МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИМЕНИ М.В.ЛОМОНОСОВА
НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ
ФИЗИКИ
ИМЕНИ Д.В.СКОБЕЛЬЦЫНА

На правах рукописи

Перфилов Максим Анатольевич

"Поиски эффектов за рамками Стандартной Модели в процессах одиночного рождения t-кварка в эксперименте D0 на коллайдере Tevatron"

01.04.23 – Физика Высоких Энергий

ДИССЕРТАЦИЯ
на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научные руководители:
доктор
физико-математических наук
Боос Э.Э.
кандидат
физико-математических наук
Дудко Л.В.

Москва - 2011

Оглавление

Введение **5**

1 Поиск рождения дополнительного массивного векторного бозона (W') в процессах рождения топ-кварка **10**

1.1 Постановка задачи 10
1.2 Феноменология рождения W' на адронных коллайдерах. . 12
1.3 Монте-Карло моделирование событий с рождением W' в процессах рождения одиночного топа 14
1.4 Детали первого проведённого анализа 16
1.4.1 Отбор данных и событий 16
1.4.2 Результаты отбора 17
1.4.3 Последний этап анализа 19
1.4.4 Систематические неопределённости 20
1.4.5 Пределы сечений и ограничения на массу W'. 21
1.4.6 Результаты первого проведённого анализа. 24
1.5 Детали второго проведённого анализа 26
1.5.1 Отбор данных и событий 26
1.5.2 Моделирование сигнальных и фоновых событий . . 26
1.5.3 Общая структура анализа и результаты отбора . . . 27
1.5.4 Систематические неопределённости 32
1.5.5 Пределы сечений 33
1.5.6 Константы связи W' с фермионами 34
1.5.7 Результаты второго проведённого анализа 38
1.6 Основные результаты главы 39

2 Поиск аномальных Wtb-параметров в процессах рождения одиночного топ-кварка **40**

2.1 Постановка задачи. Аномальная структура Wtb вершины: лагранжиан, параметры связи, кинематика 40
2.2 Детали анализа 42
2.2.1 Моделирование сигнала и фона, отбор событий . . . 42

2.2.2 Акцептансы и набранные события 43
2.2.3 Дерево решений: обучение и результаты 45
2.3 Основные результаты главы 50

3 Поиск заряженного Хигссовского скаляра в s-канальном процессе рождения одиночного топ-кварка 52
3.1 Введение 52
3.2 Модели с двумя Хигссовскими дублетами 55
3.3 Детали проведённого анализа 57
3.3.1 Моделирование сигнальных и фоновых событий . . 57
3.3.2 Фоновая модель и Монте-Карло события 59
3.3.3 Отбор событий 59
3.3.4 Систематические неопределённости 62
3.3.5 Пределы сечений 63
3.4 Основные результаты главы 67

4 Нейтральные токи, меняющие аромат кварков (FCNC) в процессах рождения топ-кварка 71
4.1 Постановка задачи. 71
4.2 Феноменология процессов рождения одиночных топ-кварков посредством FCNC. 73
4.3 Детали проведённого анализа. 74
4.3.1 Стратегия анализа 74
4.3.2 Моделирование фоновых событий. 75
4.3.3 Моделирование сигнальных событий. 76
4.3.4 Собранные события 77
4.3.5 Разделяющие переменные и результаты нейронной сети 77
4.3.6 Результаты нейронносетевого анализа. 82
4.3.7 Систематические неопределённости 82
4.3.8 Процедура установки ограничений на аномальные FCNC-параметры 86
4.3.9 Результаты применения нейронной сети. 87
4.3.10 Основные результаты первого проведённого анализа. 91
4.4 Детали второго проведённого анализа 91
4.4.1 Моделирование сигнала и фона 92
4.4.2 Наборы данных 93
4.4.3 Мультивариантный анализ 93
4.5 Основные результаты главы 106

Заключение 108

Благодарности **111**

Литература **112**

Введение

В представляемой диссертации описан ряд экспериментальных исследований, проведённых в 2006-2010 гг. на детекторе DØ коллайдера Tevatron (Национальная Ускорительная Лаборатория им. Энрико Ферми (Фермилаб), США) и посвящённых поиску отклонений от предсказаний Стандартной модели (СМ) в процессах рождения одиночного топ-кварка - одного из самых интересных и противоречивых объектов современной физики высоких энергий.

История самого необычного из шести известных на сегодняшний день кварков берёт своё начало в 1964 году, когда Гелл-Манн и Цвейг предложили кварковую модель для объяснения накопившихся фактов в ускорительных экспериментах и экспериментах с космическими лучами по рождению большого количества (порядка сотни) адронов - сильновзаимодействующих частиц. В то время для описания адронных состояний было достаточно введения 3-х кварков: u-(up), d-(down), s-(strange).

Дальнейшие эксперименты - в частности, обнаружение в 1974 г. нового адрона, так называемой частицы J/Ψ (связанное состояние $c\bar{c}$), равно как и открытия в лептонном секторе - обнаружение мюонов и мюонного нейтрино - явили миру картину симметрии двух поколений кварков (u, d и c, s) и двух поколений лептонов (e, ν_e и μ, ν_μ). Однако же в 1976 г. был обнаружен третий заряженный τ-лептон, а в 1977 г. был открыт новый мезон Υ - связанное состояние b-кварка и соответствующего ему антикварка, что нарушило симметрию двух поколений, но и сподвигло экспериментаторов на поиски недостающих для симметрии трёх поколений ещё одного кварка и лептона. Недостающий кварк - топ-кварк - был обнаружен в 1995 г. в Фермилабе практически одновременно двумя коллаборациями CDF [1] и DØ [2] в сильных взаимодействиях при парном $t\bar{t}$-рождении, а в 2000 г. в том же научном центре на нейтринном детекторе $DONUT$ было обнаружено τ-нейтрино.

Открытия топ-кварка и τ-нейтрино завершили целостную картину трёх поколений, предсказываемых СМ. Вместе с тем многие вопросы, касающиеся как свойств топ-кварка, так и сектора СМ, связанного с

ним, до сих пор не имеют ответа.

Во-первых, необычайно большой оказалась масса топ-кварка по сравнению с массами других кварков. Современное измеренное значение составляет $172.0 \pm 0.9 \pm 1.3$ ГэВ (для сравнения, масса b-кварка составляет примерно 4.67 ГэВ). В СМ массы всех частиц образуются за счёт взаимодействия с конденсатом скалярного поля Хигсса. При этом взаимодействие топ-кварка, как и любого другого фермиона (f) СМ, с полем Хиггса представляет собой взаимодействие типа Юкавы вида $\Lambda_f \bar{f} f H$ с константой $\Lambda_f = \frac{m_f}{v/\sqrt{2}}$, где v - величина вакуумного среднего порядка 230 ГэВ, задаваемого независимыми измерениями масс W- и Z-бозонов. Подставив массу топ-кварка равной 172 ГэВ получаем для Λ_t величину, близкую к единице. В настоящее время бозон Хигсса не открыт и механизм спонтанного нарушения симметрии не понят до конца, в то время как близость измеренного значения массы топ-кварка и величины вакуумного среднего $v/\sqrt{2}$ позволяет многим исследователям полагать, что именно изучение свойств и взаимодействий топ-кварка позволит пролить свет на проблему образования масс.

Другая характеристика топ-кварка, вызывающая интерес - его ширина (или время жизни). Топ-кварк не стабилен и быстро распадается по различным каналам (он и был зарегистрирован по продуктам своего распада); согласно СМ топ-кварк распадается практически только на W-бозон и b-кварк и ширина полного распада оказывается равной примерно $\Gamma_{tot}^{top} = 1.6$ ГэВ - примерно в 100 раз меньше его массы, что делает топ-кварк узким резонансом. Время жизни же топ-кварка ($\tau_{top} = \frac{1}{\Gamma_{tot}^{top}}$) оказывается настолько маленьким ($\sim 4{\cdot}10^{-25}$ сек.) что топ-кварк не способен к адронизации (характерное время адронизации - $\sim 3 \cdot 10^{-24}$ сек.) - он распадается задолго до того, как смог бы образовать адроны и делает это практически в той же точке, где и рождается. Из-за отсутствия эффектов адронизации в экспериментах с топ-кварком его изучение предоставляет уникальную возможность исследовать фундаментальные взаимодействия кварков.

Ещё один параметр, связанный с топ-кварком, представляет интерес с точки зрения проверки гипотез СМ - V_{tb}-параметр матрицы Кабиббо-Кобаяши-Маскаво (ККМ). В рамках предположений СМ о наличии только трёх поколений кварков в природе матричный элемент V_{tb} оказывается близким к единице. Это следует из измерений других элементов ККМ-матрицы и условия унитарности ($VV^+ = 1$), которое накладывает условие связи между элементами. Полученные из этих условий связи значение V_{tb} примерно равно 0.999. Однако такое значение получено в предположении справедливости СМ с тремя поколениями. Если же от-

казаться от этого предположения, то значение V_{tb} оказывается практически неопределённым. Например, если существует четвёртое поколение кварков, то условие унитарности соответствующей матрицы смешивания 4×4 практически не накладывает ограничений на величину V_{tb}. Первое прямое измерение было сделано при наблюдении рождения одиночного топ-кварка на коллайдере Tevatron [3]. Вероятность рождения одиночного топ-кварка прямо пропорционально V_{tb}^2, но в силу малой статистики первое измерение позволило получить лишь очень приблизительную оценку параметра V_{tb}.

Описанные уникальные свойства топ-кварка ставят перед физикой элементарных частиц множество неразрешённых вопросов, среди них:

- почему топ-кварк настолько тяжелее остальных кварков и лептонов, обнаруженных в природе?
- в чем причина того, что численное значение константы взаимодействия топ-кварка с бозоном Хиггса (юкавская константа топ-кварка) практически равна единице?
- каким образом кварк, обладая массой в 175 раз большей, чем масса водорода, тем не менее является точечной частицей (т.е. его структура, если она и есть, не проявляется вплоть до расстояний порядка 10^{-17} см?

На эти вопросы СМ ответа не даёт. Более того, множество исследователей (см., например, [4]) полагает, что отклонения от предсказаний СМ наиболее ярко проявят себя именно в секторе топ-кварка. Уникальные возможности для этого представляют процессы электрослабого рождения одиночного топ-кварка.

Физика за пределами СМ в секторе топ-кварка может проявляться в таких процессах 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 (например, параметра V_{tb}). В представляемой диссертации описаны результаты экспериментальных исследований возможного влияния некоторых эффектов новой физики на рождение одиночного топ-кварка в эксперименте DØ на коллайдере Tevatron.

Диссертацию начинает **Введение**, в котором предлагается к рассмотрению краткая информация по диссертации, обрисовывается круг исследуемых проблем и обсуждается актуальность поставленных задач.

В **главе 1** приведены результаты поиска заряженного массивного векторного бозона - W'- в s-канале рождения одиночного топ-кварка.

Представлены результаты двух анализов экспериментальных данных, набранных на D0-детекторе коллайдера Tevatron, соответствующих интегральной светимости 230 пб$^{-1}$ и 900 пб$^{-1}$. На этапе Монте-Карло моделировании сигнальных событий использовалась наиболее общая форма модельно-независимого лагранжиана взаимодействия W' с фермионами, что позволило провести поиск W' не опираясь на конкретную модель. Особенное внимание было уделено учёту интерференции W'с W-бозоном СМ в s-канальном рождении топ-кварка, вклад которой не учитывался ранее в экспериментальных исследованиях рождения W' в таких процессах. В результате первого анализа были получены следующие результаты: нижняя граница для массы W', взаимодействующего с фермионами посредством левых токов (как W), составила 610 GeV, в то время, как для W', взаимодействующего посредством правых токов, эта граница составила 630 GeV (670 GeV) для W' , распадающегося и в кварки, и в лептоны (только в кварки). Второй анализ несколько ужесточил ограничения на массу W': нижняя граница для массы W', взаимодействующего с фермионами посредством левых токов (как W) составила 731 GeV, в то время как для W', взаимодействующего посредством правых токов, эта граница составила 739 GeV для W' , распадающегося в кварки и лептоны и 768 GeV для W' , распадающегося только в кварки. Дополнительно во втором анализе было проведено исследование значений параметров связи W' с фермионами; исключены значения констант выше 0.68(0.72) для W' с массой, равной 600 ГэВ для случая W' ,распадающегося только в кварки (в лептоны и кварки). Приведенный анализ опубликован в работах [5] - [8].

Глава 2 посвящена анализу возможных отклонений от предсказаний СМ в структуре вершины Wtb. СМ предсказывает (V - A) структуру данной вершины, в то время как наиболее общий лагранжиан низшей размерности содержит ещё и векторную правую часть, а также тензорные - правую и левую. Единственным возможным методом прямого изучения данной структуры дают процессы с рождением одиночного топ-кварка. Приготовленные генераторы сигнальных событий учитывали как вклады от векторных и тензорных частей лагранжиана отдельно, так и интерференции между ними. Проделанная работа была направлена на получение первых экспериментальных пределов на параметры, характеризующие вклад векторного и тензорных аномальных операторов в полное сечение элестрослабого рождения топ-кварка. Мы установили 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 $|V_{tb} \cdot f_{L_V}|^2 = 1.8^{+1.0}_{-1.3}$, $1.4^{+0.6}_{-0.5}$ и $1.4^{+0.9}_{-0.8}$. Результаты этой главы представлены в работах [14]-[15].

Глава 3 посвящена экспериментальному поиску заряженного бозона Хигсса, возникающего в целом классе расширений СМ - моделях с двумя Хигссовскими дублетами (2HDMs), в s-канальном процессе рождения одиночного топ-кварка. Рассматривалось 0.9 фб$^{-1}$ данных, собранных DØ детектором. Результатом анализа явились верхние пределы на сечения рождения заряженных бозонов Хигсса для трёх типов моделей с двумя Хигссовскими дублетами и исключающая область в плоскости (M_{H^+}, $\tan\beta$) для модели 2HDM первого типа.

Глава 4 описывает анализ процессов рождения одиночного топ-кварка посредством нейтральных токов, меняющих аромат кварков (Flavour-Changing Neutral Currents, $FCNC$) между топ-кварком и u-кварком или c-кварком в глюонных вершинах tgu и tgc, что отличает этот анализ от подобных прежних исследований, рассматривающих только вершины с фотоном и Z-бозоном. Рассматривались данные, соответствующие интегральной светимости в 230 пб$^{-1}$. Такое исследование позволило получить пределы на параметры, характеризующие величину таких нейтральных токов: ограничения на FCNC-параметры на 95% CL следующие: $k_g^c/\Lambda < 0.15$ ТэВ$^{-1}$ и $k_g^u/\Lambda < 0.037$ ТэВ$^{-1}$, где k_g^c/Λ характеризует величину tgc-взаимодействия, а k_g^u/Λ - величину tgu-взаимодействия. Второй анализ рассматривал количество данных, соответствующих интегральной светимости $2.3 fb^{-1}$, и использовал новейшие методы экспериментального анализа, разработанные в процессе исследований, результатом которых стало открытие электрослабого рождения топ-кварков[11]. Результатами новейшего анализа, опубликованными в [12]-[13], являются более жёсткие ограничения на области аномальных параметров, определяющих величину $FCNC$-взаимодействия: $k_g^c/\Lambda < 0.057$ ТэВ$^{-1}$ и $k_g^u/\Lambda < 0.013$ ТэВ$^{-1}$, что соответствует следующим ограничениям на доли полной ширины распада: $\mathcal{B}(t \to cg) < 3.9 \times 10^{-3}$ и $\mathcal{B}(t \to ug) < 2.0 \times 10^{-4}$.

Заключение содержит основные результаты проделанной работы и выводы.

Глава 1

Поиск рождения дополнительного массивного векторного бозона (W') в процессах рождения топ-кварка

1.1 Постановка задачи

Множество теорий физики элементарных частиц за пределами СМ предсказывают существование дополнительных частиц к уже имеющимся в СМ. Для того, чтобы нестандартные частицы давали ощутимый вклад в рождение одиночного топ-кварка на адронных коллайдерах (при рассмотрении диаграмм только древесного уровня) необходима их связь с топ-кварком и более лёгкими фермионами [4]. Одной из таких нестандартных гипотетически возможных частиц является массивный векторный бозон W', взаимодействующий с топ-кварком посредством $W'tb$ вершины.

