

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В. ЛОМОНОСОВА

НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ имени Д.В. СКОБЕЛЬЦЫНА

На правах рукописи

Перфилов Максим Анатольевич

**ПОИСК ЭФФЕКТОВ ЗА РАМКАМИ СТАНДАРТНОЙ
МОДЕЛИ В ПРОЦЕССАХ ОДИНОЧНОГО РОЖДЕНИЯ
t-КВАРКА В ЭКСПЕРИМЕНТЕ D_0 НА КОЛЛАЙДЕРЕ
TEVATRON**

01.04.23 — физика высоких энергий

А в т о р е ф е р а т
диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Москва — 2011

Работа выполнена в Научно-исследовательском институте ядерной физики имени Д.В. Скобельцына Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова

Научные руководители:

Боос Эдуард Эрнстович

доктор физико-математических наук
ОЭФВЭ НИИЯФ МГУ

Дудко Лев Владимирович

кандидат физико-математических наук
ОЭФВЭ НИИЯФ МГУ

Официальные оппоненты:

Арбузов Борис Андреевич

доктор физико-математических наук
ОТФВЭ НИИЯФ МГУ, г. Москва.

Куденко Юрий Григорьевич

доктор физико-математических наук
ИЯИ РАН, г. Москва

Ведущая организация:

ИФВЭ, г. Протвино.

Защита состоится 8 апреля 2011 г. в 15:00 на заседании совета по защите докторских и кандидатских диссертаций Д501.001.77 при Московском государственном университете имени М.В. Ломоносова по адресу: 119992, г. Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 5, ("19 корпус НИИЯФ МГУ") ауд. 2-15.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Научно-исследовательского института ядерной физики им. Д.В. Скобельцына МГУ им. М.В. Ломоносова.

Автореферат разослан 22 февраля 2011 г.

Ученый секретарь совета
профессор

С.И. Страхова

Общая характеристика и актуальность работы

Одной из основных задач современной физики элементарных частиц является проверка предсказаний Стандартной модели (СМ) и анализ возможных отклонений от них в коллайдерных экспериментах. В настоящее время СМ хорошо согласуется с экспериментом. Открытие в 1995 г. на коллайдере TEVATRON t -кварка в сильных взаимодействиях завершило целостную картину фермионов 3-го поколения и явилось ещё одним знаменательным подтверждением СМ.

Две составные части СМ - электрослабая модель и квантовая хромодинамика (КХД) - представляют собой перенормируемые квантовые калибровочные теории взаимодействий элементарных частиц и формально способны описать эти взаимодействия во всей области энергий. Однако СМ не может быть признана окончательной теорией из-за существования ряда открытых вопросов.

Во-первых, кварки и лептоны, являющиеся на современном уровне знаний основными компонентами материи, группируются в три поколения, но СМ не может дать ответ о причине существования именно такого числа поколений фермионов. Серьёзные вопросы вызывает и сектор бозона Хиггса, необходимого для спонтанного нарушения симметрии; именно благодаря ему W - и Z -бозоны становятся массивными, а фермионы приобретают массы через юкавские взаимодействия, константы которых вводятся в теории как свободные параметры. Масса хиггсовского бозона также не определяется теорией, причём эта частица ещё не найдена.

Наконец, СМ не может предсказать спектр масс фермионов - в частности, не имеет объяснений иерархия масс фермионов различных поколений. Кроме того, непонятно происхождение такой большой разницы между массами верхнего и нижнего кварков третьего поколения - топ-кварка (последнего из открытых на сегодняшний день кварков) и b -кварка (современное значение массы t -кварка составляет 172 ГэВ, а массы b -кварка - 4.5 ГэВ).

Топ-кварк, таким образом, является тяжёлым и точечным объектом одновременно. Вместе с этим, топ-кварк является узким резонансом - его ширина полного распада Γ_{tot} примерно в 100 раз меньше массы. Время жизни же топ-кварка ($\tau_{top} = 1/\Gamma_{tot}^{top}$) оказывается меньше характер-

ного времени адронизации ($\sim 4 \cdot 10^{-25}$ сек. по сравнению с $\sim 3 \cdot 10^{-24}$ сек.); в связи с этим топ-кварк распадается до того, как смог бы образовать адроны. Наконец, экспериментальное значение V_{tb} параметра матрицы Кабиббо-Кобаяши-Маскавы оказывается ближе к единице, чем значения других диагональных элементов матрицы (0.99 по сравнению с 0.97).

Эти характеристики топ-кварка и сектора, связанного с ним, очень необычны. Поэтому многие физики полагают, что сектор топ-кварка может быть тем местом в СМ, где отклонения от её предсказаний проявятся в первую очередь.

Физика за пределами СМ в секторе топ-кварка может проявляться либо через присутствие новых частиц в электрослабом рождении топ-кварка (заряженных s-канальных резонансов, в частности), либо через изменение предсказываемых СМ значений параметров связи топ-кварка с другими частицами. В диссертации представлен ряд исследований экспериментальных данных детектора DØ коллайдера Tevatron на предмет возможного проявления эффектов физики за пределами СМ в процессах рождения одиночного топ-кварка.

Тема и цель представляемой диссертации непосредственно связаны с потенциальной возможностью проявлений эффектов за рамками Стандартной модели в процессах рождения одиночного топ-кварка.

Основной целью диссертации является экспериментальная проверка предсказаний некоторых теорий за рамками Стандартной модели, относящихся к процессам рождения одиночного топ-кварка на детекторе DØ коллайдера TEVATRON, и нахождение ограничений на параметры, определяющие величину аномальных взаимодействий топ-кварка с другими частицами.

Основные результаты, полученные в диссертации:

При проведении многоэтапных анализов данных, собранных детектором DØ коллайдера TEVATRON, за время его второго цикла работы (Run II) получены:

- первые экспериментальные ограничения на массу дополнительного калибровочного бозона W' для различных сценариев взаимодействия

W' -бозона с фермионами с учётом интерференции между процессами с W' -бозоном и W -бозоном СМ в моде распада W' на t - и b -кварки. Проведено два анализа данных, соответствующих статистике 230 пб^{-1} и 900 пб^{-1} . В результате первого анализа были получены следующие результаты: нижняя граница для массы W' бозона, взаимодействующего с фермионами посредством левых токов, составила 610 ГэВ , в то время, как для W' , взаимодействующего посредством правых токов, эта граница составила 630 ГэВ для W' , распадающегося в кварки и лептоны. Для случая W' -бозона, распадающегося только в кварки, нижняя граница на массу W' составила 670 ГэВ . Второй анализ значительно ужесточил ограничения на массу W' : нижняя граница для массы W' , взаимодействующего с фермионами посредством левых токов составила 731 ГэВ , для W' же, взаимодействующего посредством правых токов и распадающегося в кварки и лептоны, эта граница составила 739 ГэВ . Нижняя граница массы W' -бозона, распадающегося только в кварки составила 768 ГэВ . Дополнительно во втором анализе было проведено исследование значений параметров связи W' -бозона, взаимодействующего посредством правых токов, с фермионами; исключены значения констант выше 0.68 для W' -бозона с массой, равной 600 ГэВ , имеющего возможность распадаться только в кварки и значения констант выше 0.72 для W' , распадающегося и в кварки, и в лептоны.

