых событий, которые генерировались методом Монте-Карло. На рисунке 8 показаны использованные в экспериментах CDF и D0 для открытия одиночного топ-кварка распределения дискриминанта, в которых события с одиночным топ-кварком сосредоточены в области больших значений дискриминанта.

Открытие образования одиночного топ-кварка позволило не только надёжно установить, что его электрослабое рождение соответствует предсказаниям СМ, но и впервые показать, что многомерный анализ является мощным инструментом для анализа данных в физике частиц. Многие последующие открытия в физике частиц, включая открытие бозона Хиггса, опирались на методы многомерного анализа данных, разработанные для наблюдения образования одиночного топ-кварка на Тэватроне. Они также способствовали созданию новых теоретических инструментов, таких как генераторы событий с одиночным топ-кварком [86].

К окончанию работы Тэватрона каждый из экспериментов набрал статистику, соответствующую интегральной светимости 10 fb^{-1} , что вместе с усовершенствованием методов анализа позволило провести прецизионное изучение образования одиночного топ-кварка, включая независимое наблюдение t-канального и s-канального процессов и измерение их сечений. Для наблюдения s-канального процесса с уровнем достоверности

$6,3\sigma$ потребовалось объединить результаты экспериментов CDF и D0 [87]. На рисунке 9 представлены результаты измерения сечений рождения одиночного топ-кварка на Тэватроне с использованием полной статистики. Они согласуются с предсказаниями СМ.

Сечение образования одиночного топ-кварка в СМ примерно пропорционально квадрату элемента V_{tb} матрицы CKM [11, 12]. Это даёт возможность с учётом погрешности теоретических предсказаний непосредственно определить величину V_{tb} без привлечения предположений о количестве поколений кварков или унитарности матрицы CKM. Значение $V_{tb} = 1,02^{+0,06}_{-0,05}$, полученное в экспериментах на Тэватроне (рис. 10), согласуется с гипотезами об унитарности матрицы CKM и о трёх поколениях кварков [88].

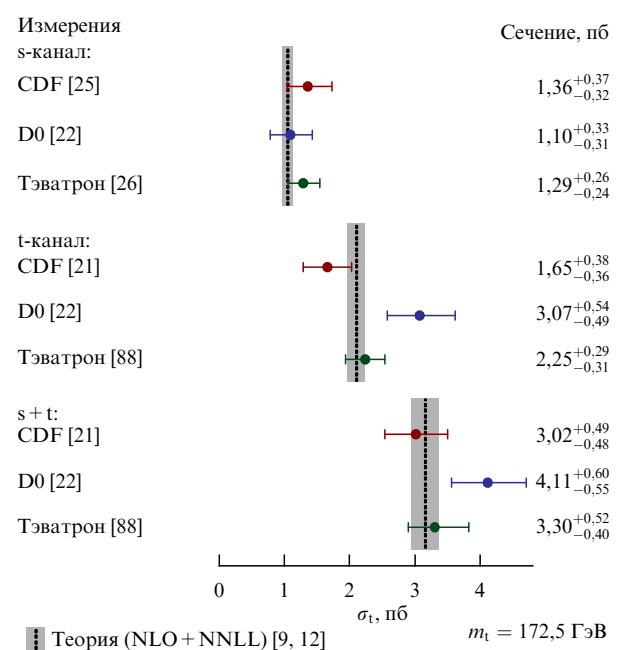


Рис. 9. (В цвете онлайн.) Сводка результатов измерения сечений рождения одиночного топ-кварка, взятая из статьи [88]. Остальные ссылки на публикации на рисунке соответствуют списку литературы статьи [88].

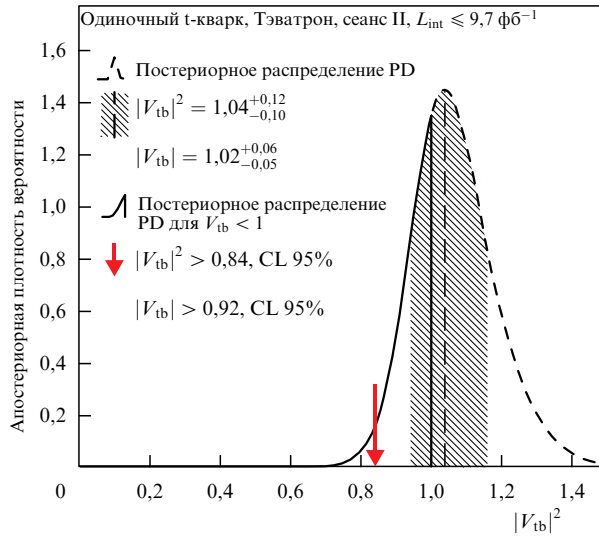


Рис. 10. Распределение постериорной плотности вероятности (PD) как функции $|V_{tb}|^2$ для объединённых результатов экспериментов CDF и D0.

Сечение рождения одиночного топ-кварка в t -канале на ЛНС, равное 90 пб при энергии 8 ТэВ [89], гораздо больше, чем на Тэватроне, что обеспечивает значительно большую статистику событий с одиночным топ-кварком. Интересно, что t -кварков на ЛНС образуется примерно вдвое больше, чем $\bar{t}$ -кварков (на Тэватроне их количество одинаково), что связано с начальным состоянием из двух протонов. Все измеренные на ЛНС при энергиях 7 и 8 ТэВ сечения образования одиночных t - и $\bar{t}$ -кварков и их отношения согласуются с предсказаниями СМ. Расчёты s -канального сечения рождения топ-кварка, выполненные в рамках СМ, дали величину 3,2 пб при энергии 7 ТэВ [90], что лишь немного больше, чем на Тэватроне. Объяснение состоит в том, что s -канальный процесс связан с аннигиляцией кварка и антикварка (см. рис. 7), а антикварки в прр-столкновениях могут быть только "морскими". Так как уровень фона для процессов с рождением одиночного топ-кварка быстро увеличивается с возрастанием энергии, s -канальное образование топ-кварка пока не удалось наблюдать на ЛНС. Топ-кварки могут рождаться не только в s - и t -каналах, но и совместно с W -бозоном в так называемом tW -канале (рис. 11). Сечение такого процесса при энергии 8 ТэВ составляет, согласно расчётам, 22 пб [91]. Несмотря на весьма значительную величину сечения, его непросто измерить из-за большого фона, обусловленного парным рождением топ-кварков. В эксперименте CMS с использованием методов многомерного анализа набранных при энергии 8 ТэВ данных, соответствующих интегральной светимости 12 фб⁻¹, удалось обнаружить совместное рождение топ-кварка и W -бозона с уровнем значимости $6,1\sigma$, завершив, таким образом, наблюдение всех процессов лидирующего порядка с образованием одиночного топ-кварка [92].

6. Масса топ-кварка

6.1. Прямые измерения

Прямое определение массы топ-кварка m_t по измеренным кинематическим характеристикам продуктов его

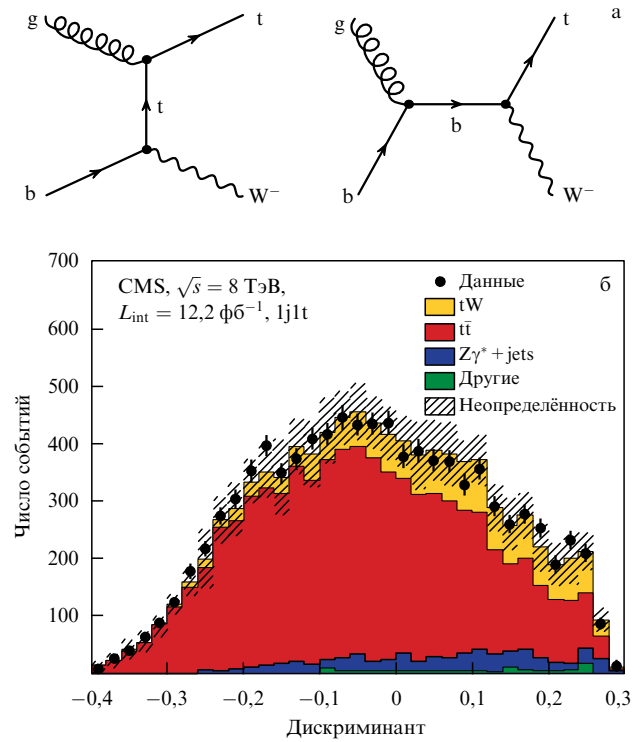


Рис. 11. (В цвете онлайн.) (а) Диаграммы Фейнмана лидирующего порядка для совместного рождения топ-кварка и W -бозона. (б) Наблюдение совместного рождения пары tW в эксперименте CMS.

распада было проведено коллаборациями ATLAS, CDF, CMS и D0 несколькими различными способами, которые можно сгруппировать в следующие три категории.

- В *методе шаблона* ("template" method) используются распределения плотности вероятности (PD) связанных с массой топ-кварка кинематических наблюдаемых, которые называются шаблонами. Примером таких наблюдаемых может служить инвариантная масса трёх струй от распада $t \rightarrow q\bar{q}'b$. Для получения шаблонов используются результаты моделирования событий методом Монте-Карло (МК), причём параметрами сигнальных шаблонов являются m_t и, возможно, другие величины, например коэффициенты коррекции энергии струй. Чувствительность к m_t определяется из сравнения экспериментальных распределений для выбранных наблюдаемых с шаблонами, например, посредством фитирования распределений методом максимума правдоподобия.

- В *методе матричного элемента* вычисляется ab initio PD P_{evt} наблюдения данного события в предположении рождения топ-кварка (P_{sig}) или фонового процесса (P_{bkg}) как функция m_t и, возможно, других параметров. Очевидно, что $P_{\text{evt}} = fP_{\text{sig}} + (1-f)P_{\text{bkg}}$, где f — доля сигнальных событий, определяемая из данных. P_{sig} и P_{bkg} выражаются через соответствующие матричные элементы (МЭ) M_{sig} и M_{bkg} с учётом экспериментальных разрешений для струй и лептонов. Матричные элементы вычисляются как суммы по всем вкладам соответствующего порядка. Как правило, в вычислениях учитываются все возможные комбинации струя — партон, взвешенные в зависимости от их согласованности с информацией от системы мечения b -кварков. Чувствительность метода к массе топ-кварка определяется вычислением

Таблица 2. Сводка последних результатов* измерения m_t

Эксперимент	Канал	Метод**	Энергия, ТэВ	$\int L dt$, фб ⁻¹	$m_t \pm (\text{стат.}) \pm (\text{сист.})$, ГэВ	Погрешность, %	Литература
ATLAS	$ll \& l + j$	МШ	7	4,7	$172,99 \pm 0,48 \pm 0,78$	0,53	[94]
	Single t	МШ	8	20,3	$172,2 \pm 0,7 \pm 2,0$	1,2	[95]
	All jets	МШ	7	4,7	$175,1 \pm 1,4 \pm 1,2$	1,1	[96]
CDF	ll	МШ	1,96	9,1	$170,80 \pm 1,83 \pm 2,69$	1,90	[97]
	$l + \text{jets}$	МШ	1,96	8,7	$172,85 \pm 0,71 \pm 0,85$	0,64	[98]
	All jets	МШ	1,96	9,3	$175,07 \pm 1,19 \pm 1,56$	1,12	[99]
	$E_T + j$	МШ	1,96	8,7	$173,93 \pm 1,64 \pm 0,87$	1,07	[100]
CMS	ll	МШ	8	19,7	$172,3 \pm 0,3 \pm 1,3$	0,7	[101]
	$l + \text{jets}$	МИ	8	19,7	$172,04 \pm 0,19 \pm 0,75$	0,45	[102]
	All jets	МИ	8	18,2	$172,08 \pm 0,27 \pm 0,86$	0,52	[103]
D0	ll	МШ	1,96	9,7	$173,32 \pm 1,36 \pm 0,85$	0,93	[104]
	$l + \text{jets}$	ММЭ	1,96	9,7	$174,98 \pm 0,41 \pm 0,63$	0,43	[105]

* Приведены только наиболее точные измерения в указанных каналах для каждого эксперимента. Канал $ll \& l + j$ относится к комбинации результатов в каналах лептон+лептон (ll) и лептон+струя ($l + \text{jets}$). Канал "single t" относится к событиям, сопровождающимся образованием одиночного топ-кварка. Канал $E_T + j$ соответствует событиям $l + \text{jets}$, в которых заряженный лептон в установке не зарегистрирован.

** МШ — метод шаблона, МИ — метод идеограммы, ММЭ — метод матричного элемента.

P_{evt} как функции m_t и максимизацией комбинированного правдоподобия для всех событий.

• Метод идеограммы может рассматриваться как приближённый метод матричного элемента, поскольку в нём значения PD также вычисляются пособытийно в предположении рождения $t\bar{t}$ -пары или фонового процесса. P_{sig} , в отличие от таковой в методе матричного элемента, вычисляется посредством фитирования кинематических характеристик продуктов распада топ-кварка его брейт-вигнеровским резонансом с учётом соответствующих экспериментальных разрешений. Все возможные комбинации струя – партон обычно взвешиваются с учётом их согласованности с информацией о мечении событий с b-кварками и в зависимости от величины отрицательного логарифма χ^2 , полученного в результате фитирования кинематических характеристик продуктов распада, и затем суммируются. Чувствительность метода к m_t определяется максимизацией комбинированного правдоподобия для всех событий.

Преимущество метода шаблона состоит в том, что он является интуитивно понятным и действительно прямым в том смысле, что не требует никакой дополнительной калибровки в процессе анализа данных, поскольку шаблоны рассчитываются непосредственно из моделированных методом Монте-Карло событий. Именно метод шаблона использовался для оценки массы топ-кварка в статьях [1, 2], сообщивших о его открытии.

Преимущество метода матричного элемента состоит в том, что, согласно лемме Неймана – Пирсона [93], он обеспечивает наименьшую возможную статистическую погрешность, поскольку в нём анализируются полные 4-векторы объектов в конечном состоянии в предположении фундаментальных сигнальных и фоновых гипотез. Метод МЭ обеспечивает также более точную оценку систематических погрешностей, так как в нём оценивается их воздействие на конечный результат в рамках конкретной модели, описываемой с помощью квадратов модулей матричных элементов для сигнала и фона, $|M_{\text{sig}}|^2$ и $|M_{\text{bkg}}|^2$, с учётом экспериментальных разрешений. Недостатком метода МЭ являются высокие требования к вычислительным ресурсам. Метод идеограммы

требует значительно меньшего вычислительного времени, что является его преимуществом.

В таблице 2 и на рис. 12 приведены результаты последних наиболее точных прямых измерений массы топ-кварка коллаборациями ATLAS, CDF, CMS и D0. Ниже рассмотрены три типичных примера измерения m_t , в которых использовались описанные выше методы.

Недавно в эксперименте ATLAS была измерена величина m_t для дилептонного канала распада топ-кварка на статистике pp-столкновений с энергией 7 ТэВ, соответствующей интегральной светимости 4,7 фб⁻¹ [94]. Анализ данных опирался на метод шаблона для наблюдаемой $m_{b\ell}$, которая определяется как средняя инвариантная масса заряженного лептона $l^\pm$ и b-кварка, образу-

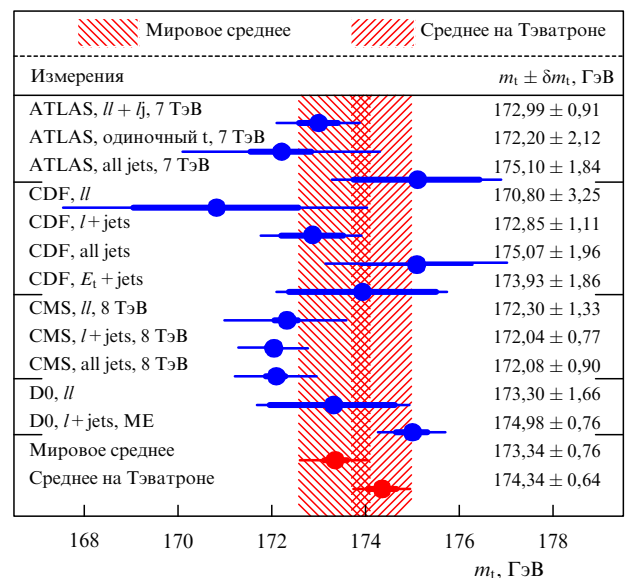


Рис. 12. Сводка результатов последних прямых измерений массы топ-кварка m_t . Для каждого канала приведены только наиболее точные измерения в данном эксперименте. Жирные линии показывают статистические ошибки, тонкие линии и δm_t представляют полные погрешности. Ссылки на измерения см. в табл. 2.