Целый ряд расширений СМ даёт зелёный свет существованию W'[18]. Однако предсказываемые свойства этой частицы сильно разнятся в зависимости от вида конкретной модели. Например, дополнительный заряженный векторный бозон, появляющийся в моделях Universal extra-dimensions [19, 20] как низшая Калуза-Кляйновская мода заряженного калибровочного бозона $W^{\pm}$, имеет такую же (V-A) киральную структуру взаимодействия с фермионами, что и $W^{\pm}$ в СМ. В „top-flavor“ моделях, где взаимодействие W' с фермионами первых двух и третьего поколений реализуется различными способами в зависимости от величины калибровочных параметров связи g_h и g_l, связь W' с третьим поколением силь-

нее, чем с первыми двумя, если $g_h > g_l$; если же $g_h < g_l$ - взаимодействие имеет противоположную картину [21, 22].

W' бозоны появляются в целом классе так называемых Лево-Правых симметричных моделей [23, 24, 25, 26, 27, 28, 29]. Простейшее Лево-Правое симметричное расширение СМ основывается на калибровочной группе $\mathrm{U}(1)\times \mathrm{S}U(2)_L\times \mathrm{S}U(2)_R$. Линейная комбинация заряженных калибровочных полей даёт массивные собственные состояния $W_1 = \cos\zeta\, W_L + \sin\zeta\, W_R$, $W_2 = -\sin\zeta\, W_L + \cos\zeta\, W_R$, где W_1 представляет наблюдаемый W boson, а W_2 и есть W'; ζ - параметр смешивания бозонов правой и левой калибровочных групп. Параметр ζ ограничен очень маленьким значением ($\zeta < 10^{-3}$) для исключения (V+A) заряженных токов между легкими фермионами СМ, как того требуют экспериментальные данные [30, 31]. В этом случае взаимодействие W' осуществляется практически однозначно правыми токами.

Хотя W' не открыт, существуют различные экспериментальные пределы на его массу. Как видим, модели с W' содержат большое разнообразие параметров, и непрямые ограничения на массу W' сильно зависят от вида конкретной модели - эти факты в совокупности дают достаточно широкий регион возможных значений $M_{W'}$ - от 549 ГэВ до 23 ТэВ [33]. Прямые же ограничения на $M_{W'}$ получены в предположении о чисто левой или чисто правой структуре вершин взаимодействия W' с фермионами. Например, поиски W' в лептонном канале в предположении $M_{W'} > M_{\nu_R}$ (т.е. возможности существования правовинтового нейтрино) дали ограничение $M_{W'}$>786 ГэВ [34], поиски W' в канале с лёгкими струями ($M_{W'} < M_{\nu_R}$) ограничили массу W' снизу значением 800 ГэВ [35] (в обоих исследованиях W' подразумевался левовзаимодействующим).

Одним из наиболее перспективных и многообещающих каналов поиска W' является предполагаемый распад W' в кварки третьего поколения - такой канал имеет относительно слабый фон по сравнению с легкоструйным каналом и стратегия поиска W' в таком канале более модельно-независима. Поиски W' в таком канале проводились на Теватроне коллаборацией CDF при обработке данных, собранных в этом детекторе в период с 1992 по 1995 годы. Результатом явились следующие ограничения на $M_{W'}$ (W' рассматривался имеющим правую структуру): в предположении $M_{W'} > M_{\nu_R}$ нижняя граница для $M_{W'}$ составила 536 ГэВ, предположение же невозможности распада W' в лептоны ($M_{W'} < M_{\nu_R}$) дало более существенное нижнее ограничение в 566 ГэВ [36].

W' бозон, распадающийся в топ-кварк и b-кварк, может давать ощутимый вклад в процесс рождения одиночного топ-кварка на адронных коллайдерах. В данной главе рассматриваются два последовательных

анализа экспериментальных данных (собранных за период работы детектора DØ протон-антипротонного коллайдера Tevatron с августа 2002 по декабрь 2005 года) на предмет присутствия массивного векторного бозона W' в процессах рождения одиночного топ-кварка. Данная часть диссертации базируется на работах [5] - [8].

1.2 Феноменология рождения W' на адронных коллайдерах.

Конечное состояние процессов с рождением одиночного топ-кварка очень чувствительно к присутствию массивных W' - благодаря распадной цепочке $W' \to tb$ с последующим распадом топ-кварка в b-кварк и W-бозон. Такая цепочка возможна только при $M_{W'}$, больших суммы масс топа и b (примерно 200 ГэВ). Далее, появление пика в распределении конечного состояния tb послужит индикатором присутствия W'в процессе. На рис. 1.1 представлены две основные диаграммы рождения одиночного топ-кварка в s-канальном процессе - с участием W-бозона СМ и с участием W'-бозона. Подавляющий вклад в общее сечение процесса дают процессы с распадом топ-кварка в частицы СМ - W и b-кварк; из-за появления более массивного, по сравнению с W-бозоном, W'-бозона в конечном состоянии процессы, соответствующие распаду топ-кварка на W'-бозон и b-кварк дают вклад на уровне 0.01% от полного сечения. Естественно, W' принимает участие и в t-канального рождения топ-кварка. Однако вклад их в общее сечение тоже мал и поэтому не рассматривался в анализе.

Рис. 1.1: Диаграммы s-канального процесса рождения одиночного топ-кварка с участием (a) W-бозона Стандартной модели и (b) дополнительного заряженного векторного бозона W'.

Общий модельнонезависимый лагранжиан взаимодействия W' с кварками и лептонами выглядит следующим образом:

$$\mathcal{L} = \frac{V_{q_i q_j}}{2\sqrt{2}} g_w \overline{q}_i \gamma_\mu \big(a^R_{q_i q_j}(1+\gamma^5) + a^L_{q_i q_j}(1-\gamma^5)\big) W' q_j + \text{H.c.} \qquad (1.1)$$

	Набор параметров связи W' с фермионами (см. (1.1))	Описание
1-ый сценарий	$a^L_{q_iq_j} = 1, a^R_{q_iq_j} = 0$	W', взаимодействующий посредством левых токов, так называемый „SM-like W'“
2-ый сценарий	$a^L_{q_iq_j} = 1, a^R_{q_iq_j} = 0$	W', взаимодействующий посредством правых токов
3-ый сценарий	$a^L_{q_iq_j} = 1, a^R_{q_iq_j} = 0$	„смешанный“случай

Таблица 1.1: Описание предполагаемых сценариев взаимодействия W' с фермионами.

где $V_{q_iq_j}$ - элемент матрицы Кабиббо-Кобаяши-Маскаво для соответствующих кварков; $a^R_{q_iq_j}, a^L_{q_iq_j}$ - параметры связи W' с фермионами стоящие, соответственно, перед правым ($P_R = \frac{1}{2}\gamma_\mu\big(1+\gamma^5\big)$) и левым ($P_L = \frac{1}{2}\gamma_\mu\big(1-\gamma^5\big)$) проекционными операторами; $g_w = e/(sin\theta_w)$ - константа слабого взаимодействия СМ.

Так как W' и W оба дают вклад в процесс s-канального рождения топ-кварка и взаимодействуют с одними и теми же фермионами, соответствующие диаграммы могут интерферировать между собой [4] при определённых параметрах связи W' с фермионами СМ. Детальный анализ интерференции проведён в работе [37], где

- обоснована важность учёта влияния интерференционного члена; вклад его отрицателен и сильно (до 30%) уменьшает полное сечение процесса рождения одиночного топ-кварка в s-канале для W' с константами связи W' с фермионами, эквивалентными аналогичным у W, и массами W' , лежащими в исследуемой области.

- приведена схема правильного моделирования событий с рождением W'-бозона в канале с одиночным топ-кварком на адронных коллайдерах. Сценарии взаимодействия W' с фермионами, необходимые для его модельнонезависимого поиска на адронных коллайдерах кратко описаны в таб. 1.1

На рис. 1.2 влияние интерференции можно явно наблюдать. В случае W', взаимодействующего с фермионами посредством правых токов, распределение сечения по инвариантной массе более гладкое, в то время как в случае левовзаимодействующего W' иллюстрирующая зависимость кривая резко „ныряет“вниз - именно из-за деструктивного влияния интерференционного члена.

Заметим, что для генерации W'-событий использовалось значения факторизационного масштаба, равное $M_{W'}$(см. **??**) в то время как для генерации СМ-событий использовалось значение того же параметра, равное M_t - и именно поэтому на рис. 1.2 можно наблюдать некое рассогласование между кривыми в пиках. Такая несогласованность при выборе параметров никак не отразится на результате, так как в анализе не рассматривались события с инвариантной массой частиц ниже 400 ГэВ

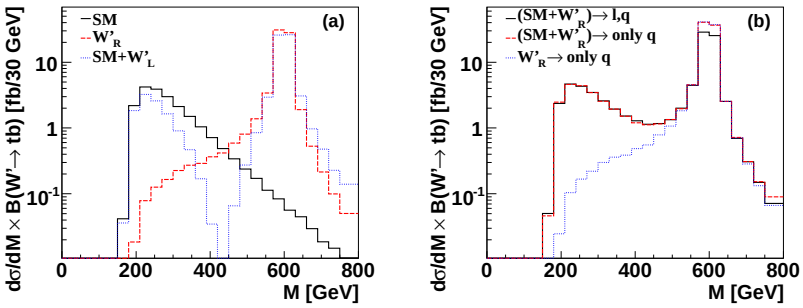


Рис. 1.2: Распределение сечения процесса рождения W' по инвариантной массе при различных сценариях взаимодействия W' с фермионами (см. таб. 1.1) для $M_{W'}$, равной 600 ГэВ.

1.3 Монте-Карло моделирование событий с рождением W' в процессах рождения одиночного топа

Для приготовления Монте-Карло событий процессов рождения одиночного топ-кварка с присутствием W', равно как и для приготовления событий СМ-процессов использовался генератор CompHEP[38], в который были вставлены соответствующие (1.1) правила Фейнмана. Для каждого сценария взаимодействия W' с фермионами, описанного в конце предыдущей части были созданы события для различных значений масс W' - с интервалом в 50 ГэВ от 600 до 800 ГэВ. Зависимость полной ширины распада W' от его массы, соответствующие сечения для процессов партонного уровня и информация о параметрах генерации приведены в таб. 1.2, 1.3 и 1.4. Интерференция между W'- и W-бозонами учитывалась при генерации событий, соответствующие NLO-сечения для нормировки были взяты из [39].

$M_{W'}$, ГэВ	500	600	700	800	900	1000
$\Gamma_{W'}$, ГэВ	16.14	19.65	23.12	26.58	30.01	33.44

Таблица 1.2: Зависимость полной ширины распада W'от W' для $M_t = 175$ ГэВ в предположении возможности распада W'в кварки и лептоны (если лептонные распады W'запрещены, то величины в таблице уменьшаются на фактор, равный 3/4).

Масса	(Сечение рождения W') $\times$ BR($W' \to t\bar{b}$) [pb]
600 ГэВ	2.17 ($\pm$12%)
650 ГэВ	1.43 ($\pm$12%)
700 ГэВ	1.03 ($\pm$13%)
750 ГэВ	0.76 ($\pm$14%)
800 ГэВ	0.65 ($\pm$18%)

Таблица 1.3: Сечения процессов рождения одиночного топ-кварка на коллайдере Tevatron ($\sqrt{s} = 1960$ ГэВ) в присутствии массивного векторного бозона W', взаимодействующего с фермионами по первому сценарию (см. таб. 1.1). Неопределённости (в скобках) связаны с масштабом факторизации, функцией распределения партонов и массой топ-кварков.

	(Сечение рождения W') $\times$ BR($W' \to t\bar{b}$) [пб]	
Масса	$W' \to$ кварки и лептоны	$W' \to$ кварки
600 ГэВ	2.10 ($\pm$12%)	2.79 ($\pm$12%)
650 ГэВ	1.25 ($\pm$12%)	1.65 ($\pm$12%)
700 ГэВ	0.74 ($\pm$13%)	0.97 ($\pm$13%)
750 ГэВ	0.44 ($\pm$14%)	0.57 ($\pm$14%)
800 ГэВ	0.26 ($\pm$18%)	0.34 ($\pm$18%)

Таблица 1.4: Сечения процессов рождения одиночного топ-кварка ($p\bar{p} \to W/W' \to t(\to \nu_\mu, \bar{\mu}, b)\bar{b} + \bar{t}(\to \bar{\nu_\mu}, \mu, \bar{b}), b)$ на коллайдере Tevatron ($\sqrt{s} = 1960$ ГэВ) в присутствии массивного векторного бозона W', взаимодействующего с фермионами по второму сценарию (см.1.1). Неопределённости (в скобках) связаны с масштабом факторизации, функцией распределения партонов и массой топ-кварков.

Параметр	Выбранное значение
Структурные функции	CTEQ6M
QCD-scale	$M_{W'}$
M_t	175
m_b	4.85

Таблица 1.5: Значения параметров генератора CompHEP, используемых при генерации событий для модельнонезависимого поиска W'.

1.4 Детали первого проведённого анализа

1.4.1 Отбор данных и событий

Топология финального состояния процессов рождения одиночного топ-кварка с вероятным присутствием W' такова, что отбираются прежде всего события с лептоном, имеющим большую величину поперечного импульса, значительным потерянным импульсом (уносимым нейтрино) и двумя b-струями. Среди всех фонов к данному процессу величиной выделяются $W+jets$ процессы и процессы рождения пары $t\bar{t}$, фоновым мы также считаем t-канальное рождение одиночного топ-кварка. Предсказываемое [39] сечение рождения W' больше 15 пб для широкого класса моделей, так или иначе включённых в таб. 1.1. На момент проведения анализа ограничение на сечение s-канального рождение топ-кварка составляло 6.4 пб из анализа с привлечением нейронных сетей [40] и 13.0 пб из подсчёта простых событий [41]. Такие ограничения естественным образом снимают потребность в поиске W' в массовых областях ниже 400 ГэВ.

В первом анализе, проведённом весной 2006 г., обрабатывались лептонные (электронные и мюонные) события, принятые DØ детектором с августа 2002 г. по март 2004 г. с помощью триггера, при требовании присутствия кластера электромагнитной энергии и струи в калориметре для электронного канала (мюона и струи для мюонного) с интегральной светимостью 226 ± 15 пб$^{-1}$ для электронного канала и 229 ± 15 пб$^{-1}$ для мюонного. Критерии отбора событий выбирались идентичными тем, что использовались в [40] с той лишь разницей, что оставлялись события с двумя или тремя струями; четырёхструйные события исключались ввиду сильного влияния $t\bar{t}$-фона.

В электронном канале события выбирались требованием наличия в точности одного изолированного электрона с $E_T > 15$ и $|\eta_{jet}| < 1.1$, в мюонном же - одного изолированного мюона $p_T > 15$ и $|\eta_{jet}| < 2.0$. Для

событий обоих каналов накладывалось требование на величину потерянной поперечной энергии - $E_T > 15$; события должны были содержать 2 или 3 струи с $E_T > 25$ и $|\eta_{jet}| < 2.5$ у основной и $E_T > 15$ и $|\eta_{jet}| < 3.4$ у дополнительных.

Мы требуем наличия хотя бы одной b-помеченной струи и делим наши данные на два ортогональных поднабора в зависимости от того, содержат ли они одну или две таких струи.

1.4.2 Результаты отбора

Под *акцептансом* подразумевается выражаемая в процентах часть событий, прошедших критерии отбора.

Для оценки акцептанса при рождении W'использовались события, созданные с помощью $CompHEP$, детали генерации которых отражены в таб. 1.2 и 1.5, 1.3 и 1.4.

Вклад от $W + jets, WW$ и WZ фонов оценивались с помощью МК-событий, созданных с помощью генератора $ALPGEN$ [91]. Набранные события для фонов WW и WZ нормировались на NLO-сечения, подсчитанные с помощью пакета $MCFM$ ([43], [44]). Набранные события $W + jets$-фона нормализовались на МК-события перед требованием наличия b-помеченной струи. Нормализация к данным также применялась для малых вкладов, таких, как от $Z + jets$-событий, где один от лептонов из распада Z-бозона не реконструировался. Вклад от фона с парным рожденим топ-кварков ($t\bar{t}$) тоже оценивался с помощью МК-событий, созданных генератором $ALPGEN$, нормированных на $(N)NLO$ сечения $\sigma(t\bar{t}) = 6.7 \pm 1.2pb$ [45]. События с t-канальным рождением одиночного топ-кварка, рассматриваемые как фоновый процесс (к сигналу - процессам рождения W') были отнормированы на NLO-сечения $\sigma(tqb) = 1.98 \pm 0.32pb$ [46]. В обоих случаях непределённость величины массы топ-кварка включалась в неопределённость сечения. События партонного уровня затем пропускались через DØ-программы реконструкции, базирующиеся на $Pythia$ [47] и $Geant$ [48].