- экспериментальные ограничения на аномальные параметры вершины Wtb , определяющие вклад правого векторного, а также (впервые) левого и правого тензорных операторов в сечение рождения одиночного топ-кварка с учётом интерференции амплитуд, происходящих из разных частей лагранжиана. Оптимизированная стратегия анализа, рассматривающего данные, соответствующие статистике 900 пб^{-1} , позволила поставить ограничения на два параметра одновременно. Установлены следующие верхние пределы на квадраты правого векторного, а также левого и правого тензорных параметров: $|f_{R_V}|^2 < 2.5$, $|f_{L_T}|^2 < 0.5$ и $|f_{R_T}|^2 < 0.3$ соответственно для измеренных значений $|V_{tb} \cdot f_{L_V}|^2 = 1.8_{-1.3}^{+1.0}$, $1.4_{-0.5}^{+0.6}$ и $1.4_{-0.8}^{+0.9}$.

- верхние пределы на сечения рождения заряженных бозонов Хиггса в s -канальных процессах рождения одиночного топ-кварка для трёх типов моделей с двумя Хиггсовскими дублетами (2HDM) при различных значениях масс бозонов Хиггса и $tg\beta$; построена исключаящая область в плоскости $(M_{H^+}, tg\beta)$ для 2HDM первого типа.
- первые для адронных коллайдеров ограничения на параметры, характеризующие величину нейтральных токов, меняющих аромат кварков (Flavour-Changing Neutral Currents, $FCNC$), между топ-кварком и u -кварком или s -кварком в глюонных вершинах tgu и tgc : ограничения на $FCNC$ -параметры на 95% уровне достоверности (*confidence level*, далее CL) следующие: $k_g^c/\Lambda < 0.15 \text{ ТэВ}^{-1}$ и $k_g^u/\Lambda < 0.037 \text{ ТэВ}^{-1}$, где k_g^c/Λ характеризует силу tgc -взаимодействия, k_g^u/Λ - силу tgu -взаимодействия, а Λ - масштаб новой физики. Анализировались данные, соответствующие интегральной светимости в 230 пб^{-1} . Результатами второго анализа, проведённого на данных, соответствующих интегральной светимости 2.3 фб^{-1} , являются более жёсткие ограничения на области аномальных параметров, определяющих силу $FCNC$ взаимодействия: $k_g^c/\Lambda < 0.057 \text{ ТэВ}^{-1}$ и $k_g^u/\Lambda < 0.013 \text{ ТэВ}^{-1}$, что соответствует следующим ограничениям на вероятности распада топ-кварка, проходящие без изменения аромата: $\mathcal{B}(t \rightarrow cg) < 3.9 \times 10^{-3}$ и $\mathcal{B}(t \rightarrow ug) < 2.0 \times 10^{-4}$; дополнительно были получены ограничения на сечения рождения одиночного топ-кварка посредством $FCNC$.

Научная новизна и практическая ценность

Впервые экспериментальные ограничения на массы W' -бозонов были получены с учётом деструктивного вклада интерференции между W' и W бозонами в s -канальных процессах рождения одиночного топ-кварка.

Исследование более общей формы вершины Wtb позволило получить первые прямые ограничения на общую форму Wtb -взаимодействия и первые ограничения на аномальные параметры, определяющие вклад левого и правого тензорных операторов в сечение рождения и распад одиночного топ-кварка.

Впервые для адронных коллайдеров были получены ограничения на параметры, характеризующие величину нейтральных токов, меняющих аромат кварков, между топ-кварком и u -кварком или s -кварком в глюонных вершинах tgu и tgc .

Впервые были получены верхние пределы на сечения рождения заряженных бозонов Хиггса в s -канальных процессах рождения одиночного топ-кварка для трёх типов моделей с двумя Хиггсовскими дублетами.

Все полученные результаты, а именно, ограничения на аномальные параметры, могут быть применены (и уже применяются) при проектировании новых экспериментов подобного рода как на действующих - TEVATRON и ЛНС, так и на проектируемых коллайдерах - таких, как ILC. Все полученные результаты можно скомбинировать с результатами экспериментов по распаду топ-кварка, что позволит получить более общие ограничения, касающиеся аномальных параметров взаимодействия топ-кварка с другими частицами.

Личный вклад автора

Все результаты диссертации были получены в рамках участия группы НИИЯФ МГУ в работе коллаборации D0 при определяющем вкладе автора. Автором были созданы Монте-Карло (далее - МК) события сигнальных процессов для всех шести экспериментальных анализов, автор также принимал непосредственное участие во всех этапах проведённых анализов экспериментальных данных.

Апробация работы

Материалы диссертации докладывались на семинарах Отдела экспериментальной физики высоких энергий НИИЯФ МГУ, D0 коллаборации, российской конференции Ломоносовские Чтения, МГУ, Москва, 2009 и международных конференциях 12th Annual RDMS CMS Collaboration Conference, Minsk, Belarus, 2008; XVIII International Workshop on Deep-Inelastic Scattering and Related Subjects, Florence, Italy, 2010; The International Workshop High Energy Physics and Quantum Field Theory QFTHEP2010.

Содержание диссертации

Диссертация состоит из введения, четырёх глав, заключения, приложения и списка цитируемой литературы. Объем диссертации составляет 127 страниц. Список литературы содержит 120 ссылок.

Введение содержит краткое описание изучаемой темы, целей работы и общей структуры диссертации.

Первая глава диссертации посвящена экспериментальному поиску дополнительного векторного бозона W' в s-канальных процессах рождения одиночных топ-кварков на DØ детекторе коллайдера TEVATRON.

Расширение калибровочной группы во многих теориях за рамками SM - моделях Некоммутирующего Расширенного Техницвета, Составного и Малого бозона Хиггса, Составных Калибровочных Бозонов, Суперсимметричных Top-Flavor модели, Теории Суперструн и Великого объединения - приводит к появлению дополнительного массивного векторного бозона W' . Эффективный лагранжиан взаимодействия W' -бозона с токами SM в модельнонезависимой форме имеет вид:

$$\mathcal{L} = \frac{V_{q_i q_j}}{2\sqrt{2}} g_w \bar{q}_i \gamma_\mu \left(a_{q_i q_j}^R (1 + \gamma^5) + a_{q_i q_j}^L (1 - \gamma^5) \right) W' q_j + \text{h.c.}, \quad (1)$$

где a^R , a^L — константы взаимодействия W' -бозона с левыми и правыми токами SM, $g_w = e/\sin \theta_W$, $V_{q_i q_j}$ — элемент матрицы ККМ для кварков q_i и q_j . Предполагается, что $M_{W'}$ много больше массы W -бозона SM, соответственно t-канал, а также каналы ассоциативного рождения одиночного топ кварка с участием W' - бозонов имеют относительно малую величину сечения рассеяния, и интерес представляет только s-канальное резонансное рождение W' -бозонов.