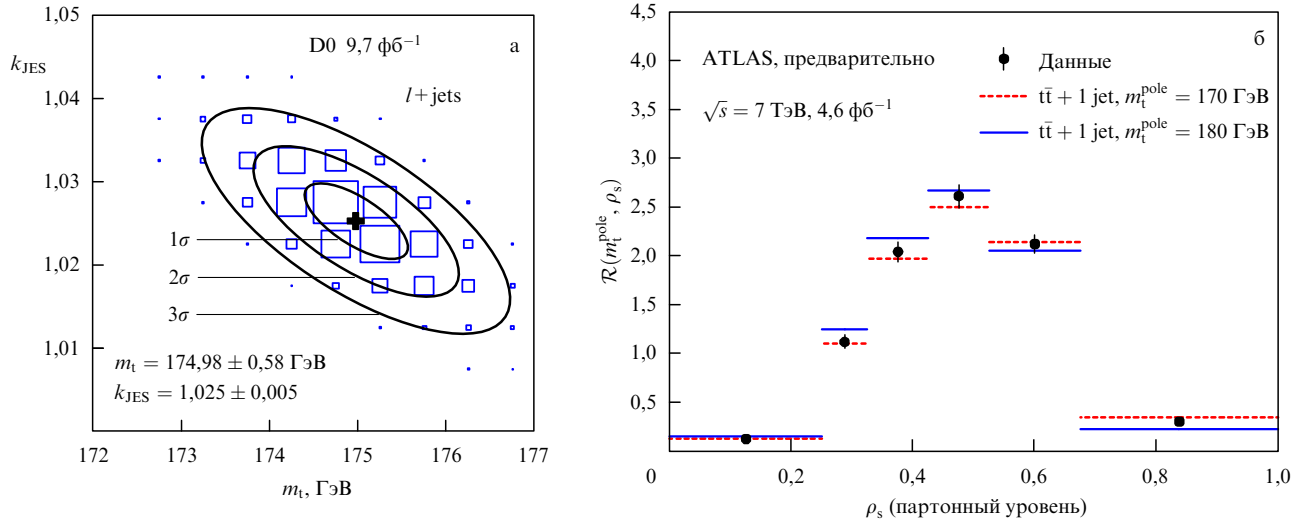


Рис. 13. (а) Двумерное распределение величины правдоподобия в координатах (m_t, k_{JES}) для наиболее точного измерения массы m_t [105]. Контуры равной вероятности, полученные в результате фитирования, показаны сплошными линиями. Максимум отмечен крестом. Измеренные значения приведены со статистическими погрешностями, в которых погрешности от k_{JES} учтены в погрешности m_t . (б) Распределение $\mathcal{R} = (1/\sigma_{t\bar{t}+1\text{jet}}) d\sigma_{t\bar{t}+1\text{jet}}/d\rho_s$ на партонном уровне для наиболее точного измерения m_t^{pole} [127]. Пунктирная и сплошная линии соответствуют предсказаниям СМ для $m_t^{\text{pole}} = 170$ и 180 ГэВ соответственно. Показаны только статистические погрешности.

щихся в распадах $t \rightarrow W(l^+ \nu) b$ и $\bar{t} \rightarrow W(l^- \bar{\nu}) \bar{b}$. Показано, что эта наблюдаемая меньше подвержена влиянию систематических погрешностей, чем другие [106]. Получен результат $m_t = 173,79 \pm 0,54(\text{стат.}) \pm 1,30(\text{сист.})$ ГэВ.

Измерение m_t в канале $l + \text{jets}$ на набранной при энергии pp-столкновений 8 ТэВ статистике, соответствующей интегральной светимости $19,7 \text{ фб}^{-1}$, было проведено в эксперименте CMS [102]. Анализ данных основывался на методе идеограммы. Как и в большинстве методов анализа измерений m_t в каналах $l + \text{jets}$ и all jets , производилась *in situ* калибровка коэффициента k_{JES} , корректирующего энергии струй (JES — Jet Energy Scale), посредством приведения инвариантной массы системы двух струй, относящихся к распаду $W \rightarrow q'\bar{q}$, к величине $m_W = 80,4$ ГэВ [107]. Получен результат $m_t = 172,04 \pm 0,19(\text{стат.}) \pm 0,75(\text{сист.})$ ГэВ.

Наиболее точное на настоящий момент измерение m_t в одном эксперименте выполнено коллаборацией D0 с использованием данных с $l + \text{jets}$ в конечном состоянии на полной статистике эксперимента, соответствующей интегральной светимости $9,7 \text{ фб}^{-1}$ [105, 108]. Для анализа данных использовался усовершенствованный метод матричного элемента [109], требующий всего 1 % вычислительного времени от необходимого ранее [110]. Это дало возможность значительно уменьшить общую погрешность результата по сравнению с таковой предыдущего измерения [110] благодаря усовершенствованию методов оценки доминирующих ошибок, связанных с моделированием $t\bar{t}$ -событий и отклика детектора. На рисунке 13а представлен результат одновременного фитирования данных по m_t и коэффициенту k_{JES} с использованием массы W-бозона в качестве дополнительного ограничения. Масса топ-кварка была оценена как $m_t = 174,98 \pm 0,41(\text{стат.}) \pm 0,63(\text{сист.})$ ГэВ.

Впервые мировое среднее массы топ-кварка было получено в 2014 г. с использованием программного пакета BLUE (Best Linear Unbiased Estimator) [111, 112]. При этом учитывались корреляции между всеми систематическими погрешностями измерений в разных экспериментах [10]. Результат оказался следующим: $m_t =$

$= 173,34 \pm 0,27(\text{стат.}) \pm 0,71(\text{сист.})$ ГэВ, что соответствует относительной погрешности 0,44 %. Однако многие из последних измерений, приведённых в табл. 2, не учитывались при получении этого результата, и можно ожидать его значительного улучшения при следующем определении мирового среднего массы топ-кварка.

Наиболее точное на настоящий момент значение массы топ-кварка получено посредством объединения результатов всех прямых измерений m_t в экспериментах CDF и D0, приведённых в табл. 2 (кроме результата [104]) и в работе [113], с использованием пакета BLUE и с учётом корреляций систематических погрешностей: $m_t = 174,34 \pm 0,37(\text{стат.}) \pm 0,52(\text{сист.})$ ГэВ, что соответствует относительной погрешности 0,37 %.

6.2. Непрямые измерения

Физическая масса свободной частицы с 4-импульсом p обычно определяется через полюс её пропагатора $1/[p^2 - (m^{\text{pole}})^2]$. Вследствие конфайнмента кварки не могут существовать как свободные частицы, и вышеприведённое выражение становится неопределённым в пределах $\Lambda_{\text{QCD}} \approx 0,2$ ГэВ [114–116]. Альтернативное определение массы m_t^{MS} дано в схеме перенормировок, называемой модифицированной схемой минимальных вычитаний [117]. Величину m_t^{MS} часто называют "бегущей массой" $m_t(\mu_R)$, что связано с идеей включения логарифмических поправок, обусловленных "мягкими" КХД-процессами, в явную зависимость от масштаба перенормировки μ_R , что приводит к лучшему численному схождению пертурбативных предсказаний. Предложены и другие определения массы [118, 119].

Все прямые измерения величины m_t основаны на использовании генераторов событий рождения топ-кварка методом Монте-Карло, в которые входит параметр массы m_t^{MC} , что приводит к зависимости измеренной m_t от теоретической модели, описывающей образование ливней кварков и глюонов в конечном состоянии, а также последующие процессы адронизации. Эта зависимость является источником систематической погрешности порядка Λ_{QCD} [120], которая учитывается в результатах

измерений. Численное значение массы m_t зависит от её определения. Например, в приближении NNLO СМ различие между m_t^{pole} и m_t^{MS} составляет ~ 10 ГэВ. Определение m_t^{MC} в самых современных МС-генераторах не включает в себя поправки, связанные с процессами образования партонных ливней или адронизации, и, таким образом, приблизительно соответствует величине m_t^{pole} с неопределённостью до 1 ГэВ [119, 120].

Первые не прямые измерения величины m_t , в которых удалось избежать неопределённости между m_t^{MC} и m_t^{pole} , были выполнены в экспериментах CDF [121] и D0 [122] в 2008 г. на статистике, соответствующей интегральной светимости 1,2 и 0,9 fb^{-1} соответственно. Масса топ-кварка определялась из сопоставления экспериментальных данных по сечениям парного образования топ-кварков $\sigma_{t\bar{t}}$ с распадами на ll (CDF) и $l + \text{jets}$ (D0) с предсказаниями СМ (коллорабация CDF использовала приближение NLO [123], а коллорабация D0 — NNLO [38]). Значения массы составили $m_t^{\text{pole}} = 178_{-10}^{+11}$ ГэВ в эксперименте CDF и $m_t^{\text{pole}} = 170 \pm 7$ ГэВ в эксперименте D0.

Наиболее точное (с погрешностью 2,6 ГэВ) определение m_t^{pole} в одном эксперименте было выполнено коллорабацией ATLAS благодаря малой (4 %) погрешности в измерении $\sigma_{t\bar{t}}$ с распадом топ-кварков по каналу $e\mu$ при энергии pp -столкновений 7 и 8 ТэВ [124] и новым вычислениям $\sigma_{t\bar{t}}(m_t^{\text{pole}})$ [38] в приближении NNLO с поправками NNLL (Next-to-Next-to-Leading Logarithmic), которые существенно уменьшают неопределённость расчётов. Аналогичные измерения m_t^{pole} были проведены в эксперименте CMS с погрешностью 2,9 ГэВ [125].

Недавно коллорабация ATLAS применила новый подход [126] к измерению m_t^{pole} с использованием зависимости сечения $\sigma_{t\bar{t}+1\text{jet}}$ совместного образования $t\bar{t}$ -пары и "жесткой" струи [127] как функции обратной инвариантной массы системы $t\bar{t} + 1\text{jet}$ $\rho_s \propto 1/\sqrt{s_{t\bar{t}+1\text{jet}}}$ и достигла точности измерения 2,2 ГэВ величины m_t^{pole} .

На рисунке 13б нормированное распределение величины $1/\sigma_{t\bar{t}+1\text{jet}}(d\sigma_{t\bar{t}+1\text{jet}}/d\rho_s)$, полученное путём деконволюции, приводится в сравнении с результатами вычислений в приближении NLO [126] в зависимости от m_t^{pole} . Сводка последних измерений величины m_t^{pole} представлена в табл. 3.

7. Свойства топ-кварка

В отличие от массы топ-кварка, другие его свойства предсказываются СМ с высокой точностью. Так как время жизни топ-кварка много меньше, чем время, требуемое для адронизации, его свойства могут быть измерены непосредственно и, как правило, с меньшими неопределённостями, чем свойства других кварков, характеристики которых определяются посредством изучения их связанных состояний. Разница между измеренными свойствами и предсказаниями СМ даёт возможность провести прецизионные тесты "новой физики" за пределами СМ.

7.1. Время жизни топ-кварка

Время жизни τ и соответствующая резонансная ширина $\Gamma = \hbar/\tau$ — одни из основных характеристик любой частицы. Ввиду большой массы топ-кварка можно ожидать малого значения его времени жизни τ_t . СМ предсказывает $\Gamma_t = 1,32$ ГэВ [128] с неопределённостью около 1 %, или $\tau_t = 4,99 \times 10^{-25}$ с. Столь короткое время жизни невозможно оценить, измеряя пробег частицы от момента её рождения до момента её распада, как это было сделано, например, для В-мезонов. Тем не менее такая попытка была предпринята коллорабацией CDF, и было найдено, что $\tau_t < 2 \times 10^{-13}$ с [129].

Другая возможность, возникающая в случае сильных распадов частиц, заключается в непосредственном измерении ширины Γ их массового спектра. Для того чтобы можно было использовать этот метод, разрешение экспериментальной установки по массе должно быть лучше, чем ожидаемая ширина. К сожалению, все эксперименты на Тэватроне и LHC имеют разрешение по массе хуже, чем величина Γ_t , предсказанная СМ. Наиболее точные измерения ширины Γ_t топ-кварка были проведены коллорабацией CDF [130] с использованием интегральной светимости 8,7 fb^{-1} : получено $1,10 < \Gamma_t < 4,05$ ГэВ, что соответствует $1,6 \times 10^{-25} < \tau_t < 6,0 \times 10^{-25}$ с на уровне достоверности 68 %, в согласии с предсказанием СМ.

В работе [131] коллорабацией D0 использован косвенный метод определения Γ_t . Полагалось, что ширина $\Gamma(t \rightarrow Wb)$ пропорциональна измеренному сечению оди-

Таблица 3. Сводка последних результатов измерения полюсной массы топ-кварка m_t^{pole}

Эксперимент	Канал*	Сечение	Энергия, ТэВ	$\int L dt, \text{fb}^{-1}$	$m_t, \text{ГэВ}$	Погрешность**, %	Литература	
							Эксперимент	Теория
ATLAS	$e\mu$	$\sigma_{t\bar{t}}$	7	4,6	$171,4_{-2,6}^{+2,6}$	1,5	[123]	[37]
	$e\mu$	$\sigma_{t\bar{t}}$	8	20,3	$174,1_{-2,6}^{+2,6}$	1,5	[123]	[37]
	$l + \text{jets}$	$\sigma_{t\bar{t}+1\text{jet}}$	7	4,6	$173,7_{-2,1}^{+2,3}$	1,3	[126]	[125]
CDF	ll	$\sigma_{t\bar{t}}$	1,96	1,2	$178,3_{-9,9}^{+10,9}$	6,1	[120]	[122]
CMS	ll	$\sigma_{t\bar{t}}$	7	2,3	$176,7_{-2,8}^{+3,0}$	1,7	[124]	[37]
D0	$ll \& l + j$	$\sigma_{t\bar{t}}$	1,96	9,7	$169,4_{-3,8}^{+3,6}$	2,1	[40]	[37]

* Канал, обозначенный как $ll \& l + j$, относится к комбинации результатов в каналах ll и $l + \text{jets}$.

** Погрешности получены квадратичным суммированием полной экспериментальной и теоретической погрешностей.

ночного рождения t -кварка в t -канале и коэффициент пропорциональности равен отношению

$$\frac{\Gamma(t \rightarrow Wb)_{\text{SM}}}{\sigma(t\text{-канал})_{\text{SM}}}$$

согласно предсказанию СМ. Тогда ширина находится из отношения $\Gamma_t = \Gamma(t \rightarrow Wb)/\text{Br}(t \rightarrow Wb)$, где $\text{Br}(t \rightarrow Wb)$ — вероятность распада $t \rightarrow Wb$. С использованием экспериментальных значений $\sigma(t\text{-канал}) = 2,90 \pm 0,59$ пб [132] и $\text{Br}(t \rightarrow Wb) = 0,90 \pm 0,04$ [133], а также предсказаний СМ $\Gamma(t \rightarrow Wb) = 1,33$ ГэВ [107] и $\sigma(t\text{-канал}) = 2,14 \pm 0,18$ пб [81] было получено $\Gamma_t = 2,00^{+0,47}_{-0,43}$ ГэВ, $\tau_t = 3,29^{+0,90}_{-0,63} \times 10^{-25}$ с. Применяя аналогичный метод оценки Γ_t , коллаборация CMS [134] с параметрами из работ [107, 134–136] получила величину $\Gamma_t = 1,36 \pm 0,02(\text{стат.})^{+0,14}_{-0,11}(\text{сист.})$ ГэВ, которая хорошо согласуется с предсказанием СМ.

7.2. Разность масс t - и $\bar{t}$ -кварков

СРТ-теорема, основанная на общих принципах локальной релятивистской квантовой теории поля, предсказывает, что свойства частиц и античастиц должны быть одинаковы после инверсии пространственных координат и времени. В частности, должны быть равны между собой массы частиц и античастиц. Хотя СРТ-симметрия строго сохраняется в СМ, некоторые расширения СМ разрешают нарушение СРТ-инвариантности [137–139]. Наилучшие ограничения на разность масс частиц и античастиц были получены для системы $K^0 - \bar{K}^0$:

$$\frac{m_{K^0} - m_{\bar{K}^0}}{m_{K^0}} < 0,6 \times 10^{-18}$$

при уровне достоверности (confidence level — CL) 90 % [107], но некоторые расширения СМ разрешают кваркам с различными ароматами иметь весьма разные СРТ-инвариантные связи. Измерения разности масс t - и $\bar{t}$ -кварков (табл. 4) находятся в хорошем согласии с СРТ-инвариантностью. Для идентификации t - и $\bar{t}$ -кварков использовался знак заряда лептона от распада W -бозона, образующегося в процессе $t \rightarrow Wb$.

Таблица 4. Разности масс t - и $\bar{t}$ -кварков, измеренные в экспериментах на Тэватроне и LHC

Эксперимент	$m_t - m_{\bar{t}}$, ГэВ	Литература
D0	$0,8 \pm 1,8(\text{стат.}) \pm 0,5(\text{сист.})$	[140]
CDF	$-1,95 \pm 1,11(\text{стат.}) \pm 0,59(\text{сист.})$	[141]
CMS	$-0,44 \pm 0,46(\text{стат.}) \pm 0,27(\text{сист.})$	[142]
ATLAS	$0,67 \pm 0,61(\text{стат.}) \pm 0,41(\text{сист.})$	[143]

7.3. Электрический заряд топ-кварка

В СМ топ-кварк имеет электрический заряд $+(2/3)e$ и распадается на W^+ и кварк с зарядом $-(1/3)e$ (преимущественно b -кварк). Но в одном из расширений СМ [144, 145] существует экзотический кварк четвертого поколения с массой ≈ 170 ГэВ и зарядом $-(4/3)e$, распадающийся на W^-b , в то время как масса топ-кварка СМ ожидается более 230 ГэВ. Первое ограничение на существование топ-кварка с зарядом $-(4/3)e$ было получено коллаборацией D0 [146] в 2007 г. Недавно коллаборация D0 сообщила [147] о результатах анализа 286 полностью реконструированных $t\bar{t}$ -пар в канале распада $l + \text{jets}$. Данные анализа, показанные на рис. 14а, позволяют исключить существование экзотического топ-кварка с зарядом $-(4/3)e$ со значимостью более 5σ и установить верхнее ограничение на его примесь в событиях с образованием топ-кварков на уровне 0,46 при CL 95 %.