Акцептансы для сигнальных событий с присутствием хотя бы одной b-тэгированной струи следующие: $4.0 \pm 0.4\%(5.1 \pm 0.5\%, 1.2 \pm 0.1\%)$ для массы W'600 ГэВ (700 ГэВ, 800 ГэВ). При вычислении акцептанса принимались во внимание всевозможные распады одиночного топа, включающие в себя все адронные и лептонные распады W-бозона. Количества событий, прошедших отбор, приведены на рис. 1.6.

	Кол-во событий, прошедших отбор			
	Электронный канал		Мюонный канал	
	=1 Tag	=2 Tags	=1 Tag	=2 Tags
Сигнал: СМ + левый W'				
W' (600 ГэВ)	5.8	1.6	6.1	1.6
W' (650 ГэВ)	3.7	1.0	3.5	0.9
W' (700 ГэВ)	2.5	0.7	2.6	0.7
W' (750 ГэВ)	1.8	0.5	1.8	0.5
W' (800 ГэВ)	1.5	0.4	1.5	0.4
Сигнал: правый W' ($W' \to$ кварки)				
W' (600 ГэВ)	7.6	2.0	7.8	2.0
W' (650 ГэВ)	4.1	1.1	4.5	1.2
W' (700 ГэВ)	2.4	0.6	2.6	0.7
W' (750 ГэВ)	1.4	0.4	1.5	0.4
W' (800 ГэВ)	0.7	0.2	0.8	0.2
Фоны				
СМ s-канал	0.32	0.09	0.35	0.09
СМ t-канал	3.7	0.3	3.5	0.2
$t\bar{t}\to l$+jets	12.7	2.6	11.8	2.3
$t\bar{t}\to ll$	6.2	1.4	6.4	1.4
Wbb	14.7	2.4	13.7	2.3
Wjj	64.6	1.4	57.9	1.1
WW	0.7	0.0	0.7	0.0
WZ	0.6	0.1	0.5	0.09
Многоструйные процессы	12.1	0.2	14.6	0.1
Суммарный фон	115.1	8.4	109.0	7.5
Данные	107	10	102	13

Таблица 1.6: События, прошедшие основные критерии отбора.

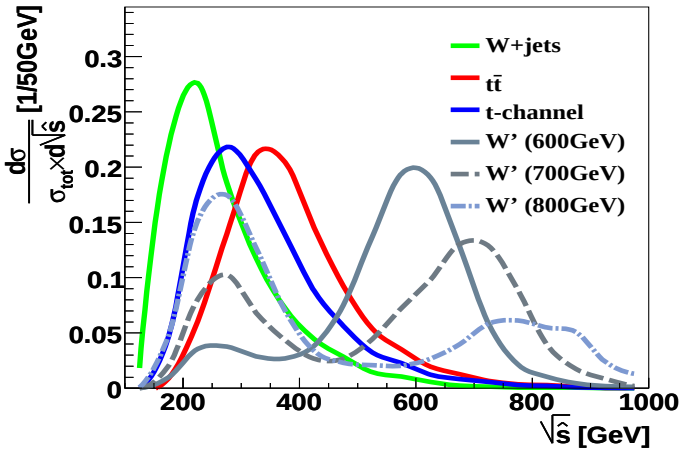


Рис. 1.3: Распределение сечения по реконструированной массе W', нормированное на единицу, для трёх значений его массы вместе с фоновыми процессами.

1.4.3 Последний этап анализа

Наулучшей возможностью для поиска частиц такой большой массы, как W' - это реконструкция инвариантной массы процессов резонансного рождения. Мы реконструируем инвариантную массу W' (то есть всех объектов в конечном состоянии) путём суммирования 4-векторов кварковых струй, лептона, нейтрино из распада W, идущего, в свою очередь, из распада топ-кварка. Компоненты 4-вектора нейтрино в поперечной плоскости (xy-плоскости) расчитываются с помощью известной потерянной энергии; z-компонента - выбиранием минимального решения уравнения $p_l^2 + p_\nu^2 = M_W^2$ относительно $|(p_\nu)_z|$.

На рис.1.3 представлено распределение сечения по инвариантной массе W' для трёх различных значений $M_{W'}$ вместе со вкладами от различных фонов. Вклады от всех фонов имеют пики при инвариантных массах ниже 400 ГэВ и сходят на нет в районе 800 ГэВ. Так как сигнальный процесс содержат как вклад от W, так и от W', в его распределении наличествуют два пика - один при значении инвариантной массы W', другой - там, где доминирует вклад от s-канального рождения топ-кварка в СМ. Разница в пиках наталкивает на определённые предположения об относительных вкладах в полное сечение СМ-части и части с W'- например, при $M_{W'}$, равной 600 ГэВ, доминирует вклад от W', при 800 ГэВ - наоборот.

На рис. 1.4 сравнивается распределение по инвариантной массе W'с суммарным вкладом всех фоновых процессов. Показан также ожидае-

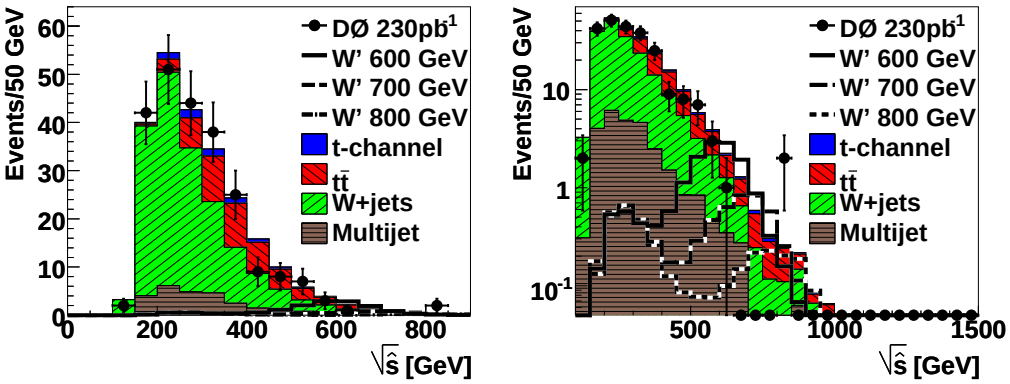


Рис. 1.4: Распределения по инвариантной массе W' при различных значениях масс (для левовзаимодействующего W') и распределения фоновых процессов. Показаны электронные, мюонные события и события с одной струей от b-кварка и с двумя. Левая гистограмма имеет обычную вертикальную шкалу, правая - логарифмическую.

мый вклад от различных масс W'.

Мы видим, что есть два события на инвариантной массе, близкой к 800 ГэВ, в то время как количество ожидаемых событий из фона порядка 0.5. Это превышение согласуется с предсказываемыми верхними флуктуациями фона. Более того,оба события появились из мюонного канала с одной b-помеченной струёй и похоже на то, что импульс мюона был неправильно измерен в одном из событий. Таким образом, наблюдение W' кажущееся - появление таких событий согласуются с нашей фоновой моделью.

1.4.4 Систематические неопределённости

Систематические неопределённости оценивались отдельно для событий мюонного, электронного каналов и разного количества струй, помеченный как идущих от b-кварка. Основные источники систематических неопределённостей в сигнальных и фоновых акцептансах - это (a) неопределённость, связанная с моделированием идентификации b-струи, (b) неопределённость, связанная с поправкой к энергии струи, (c) 5% неопределённость, связанная с эффективностью идентификации объектов, (d) 5% неопределённость, идущая от моделирования триггера и (e) 5% неопределённость моделирования фрагментации струи. Каждая из этих систематических неопределённостей оценивалась путём прибавления и вычитания неопределённости для каждого объекта в событии (электрон, мюон, струи) на одно стандартное отклонение и пропускания обновлённых объ-

ектов и соответствующих весов через цепь анализа. Неопределённость в интегральной светимости бралась равной 6.5% [49]. Набранные фоновые события тоже имеют неопределённости, обусловленные вариацией сечения, меняющегося от 8% у процессов с двубозонным рождением до 15% для t-канального рождения топ-кварка и 18% для $t\bar{t}$ процессов. Неопределённость, связанная с возможной ошибочной идентификацией струи как идущей от b-кварка, включает в себя неопределённость, связанную с моделированием такой идентификации, а также неопределённость в определении ароматов кварков, уровень которой оценивается в 25%. Неопределённости, возникающие из b-таггинга и поправки к энергии струи выше, когда требуется наличие двух струй, помеченных как идущих от b-кварка. В качестве примера в таб. 1.7 приведены неопределённости, возникающие в электронном канале при требовании наличия одной b-струи. Таблицы с неопределённостями для других каналов анализа, а также более подробное описание процедуры учёта систематических неопределённостей приведены в [7].

			Неопределённости (%)						
	W'	СМ, t-канал	$t\bar{t}lj$	$t\bar{t}ll$	Wbb	Wjj	WW	WZ	Мульти-струи
Нормировка									
Светимость	–	6.5	6.5	6.5	–	–	6.5	6.5	—
Сечение	–	15.0	18.0	18.0	–	–	2.2	8.9	—
Доля распада	–	2.0	2.0	2.0	–	–	2.0	2.0	—
Матричный метод	—	—	—	—	6.0	6.0	—	—	30.7
Основная вершина	1.6	1.6	1.6	1.6	–	–	1.6	1.6	—
ID электрона	3.8	3.8	3.8	3.8	–	–	3.8	3.8	—
Фрагментация струи	5.0	5.0	7.0	5.0	–	–	5.0	5.0	—

Таблица 1.7: Неопределённости в электронном канале, выраженные в процентах, при требовании наличия одной b-струи.

1.4.5 Пределы сечений и ограничения на массу W'.

Наблюдаемые данные согласуются с фоновыми предсказаниями с учётом неопределённостей. Следовательно, мы имеем возможность установить верхние ограничения на сечение рождения W', используя Байесовский подход[50]. Мы следуем формализму статьи [40]. Пределы были получены из функции правдоподобия („likelihood-функции“), пропорциональной вероятности получить число наблюдаемых исходов. Основное распределение, используемое на данном этапе анализа - распределение частиц финального состояния по инвариантной массе.

	600 ГэВ	650 ГэВ	700 ГэВ	750 ГэВ	800 ГэВ
Статистические неопределённости					
Электронный канал	2.4/1.9	2.5/1.9	2.8/1.9	3.3/2.3	4.2/2.9
Мюонный канал	2.5/2.2	2.8/2.7	2.5/2.5	3.0/3.1	3.2/3.5
Комбинация	1.5/1.2	1.6/1.3	1.6/1.2	1.9/1.5	2.1/1.9
Все неопределённости					
Электронный канал	2.8/2.5	2.8/2.4	3.0/2.2	3.6/2.7	4.4/3.3
Мюонный канал	2.9/2.8	3.2/3.5	2.8/3.0	3.3/3.6	3.4/4.1
Комбинация	**1.8/1.8**	**1.9/1.7**	**1.7/1.5**	**2.0/1.9**	**2.2/2.3**

Таблица 1.8: Ожидаемые и измеренные верхние пределы сечения рождения W' (в пикобарнах), взаимодействующего посредством левых токов, для различных масс W', на 95% уровне достоверности. Пределы посчитаны с помощью функции правдоподобия, основывающейся на распределении финального состояния по инвариантной массе.

	600 ГэВ	650 ГэВ	700 ГэВ	750 ГэВ	800 ГэВ
Статистические неопределённости					
Электронный канал	2.3/1.8	2.2/1.6	1.9/1.4	1.8/1.3	1.7/1.2
Мюонный канал	2.2/1.8	2.0/1.7	1.6/1.6	1.6/1.5	1.3/1.4
Комбинация	1.4/1.0	1.3/0.9	1.0/0.8	1.0/0.7	0.8/0.7
Все неопределённости					
Электронный канал	2.7/2.5	2.5/2.1	2.1/1.7	1.9/1.5	1.8/1.4
Мюонный канал	2.6/2.4	2.3/2.2	1.8/1.9	1.7/1.8	1.4/1.6
Комбинация	**1.7/1.6**	**1.5/1.3**	**1.2/1.1**	**1.0/1.0**	**0.9/0.9**

Таблица 1.9: Ожидаемые и измеренные верхние пределы сечения рождения W' (в пикобарнах), взаимодействующего посредством правых токов, для различных масс W', на 95% уровне достоверности. Пределы посчитаны с помощью функции правдоподобия, основывающейся на распределении финального состояния по инвариантной массе.

Мы скомбинировали каналы с одной b-струёй, двумя b-струями, а также мюонный с электронным. Таб. 1.8 и 1.9 показывают ожидаемые и измеренные пределы сечений при различных массах W', взаимодействующего посредством левых (правых) токов. Эти пределы на сечения рождения могут быть сравнены с теоретическими полученными значениями, приведёнными ранее в таб. 1.3 и 1.4. Рис. 1.5 демонстрирует пределы из таб. 1.8 вместе с сечениями из таб. 1.3 и соответствующие неопределённости. Индивидуальные точки-пределы соединены прямыми линиями. На рисунке также приведён вклад от W'с константами связи с фермионами, эквивалентными по значению константам связи обычного W. Рис. 1.6 демонстрирует пределы из таб. 1.9 вместе с сечениями таб. 1.4 (и неопределённостями) для W', взаимодействующего посредством правых токов. Показаны два случая - для W', имеющего возможность распадаться во все фермионы, и для W', распадающегося исключительно в кварки.

Верхний (штрихованный) регион исключается этим анализом на 95% CL. Скрещивание сплошной линии с нижним краем области неопределённостей для сигнала определяет нижние пределы для $M_{W'}$.

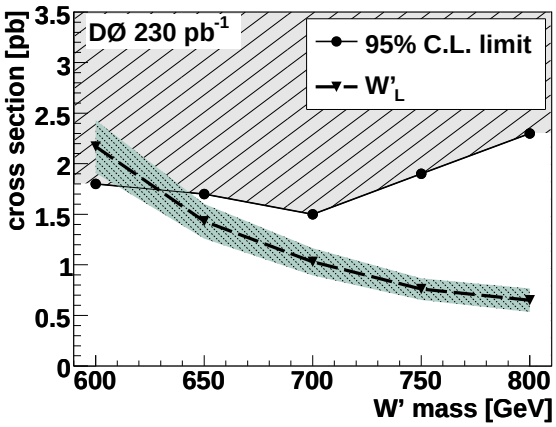


Рис. 1.5: Пределы сечений в зависимости от массы W'на 95% уровне достоверности. W' взаимодействует с фермионами посредством левых токов. На рисунке также приведено NLO-сечение для бозона с константами связи с фермионами, эквивалентными по значению константам связи обычного W. Затемнённая область над кружками соответстует региону, исключённому измерениями.

Получившиеся в результате анализа пределы на массу W' приведены в таб. 1.10.

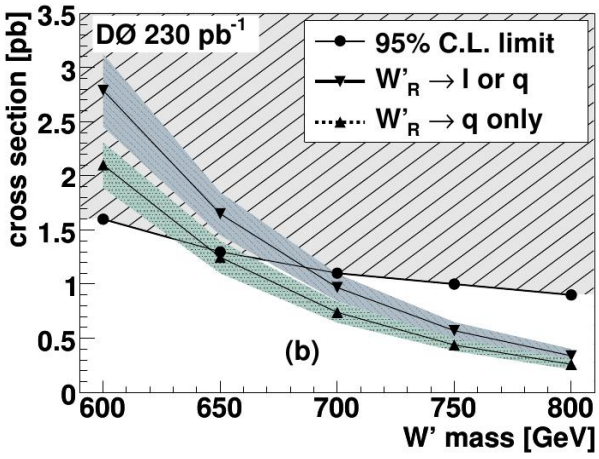


Рис. 1.6: Пределы сечений в зависимости от массы W'на 95% уровне достоверности. W' взаимодействует с фермионами посредством правых токов. Также приведено NLO-сечение для W'для двух случаев - W', распадающегося в кварки и лептоны и W', распадающегося только в кварки. Затемнённая область над кружками соответствует региону, исключённому измерениями.

Параметры связи W'	Описание	Ограничения
$a^L_{q_iq_j} = 1, a^R_{q_iq_j} = 0$	W'_L	$M_{W'} >$ 610
$a^L_{q_iq_j} = 0, a^R_{q_iq_j} = 1$	W'_R , $M_{W'} < M_{\nu_R}(M_{W'} > M_{\nu_R})$	$M_{W'} >$ 630 (670)

Таблица 1.10: Получившиеся в результате анализа нижние пределы на массу W' для различных сценариев взаимодействия W' с фермионами (см. (1.1)).

1.4.6 Результаты первого проведённого анализа.