На рис. 1 представлены две основные диаграммы рождения одиночного топ-кварка в s-канальном процессе - с участием W -бозона SM и с участием W' -бозона.



Рис. 1: Диаграммы s-канального процесса рождения одиночного топ-кварка с участием (a) W-бозона Стандартной модели и (b) дополнительного заряженного векторного бозона W'

При проведении анализа рассматривалось три сценария взаимодействия W' -бозона с фермионами. Во всех сценариях элементы матрицы ККМ для W' -бозона предполагались равными значениям СМ. В первом сценарии (W'_L) предполагается, что константа связи W' -бозона с фермионами равна константе связи W-бозона с фермионами (что соответствует значениям $a_{q_i q_j}^L = 1, a_{q_i q_j}^R = 0$ в выражении (1)). В этом случае существует интерференция между s-канальным процессом рождения одиночного топ-кварка СМ и процессом рождения W' в s-канале (см. рис. 1). Вклад интерференции незначителен при больших $M_{W'}$, но становится существенным при значениях инвариантной массы порядка нескольких сотен ГэВ - в области, где сечение s-канального процесса рождения одиночного топ-кварка велико. При моделировании процессов рождения W' -бозонов эта интерференция принималась в расчёт.

Во втором и третьем сценариях (W'_R) W' -бозон взаимодействует с фермионами посредством правых токов, и интерференции с W-бозоном нет. Во втором сценарии W'_R может распадаться на кварки и лептоны, в третьем же - только в кварки. Запрещение или разрешение лептонных мод распада диктуется соотношением масс правого нейтрино и W' -бозона.

Первый анализ рассматривал данные DØ детектора коллайдера TEVATRON, соответствующие интегральной светимости 230 pb^{-1} . Сигнальные МК события, созданные с помощью генератора *CompHEP* для трёх моделей взаимодействия W' с фермионами, о которых шла речь выше, использовались для оценки акцептанса рождения топ-кварков в процессах с W' . Созданные МК-события затем пропускались через DØ - программы реконструкции и моделирования реального отклика детектора.

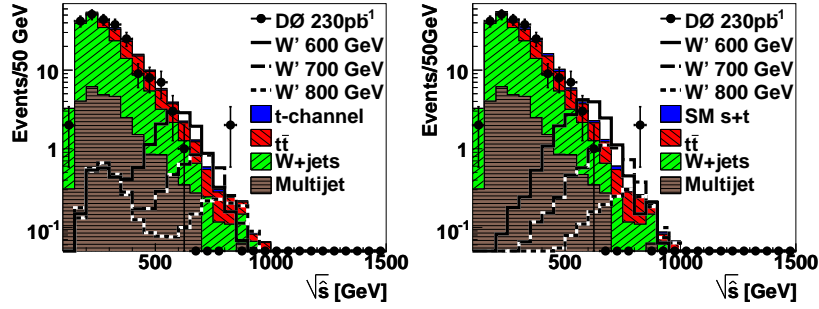


Рис. 2: Реконструированная масса W' -бозона при различных значениях $M_{W'}/c$ с учётом фоновых процессов для (а) W' , взаимодействующего посредством левых токов, и (б) W' , взаимодействующего посредством правых токов, распадающегося только в кварки. События с электроном, мюоном, одной и двумя b -струями скомбинированы.

МК-события для фоновых процессов, вместе с данными, использовались для оценки количества фоновых событий.

Критерии отбора событий были практически идентичны критериям, используемым при поиске процессов электрослабого рождения топ-кварка - выбирались события с высокоэнергетичными лептонами и требовалось наличие хотя бы одной b -струи. Данные отбирались по определённым признакам; были сформирован набор данных, из которых отбирались поднаборы, различающиеся по лептону в конечном состоянии (электрону или мюону) и количеству струй, помеченных как идущих от b -кварка. Эти экспериментальные данные затем были скомбинированы для заключительного этапа анализа.

Из-за большой массы W' -бозона ожидается, что эта гипотетическая частица наиболее чётко проявит себя в распределении по реконструированной инвариантной массе продуктов её распада. Инвариантная масса всех объектов в конечном состоянии ($\sqrt{\hat{s}}$) реконструировалась путём сложения 4-импульсов струй, лептона и нейтрино, идущих от распада W бозона. Для отделения сигнала W' вводилось дополнительное требование $\sqrt{\hat{s}} > 400$ ГэВ.

На рис. 2 сравнивается распределение по инвариантной массе для экспериментальных данных с предсказаниями модели для всех фоновых процессов. Также на рисунке показаны ожидаемые вклады от W' -бозона для различных его масс.

Наблюдаемые данные, как видно из рис. 2, согласуются, с учётом систе-

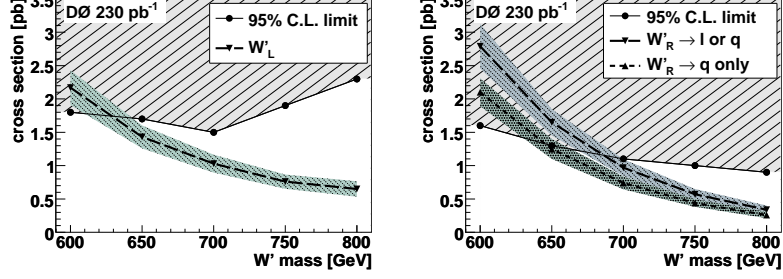


Рис. 3: Предельные значения сечений на 95% CL в зависимости от массы W' с параметрами, отвечающими взаимодействию W' с фермионами посредством (а) левых токов и (б) правых токов. Также на рисунке приведены зависимость NLO сечения рождения W' от массы и ожидаемые предельные значения. Заштрихованные области на рисунках соответствуют областям параметров, исключённым этим анализом. Пересечение сплошной линии с нижней границей интервала неопределённостей определяет нижние ограничения на массу W' -бозона.

матических неопределённостей, с предсказаниями фоновой модели. Следовательно, можно установить верхние пределы на сечения рождения W' -бозона для различных $M_{W'}$ в каждой модели. Для этого используется Байесовский подход: предельные значения получаются с помощью функции правдоподобия, пропорциональной вероятности получить измерение наблюдаемого количества событий. Функция правдоподобия формируется на основе конечного распределения по инвариантной массе в предположении пуассоновского распределения для каждой измеренной ячейки гистограмм и плоской *a priori* вероятности для сечения сигнального процесса.

На рис. 3 приведены предельные значения сечений как функции массы W' -бозонов. Заштрихованные области соответствуют значениям $M_{W'}$, исключённым данным анализом на 95% CL. Нижняя граница для массы W' -бозона, взаимодействующего с фермионами посредством левых токов составила 610 ГэВ, в то время, как для W' , взаимодействующего посредством правых токов, эта граница составила 630 ГэВ (670 ГэВ) для всевозможных (кварковых) распадов W' .