Коллаборация CDF также выполнила анализ событий с распадом топ-кварка на $l + \text{jets}$ [148]. Заряд Q_W W -бозона определялся по заряду распадного лептона. Заряд Q_{jet} адронной струи, связанной с распадом топ-кварка, восстанавливался с помощью специального алгоритма. Отрицательное значение произведения $Q_W Q_{\text{jet}}$ соответствует распаду $t\bar{t}$ -пар СМ, в то время как его положительное значение связано с распадом экзотических $t\bar{t}$ -пар. Результаты, показанные на рис. 14б, исключают существование экзотического кварка с зарядом $-(4/3)e$ и массой около 170 ГэВ на уровне достоверности 99 %.

Наиболее строгое ограничение на существование экзотического кварка с зарядом $-(4/3)e$ и массой около

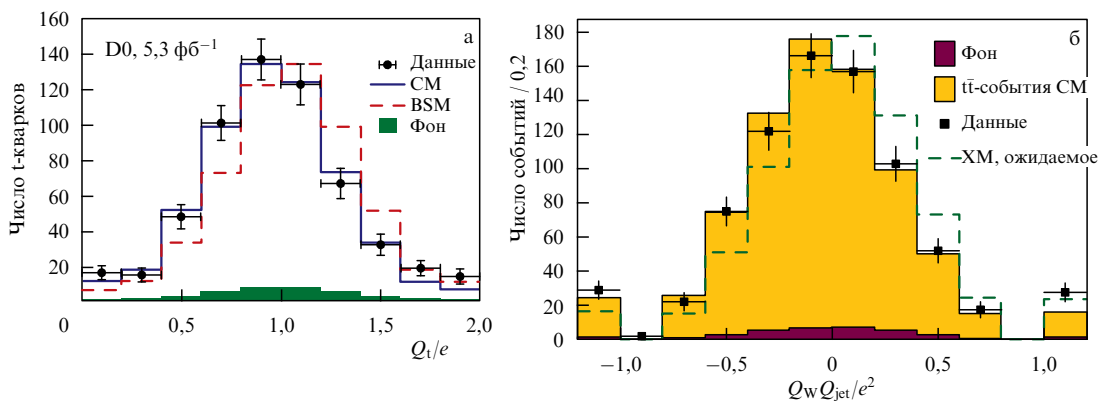


Рис. 14. (В цвете онлайн.) (а) Экспериментальные и теоретические (СМ и BSM) распределения событий по заряду Q_t для $t\bar{t}$ -кандидатов. Вклад фона представлен зелёной гистограммой. (Из работы [147].) (б) Распределение событий по величине произведения заряда W -бозона Q_W на заряд струи Q_{jet} , измеренное в эксперименте CDF. Затенённые гистограммы показывают предсказания СМ для сигнала и фона. Штриховая линия — ожидаемое распределение для экзотической модели (ХМ) [144, 145]. СМ-подобные кандидаты группируются в отрицательной области оси абсцисс, в то время как ХМ-подобные кандидаты смещены в положительную область. Крайние бины гистограмм соответствуют случаям $Q_{\text{jet}} = \pm 1$.

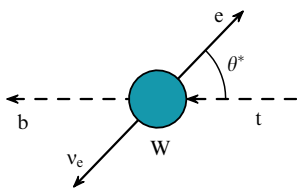


Рис. 15. К определению угла θ^* .

Таблица 5. Результаты эксперимента ATLAS по измерению заряда тор-кварка Q_t

Канал	Q_t/e
$e + \text{jets}$	$0,63 \pm 0,04(\text{стат.}) \pm 0,11(\text{сист.})$
$\mu + \text{jets}$	$0,65 \pm 0,03(\text{стат.}) \pm 0,12(\text{сист.})$
Комбинация каналов	$0,64 \pm 0,02(\text{стат.}) \pm 0,08(\text{сист.})$

170 ГэВ получено в эксперименте ATLAS [149]. Результаты для e - и μ -каналов, представленные в табл. 5, хорошо согласуются между собой и совпадают с предсказанием СМ $(2/3)e$ в пределах ошибок измерений. Они исключают существование экзотического кварка модели [144] со значимостью более 8σ . Эта модель также противоречит результатам по рождению одиночного тор-кварка [150, 151].

7.4. Поляризация W-бозона в распадах тор-кварка

Спиральность W-бозона в распадах тор-кварка может принимать значения $+1$, -1 или 0 , соответствуя правосторонней, левосторонней или продольной поляризации. Доли событий с разной поляризацией в распаде $t \rightarrow Wb$ обозначаются как f_+ , f_- и f_0 соответственно. Величины f могут быть найдены посредством измерения распределения событий по $\cos \theta^*$ [152], где θ^* — угол между импульсом заряженного лептона и обратным импульсом t-кварка в системе покоя W-бозона

Таблица 6. Результаты измерений фракций f спиральности

Эксперименты	f	Результаты	Литература
D0 + CDF	f_0	$0,722 \pm 0,081(\pm 0,062(\text{стат.}) \pm 0,52(\text{сист.}))$	[154]
	f_+	$-0,033 \pm 0,046(\pm 0,034(\text{стат.}) \pm 0,31(\text{сист.}))$	
CDF	f_0	$0,726 \pm 0,066(\text{стат.}) \pm 0,067(\text{сист.})$	[155]
	f_+	$-0,045 \pm 0,044(\text{стат.}) \pm 0,058(\text{сист.})$	
ATLAS	f_0	$0,67 \pm 0,07$	[156]
	f_-	$0,32 \pm 0,04$	
	f_+	$0,01 \pm 0,05$	
CMS	f_0	$0,720 \pm 0,039(\text{стат.}) \pm 0,037(\text{сист.})$	[157]
	f_-	$0,298 \pm 0,028(\text{стат.}) \pm 0,032(\text{сист.})$	
	f_+	$-0,018 \pm 0,019(\text{стат.}) \pm 0,011(\text{сист.})$	

(рис. 15):

$$\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{d\cos\theta^*} = \frac{3}{4}(1 - \cos^2\theta^*)f_0 + \frac{3}{8}(1 - \cos\theta^*)^2f_- + \frac{3}{8}(1 + \cos\theta^*)^2f_+.$$

Стандартная модель предсказывает [153] следующие значения: $f_0 = 0,687 \pm 0,005$, $f_- = 0,3117 \pm 0,005$ и $f_+ = 0,0017 \pm 0,0001$. Их отклонения от экспериментальных величин указывали бы на существование "новой физики" за пределами СМ.

Экспериментальные результаты, которые представлены в табл. 6 и на рис. 16, согласуются между собой и с предсказаниями СМ, а также с V–A-структурой Wtb-вершины.

7.5. V_{tb} -элемент матрицы Кабиббо–Кобаяси–Маскавы

В СМ унитарная 3×3 -матрица СКМ [11, 12] описывает смешивание кварков. Измерение элемента $|V_{tb}|$ этой

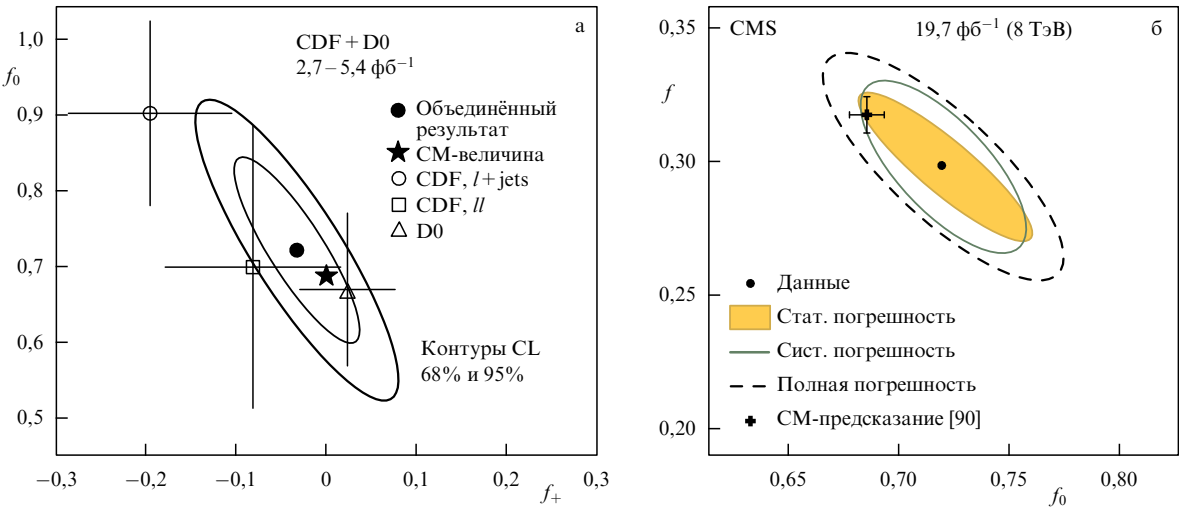


Рис. 16. (а) Контуры постоянного значения χ^2 , полученные усреднением данных [154] по измерению спиральности на Тэватроне с использованием значения массы тор-кварка 172,5 ГэВ. Эллипсы показывают контуры уровней достоверности 68 % и 95 %, тёмный кружок — наилучший результат фитирования, а звезда — предсказание СМ. (б) Сравнение предсказаний СМ [153] с результатами [157] эксперимента CMS по измерению левосторонней и продольной фракций спиральности W-бозона в событиях мюон + струи и электрон + струи, показанными как контуры уровня достоверности 68 % для статистических, систематических и полных погрешностей.

Таблица 7. Результаты измерений отношения R и элемента $|V_{tb}|$ матрицы СКМ в событиях с образованием $t\bar{t}$ -пар

Эксперимент	R	$ V_{tb} $	Нижний предел при CL 95 %	Литература
D0	$0,90 \pm 0,04$	$0,95 \pm 0,02$		[133]
CDF	$0,87 \pm 0,07$	$0,93 \pm 0,04$	$> 0,85$	[159]
CDF	$0,94 \pm 0,09$	$0,97 \pm 0,05$	$> 0,89$	[160]
CMS	$1,014 \pm 0,032$	—	$> 0,975$	[134]

матрицы основано на соотношении

$$R = \frac{\text{Br}(t \rightarrow Wb)}{\sum_q \text{Br}(t \rightarrow Wq)} = \frac{|V_{tb}|^2}{\sum_q |V_{tq}|^2},$$

где q — любой из кварков нижнего типа. Из условия унитарности матрицы $\sum_q |V_{tq}|^2 = 1$ следует $R = |V_{tb}|^2$. Глобальное фитирование параметров СМ даёт $|V_{tb}| = 0,999146^{+0,000021}_{-0,000046}$ [107]. Экспериментальное отклонение от этой величины было бы указанием на существование "новой физики", например на существование четвёртого поколения кварков [158].

Результаты измерения параметра R представлены в табл. 7. Для анализа были отобраны $t\bar{t}$ -события с распадами топ-кварков на $l + \text{jets}$ и на ll в работе [133], на $l + \text{jets}$ в работе [159] и на ll в работах [134, 160]. При ограничении $R \leq 1$ нижний предел $|V_{tb}|$ становится равным 0,955 [134]. Все результаты согласуются с предсказаниями СМ.

Величина $|V_{tb}|$ может быть также получена с использованием сечения одиночного рождения топ-кварка без предположения о трёх поколениях кварков или унитарности матрицы СКМ, как обсуждалось в разделе 5.

8. Роль топ-кварка в Стандартной модели

Топ-кварк, являющийся партнёром b -кварка по слабому изоспину, играет важную роль как в самой СМ, так и в её предсказаниях для экспериментов. В разделах 8.1–8.4 кратко рассмотрено несколько аспектов СМ как квантовой теории, в которых топ-кварк играет особую роль, связанную с устранением киральных аномалий, нейтральными токами с изменением аромата и механизмом GIM, большой величиной константы связи Юкавы топ-кварка и согласованностью механизма Хиггса спонтанного нарушения электрослабой симметрии [161–165], а также с большой величиной квантовых поправок к электрослабым наблюдаемым.

8.1. Самосоогласованность Стандартной модели: киральные аномалии

Топ-кварк необходим для самосоогласованности СМ как калибровочной квантовой теории поля. В СМ фермионы (лептоны и кварки) объединены в три поколения, образующие левые дублеты и правые синглеты по отношению к слабому изоспину $I_f^{L,R}$

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L, e_R^-; \quad \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, u_R, d_R, \\ I_f^{L,R} = \pm \frac{1}{2}, 0; \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L, \mu_R^-; \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, c_R, s_R, \\ \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L, \tau_R^-; \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L, t_R, b_R,$$

где для любого фермионного поля f левые и правые киральные компоненты определяются как

$$f_{L,R} = \frac{1}{2} (1 \mp \gamma_5) f.$$

Для того чтобы корректно воспроизвести электромагнитное и слабое взаимодействия, калибровочная группа электрослабой части СМ выбирается в виде

$$SU_L(2) \otimes U_Y(1), \quad (2)$$

где $SU_L(2)$ — группа слабого изоспина (слабый изоспин является аналогом обычного изоспина, введённого Гейзенбергом для описания протона и нейтрона), а $U_Y(1)$ — группа слабого гиперзаряда. Гиперзаряды полей левосторонних и правосторонних лептонов и кварков выбираются так, чтобы электрический заряд равнялся известным измеренным величинам:

$$Q_f = (T_3^f)_L + \frac{Y_L^f}{2}, \quad Q_f = (T_3^f)_R + \frac{Y_R^f}{2}, \quad (3)$$

где $(T_3^f)_{R,L}$ — проекции изоспина, равные $+1/2$ для "верхних" фермионов, $-1/2$ для "нижних" левых и 0 для "нижних" правых фермионов, $Y_{L,R}^f$ — соответствующие слабые гиперзаряды фермионов. Эти выражения известны как формулы Гелл-Мана–Нисиджимы. Соотношения для генераторов группы гарантируют, что после спонтанного нарушения калибровочной симметрии $SU_L(2) \otimes U_Y(1)$ симметрия сводится к ненарушенной электромагнитной группе $U_{em}(1)$.

Ввиду киральной структуры СМ существует опасность возникновения проблемы "киральной" аномалии. В общем случае аномалии в теории поля соответствуют ситуации, в которой некая симметрия существует на уровне классического лагранжиана, но нарушается на уровне квантовых петлевых поправок. Действительно, после квантования СМ оказывается, что левые и правые фермионные токи, сохраняющиеся на классическом уровне, не сохраняются для индивидуальных лептонов или кварков на квантовом уровне из-за вкладов, связанных с треугольными петлями, показанными на рис. 17.

Если аномалия не исчезает, то теория перестаёт быть калибровочно-инвариантной и становится неприемлемой. (Однако в случае свободных от аномалий фундаментальных теорий, таких как квантовая электродинамика (КЭД), можно рассмотреть некоторые токи, например, псевдоскалярные токи, образованные из пар фермионов, которые подчиняются некоей глобальной симметрии на классическом уровне в дополнение к локальным калибровочным симметриям фундаментальной теории. Аномалии в таких токах не приводят к проблемам. Более того, такой тип аномалий может иметь важные физические следствия, например, при распаде

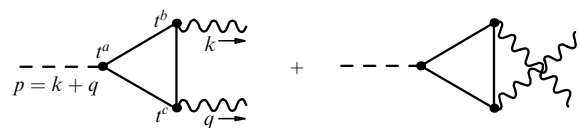


Рис. 17. Петлевые вклады, приводящие к аксиальным аномалиям. p, q, k — 4-импульсы, t^a, t^b, t^c — обобщённые обозначения для генераторов калибровочных групп в вершине взаимодействия соответствующего калибровочного бозона с фермионом в петле.

π^0 -мезона на два фотона.) В СМ вклады, которые дают фермионы с левой и правой киральностями, имеют противоположные знаки, поэтому аномалия пропорциональна разности следов генераторов групп фермионов с левой и правой киральностями:

$$Anomaly \sim \text{Tr}[t^a \{t^b t^c\}]_L - \text{Tr}[t^a \{t^b t^c\}]_R, \quad (4)$$

где квадратными и фигурными скобками обозначены соответственно коммутаторы и антикоммутаторы.

В теориях, подобных КЭД или КХД, в лагранжианах отсутствуют матрицы γ_5 , поэтому вклады от левых и правых киральностей взаимно компенсируются, т.е. аномалия равна нулю, и теории отлично работают.

В электрослабой части СМ левые и правые фермионы взаимодействуют с калибровочными бозонами группы $U_Y(1)$ с различными гиперзарядами и только левые компоненты взаимодействуют с калибровочными бозонами из $SU_L(2)$. Поэтому *a priori* не очевидно, что киральные аномалии исчезают. Но, для того чтобы СМ являлась действительно правильной квантовой теорией, требуется отсутствие аномалий.