В данной главе описаны результаты и технические детали первого экспериментального анализа по поиску W' , учитывающего интерференцию, проведённого весной 2006 г. на детекторе DØ коллайдера Tevatron при энергии $\sqrt{s} = 1.96$ ТэВ. Анализировались данные, соответствующие интегральной светимости в 230 пб$^{-1}$, собранных DØ-детектором за 2002-2004 годы работы ускорителя. Рассматривалась мода распада W' в тяжёлые кварки в s-канале. W' открыт не был, важными результатами поиска являются установленные нижние пределы на $M_{W'}$ для различных сценариев взаимодействия W'с фермионами. Нижняя граница для массы W', взаимодействующего с фермионами посредством левых токов (как W) составила 610 ГэВ, в то время, как для W', взаимодействующего посредством правых токов, эта граница составила 630 ГэВ (670 ГэВ) для всевозможных распадов W' (только кварковых распадов W'). Данный экспериментальный анализ был первым, принимавшим в рас-

чёт s-канальную интерференцию W' с W-бозоном Стандартной Модели, а ограничения на массу W' - самыми строгими.

1.5 Детали второго проведённого анализа

1.5.1 Отбор данных и событий

Данные и критерии отбора, используемые в этом анализе были аналогичными тем, что использовались при открытии одиночного топ-кварка [3]. Но есть два различия в конечном отборе событий. Мы оставляли события с двумя и тремя струями, в то время как в открытии одиночного топ-кварка использовались также и четырёхструйные события. Также отбирались события с $\sqrt{s} > 400GeV$. Светимость, относящаяся к этому набору данных порядка $900pb^{-1}$. Данные были записаны DØдетектором в период с августа 2002 г. по декабрь 2005 г. Реконструкция данных была проведена с помощью версии p17.09.03 программного обеспечения DØ.

1.5.2 Моделирование сигнальных и фоновых событий

Моделирование сигнальных событий (с помощью генератора CompHEP) было практически полностью идентичным подобному для первого анализа (см. 1.3)- сэмплы готовились для масс W' в интервале от 600 до 900 GeV с шагом в 50 GeV для различных сценариев взаимодействия W' с фермионами, представленных в таб. 1.1. Соответствующие выбранным массам W' NLO-сечения и ширины приведены в таб. **??** и 1.12. Параметры генерации и программные пакеты, использовавшиеся для создания событий фоновых процессов такие же, как и в предыдущем анализе (см. таб. 1.5 и часть 1.4.2).

	Ширина распада W',[пб]	
	$M_\nu < M_{W'}$	$M_\nu > M_{W'}$
600 ГэВ	19.7	14.6
650 ГэВ	21.4	15.9
700 ГэВ	23.1	17.2
750 ГэВ	24.9	18.5
800 ГэВ	26.6	19.8
850 ГэВ	28.3	21.1
900 ГэВ	30.0	22.4

Таблица 1.11: Полная ширина распада W' в интервале масс, используемых при создании сигнальных МК-событий для второго анализа по поиску W'.

	$\sigma\ (W'_L) \times \mathrm{BR}(W' \to t\bar{b})$	$\sigma\ (W'_L) \times \mathrm{BR}(W' \to t\bar{b})$	
Масса (ГэВ)	(пб)	$M_\nu < M_{W'}$ (пб)	$M_\nu > M_{W'}$ (пб)
600 ГэВ	2.17 (±11%)	2.10 (±11%)	2.79 (±11%)
650 ГэВ	1.43 (±13%)	1.25 (±13%)	1.65 (±12%)
700 ГэВ	1.01 (±13%)	0.74 (±13%)	0.97 (±13%)
750 ГэВ	0.76 (±14%)	0.44 (±14%)	0.57 (±14%)
800 ГэВ	0.62 (±15%)	0.26 (±15%)	0.34 (±15%)
850 ГэВ	0.55 (±16%)	0.16 (±16%)	0.20 (±16%)
900 ГэВ	0.51 (±17%)	0.09 (±17%)	0.12 (±18%)

Таблица 1.12: Список наборов сигнальных событий и полные NLO-сечения процессов рождения одиночного топ-кварка на коллайдере Tevatron ($\sqrt{s}$ = 1960 ГэВ) в присутствии массивного векторного бозона W'. Неопределённости (в скобках) связаны с масштабом факторизации, функцией распределения партонов и массой топ-кварков.

1.5.3 Общая структура анализа и результаты отбора

Объект нашего поиска - события процесса $W' \to tb \to W\bar{b}b \to l\nu_l\bar{b}b$. Резонансный пик на массе W'в tb-распределении будет свидетельствовать о присутствии в канале искомой частицы. Однако мы не можем прямо измерять инвариантную массу tb. Вместо этого мы реконструируем инвариантную массу двух лидирующих струй, заряженного лептона и нейтрино, путем суммирования их измеренных четырёхвекторов. Потерянная энергия используется для получения xy-компонент импульса нейтрино, а z-компонента считается через уравнение с импользованием массы W и выбора решения с минимальным значением $|p_z^\nu|$ из двух возможных.

На рис. 1.7 показано распределение реконструированного $\sqrt{\hat{s}}$ для двух масс W' - 700 и 800 ГэВ вместе с основными фонами. На рисунке видно, что фоновые распределения имеют пик при малых инвариантных массах ($<$ 400 ГэВ), в то время как сигнальные процессы имеют 2 пика для W'_L. Пик в начале иллюстрирует вклад от W; следующий пик - как раз инвариантная масса W'. Относительное разница высот пиков обусловливается различностью вкладов s-канала СМ и W'_L и зависит от массы W'_L. На фоны СМ наложено обрезание $\sqrt{\hat{s}} > 400$ ГэВ для выделения области с W'.

После прохождений событиями основных критериев отбора, мы накладывали дополнительное требование $\sqrt{\hat{s}} > 400$ ГэВ. В таб.1.13 вы можете видеть количество событий с одной b-струёй, прошедших критерии

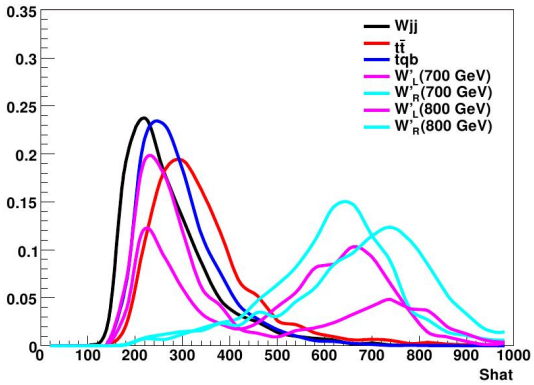


Рис. 1.7: Распределения реконструированной $M_{W'}$ при двух значениях массы W' для сигнальных и фоновых событий. Все распределения нормированы на 1.

отбора и требование $\sqrt{\hat{s}} > 400$ ГэВ. Более подробно процедура отбора рассмотрена в [8].

Рис. 1.8 показывает распределение реконструированной инвариантной массы для наших данных и для сигнальных событий, созданных для $M_{W'}$, равных 600, 700 и 800 ГэВ. На рисунке также приведены распределения для основных фонов. Мы также сравниваем распределения для данных и фонов для восьми различных поднаборов событий, которые и составляют конечный результат: дважды тэгированные и одиночно тэгированные каналы анализа, мюонный и электронный канал и наборы событий с двумя и тремя струями. Верхние графики на рис. 1.9 приведены для сравнения распределений инвариантной массы для данных с суммой всех фоновых процессов в электронном и мюонном каналах в одиночно тэгированных наборах. Также приведены распределения для трёх массовых точек сигнала W'_L . Распределения для наборов событий с двумя тэгированными струями показаны на рис. 1.10.

	Кол-во событий, прошедших отбор, $\sqrt{\hat{s}} > 400$ ГэВ			
	Электронный канал		Мюонный канал	
	2 струи	3 струи	2 струи	3 струи
Сигнал: СМ + левый W'				
W' (600 ГэВ)	13.62	9.22	10.27	7.28
W' (650 ГэВ)	7.79	5.41	5.90	4.22
W' (700 ГэВ)	4.40	3.01	3.36	2.57
W' (750 ГэВ)	2.50	1.77	1.99	1.45
W' (800 ГэВ)	1.40	1.08	1.11	0.94
W' (850 ГэВ)	0.86	0.79	0.67	0.62
W' (900 ГэВ)	0.58	0.50	0.46	0.44
Сигнал: правый W'				
W' (600 ГэВ)	13.94	8.74	12.04	8.48
W' (650 ГэВ)	8.39	5.19	6.90	4.91
W' (700 ГэВ)	4.62	3.02	3.95	2.92
W' (750 ГэВ)	2.84	1.69	2.31	1.64
W' (800 ГэВ)	1.53	0.94	1.36	0.95
W' (850 ГэВ)	0.89	0.57	0.77	0.54
W' (900 ГэВ)	0.50	0.32	0.43	0.32
Фоны				
СМ s-канал (только W'_R)	0.66	0.75	0.64	0.69
СМ t-канал	1.31	1.92	0.99	1.56
$t\bar{t}\to l$+jets	2.25	4.01	1.80	3.17
$t\bar{t}\to ll$	2.19	17.07	1.37	12.63
Wbb	6.51	8.51	9.53	12.38
Wcc	4.22	6.03	6.49	10.19
Wjj	4.48	4.03	6.01	6.12
Многоструйные процессы	7.79	10.84	1.50	8.21
Суммарный фон (для W'_L)	28.75	52.41	27.69	54.26
Суммарный фон (для W'_R)	29.41	53.16	28.33	54.95
Данные	27	57	25	49

Таблица 1.13: События с одной b-струёй, прошедшие основные критерии отбора и требование $\sqrt{\hat{s}} > 400$ ГэВ.

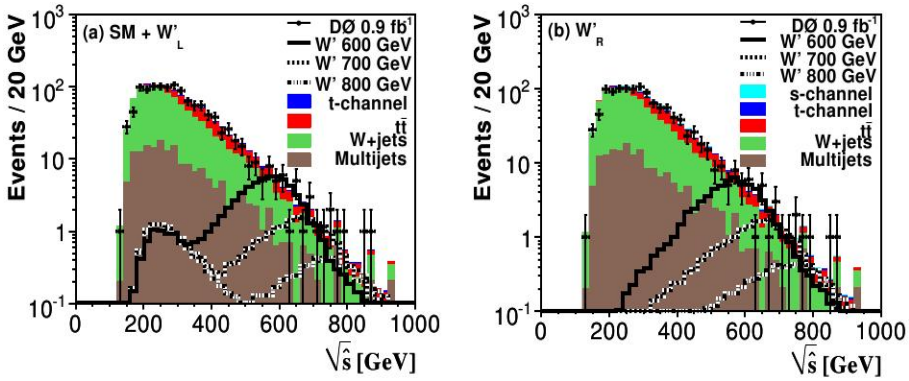


Рис. 1.8: Распределение реконструированной $M_{W'}$ для данных; фоновых и (a) W'_L и (b) W'_R сигнальных событий. Данные, представленные здесь, являются комбинацией всех восьми сэмплов (электрон, мюон, 2 и 3 струи, 1 и 2 тэга).

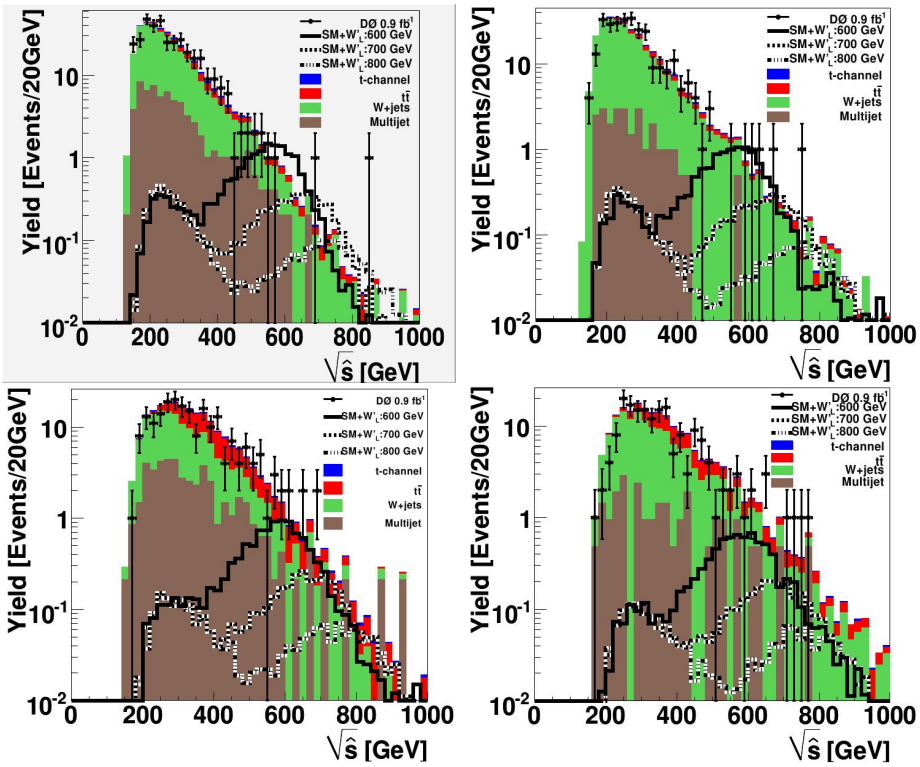


Рис. 1.9: Распределение реконструированной инвариантной массы W' для данных, фона и трёх различных сигналов - для трёх массовых точек W' для событий с одной b-тэгированной струёй. Распределения вверху (внизу) для событий с двумя (тремя) струями. События с электронами (мюонами) показаны слева (справа) .

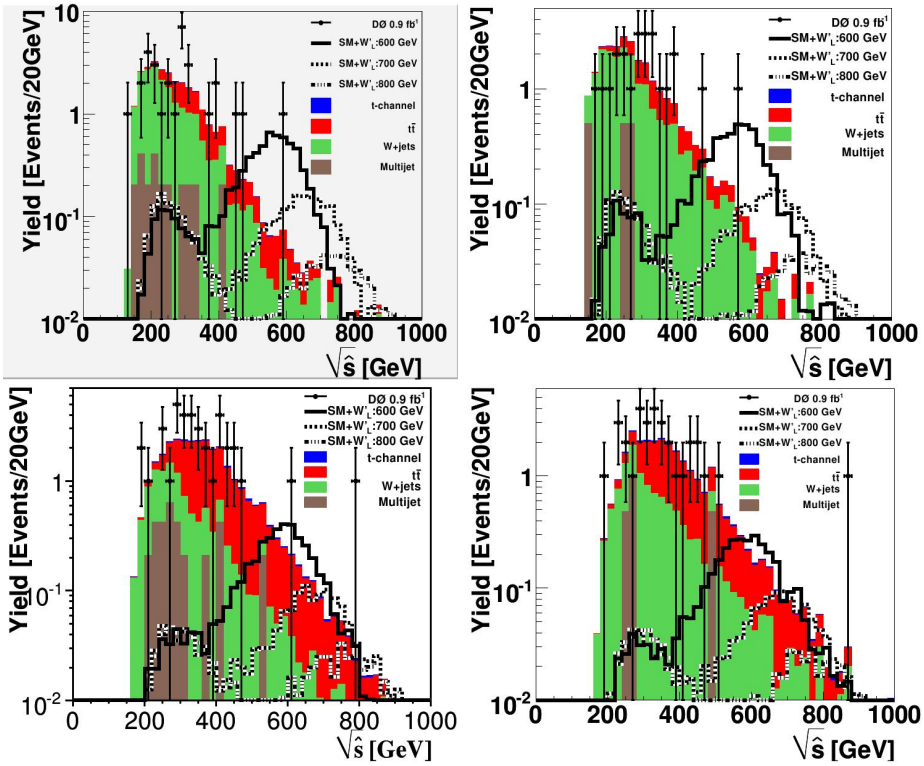


Рис. 1.10: Распределение реконструированной инвариантной массы W' для данных, фона и трёх различных сигналов - для трёх массовых точек W' для событий с двумя b-тэгированными струями. Распределения вверху (внизу) для событий с двумя (тремя) струями. События с электронами (мюонами) показаны слева (справа) .

1.5.4 Систематические неопределённости

Систематические неопределённости оценивались двумя путями:

- Неопределённости при нормировке.
  Эта категория неопределённостей включает в себя неопределённости интегральной светимости, теоретических значений сечений и каналов распада, эффективности идентификации объекта, триггеров и моделирования фрагментации струй. В качестве примера количественные значения этих неопределённостей для сигнальных и фоновых наборов событий показаны в таб. 1.14 для электронного канала с одной b-струёй и двумя другими струями.

- Неопределённости, меняющие форму распределений.
  Эта категория включает неопределённость в симуляции идентификации b-струй, а также неопределённости поправки к энергии струи. Неопределённости оценивались путём повышения и понижения уровня тэгов и поправки к энергии струи на одно стандартное отклонение и повторения всего анализа. Средние значения приведены в таб.1.14.