Второй анализ рассматривал большее количество экспериментальных данных, соответствующих интегральной светимости 900 pb^{-1} . При проведении анализа для уменьшения статистических ошибок использовалось большее количество сигнальных МК-событий, созданных с помощью гене-

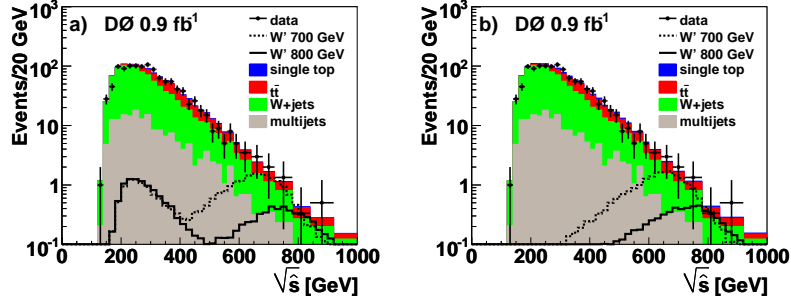


Рис. 4: Распределение по $\sqrt{\hat{s}}$ для данных DØ детектора и фонов СМ при двух различных значениях $M_{W'}$ для (а) W' -бозона, взаимодействующего посредством левых токов, и (б) W' -бозона, взаимодействующего посредством правых токов. Распределения для W' нормированы на NLO сечение. События с электроном, мюоном, одной, двумя, тремя струями и одной и двумя b -струями скомбинированы.

ратора *CompHEP* для большего интервала значений масс W' -бозонов - от 600 до 900 ГэВ, для трёх сценариев взаимодействия W' -бозонов с фермионами.

Экспериментальные данные делились на 8 независимых каналов - по критерию наличия электрона или мюона, количества струй в конечном состоянии и количеству струй, помеченных как идущих от b -кварка ($1, \geq 2$) для повышения эффективности анализа при учёте всех сигнальных акцептансов.

После моделирования фоновых событий, пропускания их через DØ - программы реконструкции и моделирования реального отклика детектора, после учёта всех систематических неопределённостей было построено распределение по реконструированной инвариантной массе W' -бозона.

В наблюдаемом распределении по реконструированной инвариантной массе ($\sqrt{\hat{s}}$) (см. рис. 4) наблюдается хорошее согласие между данными и предсказаниями фоновой модели с учётом неопределённостей. Соответственно, можно поставить верхние ограничения на сечение рождения W' -бозона, умноженное на вероятность его распада в конечное состояние $t\bar{b} + \bar{t}b$, далее обозначаемое как tb , $\sigma(p\bar{p} \rightarrow W') \times B(W' \rightarrow tb)$, используя область распределения при больших значениях $\sqrt{\hat{s}}$. Для нахождения пределов снова использовался Байесовский подход и предположение о плоской неотрицательной *a priori* вероятности для сечения сигнального процесса. Пределы были получены с помощью функции правдоподобия, построенной для

событий с $\sqrt{\hat{s}} > 400$ ГэВ и принимающей во внимание все систематические неопределённости и корреляции между ними.

Наблюдаемые верхние пределы величины $\sigma(p\bar{p} \rightarrow W') \times B(W' \rightarrow tb)$, сравниваемые с NLO предсказаниями для сечений рождения W' -бозонов приведены на рис. 5 для (а) W'_L и (б) W'_R сценариев. Для W'_L сценария приведено полное сечение s-канального процесса рождения одиночного топ-кварка в СМ, включая процесс с W-бозоном СМ и интерференцию W-бозона с W' -бозоном. В этом случае предел применим к полному сечению s-канального рождения одиночного топ-кварка. Используя номинальные теоретические значения для сечений, получены нижние ограничения на массы W' : 731 ГэВ для W'_L , 768 ГэВ для W'_R , распадающегося в кварки и 739 ГэВ для случая W'_R , когда лептонные моды распада тоже разрешены.

Пределы на параметры, определяющие величину взаимодействия W' -бозона с фермионами $g' = g_W a_{ij}^L$ или $g' = g_W a_{ij}^R$, зависящие от модели, могут быть получены из предельных значений сечений рождения W' -бозонов. Так как диаграмма s-канального процесса рождения W' -бозона имеет две $W'q\bar{q}'$ вершины, величина $\sigma(p\bar{p} \rightarrow W') \times B(W' \rightarrow tb)$ пропорциональна g'^4 . Рисунок 5(с) демонстрирует наблюдаемые пределы на отношение g'/g_W . Анализ исключает калибровочные константы, имеющие значения выше $0.68 \cdot g_W$ для массы W' -бозона, равной 600 ГэВ для случая $M_{\nu_R} > M_{W'}$ и выше $0.72 \cdot g_W$ для случая ($M_{\nu_R} < M_{W'}$).

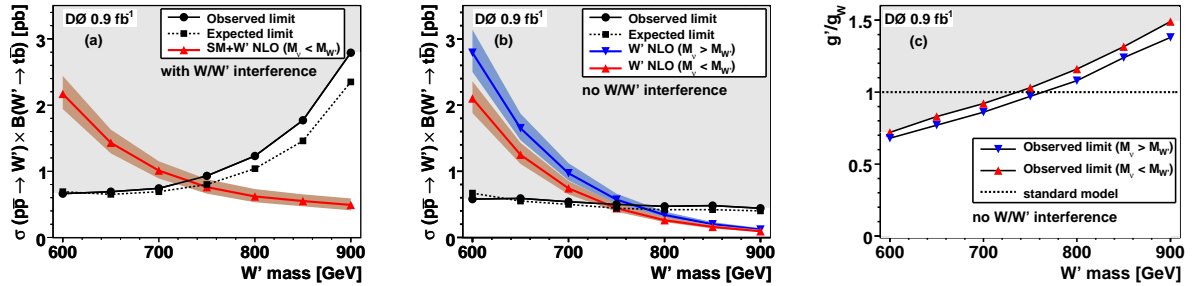


Рис. 5: Теоретические NLO сечения и предельные значения сечений на 95% СЛ для величины $\sigma_{W'} \times B(W' \rightarrow tb)$ в зависимости от массы W' с параметрами, отвечающими взаимодействию W' с фермионами посредством (а) левых токов и (б) правых токов. На рисунке (с) приведены наблюдаемые пределы на величину, определяющую отношение констант g'/g_W . Заштрихованные области на рисунках соответствуют областям параметров, исключённых анализом.

Полученные в результате проведения второго анализа ограничения на массу W' бозона и, дополнительно, на величину калибровочных констант, определяющих величину взаимодействия W' -бозона с фермионами значительно улучшают результаты предыдущего анализа.

Во **второй главе** описано проведённое экспериментальное исследование общей структуры вершины Wtb .