Не вдаваясь в подробности (см. [166–168]), можно убедиться в том, что все киральные аномалии в СМ исчезают в каждом поколении фермионов вследствие одновременного вклада кварков и лептонов с левыми и правыми киральностями. В частности, исчезновение аномалий в каждом поколении происходит потому, что сумма электрических зарядов лептонов равна по модулю сумме зарядов кварков, но противоположна ей по знаку. Для этого число цветов N_c должно быть равно трём. Подчеркнём, что исчезновение аномалий в третьем поколении требует наличия топ-кварка с зарядом $Q_t = +2/3$, что и обеспечивает требуемое сокращение: $(Q_t + Q_b)N_c + Q_\tau = 0$.

8.2. Нейтральные токи с изменением аромата и механизм Глэшоу–Илиопулоса–Майани

Базовым принципом при построении лагранжиана СМ является калибровочная инвариантность, позволяющая рассматривать описывающие юкавское взаимодействие кварков с полем Хиггса калибровочно-инвариантные члены только двух типов, содержащие в общем случае смешивание верхних и нижних кварковых полей из разных поколений:

$$L_{\text{Yukawa}} = -\Gamma_d^{ij} \bar{Q}_L^i \Phi d_R'^j - \Gamma_u^{ij} \bar{Q}_L^i \Phi^C u_R'^j + \text{h.c.}, \quad (5)$$

где Γ_u^{ij} , Γ_d^{ij} — обобщённые коэффициенты смешивания для верхних и для нижних кварковых полей соответственно, Q_L' — дублет левых кварков,

$$Q_L' = \begin{pmatrix} u' \\ d' \end{pmatrix}_L,$$

штрихом отмечены кварковые состояния до преобразования к собственным массовым состояниям, *h.c.* — эрмитово сопряжённые члены, а дублет поля Хиггса Φ и сопряжённый ему дублет Φ^C в унитарной калибровке имеют вид

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v+h \end{pmatrix}, \quad \Phi^C = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} v+h \\ 0 \end{pmatrix},$$

где $v = 246$ ГэВ — значение вакуумного среднего поля Хиггса, h — скалярный бозон Хиггса. После спонтанного нарушения симметрии лагранжиан (5) принимает вид

$$L_{\text{Yukawa}} = -h[M_d^{ij} \bar{d}_L^i d_R^j + M_u^{ij} \bar{u}_L^i u_R^j + \text{h.c.}] \left(1 + \frac{h}{v}\right),$$

где $M_{d,u}^{ij} = \Gamma_{d,u}^{ij} v / \sqrt{2}$ — матрицы смешивания масс нижних и верхних кварков. Для получения физических состояний, т.е. состояний с определённой массой, необходимо диагонализировать матрицы для верхних и нижних кварков. Это можно сделать с помощью унитарных преобразований в пространстве ароматов для верхних и нижних, левых и правых кварковых полей всех типов:

$$d_{Li}' = (U_L^d)_{ij} d_{Lj}, \quad d_{Ri}' = (U_R^d)_{ij} d_{Rj},$$

$$u_{Li}' = (U_L^u)_{ij} u_{Lj}, \quad u_{Ri}' = (U_R^u)_{ij} u_{Rj}.$$

После таких преобразований приведённый выше лагранжиан юкавского взаимодействия будет содержать дираковские массовые члены для кварков, а их взаимодействия с бозоном Хиггса пропорционально массам фермионов:

$$L_{\text{Yukawa}} = - \sum_{i=1}^3 [m_d^i \bar{d}^i d^i + m_u^i \bar{u}^i u^i] \left(1 + \frac{h}{v}\right), \quad (6)$$

где $i = 1, 2, 3$ соответствует трём поколениям ароматов, в частности m_u^3 соответствует массе топ-кварка m_t .

Напомним, что в СМ все взаимодействия фермионов с векторными калибровочными полями следуют из принципа калибровочной инвариантности и выражаются через произведения калибровочных полей с нейтральными и заряженными токами, содержащими фермионы одного поколения. Таким образом, приведённые выше унитарные преобразования ($U^\dagger U = 1$) не изменяют нейтральных токов. В результате в низшем порядке СМ нейтральные токи с изменением аромата (Flavor Changing Neutral Currents — FCNC) отсутствуют.

Однако заряженные токи

$$J_C^\mu \sim \bar{u}_L' \gamma^\mu d_L' + \text{h.c.}$$

содержат кварки, преобразуемые разными унитарными матрицами для верхних и нижних кварков,

$$u' \rightarrow (U_L^u) u, \quad d' \rightarrow (U_L^d) d.$$

Таким образом, после унитарных преобразований для заряженного тока получается выражение

$$J_C^\mu \sim (U_L^u)^\dagger U_L^d \bar{u}_L \gamma^\mu d_L.$$

Матрица смешивания СКМ [11, 12],

$$V_{\text{СКМ}} = (U_L^u)^\dagger U_L^d,$$

$$V_{\text{СКМ}} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix}, \quad (7)$$

является унитарной, так как она получена перемножением унитарных матриц. Однако это верно лишь потому, что в третьем поколении существует топ-кварк.

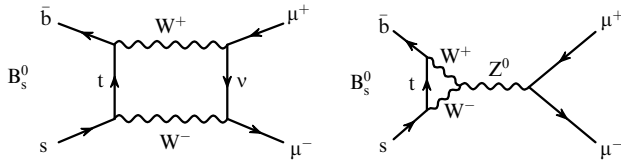


Рис. 18. Петлевые диаграммы "коробка" и "пингвин", дающие вклад в редкий распад $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$.

Унитарность позволяет наложить на элементы матрицы ограничения, такие как

$$\sum_{k=1}^3 V_{ik}^\dagger V_{kj} = \delta_{ij}.$$

Одним из следствий этих унитарных ограничений является механизм GIM, изначально сформулированный для случая двух поколений [7], но очевидным образом распространяемый на три поколения. Механизм GIM позволяет объяснить подавление FCNC в высших порядках теории возмущений в СМ. Как было объяснено выше, FCNC отсутствуют в низшем порядке. Однако в высших порядках FCNC возникают при одновременном излучении двух (реальных или виртуальных) W^+ - и W^- -бозонов, кварковым током. Например, нарушающий аромат переход $b \rightarrow s$ пропорционален

$$V_{su}^\dagger V_{ub} S(p, m_u) + V_{sc}^\dagger V_{cb} S(p, m_c) + V_{st}^\dagger V_{tb} S(p, m_t),$$

где $S(p, m_{u,c,t})$ — пропагатор соответствующего верхнего кварка с импульсом p . Видно, что в случае равных масс кварков перед током появится множитель

$$V_{su}^\dagger V_{ub} + V_{sc}^\dagger V_{cb} + V_{st}^\dagger V_{tb},$$

равный нулю вследствие унитарности. Это точное GIM-сокращение. Если массы не равны, что в действительности имеет место, то FCNC не будут равны нулю, что приведёт к определённым предсказаниям различных явлений в физике каонов, D- и B-мезонов, таких как осцилляции, редкие распады и т.д. Примером является очень редкий распад B_s -мезона на пару мюонов $\mu^+ \mu^-$. Вследствие отсутствия FCNC на древесном уровне лидирующими являются диаграммы Фейнмана "коробка" и "пингвин" (рис. 18). В этом случае диаграммы с виртуальным топ-кварком доминируют, определяя вероятность распада $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$, равную в СМ $(3,66 \pm 0,23) \times 10^{-9}$ [169], что хорошо согласуется с результатами экспериментов LHCb [170] и CMS [171].

Подчеркнём ещё раз, что механизм GIM работает для трёх поколений только благодаря существованию топ-кварка.

8.3. Коэффициент юкавского взаимодействия топ-кварка и согласованность Стандартной модели на больших масштабах

Как следует из лагранжиана (6), коэффициент юкавского взаимодействия топ-кварка с бозоном Хиггса пропорционален массе топ-кварка:

$$L_{t-h} = -\frac{m_t}{v} \bar{t} t h. \quad (8)$$

То есть взаимодействие велико, поскольку топ-кварк имеет большую массу. Коэффициент

$$y_t = \frac{\sqrt{2}m_t}{v} \quad (9)$$

примерно равен единице, что существенно влияет на величину хиггсовского потенциала, с которым он связан через поправки высших порядков.

В СМ, как и в любой квантовой теории поля, все массы и константы связи благодаря квантовым поправкам становятся "бегущими". В частности, константа взаимодействия поля Хиггса λ получает поправки от петель с топ-кварком, бозоном Хиггса и электрослабыми калибровочными бозонами. В результате эволюции, в соответствии с ренормгруппой, λ становится функцией масштаба энергии μ . Анализ поведения "бегущей" константы связи в настоящее время проводится в приближении NNLO СМ [172–174].

Поскольку константа взаимодействия бозона Хиггса является "бегущей", поведение потенциала Хиггса может существенно меняться при больших энергиях. Так как эффективный потенциал Хиггса пропорционален $\lambda(\mu)$ при больших μ или, что эквивалентно, при больших значениях поля Хиггса, могут возникнуть различные ситуации. Если "бегущая" константа $\lambda(\mu)$ положительна для всех энергий вплоть до планковских, то теория абсолютно стабильна. Если при каких-то больших значениях μ константа $\lambda(\mu)$ становится отрицательной, то потенциал убывает с возрастанием μ , приводя к нестабильной теории. Если $\lambda(\mu)$ может принимать значения, при которых для некоторой энергии появляется второй минимум потенциала, то теория будет метастабильной из-за возможных туннельных эффектов.

Условие существования второго минимума при некоторой энергии μ_0 — равенство нулю производной функции $\lambda(\mu)$ или, что эквивалентно, равенство нулю функции β в точке μ_0 :

$$\beta(\mu) = \frac{d\lambda(\mu)}{d \ln \mu} \Big|_{\mu=\mu_0} = 0. \quad (10)$$

Если значение потенциала в новом минимуме μ_0 меньше вакуумного значения потенциала на электрослабом масштабе, то теория метастабильна. Граница между случаями стабильности и метастабильности соответствует ситуации, когда оба минимальных значения потенциала равны между собой. Этот минимум всегда можно выбрать равным нулю, смещая потенциал на постоянную величину. Последнее эквивалентно условию

$$\lambda(\mu_0) = 0. \quad (11)$$

Значение энергии, при которой выполняются условия (10) и (11), называется критической точкой $\mu_0 = M_{\text{crit}}$.

Так как наибольшие петлевые поправки к эволюции $\lambda(\mu)$ пропорциональны различным степеням коэффициента юкавского взаимодействия топ-кварка y_t , точное измерение массы топ-кварка особенно важно. Результаты анализа в приближении NNLO показаны на рис. 19 [174]. Видно, что с учётом погрешностей второй минимум и критическая точка могут иметь место даже на планковском масштабе. Но для этого масса топ-кварка должна быть примерно равна 171,3 ГэВ. Если m_t больше, то "бегущая" константа взаимодействия поля Хиггса проходит через нуль при меньшем значении μ . В частности, при

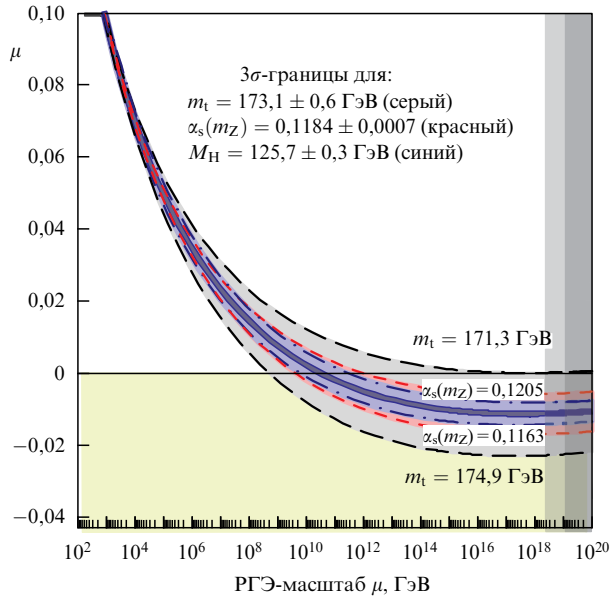


Рис. 19. (В цвете онлайн.) Ренормгрупповая эволюция (РГЭ) "бегущей" константы самодействия поля Хиггса λ . Полосы соответствуют варьированию m_t , M_H и α_s на $\pm 3\sigma$ [174].

массе топ-кварка, близкой к измеренному значению $m_t = 173,1 \pm 0,6$ ГэВ, "бегущая" константа становится отрицательной уже при энергии $\mu \sim 10^{10}$ ГэВ.

Из соотношения между массой бозона Хиггса и константой самодействия $M_H^2 = 2\lambda v^2$ можно получить ограничение на массу бозона Хиггса, считая критическую точку равной масштабу Планка [174]:

$$M_H [\text{ГэВ}] > 129,4 + 1,4 \left(\frac{m_t [\text{ГэВ}] - 173,1}{0,7} \right) - 0,5 \left(\frac{\alpha_s(m_Z) - 0,1184}{0,0007} \right) \pm 1,0_{\text{th}}, \quad (12)$$

где $\alpha_s(m_Z)$ — бегущая константа связи КХД, взятая при массе Z-бозона m_Z , и $1,0_{\text{th}}$ ГэВ — оценка теоретической неопределённости всех петлевых расчётов. Складывая квадраты теоретической и экспериментальной погрешностей значений m_t и α_s , можно получить величину $M_H > 129,4 \pm 1,8$ ГэВ. Таким образом, из проведённого анализа следует, что стабильность вакуума в СМ при энергиях вплоть до значений, равных планковским, исключена при $M_H < 126$ ГэВ на уровне достоверности 98 %.

Решив систему критических уравнений (10) и (11), можно найти границы областей стабильности, метастабильности и нестабильности [174–176]. Результат из работы [174] показан на рис. 20. Область, соответствующая текущим измеренным значениям и погрешностям $\alpha_s(m_Z)$, m_t и M_H , находится в области метастабильности, но близка к границе с областью стабильности. Оценка времени жизни такого метастабильного вакуума приводит к выводу, что это время намного превосходит нынешний возраст Вселенной.

Значимость утверждения об исключении СМ как правильной квантовой теории поля до энергий планковского масштаба при измеренных на данный момент значениях массы топ-кварка и бозона Хиггса составляет пока только два стандартных отклонения, и, таким образом, нельзя полностью отбросить гипотезу о том,

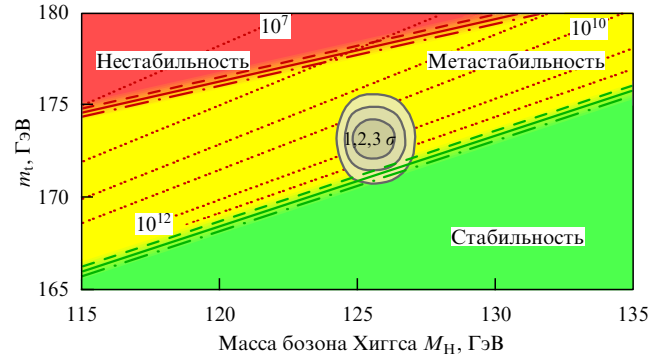


Рис. 20. Области стабильности, метастабильности и нестабильности вакуума СМ в плоскости $m_t - M_H$ вблизи экспериментально разрешённой области значений M_H и m_t с уровнями достоверности 1σ , 2σ и 3σ . Граничные линии соответствуют значению $\alpha_s(m_Z) = 0,1184 \pm 0,0007$ [174].

что СМ всё же справедлива на масштабах вплоть до планковского. Это позволяет рассматривать сценарии, в которых бозон Хиггса СМ действует как инфлатон [177, 178]. Очевидно, требуется большая точность измерения массы топ-кварка на ЛНС и, конечно, на будущих e^-e^+ -коллайдерах. Но когда погрешность измерения массы топ-кварка станет значительно меньше величины ~ 1 ГэВ, возникнет очень важный вопрос о том, насколько измеренная масса имеет хорошо определённый теоретический смысл (см. раздел 6). Отметим также, что вклады, обусловленные возможной "новой физикой", могут быть очень важны для разграничения областей стабильности, метастабильности или нестабильности электрослабого вакуума [179].

Большое значение массы топ-кварка и, соответственно, большой коэффициент юкавского взаимодействия приводят к возможной проблеме в СМ, называемой "проблемой натуральности" или "проблемой иерархий". Петлевые поправки к массе бозона Хиггса, показанные на рис. 21, имеют в лидирующем порядке следующий вид:

$$\delta M_H^2 = \frac{3G_F}{4\sqrt{2}\pi^2} (2m_W^2 + m_Z^2 + M_H^2 - 4m_t^2) \Lambda^2 \approx -(0,2\Lambda)^2, \quad (13)$$

где параметр обрезания Λ представляет собой масштаб возможной "новой физики". Основной вклад в поправки даёт петля с топ-кварком.