Систематические неопределённости для остальных каналов анализа более подробно представлены в [8]

				Неопределённости (%)					
	W'	tq	tqb	$t\bar{t}lj$	$t\bar{t}ll$	Wbb	Wcc	Wjj	Мульти-струи
Нормировка									
Светимость	6.1	6.1	6.1	6.1	6.1	–	–	–	—
Сечение	–	16.0	15.0	18.0	18.0	–	–	–	—
Доля распада	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	–	–	–	—
Матричный метод	—	—	—	—	–	18.2	18.2	18.2	18.2
Основная вершина	2.4	2.4	2.4	2.4	2.4	–	–	–	—
ID электрона	5.5	5.5	5.5	5.5	5.5	–	–	–	—
Фрагментация струи	5.0	5.0	5.0	7.0	5.0	–	–	–	—
ID струи	1.5	1.5	1.5	1.5	1.5	–	–	–	—
Триггер	3.0	3.0	3.0	3.0	3.0	–	–	–	—
Формы распределений									
Поправка к энергии струи	3.5(2.1)	1.4	0.3	9.9	1.7	–	–	–	—
Зависящие от аромата функции идентификации b-струи	2.0(1.9)	2.1	5.9	4.6	2.4	4.4	6.3	7.4	—

Таблица 1.14: Неопределённости в электронном канале, выраженные в процентах, при требовании наличия одной b-струи и двух других струй. Неопределённости, влияющие на форму распределений с W' включают числа для W'_L и W'_R(в скобках).

1.5.5 Пределы сечений

Мы используем распределение по инвариантной массе $\sqrt{\hat{s}}$ для отделения сигнала от фона. Наблюдаемые данные согласуются с предсказаниями фона с учётом неопределённостей. Следовательно, мы можем установить верхние пределы на сечение рождения W' для различных его масс, используя приближение Байесовой статистики из пакета *top statistics* [51]. Это приближение использует функцию правдоподобия для вычисления верхних пределов сечений сигнальных процессов рождения, умноженных на канал распада, выраженный в долях полного распада: $\sigma(p\bar{p} \to W') \times B(W' \to t\bar{b})$. Для получения этих пределов мы скомбинировали каналы с одним тэгом с каналом с двумя тэгами, мюонный и электронный канал и сэмплы с двумя и тремя струями, всего восемь сэмплов. Мы разделили распределение по инвариантной массе, $\sqrt{\hat{s}}$, в области 400-1000 ГэВ на 30 точек для каждого из восьми сэмплов. Это использовалось как входные параметры для функции правдоподобия. Такая процедура учитывает неопределённости, рассмотренные в секции 1.5.4. Мы также подсчитали ожидаемые пределы сечений для каждой массы W' для оценки чувствительности анализа. Рис. 1.11 демонстрирует ожидаемые и измеренные пределы на сечения для различных масс W' для W'_L, с учётом интерференции. Раздельно показаны пределы для сэмпла с двумя струями и скомбинированного сэмпла. Подобные пределы показаны на рис. 1.12. Пределы на рис. 1.12 также применимы для W'_L, если не учитывать интерференцию со СМ.

Наблюдаемые пределы вместе с теоретически предсказанными приведены на рис. 1.13 и 1.14 для W'_L и W'_R соответственно. Сплошная линия показывает наблюдаемый предел и затемнённая область исключается на 95%C. L.. Нижний предел $M_{W'}$ определяется пересечением сплошной линии, обозначающей наблюдаемый предел, с пунктирной линией для номинального значения теоретического значения сечения. Для W', взаимодействующего посредством левых токов, массовый предел т.о. составляет 731 ГэВ, при учёте интерференции со СМ. Массовый предел для W', взаимодействующего посредством правых токов, составляет 739 ГэВ в случае $M_{\nu_R} < M(W'_R)$ и 768 ГэВ в случае $M_{\nu_R} > M(W'_R)$. Пределы, определяемые пересечением экспериментальной кривой с кривой зависимости сечения рождения W' от его массы, предсказываемой теорией, с соответствующими вариациями представлены на рис. 1.15. Ожидаемые пределы для W'_L изображены вдоль наблюдаемых пределов на рис. 1.16. Показаны также наблюдаемые пределы из предыдущего анализа. Рис. 1.17 показывает как пределы на массу W', так и пределы на массу W'_L без учёта интерференции со СМ. Заметим, что результаты нового

анализа значительно лучше результатов предыдущего исследования.

	W' (600 GeV)		W' (650 GeV)		W' (700 GeV)		W' (750 GeV)		W' (800 GeV)		W' (850 GeV)		W' (900 GeV)	
	Exp.	Obs.	Exp.	Obs.	Exp.	Obs.	Exp.	Obs.	Exp.	Obs.	Exp.	Obs.	Exp.	Obs.
Statistical Uncertainty Only														
Two jets sample	0.68	0.62	0.68	0.72	0.76	0.83	0.91	1.01	1.22	1.44	1.77	2.10	2.70	3.01
Combined sample	0.58	0.57	0.58	0.64	0.62	0.71	0.74	0.85	0.96	1.23	1.34	1.65	2.16	2.65
All Uncertainties														
Two jets sample	0.79	0.76	0.76	0.80	0.82	0.87	0.98	1.10	1.31	1.49	1.90	2.18	2.88	3.16
Combined sample	0.69	0.66	0.65	0.69	0.69	0.74	0.80	0.93	1.04	1.23	1.46	1.77	2.35	2.79

Рис. 1.11: Ожидаемые и измеренные (на 95% CL) верхние пределы сечений рождения W', взаимодействующих посредством левых токов. Сэмпл с двумя струями включает в себя электронный и мюонный сэмплы, а также сэмплы с одним и двумя тэгами. Смомбинированный сэмпл содержит все восемь сэмплов (электронный и мюонный, один и два тэга, две и три струи). Значения в пикобарнах.

	W' (600 GeV)		W' (650 GeV)		W' (700 GeV)		W' (750 GeV)		W' (800 GeV)		W' (850 GeV)		W' (900 GeV)	
	Exp.	Obs.	Exp.	Obs.	Exp.	Obs.	Exp.	Obs.	Exp.	Obs.	Exp.	Obs.	Exp.	Obs.
Statistical Uncertainty Only														
Two jets sample	0.65	0.55	0.59	0.54	0.54	0.54	0.48	0.51	0.47	0.52	0.49	0.55	0.50	0.55
Combined sample	0.56	0.47	0.50	0.48	0.45	0.47	0.40	0.44	0.38	0.43	0.39	0.45	0.39	0.44
All Uncertainties														
Two jets sample	0.79	0.69	0.64	0.67	0.60	0.62	0.53	0.59	0.51	0.57	0.52	0.59	0.55	0.63
Combined sample	0.67	0.58	0.55	0.59	0.50	0.54	0.44	0.50	0.42	0.47	0.42	0.48	0.40	0.44

Рис. 1.12: Ожидаемые и измеренные (на 95% CL) верхние пределы сечений рождения W', взаимодействующих посредством правых токов. Сэмпл с двумя струями включает в себя электронный и мюонный сэмплы, а также сэмплы с одним и двумя тэгами. Смомбинированный сэмпл содержит все восемь сэмплов (электронный и мюонный, один и два тэга, две и три струи). Эти числа применимы также и для W'_L, если не учитывать интерференцию и $M_{\nu_R} < M(W'_R)$. Значения в пикобарнах.

1.5.6 Константы связи W' с фермионами

Формулу 1.1 можно переписать в следующей форме:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2\sqrt{2}}\overline{f}_i\gamma_\mu\big(g_R e^{i\omega} cos\zeta V^R{}_{f_i f_j}(1 \pm \gamma^5) + g_L sin\zeta V^L{}_{f_i f_j}(1 \pm \gamma^5)\big)W' f_j + \text{H.c.} \tag{1.2}$$

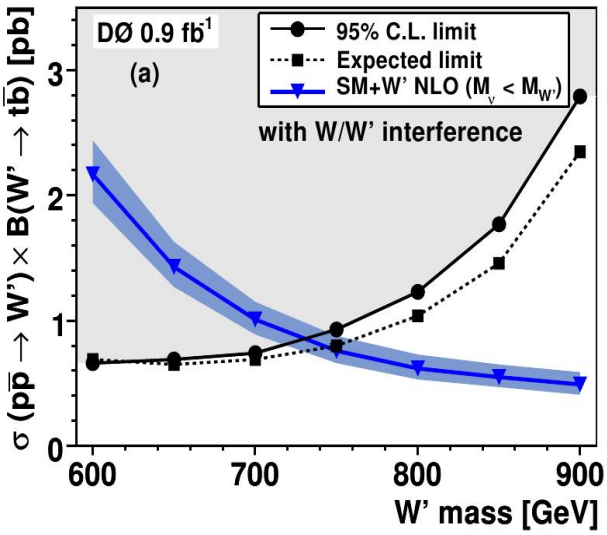


Рис. 1.13: Пределы на сечения W' на 95% C. L. как функции его массы. На рисунке представлено также теоретическое значение NLO-сечение для W', взаимодействующего посредством левых токов, в зависимости от массы; интерференция со СМ включена в зависимость. Затемнённая область исключается данным анализом.

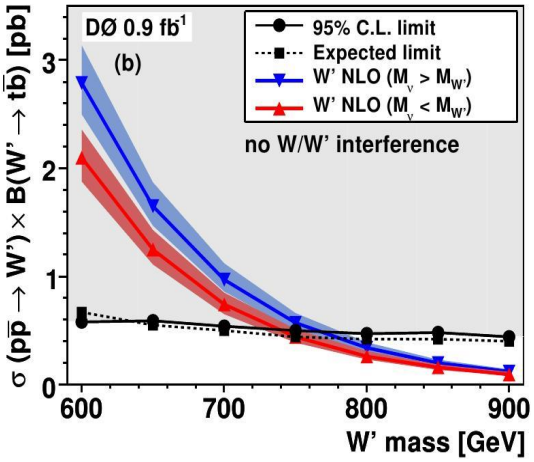


Рис. 1.14: Пределы на сечения W' на 95% C. L. как функции его массы. На рисунке представлено также теоретическое значение NLO-сечение для W', взаимодействующего посредством правых токов, в зависимости от массы для двух случаев: $M_{\nu_R} < M(W'_R)$ и $M_{\nu_R} > M(W'_R)$.$M_{\nu_R} < M(W'_R)$ Интерференции со СМ нет. Затемнённая область исключается данным анализом.

	σ_{nom}	σ_{min}	σ_{max}
with SM interference			
$M(W'_L) >$	731 GeV	718 GeV	745 GeV
without SM interference			
$M_\nu < M_{W'}$: $M(W') >$	739 GeV	725 GeV	753 GeV
$M_\nu > M_{W'}$: $M(W') >$	768 GeV	750 GeV	784 GeV

Рис. 1.15: Нижние пределы масс W' на 95%C. L. для номинального (σ_{nom}), номинального -1σ (σ_{min}) и номинального $+1\sigma$ (σ_{max}) теоретических значений сечения.

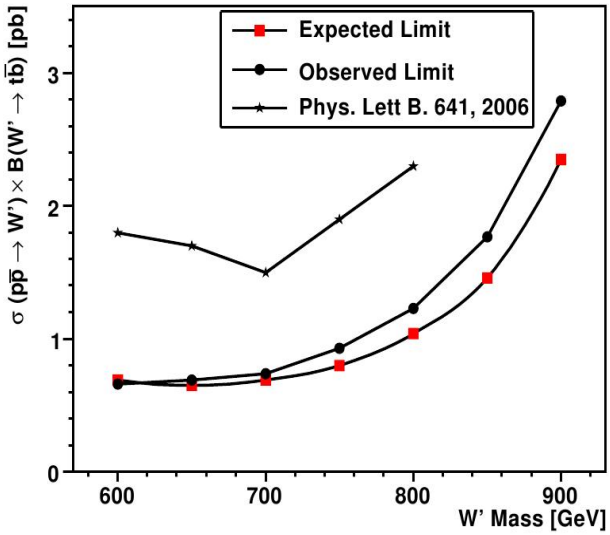


Рис. 1.16: Ожидаемые и наблюдаемые пределы для W'_L как функция его массы, с учётом интерференционного эффекта. Приведены также наблюдаемые пределы из предыдущего анализа

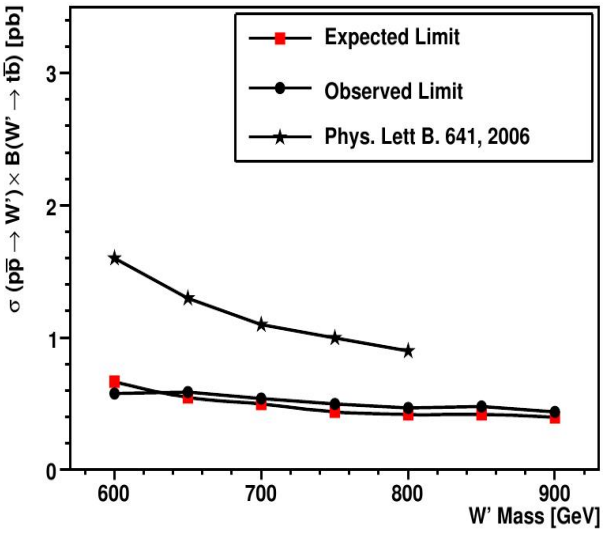


Рис. 1.17: Ожидаемые и наблюдаемые пределы для W'_R как функция его массы. Интерференция не включена в расчёт. Приведены также наблюдаемые пределы из предыдущего анализа

где ζ - угол смешивания двух состояний W', ω - CP-нарушающая фаза, которую можно включить в V^R и g_R и g_L - левая и правая калибровочные константы (параметры связи) соответственно. Так как лидирующий s-канальный процесс имеет две $qW'q$ вершины, полное сечение процесса $p\bar{p} \to W' \to t\bar{b}$ пропорционально g'^4, где g' зависит от используемой модели и есть либо g_R, либо g_L. В моделях с константами, чьи значения отличны от значений СМ ($g' \neq g_\omega$) распределение реконструированной массы W' может быть идентично случаю $g' = g_\omega$, но с нормализующей поправкой, эквивалентной $g'^4/{g_\omega}^4$. Следовательно, для установки ограничений на величину параметров связи W' с фермионами мы должны подсчитать корень четвёртой степени из отношения экспериментально исключённого сечения W' к номинальному теоретическому значению сечения с СМ значениями констант связи. Рис. 1.18 демонстрирует наблюдаемый предел на отношение констант. Мы исключаем константы со значениями, выше 0.68(0.72) для W' с массой, равной 600 ГэВ для случая $M_{\nu_R} > M(W'_R)$ ($M_{\nu_R} < M(W'_R)$). Наши результаты сравнимы с результатом анализа CDF сходного размера данных [52].

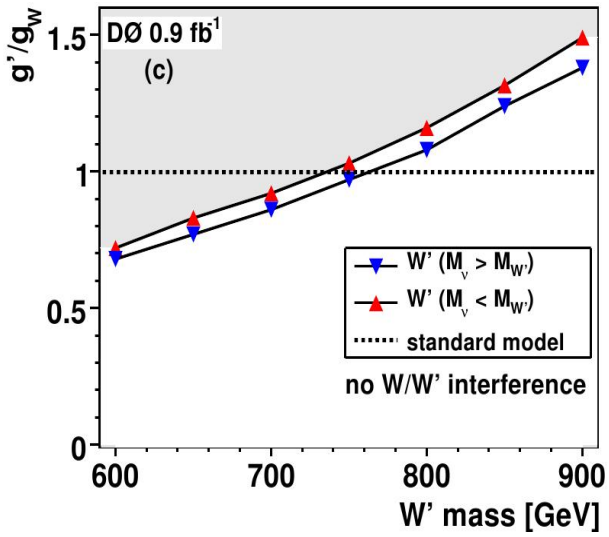


Рис. 1.18: Наблюдаемые пределы на отношение констант связи, g'/g_ω. Точки, обозначенные красными треугольниками соответствуют случаю $M_{\nu_R} < M(W'_R)$, синие - случаю $M_{\nu_R} > M(W'_R)$. Интерференция со СМ не берётся в рассмотрение. Затемнённая область показывает область значений констант, исключённую данным анализом.