Стандартная модель предсказывает $(V - A)$ структуру заряженных токов, посредством которых осуществляется взаимодействие топ-кварка с любым из нижних кварков ($q = d, s, b$):

$$\Gamma_{tqW}^\mu = -\frac{g}{\sqrt{2}}V_{tq}\bar{u}(p_q)P_L u(p_t) \quad (2)$$

Здесь V_{tq} - один из элементов матрицы Кабиббо-Кобаяши-Маскавы и $P_L = (1 - \gamma_5)/2$ - левый проекционный оператор.

В модели же независимого эффективного сохраняющего CP-инвариантность лагранжиана низшей размерности имеются четыре формфактора, дающих вклад в Wtb вершину:

$$\mathcal{L} = -\frac{g}{\sqrt{2}}\bar{b}\gamma^\mu(L_V P_L + R_V P_R)tW_\mu^- - \frac{g}{\sqrt{2}}\bar{b}\frac{i\sigma^{\mu\nu}q_\nu}{M_W}(L_T P_L + R_T P_R) + h.c. \quad (3)$$

В этом выражении $W_{\mu\nu}^\pm = D_\mu W_\nu^\pm - D_\nu W_\mu^\pm$, $D_\mu = \partial_\mu - ieA_\mu$, $\sigma^{\mu\nu} = i/2[\gamma_\mu, \gamma_\nu]$ и $P_{L,R} = (1 \pm \gamma_5)/2$; q_ν - 4-импульс W бозона. Постоянные $L_{V,T} = V_{tb} \cdot f_{L_{V,T}}$ и $R_{V,T} = V_{tb} \cdot f_{R_{V,T}}$ являются параметрами, определяющими величину аномальных Wtb связей, отвечающими двум векторным (левому и правому) и двум тензорным (левому и правому) операторам. В СМ левый векторный параметр отличен от нуля и равен V_{tb} , остальные же равны нулю.

Проведённый анализ использовал данные DØ детектора, соответствующие интегральной светимости 900 пб^{-1} . При этом предполагалось, что одиночный топ-кварк рождается исключительно посредством взаимодействия с W бозоном, и что элементы КKM-матрицы $|V_{ts}|$ и $|V_{td}|$ малы по сравнению с $|V_{tb}|$.

Зависимость полного сечения рождения одиночного топ-кварка от аномальных параметров даётся следующим выражением

$$\sigma \sim A \cdot (f_{L_V})^2 + B \cdot (f_{R_V})^2 + C \cdot (f_{L_V} \cdot f_{L_T}) + D \cdot (f_{R_V} \cdot f_{R_T}) + E \cdot (f_{L_T})^2 \quad (4)$$

из которого видно, что для того, чтобы смоделировать общую зависимость сечения от констант, необходимо создать наборы событий, моделирующие отдельно вклады от всех векторных и тензорных операторов и интерференционные члены.

В представляемом анализе рассматривалось рождение одиночного топ-кварка с параметром L_V , по величине соответствующим значению СМ ($L_V = V_{tb} \cdot f_{L_V}$) с дополнительным вкладом от векторного правого и тензорных - правого и левого - операторов. В таблице 1 приведены значения констант, используемых в наборах созданных сигнальных МК событий в генераторе *CompHEP* для s-канальных и t-канальных процессов рождения одиночного топ-кварка.

Набор событий	L_V	R_V	L_T	R_T
1	1	0	0	0
2	0	1	0	0
3	0	0	1	0
4	0	0	0	1
5	1	1	0	0

Таблица 1: Параметры, использующиеся при создании МК-событий.

Рассматривалось три сценария для значений параметров аномальных связей : (L_V, R_V) , (L_V, R_T) , and (L_V, L_T) . В каждом сценарии наборы событий из таб. 1 комбинировались определённым образом для соответствия (4).

МК события для основных фонов (W +струи, $t\bar{t}$...), а также критерии отбора, применяемые к событиям, полностью аналогичны используемым в анализе по открытию электрослабого рождения одиночного топ-кварка.

Основными источниками систематических неопределённостей для сигнальной и фоновой модели являются неопределённость, связанная с нормировкой $t\bar{t}$ фона, нормировка фона W +струи и фоновых процессов с многими струями на данные, а также неопределённости, связанные с эффективностью определения b -струи и с поправками к энергии струи.

Для отделения сигнальных событий от фоновых использовался метод дерева решений. Для каждого сценария, отвечающего ненулевому значению двух констант, деревья тренировались для четырёх наборов данных, различающихся по аромату лептона и количеству b -струй. Кинематические переменные для дерева решений были выбраны следующими: 49 переменных из анализа по открытию одиночного топ-кварка, наилучшим образом отделяющих сигнальные процессы с рождением одиночного топ-кварка от фоновых процессов и дополнительная переменная - поперечный импульс лептона P_T , успешно разделяющая сигнальные процессы с различными аномальными константами, что можно наблюдать на рис. 6.

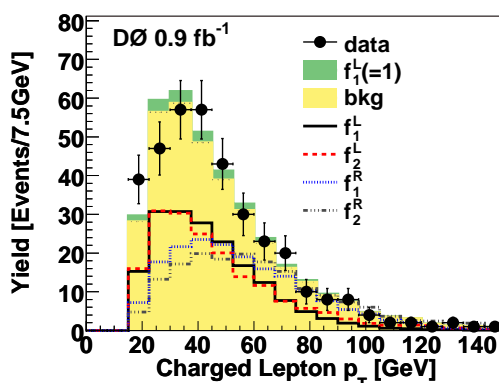


Рис. 6: Распределение по поперечному импульсу заряженного лептона P_T , полученное для данных, ожидаемое распределение для событий с электрослабым рождением топ-кварка в СМ для событий с двумя струями и одной b -струей и распределения для событий с электрослабым рождением топ-кварка с аномальными константами (остальные две константы, кроме приведённых на рисунке, равны 0), нормированные на десятикратное сечение рождения одиночного топ-кварка в СМ.

Деревья решений дают на выходе распределения значений, характеризующих вероятность отдельного события быть фоновым или сигнальным: 0 соответствует фоновому событию, 1 - сигнальному. На рис. 7 приведены выходные распределения для данных и суммарного фона сигнальных и фоновых процессов СМ для набора данных, соответствующих электрону, двум струям и одной b -струе в конечном состоянии для каждого из рассматриваемых трёх сценариев.