Проблема состоит в том, что поправка (13) столь сильно (квадратично) зависит от масштаба Λ . Если Λ очень велик, порядка планковского масштаба или пусть даже несколько меньшего (скажем, $\sim 10^{10}$ ГэВ), то масса бозона Хиггса ~ 100 ГэВ становится очень неестественной. Такая зависимость является специфическим свойством скалярного бозона Хиггса. Квадратичная зависи-

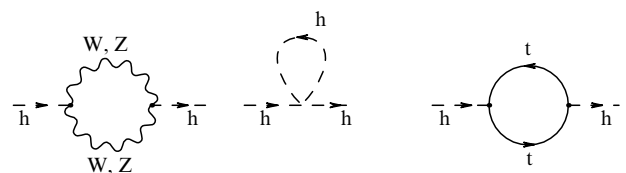


Рис. 21. Петлевые диаграммы, описывающие вклад в поправку к массе бозона Хиггса.

мость от масштаба возможной "новой физики" для других частиц СМ запрещена симметриями: калибровочной — для бозонов и киральной — для фермионов.

Однако в СМ нет симметрии, которая помогла бы в случае скалярного бозона Хиггса. Если потребовать, чтобы поправка к массе бозона Хиггса не превышала величины его массы, $\delta M_H < M_H$, то верхняя граница энергии Λ окажется немного ниже 1 ТэВ (проблема "малой иерархии"). Как известно, никаких частиц "новой физики" при этой энергии пока не обнаружено. Однако, вследствие того что основной вклад в поправку к массе бозона Хиггса даёт петля с топ-кварком, можно ожидать существования довольно лёгких партнёров топ-кварка, таких как стоп-кварки в моделях суперсимметрии, дающих дополнительный вклад в петлевые поправки, который может сократить квадратичную зависимость t-кварковых петель от Λ [180–183].

8.4. Квантовые поправки

к электрослабым наблюдаемым

Ввиду большой массы топ-кварка, казалось бы, можно полагать, что петлевые поправки от такой тяжёлой частицы будут подавлены. Действительно, в таких теориях, как КЭД и КХД, петлевые поправки от топ-кварка намного меньше, чем от лёгких кварков. Однако это не так в электрослабой части СМ. В разделе 8.3 показано, что вследствие большой величины константы юкавского взаимодействия петли с топ-кварком очень важны. Например, основной канал рождения бозона Хиггса на Тэватроне и ЛНС — gg -слияние — идёт в основном через треугольную диаграмму с топ-кварком.

Напомним, что в СМ массы электрослабых калибровочных бозонов $W^\pm$ и Z появляются благодаря хиггсовскому механизму спонтанного нарушения симметрии и продольные компоненты полей массивных векторных бозонов происходят от соответствующих голдстоуновских бозонов. В унитарной калибровке бозоны Голдстоуна, как говорят, "поедаются" продольными модами. Петлевые поправки к электрослабым наблюдаемым вычисляются в ковариантных калибровках, в которых присутствуют вершины взаимодействия голдстоуновских бозонов с кварками. Эти вершины содержат члены, пропорциональные массам фермионов, и поэтому петли с топ-кварками дают наибольший вклад. Например, петлевая поправка к массе W -бозона квадратично зависит от массы топ-кварка и лишь логарифмически — от массы бозона Хиггса (рис. 22). Как известно, анализ этих поправок ещё до открытия на ЛНС бозона Хиггса привёл к важным ограничениям на его массу [184], установленным посредством сравнения (рис. 23) измеренных масс m_t и m_W с результатами вычислений. Эти ограничения позволили определить область, в которой впоследствии и был открыт бозон Хиггса на ЛНС [185, 186].

График в координатах $m_W - m_t$, показывающий результат глобального фитирования прецизионных элект-

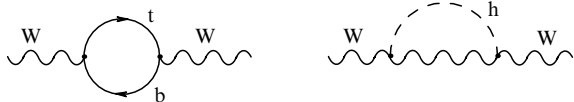


Рис. 22. Петлевые поправки к массе W -бозона, содержащие вклады от топ-кварка и бозона Хиггса.

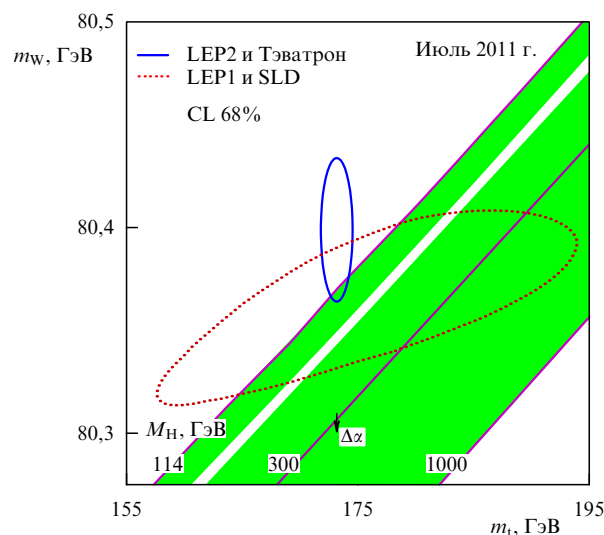


Рис. 23. (В цвете онлайн.) Зависимость массы W -бозона от массы топ-кварка при различных значениях массы бозона Хиггса и ограничения на возможную массу бозона Хиггса до его открытия. Область около 160 ГэВ, показанная светлой полосой, была исключена экспериментами на Тэватроне.

рослабых измерений предсказаниями СМ на уровне петель [17], представлен на рис. 24. Узкие синие и более широкие серые области, разрешённые на уровне 1σ и 2σ , соответствуют вычислениям с учётом и без учёта измеренных значений массы бозона Хиггса. В вычислениях не использовались экспериментальные ограничения на массы m_W и m_t . Разрешённые области хорошо согласуются с вертикальными и горизонтальными полосами шириной $\pm\sigma$, соответствующими результатам прямых измерений m_t и m_W .

Существует много других случаев, в которых петлевые поправки, обусловленные топ-кварком, велики, например парциальная ширина распада Z -бозона на пару $b\bar{b}$ -кварков или процесс редкого распада B_s -мезона на пару мюонов (см. раздел 8.2).

9. Топ-кварк как окно в "новую физику"

Топ-кварк является самой тяжёлой частицей в СМ, что позволяет предположить его особую роль в нарушении электрослабой симметрии (см. раздел 8). Он также играет центральную роль во многих сценариях расширения СМ (Beyond the Standard Model — BSM), что позволяет использовать события одиночного или парного рождения топ-кварков для поисков новых частиц и явлений, не предсказываемых СМ. В разделах 9.1–9.5 дан обзор экспериментальных результатов использования топ-кварка как окна в "новую физику".

9.1. Поиск совместного рождения $t\bar{t}$ -пар с бозоном Хиггса

В СМ коэффициент y_t юкавского взаимодействия топ-кварка равен единице с точностью 1 %, если массу топ-кварка считать равной среднмировой величине $m_t = 173,34 \pm 0,76$ ГэВ [10]. Значительное отклонение измеренного значения y_t от предсказанной СМ величины $y_t \approx 1$ было бы чётким указанием на явления за рамками СМ. После недавнего открытия бозона Хиггса стало очень важным прямое измерение y_t в процессах совмест-

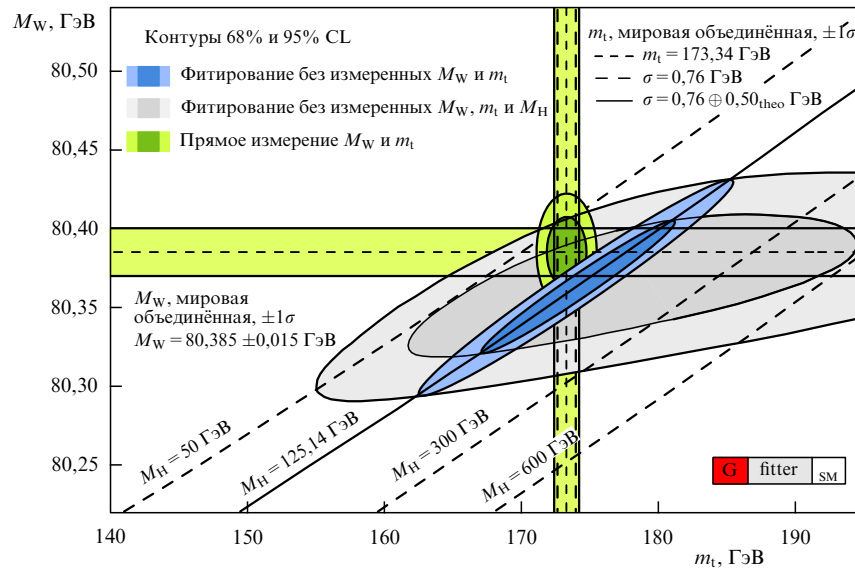


Рис. 24. (В цвете онлайн.) Двумерная диаграмма значений масс W-бозона и топ-кварка, полученных посредством глобального фитирования прецизионных данных по электрослабым взаимодействиям без учёта (серый цвет) и с учётом (синий цвет) результатов измерений массы бозона Хиггса. Для сравнения приведены диапазоны $\pm 1\sigma$ прямых измерений масс (горизонтальная и вертикальная полосы).

ного рождения бозона Хиггса и пары $t\bar{t}$, где бозон Хиггса может быть идентифицирован по распадам $H \rightarrow b\bar{b}$, $H \rightarrow \gamma\gamma$, $H \rightarrow WW$ или $H \rightarrow ZZ$.

Первый поиск образования системы $t\bar{t}H(b\bar{b})$ на адронном коллайдере был выполнен в 2009 г. коллаборацией D0 с использованием статистики, соответствующей интегральной светимости $\mathcal{L} = 2,1 \text{ фб}^{-1}$ [187]. Наилучшее наблюдаемое (ожидаемое) ограничение на рождение этой системы на Тэватроне было получено коллаборацией CDF на статистике, соответствующей $\mathcal{L} = 9,4 \text{ фб}^{-1}$ [188]. Это ограничение составило $\mu < 17,6(12,4)$ в единицах предсказанного СМ сечения на уровне достоверности 95 % в предположении $M_H = 125 \text{ ГэВ}$. Ещё меньшие пределы величины μ были установлены коллаборациями ATLAS и CMS, проанализировавшими данные с распадами топ-кварков по $l + \text{jets}$ - и ll -каналам, соответствующие $\mathcal{L} = 20,3 \text{ фб}^{-1}$ (ATLAS) и $\mathcal{L} = 19,5 \text{ фб}^{-1}$ (CMS). Анализ данных в эксперименте ATLAS с использованием дискриминанта на основе нейронной сети и метода матричного элемента привёл к следующему наблюдаемому (ожидаемому) ограничению: $\mu < 3,4(2,2)$ при CL 95 % [189]. Применение в эксперименте CMS при обработке данных только метода матричного элемента дало $\mu < 4,2(3,3)$ при CL 95 % [190]. Эти результаты соответствуют фитированным значениям $\mu = 1,5 \pm 1,1$ для эксперимента ATLAS и $\mu = 1,2 \pm 1,6$ для эксперимента CMS, что согласуется с предсказанием СМ.

9.2. Поиск бозона Хиггса за рамками Стандартной модели

Многие модели BSM, например суперсимметричные (см. раздел 9.3), предсказывают расширенный хиггсовский сектор. Простейшая из них, модель двух хиггсовских дублетов (2 Higgs Doublet Model — 2HDM) [191], предполагает существование двух комплексных $SU(2)_L$ -дублетов скалярных полей, а не одного, как в СМ. Это приводит к восьми степеням свободы, три из которых дают массу W- и Z-бозонам СМ, а остальные пять проявляются как физические частицы: два нейтральных

скаляра h и H , один псевдоскаляр A и два заряженных скаляра $H^\pm$. Принято считать, что скаляр h соответствует открытому бозону Хиггса. Важным параметром модели 2HDM является отношение $\tan\beta$ значений вакуумных ожиданий двух $SU(2)_L$ -дублетов. Большое значение $\tan\beta$ приводит к усиленному взаимодействию с третьим поколением фермионов СМ. Взаимодействие $H^\pm$ с частицами СМ происходит в основном через вершину $H^\pm t\bar{b}$ (и зарядово-сопряжённую к ней) вследствие большой величины массы топ-кварка m_t . Поэтому поиски бозонов $H^\pm$ в основном проводятся в процессах $H^\pm \rightarrow t\bar{b}$, если $M_{H^\pm} > m_t$, или в процессах $t \rightarrow H^\pm b$, если $M_{H^\pm} < m_t$.

Впервые поиск процесса $H^\pm \rightarrow t\bar{b}$ был проведён коллаборацией D0 с использованием процесса $pp \rightarrow H^\pm \rightarrow t\bar{b} \rightarrow W^\pm b\bar{b}$, соответствующего одиночному рождению топ-кварков в s-канале, на статистике, соответствующей $\mathcal{L} = 0,9 \text{ фб}^{-1}$ [192]. В силу ограниченной чувствительности эксперимента модели с $\tan\beta < 100$ не могли быть исключены. В эксперименте CMS был проведён поиск распада $H^\pm \rightarrow t\bar{b}$ в процессах $pp \rightarrow H^\pm t\bar{b} \rightarrow \tau^+ \nu \mu^+ \nu b\bar{b}$ и $pp \rightarrow H^\pm t\bar{b} \rightarrow l^+ \nu b\bar{b} l'^- \nu b\bar{b}$ с использованием данных при $\mathcal{L} = 19,5 \text{ фб}^{-1}$ [193] и был установлен верхний предел для области значений $M_{H^\pm}$ от 180 до 600 ГэВ и $\tan\beta = 30$.

При больших значениях $\tan\beta$ мода распада $H^\pm \rightarrow \tau^+ \nu$ становится предпочтительной для поисков процесса $t \rightarrow bH^\pm$, где τ^+ -лептон обычно идентифицируется по распаду на адроны. В эксперименте CDF на статистике при $\mathcal{L} = 0,2 \text{ фб}^{-1}$ был проведён поиск распадов $H^\pm \rightarrow \tau^+ \nu$ в $t\bar{t}$ -подобных топологиях в каналах $l + \text{jets}$ и ll путём обогащения данных событиями с τ -лептонами [194]. Аналогичные поиски проводились в эксперименте D0 в дилептонном канале с использованием данных при $\mathcal{L} = 0,9 \text{ фб}^{-1}$ [195] и в каналах $l + \text{jets}$ и ll с использованием данных на статистике при $\mathcal{L} = 1 \text{ фб}^{-1}$ [196]. Следуя той же стратегии, эксперименты ATLAS и CMS провели поиск процесса $t \rightarrow H^\pm b$ на статистике при $\mathcal{L} = 19,5 \text{ фб}^{-1}$ [197] и $\mathcal{L} = 19,7 \text{ фб}^{-1}$ [198] при энергии 8 ТэВ в каналах $l + \text{jets}$ и ll соответственно. В отсутствие указаний на

наличие сигнала, связанного с BSM-физикой, были установлены верхние пределы $\text{Br}(t \rightarrow H^+b) \times \text{Br}(H^+ \rightarrow \tau^+\nu)$ в плоскости $(M_{H^\pm}, \tan \beta)$ вплоть до значения $M_{H^\pm} = 80$ ГэВ.

Для малых значений $\tan \beta$ предпочтительной является мода $H^+ \rightarrow c\bar{s}$. Первый поиск этого распада был проведён в эксперименте CDF для $t\bar{t}$ -подобных событий в канале $l + \text{jets}$. Для разделения BSM-распадов $t \rightarrow H^+b$ и распадов СМ $t \rightarrow W^+b$ использовалась инвариантная масса пары струй без b -мечения [199]. Такой же метод был применён коллаборацией ATLAS для анализа данных при $\mathcal{L} = 4,7 \text{ фб}^{-1}$ (энергия 7 ТэВ) [200] и коллаборацией CMS для анализа данных при $\mathcal{L} = 19,7 \text{ фб}^{-1}$ (энергия 8 ТэВ) [201]. В эксперименте D0 поиск мод распадов $H^+ \rightarrow c\bar{s}$ и $H^+ \rightarrow \tau^+\nu$ проводился посредством анализа событий в каналах $l + \text{jets}$ и ll , разделённых на области с разной множественностью идентифицированных струй с b -кварком, при использовании как адронных, так и лептонных каналов распада τ -лептона [202]. В отсутствие указаний на наличие сигнала, связанного с BSM-физикой, были установлены верхние пределы $\text{Br}(t \rightarrow H^+b) \times \text{Br}(H^+ \rightarrow c\bar{s})$ в плоскости $(M_{H^\pm}, \tan \beta)$ для области масс $80 < M_{H^\pm} < 160$ ГэВ.