1.5.7 Результаты второго проведённого анализа

В данной главе описаны результаты и технические детали второго экспериментального анализа по поиску W' , учитывающего интерференцию, проведённого весной 2007 г. на детекторе DØ коллайдера Tevatron при энергии $\sqrt{s} = 1.96\ TeV$. Анализировалось 900 pb^{-1} данных, собранных DØ-детектором за 2002-2005 годы работы ускорителя. Рассматривалась мода распада W' в тяжёлые кварки в s-канале. W' открыт не был, важными результатами поиска являются установленные нижние пределы на $M_{W'}$для различных сценариев взаимодействия W'с фермионами. Нижняя граница для массы W', взаимодействующего с фермионами посредством левых токов (как W) составила 731 GeV, в то время, как для W', взаимодействующего посредством правых токов, эта граница составила 739 GeV (768 GeV) для всевозможных распадов W'(только кварковых распадов W'). Данный анализ улучшает результаты, полученные первым анализом (секция 1.4) и полученные пределы на массы W' являются на данный момент самыми строгими в канале рождения одиночного топ-кварка, если принять во внимание то, что в данном анализе, как и в первом, учитывалось деструктивное влияние интерференции. В дополнение к первому анализу было проведено экспериментальное исследование

значений параметров связи W' с фермионами. Мы исключили значения констант выше 0.68(0.72) для W' с массой, равной 600 ГэВ для случая W' , могущего распадаться только в кварки (в лептоны и кварки).

1.6 Основные результаты главы

В данной главе приведены два последовательных анализа экспериментальных данных детектора DØколлайдера TEVATRON, посвящённых поиску дополнительного заряженного массивного бозона W', возникающего в целом ряде теорий за пределами Стандартной Модели. Особое внимание при моделировании сигнальных процессов было уделено корректному учёту интерференционного члена между W' и W-бозоном Стандартной Модели, чего не делалось ранее при моделировании таких процессов. Основными оригинальными результатами первого анализа являются ограничения на массу W' в процессах рождения одиночного топ-кварка для различных сценариев взаимодействия W' с фермионами - для массы W', взаимодействующего с фермионами посредством левых токов нижняя граница получилась равной 610 ГэВ; для массы W', взаимодействующего с фермионами посредством правых токов нижняя граница составила 630 ГэВ в предположении о распаде W' в кварки и лептоны и 670 ГэВ в предположении о распаде W' только в кварки. Второй анализ сильнее ограничил область возможных значений масс W' и, дополнительно, поставил ограничения на параметры связи W' с фермионами. Новейшие ограничения на массы W', полученные при учёте интерференции W' с W-бозоном Стандартной Модели следующие: нижняя граница на массу W', взаимодействующего с фермионами посредством левых токов составляет 731 ГэВ, масса W'; взаимодействующего с фермионами посредством правых токов, должна быть больше 739 ГэВ в предположении о распаде W' в кварки и лептоны и 768 ГэВ в предположении о распаде W' только в кварки. Ограничения на массу W', взаимодействующего посредством левых токов, учитывающие влияние интерференции, являются наиболее строгими на сегодняшний день в канале рождения одиночного топ-кварка. Данная часть диссертации базируется на работах [5] - [8].

Глава 2

Поиск аномальных Wtb-параметров в процессах рождения одиночного топ-кварка

2.1 Постановка задачи. Аномальная структура Wtb вершины: лагранжиан, параметры связи, кинематика

Как известно, Стандартная Модель (СМ) предсказывает $(V-A)$ структуру заряженных токов, посредством которых осуществляется взаимодействие топ-кварка с любым из кварков другого типа $(q = d, s, b)$:

$$\Gamma^{\mu}_{tqW} = -\frac{g}{\sqrt{2}} V_{tq} \overline{u}(p_q) P_L \gamma_\mu u(p_t) \tag{2.1}$$

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

В модели же независимого эффективного CP-сохраняющего лагранжиана низшей размерности, приведённого в (2.1) имеются четыре формфактора, дающих вклад в Wtb вершину:

$$\mathcal{L} = -\frac{g}{\sqrt{2}} \bar{b} \gamma^\mu \big(L_V P_L + R_V P_R\big) t W^-_\mu - \frac{g}{\sqrt{2}} \bar{b} \, \frac{i\sigma^{\mu\nu} q_\nu}{M_W} \big(L_T P_L + R_T P_R\big) t W^-_\mu + h.c. \tag{2.2}$$

В этом выражении $W^{\pm}_{\mu\nu} = D_\mu W^{\pm}_\nu - D_\nu W^{\pm}_\mu$, $D_\mu = \delta_\mu - ieA_\mu$, $\sigma^{\mu\nu} = i/2\big[\gamma_\mu, \gamma_\nu\big]$ 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 с её левовзаимодействующими фермионами только левый векторный параметр отличен от нуля и равен V_{tb}, остальные же равны нулю.

В [3] DØдекларировала о наблюдении процессов рождения одиночных топ-кварков. Мы экзаменуем $900pb^{-1}$ данных, собранных детектором за период с августа 2002 по декабрь 2005 гг. на предмет наличия в Wtb-вершине операторов, отличных от предсказываемых СМ - правого векторного и левого и правого тензорных. Мы предполагаем, что одиночный топ-кварк рождается исключительно посредством взаимодействия с W. Ещё одним нашим допущением является то, что мы предполагаем малость параметров ККМ-матрицы $|V_{ts}|$ и $|V_{td}|$ по сравнению с $|V_{tb}|$. Это предположение вполне разумно, т.к. коллаборации DØи CDF измеряли ([87], [88]) отношение

$$R = \frac{|V_{tb}|^2}{|V_{td}|^2 + |V_{ts}|^2 + |V_{tb}|^2}. \tag{2.3}$$

Например, DØ-результат для этого отношения таков: $|V_{td}|^2 + |V_{ts}|^2 = (-0.03^{+0.18}_{-0.16})|V_{tb}|^2$. Ну и, наконец, мы предполагаем, что Wtb-вершина сохраняет CP-чётность.

На момент проведения анализа уже существовали ограничения на некоторые параметры, определяющие величину аномальных взаимодействий. Например, на константу R_V имелось следующее ограничение (вытекающее из измерения моды распада $b \to s\gamma$ [83]): $|R_V| \leq 0.04$ [84]. При низких энергиях вклады от тензорных операторов подавлены членом g_ν/M_W , но этот вклад может стать значительным при больших энергиях. Структура Wtbвершины также изучалась при анализе спиральности W-бозона в процессах с парным рождением топ-кварков [85], [86].

В данной главе описывается экспериментальный анализ данных, соответствующих интегральной светимости в 900 пб$^{-1}$, собранных детектором DØ за период с августа 2002 по декабрь 2005 гг., на предмет наличия в Wtb-вершине операторов, отличных от предсказываемых СМ - правого векторного и тензорных - левого и правого. В результате анализа получены экспериментальные ограничения на аномальные Wtb -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. 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 $|V_{tb} \cdot f_{L_V}|^2 = 1.8^{+1.0}_{-1.3}$, $1.4^{+0.6}_{-0.5}$ и $1.4^{+0.9}_{-0.8}$.

Данный раздел диссертации базируется на работах [14]-[15].

2.2 Детали анализа

2.2.1 Моделирование сигнала и фона, отбор событий

Этот анализ рассматривал данные, соответствующие статистике 0.9 фб$^{-1}$, собранные DØ-детектором за период с августа 2002 по декабрь 2005 гг., с набором триггеров, требующих наличие струи и электрона или мюона. Наборы сигнальных событий были созданы с помощью МК-генератора COMPHEP-SINGLETOP [38], учитывающего NLO-поправки. Масса топ-кварка бралась равной 175 ГэВ и функции распределения партонов были выбраны соответствующими CTEQ6L1 [89]; приготовленные события язатем пропускались через пакет PYTHIA [114]. Мы создали пять наборов сигнальных событий. Значения параметров аномальных связей приведены в таб. 2.1. Мы рассматриваем три сценария для параметров аномальных связей : (L_V, R_V), (L_V, R_T) и (L_V, L_T). В первом сценарии мы представляем сигнал как суперпозицию наборов событий 1 и 2, взвешенных с помощью факторов $|f_{L_V}|^2$ и $|f_{R_V}|^2$. По аналогии второй сценарий использует наборы событий 1 и 4, взвешенные с факторами $|f_{L_V}|^2$ и $|f_{R_T}|^2$. Третий сценарий более сложен по сравнению с предыдущими из-за интерференции между двумя амплитудами. В этом случае мы берём суперпозицию наборов под номерами 1, 3 и 5 с соответствующими весовыми факторами. Набор 1 взвешивается с помощью факторов $(|f_{L_V}|^2) - (|f_{L_V}| * |f_{L_T}|)$, набор 3 факторами $(|f_{L_T}|^2) - (|f_{L_V}| * |f_{L_T}|)$ и набор 5 - факторами $(|f_{L_V}| * |f_{L_T}|)$. В таком случае получившийся в результате набор событий правильно отражает вклад интерференции от членов с L_V и L_T.

Основные фоны для сигнального процесса составляют $W+$, $t\bar{t}$ и события с многими струями. События для фонов $W+$струи и $t\bar{t}$ были созданы с помощью генератора ALPGEN [91], использующего алгоритм смешивания струй, позволяющий избежать их двойного учёта. Фоны с парным рождением $W-$ бозонов и $Z+$ прямо включены в нашу фоновую модель, в то время как $W+$ были нормированы на данные.

Монте-Карло события для фонового процесса $t\bar{t}$, использовавшиеся ещё для открытия одиночного топ-кварка [3], были созданы в предполо-

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	0	1	0

Таблица 2.1: Параметры, использующиеся при создании МК-событий.

жении о СМ-структуре вершины tbW и, следовательно, сохраняющем CP взаимодействии с параметрами $f_{R_V} = f_{L_T} = f_{R_T} = 0$. В случае аномального параметра f_{L_V} кинематика процессов $t\bar{t}$ остается такой же, как и в случае СМ; только сечение рождения одиночного топ-кварка изменяется на некоторую величину. Однако, если присутствуют другие аномальные параметры, кинематика таких процессов изменяется существенно. Но наибольший вклад в наши измерения дают события с двумя струями, где вклад от событий с $t\bar{t}$ намного меньше (около 25 %) по сравнению с остальными фонами и, так как настоящий анализ статистически ограничен, изменение неопределённости в наборе $t\bar{t}$ событий даже на величину порядка 50% не сильно повлияет на конечные результаты. Исходя из всего вышесказанного, мы приняли решение использовать набор $t\bar{t}$ событий с параметрами СМ для нашего аномального анализа.

Как обычно, мы исследуем конечное состояние, содержащее W-бозон и b-кварк (продукты распада топ-кварка), причём W-бозон рассматривается распадающимся по лептонному каналу. Мы накладываем на события требование присутствия в них одного изолированного мюона или электрона; двух, трёх или четырёх струй и потерянной E_T. Детали отбора событий можно почерпнуть в [15].

В таб. 2.2 сведены сечения, доли полного распада, начальные количества событий и интегральные светимости наборов Монте-Карло событий. Систематические неопределённости были оценены с использованием опыта [118, 94].

2.2.2 Акцептансы и набранные события

Сигнальный акцептанс определяется как:

$$\mathcal{A} = \frac{\mathcal{B}}{\mathcal{N}_{\text{initial}}} \sum_{\text{i}=1}^{\mathcal{N}_{\text{selected}}} \varepsilon_{\text{trigger}_\text{i}} \varepsilon_{\text{particleID}_\text{i}} \varepsilon_{\text{TRF}_\text{i}}$$

Тип событий	Наборы МК-событий: Сечения [pb]	Доля распада	Количество событий	Инт. свет-ть. [fb^{-1}]
Сигнал L_V				
$tb \to e$+струи	0.88 ± 0.14	0.1111 ± 0.0022	92,620	947
$tb \to \mu$+струи	0.88 ± 0.14	0.1111 ± 0.0022	122,346	1,251
$tb \to \tau$+струи	0.88 ± 0.14	0.1111 ± 0.0022	76,433	782
$tqb \to e$+струи	1.98 ± 0.30	0.1111 ± 0.0022	130,068	591
$tqb \to \mu$+струи	1.98 ± 0.30	0.1111 ± 0.0022	137,824	626
$tqb \to \tau$+струи	1.98 ± 0.30	0.1111 ± 0.0022	117,079	532
Сигнал L_T				
$tb \to e$+струи	8.87 ± 1.42	0.1111 ± 0.0022	35,006	36
$tb \to \mu$+струи	8.87 ± 1.42	0.1111 ± 0.0022	29,129	29
$tb \to \tau$+струи	8.87 ± 1.42	0.1111 ± 0.0022	7,953	8
$tqb \to e$+струи	1.49 ± 0.22	0.1111 ± 0.0022	23,317	140
$tqb \to \mu$+струи	1.49 ± 0.22	0.1111 ± 0.0022	23,342	139
$tqb \to \tau$+струи	1.49 ± 0.22	0.1111 ± 0.0022	22,840	139
Сигнал $L_V + L_T$				
$tb \to e$+струи	5.58 ± 0.89	0.1111 ± 0.0022	31990	52
$tb \to \mu$+струи	5.58 ± 0.89	0.1111 ± 0.0022	29,901	48
$tb \to \tau$+струи	5.58 ± 0.89	0.1111 ± 0.0022	8093	13
$tqb \to e$+струи	4.67 ± 0.75	0.1111 ± 0.0022	23,309	45
$tqb \to \mu$+струи	4.67 ± 0.75	0.1111 ± 0.0022	44814	86
$tqb \to \tau$+струи	4.67 ± 0.75	0.1111 ± 0.0022	23809	46
Сигнал R_V				
$tb \to e$+струи	0.87 ± 0.14	0.1111 ± 0.0022	29,507	304
$tb \to \mu$+струи	0.87 ± 0.14	0.1111 ± 0.0022	29,901	308
$tb \to \tau$+струи	0.87 ± 0.14	0.1111 ± 0.0022	7,602	161
$tqb \to e$+струи	1.86 ± 0.30	0.1111 ± 0.0022	23,863	115
$tqb \to \mu$+струи	1.86 ± 0.30	0.1111 ± 0.0022	23,789	115
$tqb \to \tau$+струи	1.86 ± 0.30	0.1111 ± 0.0022	23,756	115
Сигнал R_T				
$tb \to e$+струи	8.87 ± 1.42	0.1111 ± 0.0022	20,142	20
$tb \to \mu$+струи	8.87 ± 1.42	0.1111 ± 0.0022	35,798	36
$tb \to \tau$+струи	8.87 ± 1.42	0.1111 ± 0.0022	8,915	9
$tqb \to e$+струи	1.51 ± 0.24	0.1111 ± 0.0022	22,850	136
$tqb \to \mu$+струи	1.51 ± 0.24	0.1111 ± 0.0022	22,870	136
$tqb \to \tau$+струи	1.51 ± 0.24	0.1111 ± 0.0022	21,845	114
Фоны				
$t\bar{t} \to \ell$+струи	6.8 ± 1.2	0.4444 ± 0.0089	474,405	157
$t\bar{t} \to \ell\ell$	6.8 ± 1.2	0.1111 ± 0.0089	468,126	620
$Wb\bar{b} \to \ell\nu bb$	142	0.3333 ± 0.0066	1,335,146	28
$Wc\bar{c} \to \ell\nu cc$	583	0.3333 ± 0.0066	1,522,767	8
$Wjj \to \ell\nu jj$	$18,734$	0.3333 ± 0.0066	8,201,446	1

Таблица 2.2: Сечения, вероятности распада, начальные количества событий и интегральные светимости МК-событий.

где $\mathcal{B}$ - доля полного распада каждого набора МК-событий (см. таб. 2.2), N_{initial} начальное количество событий в каждом МК-наборе (также приведено в таб. 2.2), N_{selected} - количество МК-событий, оставшихся после отбора и ε суть факторы коррекции, вводимые для учёта различий между данными и МК-событиями.

В таб. 2.3 показан процентный уровень сигнальных событий, оставшихся после отбора и после прохождения процедуры b-тэгирования.