Для сравнения выходных распределений деревьев решений, полученных из данных, с ожиданием сечения рождения одиночного топ-кварка исполь-

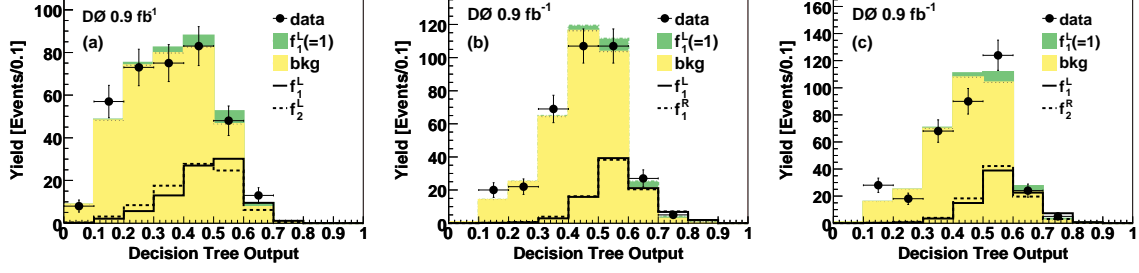


Рис. 7: Выходные распределения дерева решений для данных и суммы сигнальных и фоновых процессов СМ для набора данных соответствующих электрону, двум струям и одной b -струе в конечном состоянии, для (а) (L_1, L_2) сценария, (б) (L_1, R_1) сценария и (с) (L_1, R_2) сценария. Приведены также распределения для сигнальных процессов с одиночным топ-кварком с различными аномальными константами, нормированные на пятикратное сечение рождения одиночного топ-кварка в СМ.

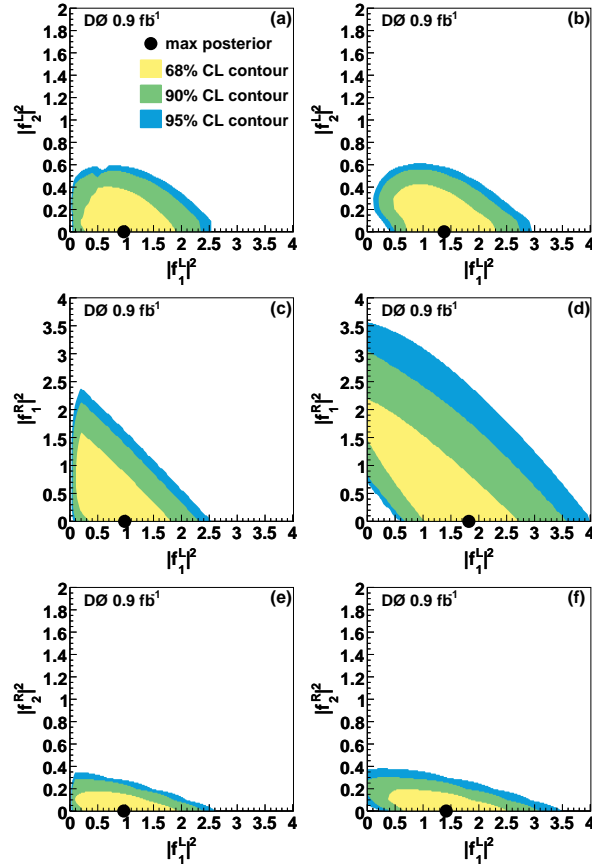


Рис. 8: Двумерная плотность вероятности для аномальных констант. Левые рисунки демонстрируют ожидание для левых векторных констант, правые - наблюдаемую постериорную вероятность, полученную из данных. Верхняя колонка (а, б) соответствует (L_1, L_2) сценарию, средняя колонка (с, д) соответствует (L_1, R_1) сценарию, нижняя (е, ф) - сценарию (L_1, R_2) .

Сценарий	Сечение	Константа
(L_1, L_2)	$4.4_{-2.5}^{+2.3}$ pb	$ f_1^L ^2 = 1.4_{-0.5}^{+0.6}$ $ f_2^L ^2 < 0.5$ at 95% CL
(L_1, R_1)	$5.2_{-3.5}^{+2.6}$ pb	$ f_1^L ^2 = 1.8_{-1.3}^{+1.0}$ $ f_1^R ^2 < 2.5$ at 95% CL
(L_1, R_2)	$4.5_{-2.2}^{+2.2}$ pb	$ f_1^L ^2 = 1.4_{-0.8}^{+0.9}$ $ f_2^R ^2 < 0.3$ at 95% CL

Таблица 2: Измеренные значения сечения рождения одиночного топ-кварка и одномерные предельные значения Wtb констант для трёх сценариев.

зовалась Байесовская статистика и построенная для всех двенадцати наборов данных (наборов, отличающихся по аромату лептона, количеству струй (2, 3, 4) в конечном состоянии и количеству b -струй) функция правдоподобия. Для наблюдаемых событий предполагались Пуассоновское распределение и плоская неотрицательная *a priori* вероятность для сечения сигнального процесса. Двумерная постериорная плотность вероятности была посчитана как функция $|f_1^L|^2$ и $|f_X|^2$, где f_X любая из других трёх аномальных констант, в каждом наборе данных. Эти плотности вероятности представлены на рис. 8.

Полученные в результате верхние предельные значения аномальных констант на 95% CL и измеренные значения $|f_1^L|^2$ приведены в таб. 2.

Третья глава посвящена экспериментальному поиску заряженного бозона Хиггса, возникающего в целом классе расширений СМ - моделях с двумя Хиггсовскими дублетами (2HDM), в s -канальном процессе рождения одиночного топ-кварка. Типы таких моделей различаются по используемому в них механизму подавления FCNC.

На рис. 9 приведена основная диаграмма рождения заряженного Хиггсовского скаляра, распадающегося на одиночный топ-кварк.

При МК моделировании сигнальных событий в генераторе CompuNER использовалось следующее выражение для эффективного лагранжиана взаимодействия между заряженным скаляром Хиггса и кварками:

$$\mathcal{L} = H^+ \bar{q}_i \left[g_L^{ij} \left(\frac{1 - \gamma^5}{2} \right) + g_R^{ij} \left(\frac{1 + \gamma^5}{2} \right) \right] q_j \quad (5)$$

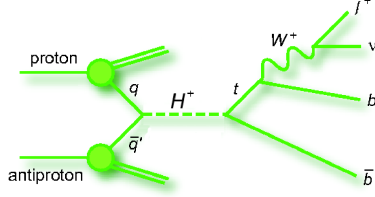


Рис. 9: Диаграмма лидирующего порядка для процесса $q\bar{q}' \rightarrow H^+ \rightarrow t\bar{b}$, с t , распадающимся по каналу $t \rightarrow W^+\bar{b}$ and $W^+ \rightarrow \ell^+\nu$.

где g_w слабая константа связи и g_L^{ij} , g_R^{ij} - параметры, определяющие силу взаимодействия посредством левых и правых токов соответственно. События, созданные отдельно со значениями констант $g_L^{ij} = 1$, $g_R^{ij} = 0$ и $g_L^{ij} = 0$, $g_R^{ij} = 1$, затем комбинировались с определёнными весами для соответствия констант значениям параметров определённой 2HDM.

Использовались данные, собранные DØ детектором, соответствующие интегральной светимости 0.9 фб^{-1} . Результатом анализа явились верхние пределы на сечения рождения заряженных бозонов Хиггса для трёх типов моделей с двумя Хиггсовскими дублетами, приведенные в таб. 3.