9.3. Поиски суперпартнёров топ-кварка

Суперсимметрия [203] считается многообещающей моделью, расширяющей СМ. Наиболее простой вариант этой теории предполагает наличие у каждого фермиона СМ f суперпартнёра — бозона $\tilde{f}$. Многие суперсимметричные модели предсказывают естественного кандидата на роль частицы тёмной материи, которым обычно является самое лёгкое собственное состояние нейтрино в массовом базисе $\tilde{\chi}_1^0$ [203]. В СМ

масса бозона Хиггса M_H получает петлевые поправки от всех фермионов СМ, и эти поправки могут на несколько порядков превосходить саму массу M_H (см. раздел 8). Эта проблема тонкой настройки, известная также как проблема иерархий, может быть элегантно разрешена в рамках суперсимметрии, в которой вклад каждого фермиона f компенсируется вкладом его суперпартнёра $\tilde{f}$. Топ-кварк даёт наибольший вклад в массу бозона Хиггса, так как $m_t \gg m_{f \neq t}$. Поэтому предпочтительны модели, в которых массы собственных состояний $\tilde{t}_1$ и $\tilde{t}_2$ стоп-кварков намного меньше масс других состояний $\tilde{f}$ и $m_{\tilde{t}_1}$ примерно равна m_t , что позволяет искать суперсимметрию в процессах с топ-кварками.

Предполагая, что $\tilde{\chi}_1^0$ — это самая лёгкая стабильная суперсимметричная частица, а $\tilde{t}_1$ — следующая за ней, можно выделить три области фазового пространства с различными характерными модами распада:

- 1) $m_{\tilde{t}_1} - m_{\tilde{\chi}_1^0} > m_t$, где $\tilde{t}_1 \rightarrow t\tilde{\chi}_1^0$;
- 2) $m_W + m_b < m_{\tilde{t}_1} - m_{\tilde{\chi}_1^0} < m_t$, где $\tilde{t}_1 \rightarrow Wb\tilde{\chi}_1^0$;
- 3) $m_{\tilde{t}_1} - m_{\tilde{\chi}_1^0} < m_W + m_b$, где $\tilde{t}_1 \rightarrow W^*b\tilde{\chi}_1^0$ и W^* — виртуальный W -бозон, или $\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{\chi}_1^0$, который описывается диаграммами с петлевым подавлением.

Основные поиски суперсимметрии на Тэватроне были сосредоточены на расширенном хиггсовском секторе, который во многих суперсимметричных моделях соответствует модели 2HDM, описанной в разделе 9.2. Кроме того, в эксперименте CDF проводился поиск парного рождения стоп-кварков в модах распада $\tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow W^{(*)}b\tilde{\chi}_1^0$ [204].

Все три указанные моды распадов (1–3) использовались для поиска суперсимметрии в экспериментах ATLAS и CMS. На рисунке 25 показаны ограничения

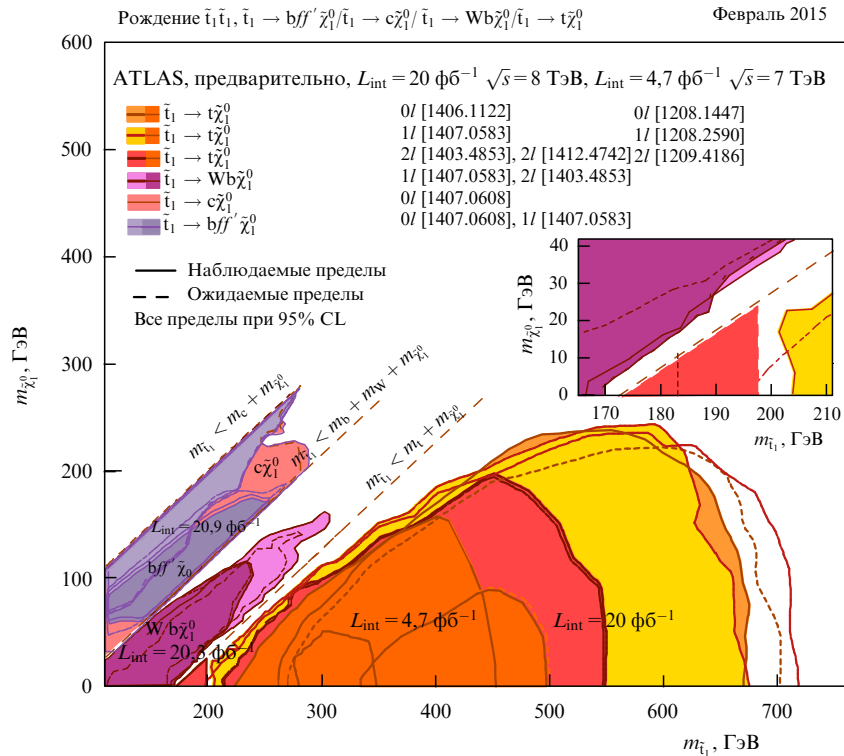


Рис. 25. (В цвете онлайн.) Сводка результатов эксперимента ATLAS [205] по поиску прямого рождения пар стоп-кварков в случаях, когда в распадах нет никаких других суперсимметричных частиц, кроме $\tilde{t}_1$ и $\tilde{\chi}_1^0$. Наблюдаемые (ожидаемые) пределы значений масс, соответствующие CL 95 %, показаны сплошными (штриховыми) линиями в плоскости $m_{\tilde{t}_1} - m_{\tilde{\chi}_1^0}$. Диагональные штриховые прямые относятся к трём кинематическим режимам (1–3) (см. текст), в которых соответствующие моды распада рассматриваются с $\text{Br} = 100\%$.

при CL 95 % на массы $m_{\tilde{t}_1}$, $m_{\tilde{\chi}_1^0}$, полученные в эксперименте ATLAS на статистике, соответствующей светимостям 20 fb^{-1} (энергия 8 ТэВ) и $4,7 \text{ fb}^{-1}$ (энергия 7 ТэВ). Значительная часть $(m_{\tilde{t}_1}, m_{\tilde{\chi}_1^0})$ -плоскости была исключена экспериментально. Результаты для разных мод распада подробно описаны в работе [205] (см. также приведённые там ссылки). Высокая чувствительность эксперимента при больших $m_{\tilde{t}_1}$ и, следовательно, для релятивистских топ-кварков была обеспечена анализом данных с использованием метода субструктур струй в каналах $l + \text{jets}$ и all jets . Область чувствительности, которая распространяется до значения $m_{\tilde{t}_1} \approx 700 \text{ ГэВ}$, ограничена величиной σ_{tt} в обоих каналах. Промежуточные кинематические области при постоянных $m_{\tilde{t}_1} - m_{\tilde{\chi}_1^0}$, показанные на рис. 25 штриховыми прямыми, представляют особую экспериментальную сложность из-за сходства сигнатур конечных состояний с сигнатурами процессов SM. Эти области исследованы на LHC посредством прецизионных измерений σ_{tt} в канале $e\mu$ при энергиях 7 и 8 ТэВ с экспериментальной погрешностью около 4 % [124], а также с помощью изучения корреляций между спинами t - и $\bar{t}$ -кварков [206]. Пределы, полученные в эксперименте CMS, близки к показанным на рис. 25 (см. 207–211).

Альтернативная стратегия, выбранная коллаборациями ATLAS и CMS, состоит в поиске более тяжёлого собственного массового состояния стоп-кварка $\tilde{t}_2$, распадающегося на $\tilde{t}_1$ [212, 213]. В отсутствие сигнала были установлены пределы в плоскости $(m_{\tilde{t}_1}, m_{\tilde{t}_2})$, исключающие существование стоп-кварков с массами менее (450 ГэВ, 600 ГэВ). Кроме того, в экспериментах ATLAS [214] и CMS [215] были проведены поиски сигнала от $\tilde{t}_1$ в парном рождении глюино $\tilde{g}$ — суперпартнёра глюона — и установлены ограничения на массы в плоскости $(m_{\tilde{t}_1}, m_{\tilde{g}})$ вплоть до значений (700 ГэВ, 1400 ГэВ) [214, 215].

9.4. Поиски вектороподобных кварков

Возможность существования вектороподобных кварков (Vector-Like Quarks — VLQ) рассматривается во многих сценариях расширения SM в основном для решения проблемы натуральности, например, в моделях составного бозона Хиггса [216–218] и "малого хиггса" [219–222]. VLQ определяются как кварки, левые и правые компоненты которых преобразуются в $SU(2)_L$ идентично. Предложены также модели, содержащие синглеты, дублеты и триплеты слабого изоспина, причём в случае дублетов VLQ могут быть верхнего (Т) или нижнего (В) типа. VLQ в основном распадаются на кварки третьего поколения, и в конечных состояниях таких распадов либо имеется топ-кварк, либо их сигнатура похожа на распад топ-кварка. Обычно в качестве дискриминационных переменных, позволяющих выделить события с образованием VLQ, используется переменная H_T , являющаяся скалярной суммой поперечных импульсов струй и, возможно, лептонов, а также масса Т-кварка m_T , определяемая с помощью кинематического фитирования.

На Тэватроне в основном проводились поиски парного рождения VLQ с распадами $B \rightarrow Wt$ или $T \rightarrow Wb$. Коллаборация CDF провела поиск рождения $T\bar{T}$ -пары в канале $l + \text{jets}$ с использованием данных при $\mathcal{L} = 5,6 \text{ fb}^{-1}$ и исключила область $M_T < 360 \text{ ГэВ}$ с CL 95 % [223]. В эксперименте D0 получено ограничение $M_T < 285 \text{ ГэВ}$ с использованием статистики при $\mathcal{L} = 5,3 \text{ fb}^{-1}$ [224]. Это

ограничение несколько слабее ограничения CDF из-за избытка событий над фоном, составляющим $2,5\sigma$, в канале $\mu + \text{jets}$. В эксперименте CDF была исключена также область $M_B < 370 \text{ ГэВ}$ при поиске парного рождения $B\bar{B}$ на статистике при $\mathcal{L} = 4,8 \text{ fb}^{-1}$ [225].

На LHC придерживаются схожей стратегии поиска VLQ, но с использованием дополнительных возможных мод распада $B \rightarrow Wt$; Zb ; Hb и $T \rightarrow Wb$; Zt ; Ht и процессов одиночного рождения VLQ. В некоторых случаях использовались также распады с лептонами одного знака в конечном состоянии. Кроме того, для масс VLQ более 500 ГэВ применялись сигнатуры распадов релятивистских топ-кварков и метод субструктур струй (см. раздел 9.5).

В отсутствие сигнала области $M_T < 750(900) \text{ ГэВ}$ и $M_T < 650(800) \text{ ГэВ}$ исключены с CL 95 % для случая $\text{Br}(T \rightarrow Ht) = 1$ ($\text{Br}(T \rightarrow Ht) = 0$) в экспериментах ATLAS [226–228] и CMS [229–233] соответственно. Аналогично области $M_B < 600(800) \text{ ГэВ}$ и $M_B < 550(750) \text{ ГэВ}$ исключены с CL 95 % для случая $\text{Br}(B \rightarrow Hb) = 1$ ($\text{Br}(B \rightarrow Hb) = 0$) в экспериментах ATLAS [226–228, 234] и CMS [229, 230] соответственно.

9.5. Поиски новых калибровочных бозонов

Многие BSM-сценарии, такие как модель Аркани-Хамеда – Димопулоса – Двали с большими дополнительными измерениями [235] или модель Рэндалл – Сандрума [236, 237] с искривлёнными дополнительными измерениями, предсказывают расширение сектора калибровочных бозонов за счёт новых тяжёлых частиц, обозначаемых обычно как W' и Z' .

Если предположить, что взаимодействие W' подобно $V - A$ -взаимодействию в SM, то поиски распада $W' \rightarrow l\nu$ обеспечивают наилучшую чувствительность. Однако если W' взаимодействует только с правыми частицами и если гипотетические правые нейтрино тяжелее, чем W' , то предпочтительным становится канал $W' \rightarrow t\bar{b}$. Велись также поиски лептофобного W' , взаимодействующего только с левыми частицами. Как правило, проводился поиск s -канального рождения пары $t\bar{b}$, и для выделения сигнальных событий в качестве дискриминанта использовалась инвариантная масса системы $t\bar{b}$. Первый поиск W' с произвольным взаимодействием был проведён в эксперименте D0 с использованием статистики при $\mathcal{L} = 2,3 \text{ fb}^{-1}$ [238] и была исключена область $M_{W'} < 800 \text{ ГэВ}$ при условии взаимодействия только с левыми или только с правыми частицами. Эксперимент CDF исключил область $M_{W'} < 900 \text{ ГэВ}$ при условии взаимодействия W' только с правыми частицами после анализа данных на статистике, соответствующей $\mathcal{L} = 9,5 \text{ fb}^{-1}$ (рис. 26а) [239]. С использованием схожих методов поиска в экспериментах ATLAS и CMS на основе анализа данных соответственно при $\mathcal{L} = 20,3 \text{ fb}^{-1}$ и $\mathcal{L} = 19,5 \text{ fb}^{-1}$ были установлены наблюдаемые (ожидаемые) пределы $M_{W'} < 1,92 \text{ ТэВ}$ (1,75 ТэВ) [240] и $M_{W'} < 2,05 \text{ ТэВ}$ (2,02 ТэВ) [241] для бозона, взаимодействующего только с правыми частицами.

Поиски распадов $Z' \rightarrow t\bar{t}$ велись классическим способом по наблюдению "пика" в спектре инвариантной массы системы $t\bar{t}$. При этом рассматривались две возможности: узкий (по сравнению с разрешением детектора) резонанс $\Gamma_{Z'}/m_{Z'} \approx 1\%$, характерный для таких моделей, как topcolor [242], и широкий, $\Gamma_{Z'}/m_{Z'} = 10\% - 15\%$, ожидаемый, например, в модели Рэн-

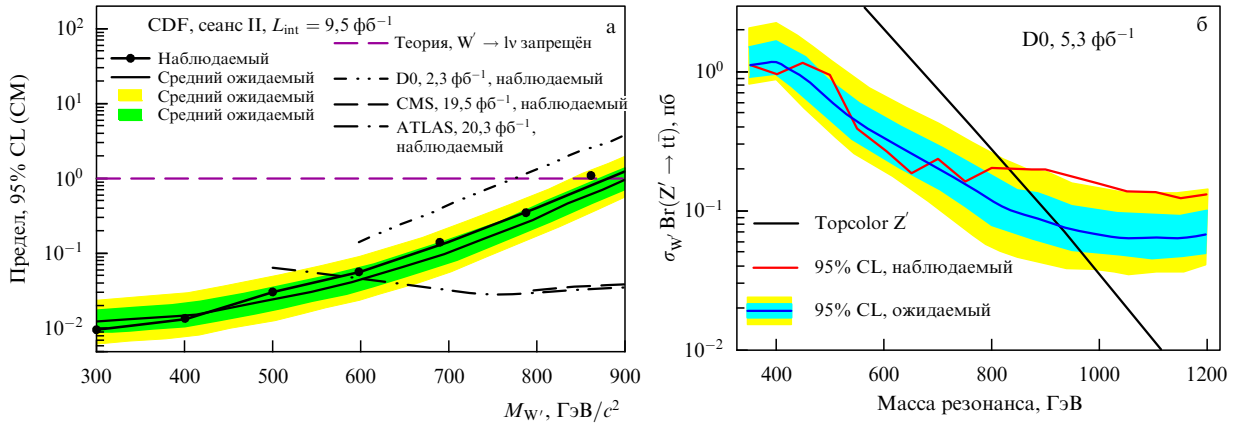


Рис. 26. (В цвете онлайн.) (а) Наблюдаемый и ожидаемый верхние пределы произведения $\sigma_{W'} \text{Br}(W' \rightarrow t \bar{b})$, полученные в эксперименте CDF [239] при CL 95 %, по отношению к теоретическому предсказанию для правого W' -бозона с силой взаимодействия, соответствующей СМ. Показаны также ограничения, установленные в экспериментах D0 [238], ATLAS [240] и CMS [241]. (б) Наблюдаемый и ожидаемый верхние пределы произведения $\sigma_{Z'} \text{Br}(Z' \rightarrow t \bar{t})$ для узкого topcolor-резонанса Z' , полученные в эксперименте D0 [243] при CL 95 %, в зависимости от массы $M_{Z'}$. Прямая линия — результат теоретических расчётов. Закрашенные области вокруг ожидаемого предела на рис. а и б соответствуют отклонениям 1σ и 2σ .

далл–Сандрума с искривлёнными дополнительными измерениями. Проведённый в 2012 г. в эксперименте D0 поиск резонансов Z' на статистике при $\mathcal{L} = 5,3 \text{ фб}^{-1}$ вызвал повышенный интерес, так как был обнаружен избыток числа событий над фоном на уровне 2σ при $m_{Z'} \approx 1 \text{ ТэВ}$ (рис. 26б), что привело к значительно более слабому ограничению на массу $m_{Z'} > 835 \text{ ГэВ}$ при ожидаемом значении 920 ГэВ для узкого резонанса. Это превышение не было подтверждено коллаборацией CDF, установившей наблюдаемый (ожидаемый) предел $m_{Z'} > 915(940) \text{ ГэВ}$ после анализа данных на статистике при $\mathcal{L} = 9,5 \text{ фб}^{-1}$. Чувствительность этих поисков значительно снижалась при $m_{Z'} > 1 \text{ ТэВ}$, так как при столь большой массе три струи от распада $t \rightarrow W^+(q'\bar{q})b$ могут налагаться друг на друга в плоскости (η, ϕ) и они не могут быть восстановлены как отдельные объекты. Эта экспериментальная проблема может быть решена с помощью техники субструктур струй [244] для выявления струй от продуктов распада $t \rightarrow W^+(q'\bar{q})b$ внутри широких струй.