	Сигнальные акцептансы			
	Электронный канал		Мюонный канал	
Сигналы	Одна b-струя	Две b-струи	Одна b-струя	Две b-струи
LH Вектор (LV)				
tb_{LV}	1.32 ± 0.15 %	0.47 ± 0.08 %	1.10 ± 0.16 %	0.40 ± 0.08 %
tqb_{LV}	1.11 ± 0.13 %	0.09 ± 0.02 %	0.87 ± 0.14 %	0.07 ± 0.01 %
LH Тензор(LT)				
tb_{LT}	1.23 ± 0.13 %	0.48 ± 0.08 %	1.07 ± 0.15 %	0.45 ± 0.09 %
tqb_{LT}	1.08 ± 0.13 %	0.10 ± 0.02 %	0.89 ± 0.15 %	0.09 ± 0.02 %
$LV + LT$				
tb_{LV+LT}	1.24 ± 0.13 %	0.48 ± 0.08 %	1.11 ± 0.16 %	0.47 ± 0.09 %
tqb_{LV+LT}	1.03 ± 0.12 %	0.09 ± 0.02 %	0.86 ± 0.13 %	0.08 ± 0.02 %
RH Вектор (RV)				
tb_{RV}	1.30 ± 0.15 %	0.45 ± 0.08 %	1.13 ± 0.17 %	0.42 ± 0.08 %
tqb_{RV}	1.14 ± 0.14 %	0.09 ± 0.02 %	0.94 ± 0.15 %	0.08 ± 0.02 %
RH Тензор(RT)				
tb_{RT}	1.52 ± 0.16 %	0.60 ± 0.10 %	1.27 ± 0.21 %	0.53 ± 0.11 %
tqb_{RT}	1.07 ± 0.13 %	0.10 ± 0.02 %	0.92 ± 0.15 %	0.09 ± 0.02 %

Таблица 2.3: Сигнальные акцептансы и неопределённости после прохождения процедуры b-тэгирования.

Таб. 2.4 демонстрирует количества набранных сигнальных и фоновых событий для всех каналов, разделённых по типу лептона количеству струй, помеченных как идущих от b-кварков. В последней колонке приведены суммарные количества собранных событий; неопределённости приведены в приложении к [15].

2.2.3 Дерево решений: обучение и результаты

Мы используем метод дерева решений для разделения сигнальных и фоновых событий. Использование метода дерева решений и процедура тренировки описана в [95].

	Количество набранных событий после b-тэгирования				
	Электронный канал		Мюонный канал		Сумма
	Одна b-струя	Две b-струи	Одна b-струя	Две b-струи	e+μ + 1+2 b-струи 2,3,4 струи
Сигналы					
LH Вектор (LV)					
tb_{LV}	10.5 ± 2.1	3.7 ± 0.7	8.0 ± 1.8	3.0 ± 0.7	25 ± 5
tqb_{LV}	19.2 ± 3.7	1.6 ± 0.3	15.0 ± 3.4	1.3 ± 0.3	37 ± 8
$(tb + tqb)_{LV}$	29.7 ± 5.8	5.3 ± 1.0	23.0 ± 5.2	4.3 ± 1.0	62 ± 13
LH Тензор (LT)					
tb_{LT}	99.8 ± 20.0	38.8 ± 8.9	82.6 ± 19.0	34.9 ± 8.7	256 ± 57
tqb_{LT}	14.8 ± 2.9	1.3 ± 0.3	11.7 ± 2.7	1.1 ± 0.3	29 ± 6
$(tb + tqb)_{LT}$	114.6 ± 22.9	40.1 ± 9.2	94.3 ± 21.7	36.0 ± 9.0	285 ± 63
$LV + LT$					
tb_{LV+LT}	62.9 ± 12.0	24.7 ± 5.6	53.9 ± 11.5	22.7 ± 5.7	164.2 ± 34.8
tqb_{LV+LT}	43.8 ± 8.3	3.7 ± 0.8	35.1 ± 7.6	3.11 ± 0.8	85.7 ± 17.5
$(tb + tqb)_{LV+LT}$	106.7 ± 20.3	28.3 ± 6.4	89.0 ± 19.1	25.8 ± 6.5	249.9 ± 52.3
(RH Вектор)					
tb_{RV}	10.3 ± 2.1	3.6 ± 0.8	8.5 ± 2.0	3.2 ± 0.8	26 ± 6
tqb_{RV}	19.2 ± 3.8	1.5 ± 0.4	15.2 ± 3.5	1.3 ± 0.3	37 ± 8
$(tb + tqb)_{RV}$	29.5 ± 5.9	5.1 ± 1.2	23.7 ± 7.1	4.5 ± 1.1	63 ± 14
(RH Тензор)					
tb_{RT}	122.9 ± 24.6	48.2 ± 11.1	97.6 ± 22.4	41.0 ± 10.3	310 ± 68
tqb_{RT}	14.8 ± 3.0	$1.3 \pm .3$	12.1 ± 2.8	1.2 ± 0.3	29 ± 6
$(tb + tqb)_{RT}$	137.7 ± 27.5	49.5 ± 11.4	109.7 ± 25.2	42.2 ± 10.6	339 ± 75
Фоны					
$t\bar{t}\to ll$	34.1 ± 7.2	11.8 ± 2.7	26.3 ± 6.5	9.8 ± 2.6	82 ± 19
$t\bar{t}\to l$+jets	115.8 ± 24.3	37.1 ± 9.0	83.8 ± 20.1	29.2 ± 7.7	266 ± 61
$Wb\bar{b}$	183.7 ± 37.7	24.8 ± 5.6	182.0 ± 55.5	25.9 ± 8.1	416 ± 107
$Wc\bar{c}$	118.6 ± 24.9	3.1 ± 0.7	133.9 ± 41.5	3.6 ± 1.1	259 ± 68
Wjj	86.3 ± 18.5	0.2 ± 0.1	86.9 ± 27.8	0.3 ± 0.1	174 ± 47
Multijets	132.1 ± 27.0	8.4 ± 1.2	57.2 ± 18.35	3.8 ± 1.7	202 ± 48
Сумма фонов	670.6 ± 139.0	85.3 ± 19.3	570.1 ± 169.8	72.6 ± 21.3	$1,399 \pm 349$
Data	661 ± 26	89 ± 9	566 ± 24	82 ± 9	$1,398 \pm 37$

Таблица 2.4: Количество набранных событий после b-тэгирования.

Мы тренировали деревья решений на одной трети доступных МК-событий и получали акцептансы, используя остальные.

Для каждого из трёх сценариев два сигнала брались для тренировки: для $L_V - R_V$ такими двумя сигналами были процессы рождения одиночного топ-кварка $(tb + tqb)$ с аномальным левым векторным параметром и аномальным правым векторным параметром, для $L_V - R_T$ такие два сигнала есть $(tb + tqb)$ с аномальным левым векторным параметром и аномальным правым тензорным параметром, для $L_V - L_T$ эти два сигнала есть $(tb + tqb)$ с аномальным левым векторным параметром и аномальным правым тензорным параметром. В каждом из случаев сумма этих двух сигналов использовалась для тренировки отделения сигнальных событий от фоновых, причём фоновые процессы рассматривались в совокупности. Фоновые процессы включали здесь МК-события для процессов $t\bar{t} \to \ell$+струи, $t\bar{t} \to \ell\ell$+струи и W+струи, причём процессы $Wb\bar{b}$, $Wc\bar{c}$ и W+лёгкие партоны рассматривались по раздельности. Каждая фоновая компонента бралась для тренировки в соответствии с её пропорциональным вкладом в общую фоновую модель.

Есть два отличия в настоящем анализе по сравнению с анализом [96]. Во-первых, наборы, используемые для тренировки, не разделялись по многочисленности струй и, во-вторых, мы добавили переменную p_T лептона к списку разделяющих сигнальные и фоновые процессы переменных. Выбор в пользу первого отличия был сделан в силу статистической ограниченности созданных МК-событий для аномальной Wtb-вершины.

Решение в пользу включения переменной p_T лептона в число переменных для тренировки было принято из-за того, что распределение по такой переменной, как видно из рис. 2.1, отличается для различных аномальных параметров L_V, R_V, L_T и R_T. Остальные 49 переменных были взяты просто потому, что в [96] они себя зарекомендовали как хорошо различающие процессы, подобные процессам рождения одиночных топ-кварков. Такие переменные отражают особенности кинематики отдельных объектов, кинематики целого события и угловых корелляций. Полный список переменных приведён в приложении к [15].

Наборы событий делились по аромату лептона и количеству струй, помеченных как идущих от b-кварка. Использование наборов с изолированными электронами или мюонами, 2-4 струями и одной или двумя b-струями привели нас к четырём различным деревьям (2 аромата лептона $\times$ 2 b-струи).

Деревья решения дают на своём выходе распределения значений, характеризующих вероятность отдельного события быть фоновым или сигнальным: 0 соответствует фоновому, 1- сигнальному событию. На рис. 2.2 приведены выходные распределения для данных и сигнальных и фоно-

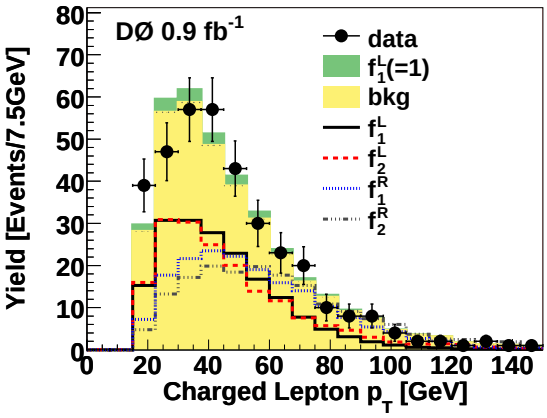


Рис. 2.1: Распределение по поперечному импульсу заряженного лептона P_T, полученное для данных, ожидаемое распределение для событий с электрослабым рождением топ-кварка в СМ для событий с двумя струями и одной b-струёй и распределения для событий с электрослабым рождением топ-кварка с аномальными константами (остальные две константы, кроме приведённых на рисунке, равны 0), нормированные на десятикратное сечение рождения одиночного топ-кварка в СМ.

вых процессов для набора данных, соответствующих электрону, двум струям и одной b-струе в конечном состоянии для каждого из рассматриваемых трёх сценариев.

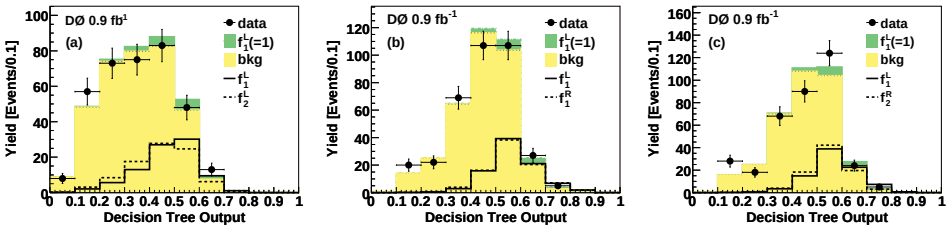


Рис. 2.2: Выходные распределения дерева решений для данных и суммы сигнальных и фоновых процессов СМ для набора данных соответствующих электрону, двум струям и одной b-струе в конечном состоянии, для(a) (L_1,L_2) сценария, (b) (L_1,R_1) сценария и (c) (L_1,R_2) сценария. Приведены также распределения для сигнальных процессов с одиночным топ-кварком с различными аномальными константами, нормированные на пятикратное сечение рождения одиночного топ-кварка в СМ.

Для сравнения выходных распределений деревьев решений, полученных из данных, с ожиданием сечения рождения одиночного топ-кварка использовалась Байесовская статистика [75] 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 любых двух аномальных параметров, рассматриваемых ненулевыми, мы считали ожидаемое выходное распределение путём комбинирования распределений из двух сигнальных наборов МК-событий в соответствии с написанным в разделе 2.2.1. 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 Wtb-параметров, в каждом наборе данных. Эти плотности вероятности представлены на рис. 2.3.

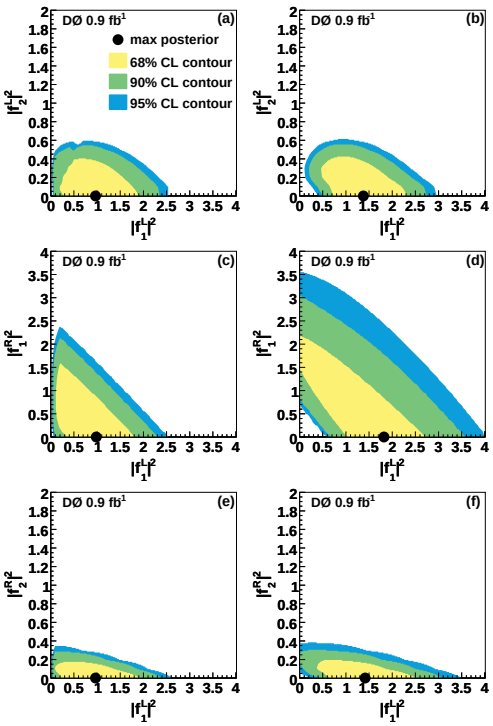


Рис. 2.3: Двумерная плотность вероятности для аномальных констант. Левые рисунки демонстрируют ожидание для левых векторных констант, правые - наблюдаемую постериорную вероятность, полученную из данных. Верхняя колонка (a, b) соответствует (L_1,L_2) сценарию, средняя колонка (c, d) соответствует (L_1,R_1) сценарию, нижняя (e, f) - сценарию (L_1,R_2).

Предельные значения аномальных Wtb-параметров подсчитывались следующим образом. Двумерные плотности вероятности проецировались на две оси. Локальный максимум проекции плотности вероятности и

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

Таблица 2.5: Измеренные значения сечения рождения одиночного топ-кварка и одномерные предельные значения Wtb констант для трёх сценариев.

есть измеренное значение сечения и, соответственно, предельное значение аномального Wtb-параметра. Если проекция не имеет локального максимума, то значения сечения и аномальных Wtb-параметров получаются путём установки верхнего предельного значения на 95% C.L.

Во всех трёх сценариях измеренные значения правого векторного, а также левого и правого тензорного аномальных Wtb-параметров получились равными нулю. Мы подсчитали верхние предельные значения этих аномальных параметров на 95% C.L. путём исключения путём интегрирования левого векторного параметра для получения одномерной постериорной плотности вероятности. Измеренные значения аномальных Wtb-параметров представлены в таб. 3.5

Мы убедились, что данные удовлетворяют предсказаниям гипотезы о левом векторном характере взаимодействия (удовлетворяют предсказаниям СМ), а не гипотезам о правом векторном и тензорном характере Wtb-вершины.

2.3 Основные результаты главы

В этой главе описан анализ экспериментальных данных, собранных DØ - детектором коллайдера TEVATRON, соответствующих статистике в 900 фб$^{-1}$, посвященный исследованию более общей структуры вершины Wtb. В модели независимого эффективного CP-сохраняющего лагранжиана низшей размерности имеются четыре формфактора, дающих вклад в Wtb вершину, они соответствуют левому и правому векторным и тензорным аномальным параметрам связи. При проведении анализа было решено использовать три сценария - одновременно ставились ограничения на два параметра (один из которых во всех сценариях отвечает левому векторному оператору), а остальные параметры принимались равными нулю. Результатами данного анализа явились первые прямые

экспериментальные ограничения на вклады от аномальных операторов в вершину Wtb- 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 $|V_{tb} \cdot f_{L_V}|^2 = 1.8^{+1.0}_{-1.3}$, $1.4^{+0.6}_{-0.5}$ и $1.4^{+0.9}_{-0.8}$. Результаты этой главы представлены в работах [14]-[15].

Глава 3

Поиск заряженного Хигссовского скаляра в s-канальном процессе рождения одиночного топ-кварка

3.1 Введение

Как известно, в СМ существует единственная скалярная частица - нейтральный Хигссовский бозон, с необходимостью возникающая вследствие хиггсовского механизма спонтанного нарушения электрослабой симметрии $SU(2)$. Однако в расширенных моделях спонтанного нарушения симметрии, например, в моделях с двумя $SU(2)$-дублетами (two-Higgs-doublet models, $2HDMs$), может возникать несколько хигссовских бозонов различной массы, в т.ч. и заряженных. Соответственно, экпериментальное обнаружение заряженных Хигссовских бозонов будет свидетельствовать о физике, не описываемой СМ.

Различные типы моделей с двумя Хигссовскими дублетами различаются по тому, каков механизм подавления нейтральных токов, меняющих аромат кварков ($FCNC$), в них предусмотрен. В моделях первого типа взаимодействует с фермионами только один из этих двух дублетов. В моделях второго типа один дублет взаимодействует с фермионами верхнего ($up-$) типа, а второй - с фермионами нижнего типа; такой подход реализуется в минимальных суперсимметричных расширениях СМ [97]. В моделях третьего типа оба дублета взаимодействуют с фермионами и $FCNC$ подавляются другими методами. Например, в одной такой модели $FCNC$ подавлены из-за малых масс кварков первого и второго

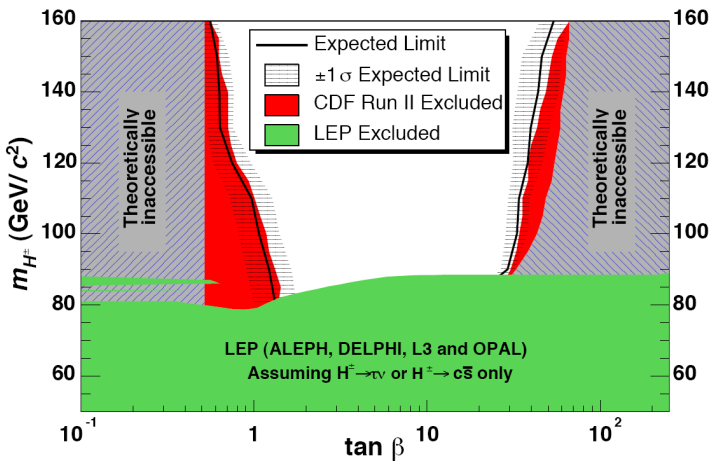


Рис. 3.1: Исключённые области, как функции массы бозона Хиггса и $\tan\beta$, полученные из LEP и Tevatron (взято из [107]). Масса бозона Хигсса ограничена фоном $e^+e^- \to W^+W^-$ на LEP и массой топ-кварка на Tevatron.