M_{H^+} (GeV)	$\tan\beta < 0.1$	$\tan\beta = 1$	$\tan\beta = 5$	$\tan\beta > 10$
180	12.9 (11.4)	14.3 (12.2)	13.7 (11.7)	13.7 (12.2)
200	[5.9 (9.6)]	6.3 (9.9)	6.5 (10.0)	6.5 (10.0)
220	[2.9 (4.2)]	3.0 (4.4)	3.0 (4.5)	3.0 (4.5)
240	[2.3 (3.1)]	2.4 (3.3)	2.6 (3.5)	2.6 (3.5)
260	[3.0 (2.8)]	3.0 (2.9)	3.0 (3.0)	3.0 (3.0)
280	[4.0 (2.6)]	4.2 (2.7)	4.5 (2.9)	4.5 (2.9)
300	[4.5 (2.4)]	4.7 (2.4)	4.9 (2.5)	4.9 (2.5)

Таблица 3: Наблюдаемые пределы на сечение рождения заряженного бозона Хиггса (в пб), умноженное на его вероятность распада $\sigma(q\bar{q}' \rightarrow H^+) \times B(H^+ \rightarrow t\bar{b})$. В скобках для сравнения приведены ожидаемые пределы. Эти результаты применимы для 2HDM второго типа. Пределы, полученные для $tg\beta = 1$ и $tg\beta > 10$ справедливы также для 2HDM первого и третьего типов, соответственно. Пределы, приведённые в квадратных скобках, справедливы только для рождения заряженного скаляра, взаимодействующего только с левыми токами и шириной, меньшей экспериментального разрешения.

Исключённая область в плоскости $(M_{H^+}, tg\beta)$ для модели 2HDM первого типа, полученная в результате исследования, показана на рис. 10.

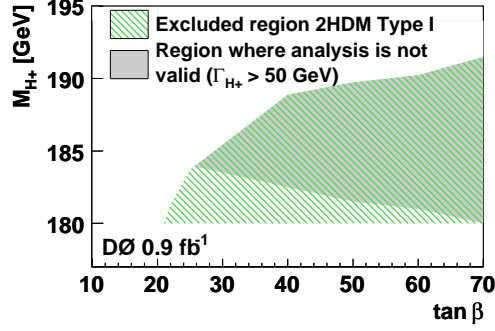


Рис. 10: Исключённая данным анализом область параметров в плоскости M_{H^+} vs $\tan\beta$ на 95% CL для 2HDM первого типа.

Четвёртая глава диссертации посвящена экспериментальному поиску нейтральных токов, меняющих аромат кварков (FCNC), в процессах рождения одиночных топ-кварков. Токи такого типа появляются в СМ в петлевых диаграммах высокого порядка теории возмущений, но доля полного распада топ-кварка в s - и u -кварки очень мала - порядка 10^{-10} . Гораздо сильнее FCNC взаимодействие проявляется во многих теориях, расширяющих СМ - например, в теориях с многими Хиггсовскими дублетами или в моделях, в которых топ-кварк представляется составным объектом. Процессы, происходящие на адронных коллайдерах, позволяют провести исследование FCNC в вершинах, содержащих топ-кварки, один из лёгких кварков (u - или s) и глюоны. На рис. 11 представлены фейнмановские диаграммы с tg и tug вершинами.

Параметры, определяющие величину FCNC взаимодействия, могут быть параметризованы модельнонезависимым образом, если эффективный лагранжиан записать в форме

$$\mathcal{L}_{\text{FCNC}} = \frac{\kappa_{tgf}}{\Lambda} g_s \bar{f} \sigma^{\mu\nu} \frac{\lambda^a}{2} t G_{\mu\nu}^a, \quad (6)$$

где $f = u$ или s ; u , s и t есть кварковые поля; κ_{tgf} определяет величину tgu или tgs констант; g_s и λ^a - константа сильного взаимодействия и матрица Гелл-Манна; $\sigma^{\mu\nu}$ и $G_{\mu\nu}^a$ - дираковский тензор и калибровочный тензор глюонного поля. Сечение рождения одиночного топ-кварка посредством FCNC зависит квадратично от фактора κ_{tgf}/Λ .

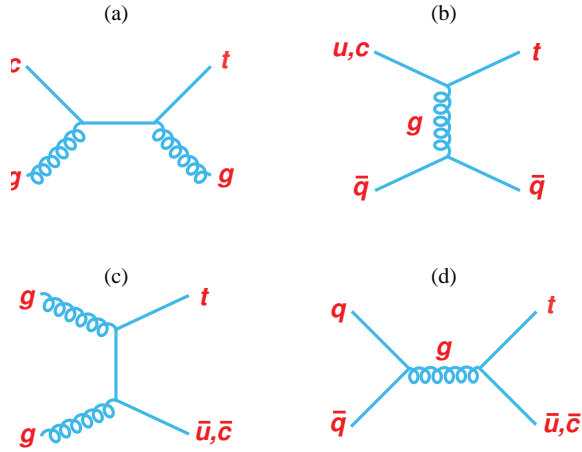


Рис. 11: Диаграммы Фейнмана лидирующего порядка, содержащие FCNC вершины с топ-кварком, лёгкими (u - или c -) кварками и глюонами.

Первый анализ использовал данные, собранные детектором DØ, соответствующие интегральной светимости 230 пб^{-1} . МК события для сигнальных процессов были созданы с помощью генератора CompHEP и пропущены через программы реконструкции и моделирования реального отклика детектора DØ. МК события для основных фонов (W +струи, $t\bar{t}$...), а также критерии отбора, применяемые к событиям, полностью аналогичны использовавшимся в анализе, имевшем своим результатом наблюдение электрослабого рождения топ-кварка.

Для разделения сигнальных и фоновых событий использовалась нейронная сеть с десятью переменными, лучшим образом отражающими кинематику индивидуальных объектов, глобальную кинематику всех событий и угловые корреляции. В процессе тренировки нейронной сети процессы электрослабого рождения топ-кварка в Стандартной модели рассматривались как фоновые. Удалось добиться хорошего отделения не только сигнальных процессов от фоновых, но и FCNC процессов от процессов рождения топ-кварков в СМ. Выходные распределения нейронной сети для скомбинированного электронного и мюонного каналов показаны на рис. 12 для всех фоновых событий и данных DØ; на рисунке также приведены распределения для суммы сигнальных FCNC событий при значениях параметров $\kappa_{tgu}/\Lambda = \kappa_{tg}/\Lambda = 0.03 \text{ ТэВ}^{-1}$. Видно, что фоновая модель хорошо описывает поведение экспериментальных данных, что позволяет приступить к

процедуре установки пределов на аномальные параметры, определяющие величину FCNC взаимодействия.