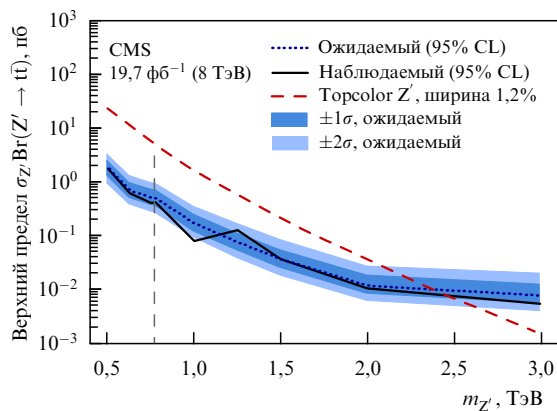


Рис. 27. Наблюдаемое и ожидаемое значения верхних пределов величины $\sigma_{Z'} \text{Br}(Z' \rightarrow t \bar{t})$ для узкого topcolor-резонанса в зависимости от его массы, полученные в эксперименте CMS [246]. Области вокруг ожидаемого предела соответствуют отклонениям $\pm 1\sigma$ и $\pm 2\sigma$. Предсказанная зависимость показана штриховой кривой.

В экспериментах ATLAS и CMS были проведены поиски Z' на статистике при $\mathcal{L} = 20,3 \text{ фб}^{-1}$ и $\mathcal{L} = 19,7 \text{ фб}^{-1}$ соответственно и получены наблюдаемые (ожидаемые) ограничения $m_{Z'} > 1,8(2,0) \text{ ТэВ}$ (ATLAS) и $m_{Z'} > 2,4(2,4) \text{ ТэВ}$ (CMS) для узких резонансов (рис. 27) и $m_{Z'} > 2,1(2,2) \text{ ТэВ}$ (ATLAS) и $m_{Z'} > 2,8(2,7) \text{ ТэВ}$ (CMS) для широких резонансов в модели Рэндалл–Сандрума [246].

10. Заключение

Топ-кварк существенно отличается от других кварков, и потому он играет уникальную роль в физике частиц. Топ-кварк является не только самым массивным кварком, но и вообще самой массивной частицей в Стандартной модели. Поскольку константа связи Юкавы для бозона Хиггса пропорциональна массе фермиона, эта константа для топ-кварка велика — численно близка к единице. Большая масса топ-кварка также приводит к тому, что время его жизни значительно меньше времени, необходимого для рождения кварк-антикварковых состояний из вакуума и образования адронов. Поэтому существует уникальная возможность изучать свойства топ-кварка, не замаскированные эффектами адронизации. Несмотря на то что топ-кварк похож на остальные фермионы по своим квантовым свойствам, он, как экзотическая райская птица, всё-таки плохо вписывается в семейный портрет кварков. Или, быть может, наоборот, топ-кварк представляет собой модель настоящего кварка, а остальные являются "odd sisters" ("странными сёстрами")?

Виртуальные петли топ-кварка в пропагаторах W -бозона или бозона Хиггса устанавливают связи между массами топ-кварка, W -бозона и бозона Хиггса, что даёт возможность провести очень чувствительные тесты внутренней согласованности СМ. Измеренная масса топ-кварка соответствует такому значению, при котором эволюция приводит бегущую константу четверного самодействия поля Хиггса в потенциале СМ к отрицательным значениям при больших Q^2 , что, возможно, ведёт к метастабильной Вселенной. Хотя время жизни Вселенной очень велико, остаётся загадкой, почему топ-кварк и бозон Хиггса "сговорились" иметь такие массы,

чтобы "поместить" Вселенную на границу между стабильностью и нестабильностью.

В связи с поисками новых явлений для объяснения недостатков СМ в большинстве современных моделей предполагаются большие константы связи между новыми частицами и топ-кварком, по аналогии с большой константой связи Юкавы между бозоном Хиггса и топ-кварком. Таким образом, есть перспективы обнаружить новые частицы, такие как тяжёлые Z -бозоны или векторные кварки, распады которых содержат топ-кварк, или заряженные бозоны Хиггса, которые могут проявиться в распадах топ-кварка.

В суперсимметричных моделях необходимость компенсации больших петлевых вкладов, возникающих из-за большой массы топ-кварка, приводит к тому, что суперсимметричный партнёр топ-кварка должен иметь массу, меньшую, чем другие суперсимметричные частицы, и, таким образом, он становится одним из первых кандидатов на обнаружение в экспериментах по поиску суперсимметрии. Несмотря на то что "новая физика" пока не проявила себя в процессах образования и распада топ-кварков, её поиски остаются высокомотивированными и станут основным направлением в исследованиях на ЛНС и на будущих коллайдерах.

Хотя топ-кварк и не играет видимой роли в нашей повседневной жизни, его воздействие на неё, тем не менее, весьма значительно. Если предположить приблизительную унифицированность констант связи $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ на очень большом масштабе и позволить им эволюционировать с уменьшающейся величиной Q^2 , то разрыв в "бегущей" константе связи α_s наступит при $Q = m_t$. Если продвинуться к ещё меньшим Q^2 , то будет достигнут масштаб Λ_{QCD} , который в свою очередь определяет массу протона. Из соотношения $m_{\text{proton}} \propto m_t^{2/27}$ [247] следует, что если бы топ-кварк имел массу, равную трём массам b -кварка, как ожидалось изначально, то масса протона составляла бы только 80 % от наблюдаемой величины и это привело бы к драматическим последствиям для нашего мира.

Мы ожидаем, что изучение топ-кварка продолжит быть тем порталом, который ведёт к новым открытиям.

Мы благодарны за поддержку Федеральному министерству образования и исследований Германии, Министерству образования и науки Российской Федерации, Национальному исследовательскому центру "Курчатовский институт" Российской Федерации, Российскому фонду фундаментальных исследований, Министерству энергетики США и Национальному научному фонду США. Работа Э.Э.Б. была частично поддержана грантом НШ-3042.2014.2 Министерства образования и науки Российской Федерации. Мы выражаем признательность И.А. Васильеву, Т.З. Гуровой, А.В. Попову, И.А. Разумову, Д.А. Стояновой, А.А. Щукину за подготовку русской версии обзора.

Список литературы

1. Abe F et al. (CDF Collaboration) *Phys. Rev. Lett.* **74** 2626 (1995); hep-ex/9503002
2. Abachi S et al. (D0 Collaboration) *Phys. Rev. Lett.* **74** 2632 (1995); hep-ex/9503003
3. Gell-Mann M *Phys. Lett.* **8** 214 (1964)
4. Zweig G "An $SU(3)$ model for strong interaction symmetry and its breaking", CERN-TH-412 (1964)
5. Aubert J et al. *Phys. Rev. Lett.* **33** 1404 (1974)
6. Augustin J-E et al. *Phys. Rev. Lett.* **33** 1406 (1974)
7. Glashow S L, Iliopoulos J, Maiani L *Phys. Rev. D* **2** 1285 (1970)
8. Perl M L et al. *Phys. Rev. Lett.* **35** 1489 (1975)
9. Herb S W et al. *Phys. Rev. Lett.* **39** 252 (1977)
10. ATLAS, CDF, CMS, D0 Collaborations "First combination of Tevatron and LHC measurements of the top-quark mass", arXiv:1403.4427
11. Cabibbo N *Phys. Rev. Lett.* **10** 531 (1963)
12. Kobayashi M, Maskawa T *Prog. Theor. Phys.* **49** 652 (1973)
13. Jezabek M, Kühn J H *Phys. Rev. D* **48** R1910 (1993); *Phys. Rev. D* **49** 4970 (1994), erratum
14. Jezabek M, Kühn J H *Nucl. Phys. B* **314** 1 (1989)
15. Bigi I I et al. *Phys. Lett. B* **181** 157 (1986)
16. Abbaneo D et al. (LEP Electroweak Working Group and SLD Heavy Flavor Group Collaborations) "A combination of preliminary electroweak measurements and constraints on the Standard Model", CERN-PPE-96-183, SLAC-REPRINT-1996-037
17. Baak M et al. *Eur. Phys. J. C* **74** 3046 (2014)
18. Branchina V, Messina E, Platania A *JHEP* (09) 182 (2014)
19. Weinberg S *Phys. Rev. Lett.* **19** 1264 (1967)
20. Salam A "Weak and electromagnetic interactions", in *Elementary Particle Theory. Proc. 8th Nobel Symp., 19–25 May 1968, Lerum, Sweden* (Ed. N Svartholm) (New York: Wiley; Stockholm: Almqvist and Wiksell, 1968) p. 367
21. Glashow S L *Nucl. Phys.* **22** 579 (1961)
22. Adeva B et al. (MARK-J Collaboration) *Phys. Rev. Lett.* **50** 799 (1983)
23. Behrend H J et al. (CELLO Collaboration) *Phys. Lett. B* **144** 297 (1984)
24. Altho M et al. (TASSO Collaboration) *Phys. Lett. B* **138** 441 (1984)
25. Abe K et al. (VENUS Collaboration) *Phys. Lett. B* **234** 382 (1990)
26. Abrams G S et al. (MARK II Collaboration) *Phys. Rev. Lett.* **63** 2447 (1989)
27. Decamp D et al. (ALEPH Collaboration) *Phys. Lett. B* **236** 511 (1990)
28. Abreu P et al. (DELPHI Collaboration) *Phys. Lett. B* **242** 536 (1990)
29. Akrawy M Z et al. (OPAL Collaboration) *Phys. Lett. B* **236** 364 (1990)
30. Arnison G et al. (UA1 Collaboration) *Phys. Lett. B* **147** 493 (1984)
31. Albajar C et al. (UA1 Collaboration) *Z. Phys. C* **37** 505 (1988)
32. Akesson T et al. (UA2 Collaboration) *Z. Phys. C* **46** 179 (1990)
33. Abe F et al. (CDF Collaboration) *Phys. Rev. Lett.* **68** 447 (1992)
34. Holmes S D, Shiltsev V *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **63** 435 (2013)
35. Abachi S et al. (D0 Collaboration) *Phys. Rev. Lett.* **72** 2138 (1994)
36. Abe F et al. (CDF Collaboration) *Phys. Rev. D* **50** 2996 (1994)
37. Grannis P D, in *High Energy Physics. Proc. of the XXVII Intern. Conf., Glasgow, Scotland, 20–27 July 1994* (Eds P J Bussey, I G Knowles) (Bristol: Institute of Physics Publ., 1995) p. 15
38. Czakon M, Fiedler P, Mitov A *Phys. Rev. Lett.* **110** 252004 (2013)
39. Czakon M, Fiedler P, Mitov A *Phys. Rev. Lett.* **115** 052001 (2015)
40. Aaltonen T et al. (CDF, D0 Collaborations) *Phys. Rev. D* **89** 072001 (2014)
41. Abazov V et al. (D0 Collaboration), D0 Note 6453-CONF (2015); *Phys. Rev. D*, to be submitted for publication
42. ATLAS, CMS Collaborations, ATLAS-CONF-2014-054, CMS-PAS-TOP-14-016 (2014)
43. Aaij R et al. (LHCb Collaboration) *Phys. Rev. Lett.* **115** 112001 (2015); arXiv:1506.0903
44. Abazov V et al. (D0 Collaboration) *Phys. Rev. D* **90** 092006 (2014)
45. Aad G et al. (ATLAS Collaboration) *JHEP* (06) 100 (2015)
46. Rontsch R, Schulze M *JHEP* (07) 91 (2014)
47. Aad G et al. (ATLAS Collaboration) *Phys. Rev. D* **89** 072012 (2014)
48. Aad G et al. (ATLAS Collaboration), ATLAS-CONF-2012-126 (2012)
49. Chatrchyan S et al. (CMS Collaboration) *Phys. Rev. Lett.* **110** 172002 (2013)
50. Aad G et al. (ATLAS Collaboration), ATLAS-CONF-2014-038 (2014)
51. Chatrchyan S et al. (CMS Collaboration) *Eur. Phys. J. C* **74** 3060 (2014)

52. Chatrchyan S et al. (CMS Collaboration) *Phys. Lett. B* **746** 132 (2015)
53. Aad G et al. (ATLAS Collaboration), ATLAS-CONF-2012-130 (2012)
54. Aad G et al. (ATLAS Collaboration), ATLAS-CONF-2013-051 (2013)
55. Chatrchyan S et al. (CMS Collaboration) *JHEP* (11) 154 (2014)
56. Aaltonen T et al. (CDF Collaboration) *Phys. Rev. D* **83** 112003 (2011)
57. Abazov V et al. (D0 Collaboration) *Phys. Rev. D* **84** 112005 (2011)
58. Aguilar-Saavedra J A et al. *Rev. Mod. Phys.* **87** 421 (2015)
59. Aaltonen T et al. (CDF Collaboration) *Phys. Rev. D* **87** 092002 (2013)
60. Abazov V et al. (D0 Collaboration) *Phys. Rev. D* **90** 072011 (2014)
61. Abazov V M et al. (D0 Collaboration) *Phys. Rev. D* **92** 052007 (2015); arXiv:1507.05666
62. Aaltonen T et al. (CDF Collaboration) *Phys. Rev. Lett.* **113** 042001 (2014)
63. Abazov V et al. (D0 Collaboration) *Phys. Rev. D* **90** 072001 (2014)
64. Bernreuther W, Si Z-G *Phys. Rev. D* **86** 034026 (2012)
65. Abazov V et al. (D0 Collaboration) *Phys. Rev. D* **88** 112002 (2013)
66. Aad G et al. (ATLAS Collaboration) *JHEP* (02) 107 (2014)
67. Aad G et al. (ATLAS Collaboration) *JHEP* (05) 61 (2015)
68. Chatrchyan S et al. (CMS Collaboration) *Phys. Lett. B* **717** 129 (2012)
69. Chatrchyan S et al. (CMS Collaboration), CMS-PAS-TOP-12-033
70. Chatrchyan S et al. (CMS Collaboration) *JHEP* (04) 191 (2014)
71. Abazov V M et al. (D0 Collaboration) *Phys. Rev. Lett.* **108** 032004 (2012)
72. Bernreuther W et al. *Nucl. Phys. B* **690** 81 (2004)
73. Aaltonen T et al. (CDF Collaboration) *Phys. Rev. D* **83** 031104(R) (2011)
74. Aad G et al. (ATLAS Collaboration) *Phys. Rev. Lett.* **108** 212001 (2012)
75. Chatrchyan S et al. (CMS Collaboration) *Phys. Rev. Lett.* **112** 182001 (2014)
76. Aad G et al. (ATLAS Collaboration) *Phys. Rev. D* **90** 112016 (2014)
77. D0 Collaboration, D0 Note 6471-CONF (2015)
78. Aad G et al. (ATLAS Collaboration) *Phys. Rev. Lett.* **111** 232002 (2014)
79. Chatrchyan S et al. (CMS Collaboration), CMS-PAS-TOP-13-001 (2014)
80. Willenbrock S S D, Dicus D A *Phys. Rev. D* **34** 155 (1986)
81. Kidonakis N *Phys. Rev. D* **74** 114012 (2006)
82. Aaltonen T et al. (CDF Collaboration) *Phys. Rev. Lett.* **103** 092002 (2009)
83. Abazov V et al. (D0 Collaboration) *Phys. Rev. Lett.* **103** 092001 (2009)
84. Breiman L et al. *Classification and Regression Trees* (Belmont, Calif.: Wadsworth Intern. Group, 1984)
85. Neal R M *Bayesian Learning for Neural Networks* (New York: Springer, 1996)
86. Боос Э Э и др. *ЯФ* **69** 1352 (2006); Boos E E et al. *Phys. Atom. Nucl.* **69** 1317 (2006)
87. Aaltonen T A et al. (CDF, D0 Collaborations) *Phys. Rev. Lett.* **112** 231803 (2014)
88. Aaltonen T et al. (CDF, D0 Collaborations) *Phys. Rev. Lett.* **115** 152003 (2015); arXiv:1503.05027
89. Kidonakis N, in *Proc. of the XX Intern. Workshop on Deep-Inelastic Scattering and Related Subjects, Bonn, Germany, 2012*
90. Kidonakis N *Phys. Rev. D* **81** 054028 (2010)
91. Kidonakis N *УЧАЯ* **45** 1285 (2014); *Phys. Part. Nucl.* **45** 714 (2014)
92. Chatrchyan S et al. (CMS Collaboration) *Phys. Rev. Lett.* **112** 231802 (2014)
93. Neyman J, Pearson E S *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A* **231** 289 (1933)
94. Aad G et al. (ATLAS Collaboration) *Eur. Phys. J. C* **75** 330 (2015)
95. Aad G et al. (ATLAS Collaboration), ATLAS-CONF-2014-055 (2014)
96. Aad G et al. (ATLAS Collaboration) *Eur. Phys. J. C* **75** 158 (2015)
97. Aaltonen T et al. (CDF Collaboration), CDF Note 11072 (2014)
98. Aaltonen T et al. (CDF Collaboration) *Phys. Rev. Lett.* **109** 152003 (2012)
99. Aaltonen T et al. (CDF Collaboration), CDF Note 11084 (2014)
100. Aaltonen T et al. (CDF Collaboration) *Phys. Rev. D* **88** 011101(R) (2013)
101. Chatrchyan S et al. (CMS Collaboration), CMS-PAS-TOP-14-014 (2014)
102. Chatrchyan S et al. (CMS Collaboration), CMS-PAS-TOP-14-001 (2014)
103. Chatrchyan S et al. (CMS Collaboration), CMS-PAS-TOP-14-002 (2014)
104. Abazov V M et al. (D0 Collaboration) *Phys. Lett. B* **752** 18 (2016); arXiv:1508.03322
105. Abazov V M et al. (D0 Collaboration) *Phys. Rev. Lett.* **113** 032002 (2014)
106. Bernreuther W, private communication (2012)
107. Olive K et al. (Particle Data Group) *Chin. Phys. C* **38** 090001 (2014)
108. Abazov V M et al. (D0 Collaboration) *Phys. Rev. D* **91** 112003 (2015)
109. Brandt O et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **775** 27 (2015)
110. Abazov V M et al. (D0 Collaboration) *Phys. Rev. D* **84** 032004 (2011)
111. Lyons L, Gibaut D, Clifford P *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **270** 110 (1988)
112. Valassi A *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **500** 391 (2003)
113. Aaltonen T et al. (Tevatron Electroweak Working Group for CDF, D0 Collaborations), arXiv:1407.2682
114. Bigi I I et al. *Phys. Rev. D* **50** 2234 (1994)
115. Beneke M, Braun V M *Nucl. Phys. B* **426** 301 (1994)
116. Smith M C, Willenbrock S S *Phys. Rev. Lett.* **79** 3825 (1997)
117. Bardeen W A et al. *Phys. Rev. D* **18** 3998 (1978)
118. Fleming S et al., eConf C0705302 LOOP06 (2007)
119. Hoang A H, Stewart I W *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **185** 220 (2008)
120. Buckley A et al. *Phys. Rep.* **504** 145 (2011)
121. Aaltonen T et al. (CDF Collaboration) *Phys. Rev. Lett.* **100** 062005 (2008)
122. Abazov V M et al. (D0 Collaboration) *Phys. Rev. Lett.* **100** 192004 (2008)
123. Cacciari M et al. *JHEP* (04) 068 (2004)
124. Aad G et al. (ATLAS Collaboration) *Eur. Phys. J. C* **74** 3109 (2014)
125. Chatrchyan S et al. (CMS Collaboration) *Phys. Lett. B* **728** 496 (2014)
126. Alioli S et al. *Eur. Phys. J. C* **73** 2438 (2013)
127. Aad G et al. (ATLAS Collaboration), ATLAS-CONF-2014-053 (2014)
128. Gao J, Li C S, Zhu H X *Phys. Rev. Lett.* **110** 042001 (2013)
129. Aaltonen T et al. (CDF Collaboration), CDF Note 8104 (2005)
130. Aaltonen T et al. (CDF Collaboration) *Phys. Rev. Lett.* **111** 202001 (2013)
131. Abazov V M et al. (D0 Collaboration) *Phys. Rev. D* **85** 091104 (2012)
132. Abazov V M et al. (D0 Collaboration) *Phys. Lett. B* **705** 313 (2011)
133. Abazov V M et al. (D0 Collaboration) *Phys. Rev. Lett.* **107** 121802 (2011)
134. Chatrchyan S et al. (CMS Collaboration) *Phys. Lett. B* **736** 33 (2014)
135. Chatrchyan S et al. (CMS Collaboration) *JHEP* (12) 035 (2012)
136. Kidonakis N *Phys. Rev. D* **83** 091503(R) (2011)
137. Colladay D, Kostelecký V A *Phys. Rev. D* **55** 6760 (1997)
138. Greenberg O W *Phys. Rev. Lett.* **89** 231602 (2002)
139. Barenboim G, Lykken J *Phys. Lett. B* **554** 73 (2003)
140. Abazov V M et al. (D0 Collaboration) *Phys. Rev. D* **84** 052005 (2011)
141. Aaltonen T et al. (CDF Collaboration) *Phys. Rev. D* **87** 052013 (2013)
142. Chatrchyan S et al. (CMS Collaboration) *JHEP* (06) 109 (2012)
143. Aad G et al. (ATLAS Collaboration) *Phys. Lett. B* **728** 363 (2014)
144. Chang D, Chang W-F, Ma E *Phys. Rev. D* **59** 091503(R) (1999)
145. Chang D, Chang W-F, Ma E *Phys. Rev. D* **61** 037301 (2000)
146. Abazov V M et al. (D0 Collaboration) *Phys. Rev. Lett.* **98** 041801 (2007)