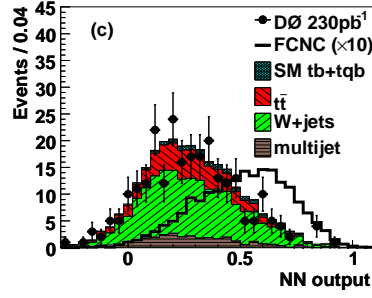


Рис. 12: Выходные распределения нейронной сети для суммы всех фоновых процессов и данных $D\bar{O}$ для скомбинированных электронного и мюонного поднаборов. Также показано распределение сигнальных FCNC процессов при значениях аномальных FCNC параметров $\kappa_{tgu}/\Lambda = \kappa_{tg}/\Lambda = 0.03 \text{ ТэВ}^{-1}$

Для установления верхних предельных значений на параметры FCNC взаимодействия использовался Байесовский подход, который позволил построить исключающие контуры для FCNC параметров для различных уровней достоверности. Эти контуры показаны на рис. 13 для комбинированных электронного и мюонного поднаборов данных $D\bar{O}$.

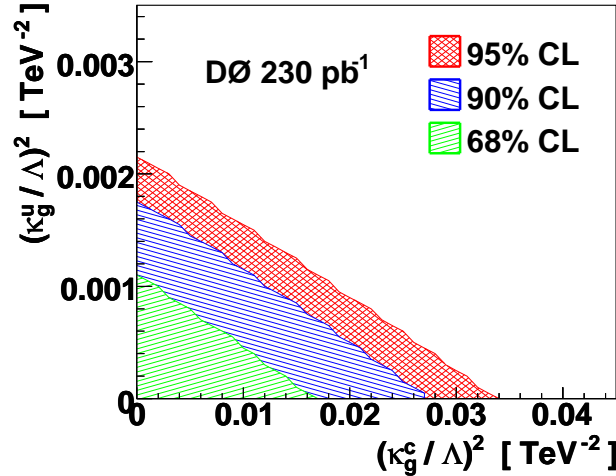


Рис. 13: Исключающие области FCNC параметров контуры при различных CL для данных $D\bar{O}$ в электронном и мюонном каналах

Получившиеся в результате пределы на параметры, определяющие величину FCNC взаимодействия, приведены в таб. 4. Полученные пределы являются первыми для адронных коллайдеров ограничениями на величину параметров FCNC взаимодействия в tgu и $tgс$ вершинах.

	Наблюдаемые (ожидаемые) пределы [ТэВ ⁻¹]	
	κ_{tgc}/Λ	κ_{tgu}/Λ
Электронный канал	0.16 (0.19)	0.046 (0.052)
Мюонный канал	0.21 (0.21)	0.049 (0.050)
Скомбинированный канал	0.15 (0.16)	0.037 (0.041)

Таблица 4: Верхние пределы на FCNC параметры κ_{tg}/Λ и κ_{tgu}/Λ на 95% CL

Второй анализ, основывавшийся на $D\bar{D}$ данных, соответствующих интегральной светимости 2.3 fb^{-1} , сильно ужесточил ограничения на аномальные параметры, определяющие силу FCNC взаимодействия. Это стало результатом не только обработки большего количества данных, но и использования новейших методов экспериментального анализа. В частности, для разделения сигнальных и фоновых событий использовались Байесовские нейронные сети, объединявшие переменные, оптимизированные для анализа по наблюдению процессов рождения одиночного топ-кварка с переменными, используемыми в предыдущем FCNC анализе, оптимизированными для отделения FCNC процессов от процессов СМ. На рисунке 14 показано сравнение между фонами и данными для дискриминанта всех Байесовских нейронных сетей, натренированных отдельно на каждом поднаборе данных.

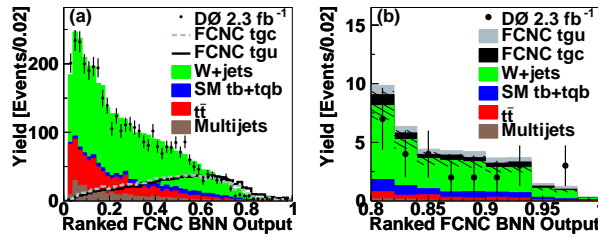


Рис. 14: Сравнение фоновой модели и данных $D\bar{D}$ для дискриминанта Байесовской нейронной сети (a) для полной области значений дискриминанта и (b) области с высоким значением дискриминанта.

В таб. 5 приведены получившиеся в результате второго FCNC анализа верхние предельные значения параметров, определяющих силу FCNC взаимодействий, на 95% CL. По сравнению с первым анализом были получены дополнительные ограничения на сечения рождения одиночных топ-

кварков в глюонных вершинах посредством FCNC и вероятностей распада; эти результаты на 95% CL также приведены в таб. 5.

	tgu	tgc
Cross section	0.20 pb	0.27 pb
$\kappa_{t_{gf}}/\Lambda$	0.013 TeV ⁻¹	0.057 TeV ⁻¹
$\mathcal{B}(t \rightarrow qg)$	2.0×10^{-4}	3.9×10^{-3}

Таблица 5: Наблюдаемые верхние предельные значения FCNC сечений, констант и вероятностей распада на 95% CL

В **заключении** сформулированы основные результаты, полученные в диссертации.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах:

1. V. M. Abazov,..., M. Perfilov,... [D0 Collaboration], “Search for W' boson production in the top quark decay channel”, Phys. Lett. B **641**, 423 (2006).
2. V. M. Abazov,..., M. Perfilov,... [D0 Collaboration], “Search for W' Boson Resonances Decaying to a Top Quark and a Bottom Quark”, Phys. Rev. Lett. **100**, 211803 (2008).
3. V. M. Abazov,..., M. Perfilov,... [D0 Collaboration], “Search for production of single top quarks via flavor-changing neutral currents at the Tevatron”, Phys. Rev. Lett. **99**, 191802 (2007).
4. V. M. Abazov,..., M. Perfilov,... [D0 Collaboration], “Search for flavor changing neutral currents via quark-gluon couplings in single top quark production using 2.3 fb^{-1} of $p\bar{p}$ collisions”, Phys. Lett. B **693**, 81 (2010).
5. V. M. Abazov,..., M. Perfilov,... [D0 Collaboration], “Search for anomalous Wtb couplings in single top quark production”, Phys. Rev. Lett. **101**, 221801 (2008).
6. V. M. Abazov,..., M. Perfilov,... [D0 Collaboration], “Search for Charged Higgs Bosons Decaying into Top and Bottom Quarks in $p\bar{p}$ Collisions”, Phys. Rev. Lett. **102**, 191802 (2009).

Перфилов Максим Анатольевич

**ПОИСК ЭФФЕКТОВ ЗА РАМКАМИ СТАНДАРТНОЙ
МОДЕЛИ В ПРОЦЕССАХ ОДИНОЧНОГО РОЖДЕНИЯ
t-КВАРКА В ЭКСПЕРИМЕНТЕ D0 НА КОЛЛАЙДЕРЕ
TEVATRON**

А в т о р е ф е р а т

Подписано в печать 21 февраля 2011 г.

Формат 60x90/16

Объём 1,50 п.л.

Тираж 100 экз.

Заказ № 090311340

Оттиражировано на ризографе в ООО «УниверПринт»

ИНН/КПП 7728572912/772801001

Адрес: г. Москва, улица Ивана Бабушкина, д. 19/1.

Тел. 740-76-47, 989-15-83

<http://www.univerprint.ru>