147. Abazov V M et al. (D0 Collaboration) *Phys. Rev. D* **90** 051101(R) (2014)
148. Aaltonen T et al. (CDF Collaboration) *Phys. Rev. D* **88** 032003 (2013)
149. Aad G et al. (ATLAS Collaboration) *JHEP* (11) 031 (2013)
150. Aaltonen T et al. (CDF Collaboration) *Phys. Rev. D* **82** 112005 (2010)
151. Abazov V M et al. (D0 Collaboration) *Phys. Rev. D* **84** 112001 (2011)
152. Kane G L, Ladinsky G A, Yuan C-P *Phys. Rev. D* **45** 124 (1992)
153. Czarnecki A, Korner J G, Piclum J H *Phys. Rev. D* **81** 111503 (2010)
154. Aaltonen T et al. (CDF, D0 Collaborations) *Phys. Rev. D* **85** 071106(R) (2012)
155. Aaltonen T et al. (CDF Collaboration) *Phys. Rev. D* **87** 031104(R) (2013)
156. Aad G et al. (ATLAS Collaboration) *JHEP* (06) 088 (2012)
157. Chatrchyan S et al. (CMS Collaboration) *JHEP* (01) 053 (2015)
158. Atwood D, Gupta S K, Soni A *JHEP* (06) 205 (2012)
159. Aaltonen T et al. (CDF Collaboration) *Phys. Rev. D* **87** 111101(R) (2013)
160. Aaltonen T et al. (CDF Collaboration) *Phys. Rev. Lett.* **112** 221801 (2014)
161. Higgs P W *Phys. Lett.* **12** 132 (1964)
162. Higgs P W *Phys. Rev. Lett.* **13** 508 (1964)
163. Higgs P W *Phys. Rev.* **145** 1156 (1966)
164. Englert F, Brout R *Phys. Rev. Lett.* **13** 321 (1964)
165. Guralnik G S, Hagen C R, Kibble T W B *Phys. Rev. Lett.* **13** 585 (1964)
166. Славнов А А, Фаддеев Л Д *Введение в квантовую теорию калибровочных полей* (М.: Наука, 1988); Faddeev L D, Slavnov A A *Gauge Fields, Introduction to Quantum Theory* (Reading, Mass.: Addison-Wesley Publ. Co., 1991)
167. Peskin M E, Schroeder D V *An Introduction to Quantum Field Theory* (Reading, Mass.: Addison-Wesley Publ. Co., 1995)
168. Weinberg S *The Quantum Theory of Fields* Vols 1, 2 (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1995, 1996)
169. Bobeth C et al. *Phys. Rev. Lett.* **112** 101801 (2014)
170. Aaij R et al. (LHCb Collaboration) *Phys. Rev. Lett.* **111** 101805 (2013)
171. Chatrchyan S et al. (CMS Collaboration) *Phys. Rev. Lett.* **111** 101804 (2013)
172. Bezrukov F, Magnin A, Shaposhnikov M *Phys. Lett. B* **675** 88 (2009)
173. Bezrukov F et al. *JHEP* (10) 140 (2012)
174. Degraasi G et al. *JHEP* (08) 098 (2012)
175. Buttazzo D et al. *JHEP* (12) 089 (2013)
176. Bezrukov F, Shaposhnikov M *ЖЭТФ* **147** 389 (2015); *JETP* **120** 335 (2015)
177. Bezrukov F, Shaposhnikov M *Phys. Lett. B* **659** 703 (2008)
178. Bezrukov F, Rubio J, Shaposhnikov M *Phys. Rev. D* **92** 083512 (2015); arXiv:1412.3811
179. Branchina V, Messina E, Platania A *JHEP* (09) 182 (2014)
180. Witten E *Nucl. Phys. B* **188** 513 (1981)
181. Witten E *Nucl. Phys. B* **202** 253 (1982)
182. Sakai N Z. *Phys. C* **11** 153 (1981)
183. Dimopoulos S, Georgi H *Nucl. Phys. B* **193** 150 (1981)
184. Schael S et al. (ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, LEP Electroweak Collaborations) *Phys. Rep.* **532** 119 (2013); The LEP Electroweak Working Group, <http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG>
185. Aad G et al. (ATLAS Collaboration) *Phys. Lett. B* **716** 1 (2012)
186. Chatrchyan S et al. (CMS Collaboration) *Phys. Lett. B* **716** 30 (2012)
187. Abazov V M et al. (D0 Collaboration), D0 Note 5739-CONF (2009)
188. Aaltonen T et al. (CDF Collaboration), CDF Note 10801 (2012)
189. Aad G et al. (ATLAS Collaboration) *Eur. Phys. J. C* **75** 349 (2015)
190. Chatrchyan S et al. (CMS Collaboration) *Eur. Phys. J. C* **75** 251 (2015)
191. Lee T D *Phys. Rev. D* **8** 1226 (1973)
192. Abazov V M et al. (D0 Collaboration) *Phys. Rev. Lett.* **102** 191802 (2009)
193. Chatrchyan S et al. (CMS Collaboration), CMS-PAS-HIG-13-026 (2014)
194. Aaltonen T et al. (CDF Collaboration) *Phys. Rev. Lett.* **96** 042003 (2006)
195. Abazov V M et al. (D0 Collaboration) *Phys. Rev. D* **80** 051107 (2009)
196. Abazov V M et al. (D0 Collaboration) *Phys. Rev. D* **80** 071102 (2009)
197. Aad G et al. (ATLAS Collaboration) *JHEP* (03) 088 (2015)
198. Chatrchyan S et al. (CMS Collaboration), CMS-PAS-HIG-14-020 (2014)
199. Aaltonen T et al. (CDF Collaboration) *Phys. Rev. Lett.* **103** 101803 (2009)
200. Aad G et al. (ATLAS Collaboration) *Eur. Phys. J. C* **73** 2465 (2013)
201. Chatrchyan S et al. (CMS Collaboration), CMS-PAS-HIG-13-035 (2014)
202. Abazov V M et al. (D0 Collaboration) *Phys. Lett. B* **682** 278 (2009)
203. Martin S P, in *Perspectives on Supersymmetry* (Advanced Series on Directions in High Energy Physics, Vol. 18, Ed. G L Kane) (Singapore: World Scientific, 1998) p. 1; hep-ph/9709356
204. Aaltonen T et al. (CDF Collaboration) *Phys. Rev. Lett.* **104** 251801 (2010)
205. Aad G et al. (ATLAS Collaboration) *Eur. Phys. J. C* **75** 510 (2015); arXiv:1506.08616
206. Aad G et al. (ATLAS Collaboration) *Phys. Rev. Lett.* **114** 142001 (2015)
207. Chatrchyan S et al. (CMS Collaboration) *Eur. Phys. J. C* **73** 2677 (2013)
208. Chatrchyan S et al. (CMS Collaboration), CMS-PAS-SUS-14-011 (2014)
209. Chatrchyan S et al. (CMS Collaboration), CMS-PAS-SUS-13-009 (2014)
210. Chatrchyan S et al. (CMS Collaboration), CMS-PAS-SUS-13-015 (2013)
211. Khachatryan V et al. (CMS Collaboration) *JHEP* (06) 116 (2015)
212. Aad G et al. (ATLAS Collaboration) *Eur. Phys. J. C* **74** 2883 (2014)
213. Khachatryan V et al. (CMS Collaboration) *Phys. Lett. B* **736** 371 (2014)
214. Aad G et al. (ATLAS Collaboration) *JHEP* (10) 024 (2014)
215. Chatrchyan S et al. (CMS Collaboration) *Phys. Lett. B* **733** 328 (2014)
216. Kaplan D B, Georgi H *Phys. Lett. B* **136** 183 (1984)
217. Kaplan D B, Georgi H, Dimopoulos S *Phys. Lett. B* **136** 187 (1984)
218. Georgi H, Kaplan D B *Phys. Lett. B* **145** 216 (1984)
219. Weinberg S *Phys. Rev. Lett.* **29** 1698 (1972)
220. Georgi H, Pais A *Phys. Rev. D* **10** 539 (1974)
221. Georgi H, Pais A *Phys. Rev. D* **12** 508 (1975)
222. Arkani-Hamed N, Cohen A G, Georgi H *Phys. Lett. B* **513** 232 (2001)
223. Aaltonen T et al. (CDF Collaboration) *Phys. Rev. Lett.* **107** 261801 (2011)
224. Abazov V M et al. (D0 Collaboration) *Phys. Rev. Lett.* **107** 082001 (2011)
225. Aaltonen T et al. (CDF Collaboration) *Phys. Rev. Lett.* **106** 141803 (2011)
226. Aad G et al. (ATLAS Collaboration), ATLAS-CONF-2015-012 (2015)
227. Aad G et al. (ATLAS Collaboration) *JHEP* (10) 150 (2015); arXiv:1504.04605
228. Aad G et al. (ATLAS Collaboration) *JHEP* (11) 104 (2014)
229. Khachatryan V et al. (CMS Collaboration) *Phys. Lett. B* **729** 149 (2014)
230. Chatrchyan S et al. (CMS Collaboration), CMS-PAS-B2G-12-019 (2013)
231. Khachatryan V et al. (CMS Collaboration), CMS-PAS-B2G-12-017 (2014)
232. Khachatryan V et al. (CMS Collaboration) *JHEP* (06) 080 (2015)
233. Khachatryan V et al. (CMS Collaboration), CMS-PAS-B2G-14-003 (2014)
234. Aad G et al. (ATLAS Collaboration) *Phys. Rev. D* **91** 112011 (2015)
235. Arkani-Hamed N, Dimopoulos S, Dvali G R *Phys. Lett. B* **429** 263 (1998)
236. Randall L, Sundrum R *Phys. Rev. Lett.* **83** 3370 (1999)

237. Randall L, Sundrum R *Phys. Rev. Lett.* **83** 4690 (1999)
238. Abazov V M et al. (D0 Collaboration) *Phys. Lett. B* **699** 145 (2011)
239. Aaltonen T et al. (CDF Collaboration) *Phys. Rev. Lett.* **115** 061801 (2015)
240. Aad G et al. (ATLAS Collaboration) *Phys. Lett. B* **743** 235 (2015)
241. Chatrchyan S et al. (CMS Collaboration) *JHEP* (05) 108 (2014)
242. Harris R M, Hill C T, Parke S J, hep-ph/9911288
243. Abazov V M et al. (D0 Collaboration) *Phys. Rev. D* **85** 051101(R) (2012)
244. Butterworth J M et al. *Phys. Rev. Lett.* **100** 242001 (2008)
245. Aad G et al. (ATLAS Collaboration) *JHEP* (08) 148 (2015); arXiv:1505.07018
246. Chatrchyan S et al. (CMS Collaboration) *Phys. Rev. D*, submitted; arXiv:1506.03062
247. Quigg C, in *Proc. of the LAFEX Intern. School of High Energy Physics, Workshop on Heavy Flavors, cbt, Rio de Janeiro, February 1995*; hep-ph/9507257

The top quark (20 years after the discovery)

E.E. Boos

D.V. Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, M.V. Lomonosov Moscow State University, Leninskie gory 1, str. 2, 119991 Moscow, Russian Federation
E-mail: boos@theory.sinp.msu.ru; Eduard.Boos@cern.ch

O.E. Brandt

Kirchhoff Institute for Physics, Heidelberg University, 69120 Heidelberg, Germany
E-mail: obrandt@kip.uni-heidelberg.de

D.S. Denisov

Fermi National Accelerator Laboratory, Batavia Illinois 60510, USA
E-mail: denisovd@fnal.gov

S.P. Denisov

Institute for High Energy Physics of National Research Center "Kurchatov Institute", pl. Nauki 1, 142281 Protvino, Moscow region, Russian Federation
E-mail: denisov@ihep.ru

P.D. Grannis

State University of New York, Stony Brook, New York 11794, USA
E-mail: pgrannis@sunysb.edu

This paper, written to mark the twentieth anniversary of the discovery of the top quark, offers some insight into how the understanding of this heaviest known particle has developed from prediction through search to discovery to the current knowledge of its production mechanisms and properties. The central role of the top quark in the Standard Model is considered and the window of opportunity it opens for seeking new physics beyond the Standard Model is discussed.

Keywords: collider, experiment, facility, quark, photon, boson, lepton, hadron, meson, baryon

PACS numbers: **12.10. – g**, **12.38. – t**, **12.60 – i**, 14.65.Ha

DOI: 10.3367/UFNr.0185.201512a.1241

Bibliography — 247 references

Received 10 September 2015

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **185** (12) 1241 – 1269 (2015)

Physics – Uspekhi **58** (12) (2015)