поколения [98].

Предыдущие поиски заряженных бозонов Хигсса на DØфокусировались на их рождении при распаде топ-кварка $t \to H^+b$ [104] или в процессе $p\bar{p} \to tbH^+$ [105]. Первый анализ рассматривал вариант $m_{H^+} < m_t$, в то время как второй рассматривал значения малых $\tan\beta$, при которых сечение рождения H^+ достигает минимума [106].

Прямые поиски заряженных Хигссовских бозонов были проведены на LEP [99] и на Tevatron [102]; непрямые поиски проводились также на B-фабриках [100], [101]. Ни один из предыдущих анализов не выделил сигнальные события от заряженных бозонов Хигсса; результатами большинства анализов явились ограничения на два свободных параметра, появляющиеся в большинстве моделей - масса заряженного Хигссовского бозона (m_{H^+}) и отношение значений вакуумного ожидания двух Хиггсовских полей ($\tan\beta$). Исследование на LEP процесса $e^+e^- \to H^+H^-$ позволило установить, что $m_{H^+} > 78.6$ ГэВ на 95% C. L. [107]; результат B-фабрики таков: $m_{H^+} > 295$ ГэВ [100] на 95% C. L. - в обоих случаях предполагался второй тип модели с двумя Хигссовскими дублетами. На рис. 3.1 показаны области, исключённый исследованиями LEP[99] и CDF[102]. Заметим, что результаты LEP и CDF применимы для минимального суперсимметричного расширения СМ.

В данной главе описываются детали экспериментального анализа по поиску заряженных бозонов Хигсса в процессах кваркового слияния (рис.

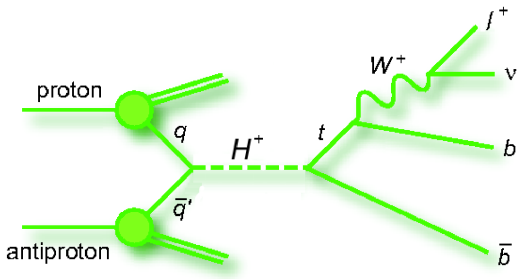


Рис. 3.2: Диаграмма лидирующего порядка для процесса $q\bar{q}' \to H^+ \to t\bar{b}$ с распадом топ-кварка по каналу $t \to W^+\bar{b}$ и лептонным распадом $W^+ \to \ell^+\nu$.

3.2), распадающихся в топ-кварк и b-кварк, проведенный на детекторе DØ коллайдера Tevatron в 2007-2008 гг. Во многих моделях этот распад является доминирующим в больших областях фазового пространства где $m_{H^+} > m_t$. Так как DØанализ по поиску процессов с одиночным топ-кварком [108] реконструирует то же финальное состояние, аппарат описываемого анализа остается практически тем же самым. Стратегия же настоящего анализа аналогична поиску W' в процессах рождения одиночных топ-кварков, описанному в главе 1 - мы исследуем массовую область $180 < m_{H^+} < 300$ ГэВ с минимальным значением массы (т.к. распад $H^+ \to t\bar{b}$ требует соблюдения условия $m_{H^+} > m_t$).В интервале значений от $m_{H^+} = 180$ ГэВ до $m_{H^+} = 300$ ГэВ сечение в любой модели убывает (как функция массы бозона Хигсса) примерно на один порядок, так что мы выбрали $m_{H^+} = 300$ ГэВ как верхний предел нашего поиска. Результатом данного анализа явились ограничения на сечения рождения заряженных бозонов Хиггса в интервале его масс $180 \leq M_{H^+} \leq 300$ ГэВ, умноженные на соответствующие моды распада, выраженные в долях полной ширины распада: $\sigma(q\bar{q}' \to H^+) \times \mathcal{B}(H^+ \to t\bar{b})$ для трёх типов моделей с двумя Хигссовскими дублетами. Для модели первого типа была построена исключающая область в плоскости (M_{H^+}, $\tan\beta$).

3.2 Модели с двумя Хигссовскими дублетами

Одиночный $SU(2)$ дублет ответственен за нарушение электрослабой симметрии в СМ. В модели с двумя Хигссовскими дублетами ($2HDM$) [97] нарушают симметрию два $SU(2)$-дублета. Как было сказано в части 3.1, различные типы таких моделей различаются предполагаемым способом подавления $FCNC$.

Наиболее общий эффективный лагранжиан, описывающий взаимодействие между заряженным бозоном Хигсса и кварками может быть записан как

$$\mathcal{L} = \frac{g_w V_{q_i q_j}}{2\sqrt{2}} H^+ \bar{q}_i \left[g_L^{ij} \left(\frac{1-\gamma^5}{2} \right) + g_R^{ij} \left(\frac{1+\gamma^5}{2} \right) \right] q_j \tag{3.1}$$

где g_w слабая константа связи и g_L^{ij}, g_R^{ij} - параметры, определяющие силу взаимодействия посредством левых и правых токов соответственно.

Сечение рождения бозона Хигсса в процессах кваркового слияния прямо пропорционально величине параметров g_L^{ij} и g_R^{ij}. Форма этих параметров варьируется в зависимости от того, какая 2HDM рассматривается. Мы использовали следующие выражения этих параметров для описания различных 2HDM:

- в 2HDM **первого типа** [109]:

$$g_L^{qq'} = -V_{qq'} g \frac{m_q}{\sqrt{2} M_W} \tan\beta \tag{3.2}$$

$$g_R^{qq'} = V_{qq'} g \frac{m_{q'}}{\sqrt{2} M_W} \tan\beta \tag{3.3}$$

где q представляет кварк up-типа , и q' представляет кварк down-типа;

- в 2HDM **второго типа** [109]:

$$g_L^{qq'} = V_{qq'} g \frac{m_q}{\sqrt{2} M_W} \cot\beta \tag{3.4}$$

$$g_R^{qq'} = V_{qq'} g \frac{m_{q'}}{\sqrt{2} M_W} \tan\beta \tag{3.5}$$

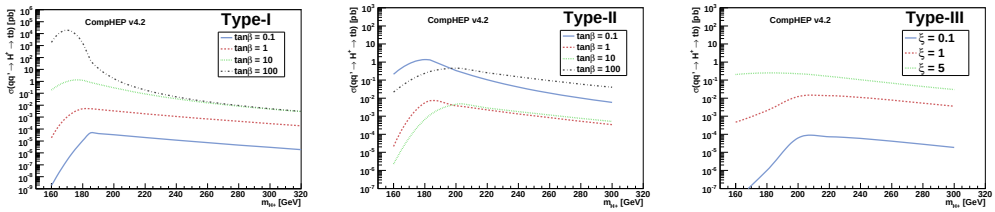


Рис. 3.3: Сечения рождения заряженных бозонов Хигсса в процессах кваркового слияния как функция m_{H^+} в моделях с двумя Хиггсовскими дублетами первого, второго и третьего типов. Модель третьего типа описана в [98] и все $\xi_{qq'}$ взяты одинаковыми. Распределения получены в CompHEP.

- в 2HDM **третьего типа**, описанной в [98]:

$$g_L^{qq'} = (\hat{Y}_U^\dagger V_{\text{CKM}})_{qq'} = \left(\begin{bmatrix} \hat{Y}_{uu}^* & \hat{Y}_{cu}^* & \hat{Y}_{tu}^* \\ \hat{Y}_{uc}^* & \hat{Y}_{cc}^* & \hat{Y}_{tc}^* \\ \hat{Y}_{ut}^* & \hat{Y}_{ct}^* & \hat{Y}_{tt}^* \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{tb} & V_{ts} & V_{tb} \end{bmatrix} \right)_{qq'} \tag{3.6}$$

$$g_R^{qq'} = -(V_{\text{CKM}} \hat{Y}_D)_{qq'} = -\left(\begin{bmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{tb} & V_{ts} & V_{tb} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \hat{Y}_{dd} & \hat{Y}_{ds} & \hat{Y}_{db} \\ \hat{Y}_{sd} & \hat{Y}_{ss} & \hat{Y}_{sb} \\ \hat{Y}_{bd} & \hat{Y}_{bs} & \hat{Y}_{bb} \end{bmatrix} \right)_{qq'} \tag{3.7}$$

где параметры $\hat{Y}_{qq'}$ выражаются через:

$$\hat{Y}_{qq'} = \xi_{qq'} \sqrt{2 m_q m_{q'}}/v \tag{3.8}$$

где v - значение вакуумного ожидания дублета Φ_1, а $\xi_{qq'}$ суть qq' параметры смешивания.

Для 2HDM третьего типа больших вкладов от слияния тяжёлых кварков можно ожидать в случае, если параметр смешивания ξ_{tc} топ- и c-кварка большой [98]. Для $MSSM$, функция параметра смешивания скварков $x_{\tilde{t}\tilde{c}}$ контролирует увеличение благодаря петлям суперпартнёров частиц и поправкам к вершине cbH^+ s [111]. Рис. 3.3 иллюстрируют поведение сечений рождения заряженного бозона Хигсса в процессах кваркового слияния в зависимости от его массы для 2HDM трёх типов.

Во многих моделях, если $m_{H^+} > m_t$ доля полного распада заряженного бозона Хигсса в $t\bar{b}$ порядка единицы. Это происходит благодаря большой массе топа m_t и массовой зависимости параметров, что является общим для всей Хиггсовской феноменологии, как показано в (3.2-3.6). На рис. 3.4 показаны зависимости доли распада от параметра $\tan\beta$ для различных финальных состояний для 2HDM второго типа.

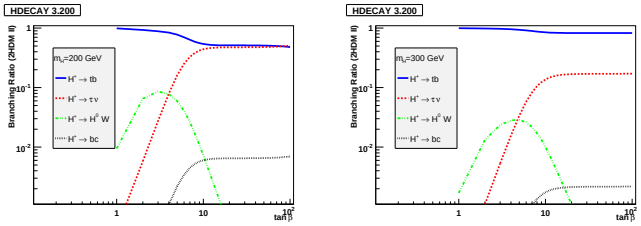


Рис. 3.4: Доли распада заряженного бозона Хигсса в модели с двумя Хиггсовскими дублетами второго типа как функции $\tan\beta$ для двух масс: $m_{H^+} =$ 200 ГэВ (слева) и $m_{H^+} = 300$ ГэВ (справа). В широкой области $1 < \tan\beta < 100$ канал $H^+ \to t\bar{b}$ преобладает над другими распадами. Доли распада подсчитаны с помощью $HDECAY$ [113].

3.3 Детали проведённого анализа

3.3.1 Моделирование сигнальных и фоновых событий

Процесс с заряженным бозоном Хигсса $q\bar{q'} \to H^+ \to t\bar{b}$ был смоделирован в вычислительном пакете CompHEP. События были созданы для различных масс бозонов ($m_{H^+} = 180$, 200, 220, 240, 260, 280, 300 ГэВ) с использованием общего лагранжиана, приведённого в (3.1) с $g_L^{qq'} = c_L V_{qq'}$ и $g_R^{qq'} = c_R V_{qq'}$.

На этапе генерации сигнальных событий W-бозон из распада топ-кварка выбирался распадающимся по лептонному каналу. Сигнальные события были созданы при значениях констант $c_L = 0, c_R = 1$ для наборов событий, отвечающих взаимодействию заряженного бозона Хигсса посредством правых токов и $c_L = 1, c_R = 0$ для левых токов. В результате было создано 84 сэмпла, каждый из которых содержал от 10000 до 15000 событий. Получившиеся в итоге левые и правые сэмплы затем были скомбинированы в различных пропорция с целью симулирования желаемой модели с предопределённой киральностью.

Заметим здесь, что процесс кваркового слияния, рассматриваемый в данном анализе, не так сильно подвержен влиянию интерференции со стороны W-бозона, как это было в анализе DØ по поиску W' в s-канальном процессе рождения одиночного топ-кварка, описанном в главе 1 ([5], [6]), где интерференцию необходимор было принимать в расчёт - в данном случае интерферируют скалярная (бозон Хигсса) и векторная (W-бозон) частицы (в отличии от интерференции векторных бозонов W' и W главы 1) и вклад интерференционного члена подавлен из-за массовых начальных кварков.

		$\tan\beta < 0.1$	$\tan\beta = 1$	$\tan\beta = 5$	$\tan\beta > 10$
2HDM (I)	Left	0.5	0.5	0.5	0.5
	Right	0.5	0.5	0.5	0.5
2HDM (II)	Left	0.99999	0.5	0.002	0.00001
	Right	0.00001	0.5	0.998	0.99999
2HDM (III)	Left	0			
	Right	1.0			

Таблица 3.1: Событийные веса, используемые при комбинировании левых и правых сигнальных сэмплов для симуляции различных 2HDM. Эти веса были подсчитаны при значении $\tan\beta < 0.1$, $\tan\beta = 1$, $\tan\beta = 5$ и $\tan\beta > 10$ моделей первого и второго типа, и применимы для всех масс H^+, используемых при генерации. Заметим, что 2HDM третьего типа не зависит от $\tan\beta$.

Количественные соотношения комбинаций ароматов начальных партонов $q_i\bar{q}_j$ модельнозависимо и зависит от обоих констант и функций распределения партонов (PDF). На этапе генерации МК-событий в пакете CompHEP так называемые *инклюзивные* сэмплы были получены с параметром V_{ij} и PDF, полностью определяющими относительные пропорции пар кварков $u\bar{d}, u\bar{s}, u\bar{b}, c\bar{d}, c\bar{s}, c\bar{b}$ в начальном состоянии. В таких инклюзивных файлах полная ширина Γ_{H^+} варьировалась от ~ 5 ГэВ при $m_{H^+} = 200$ ГэВ до ~ 9 ГэВ для $m_{H^+} = 300$ ГэВ. Для оценки того, как варьируется количество собранных событий были созданы так называемые *эксклюзивные* наборы событий с фиксированными начальными состояниями партонов $u\bar{d}, u\bar{s}, u\bar{b}, c\bar{d}, c\bar{s}$ или $c\bar{b}$.

После этапа генерации полученные события были пропущены через программы симуляции и реконструкции DØ детектора с помощью утилит `mc_runjob`. На конечном этапе, для оценки достоверности сигнальных файлов кинематические распределения всех объектов конечного состояния были сравнены с распределениями, полученными в программном пакете Pythia [114]; было найдено, что распределения хорошо согласуются друг с другом.

Событийные веса, используемые для комбинирования сэмплов, отвечающих левым (правым) токам для различных 2HDM оценивались как

$$w_{\mathrm{L/R}} = \frac{\sigma_{\mathrm{L/R}}}{\sigma} \tag{3.9}$$

где $\sigma_{\mathrm{L/R}}$ и σ есть сечения рождения заряженных бозонов Хигсса в процессе кваркового слияния, полученные в предположении ненулевого левой (правой) константы и полное сечение рождения соответственно.

Применяемые в этом анализе методы исследования очень слабо чувствительны к кинематическим различиям, возникающим вследствие разных киральностей. Таблица 3.1 демонстрирует веса, используемые для аппроксимирования различных 2HDM.

3.3.2 Фоновая модель и Монте-Карло события

Фоновыми в данном анализе являются процессы W+струи, $t\bar{t}$ и рождение одиночного топ-кварка. Для одиночного топ-кварка s-канальный (tb) и t-канальный (tqb) процессы были скомбинированы. Полное сечение этих фоновых процессов составляет 19.459 пб для W+струи, 6.8 ± 1.2 pb для $t\bar{t}$ и 2.86 ± 0.45 pb для одиночного топ-кварка.

Наборы событий для каналов W+jets и $t\bar{t}$ были созданы с помощью генератора ALPGEN, который использует алгоритм согласования струй в целях избежания двойной их генерации. Сэмплы с одиночным топ-кварком были созданы с помощью МК-генератора SingleTop, учитывающего NLO-поправки с проверкой гладкости кинематических распределений. Оба генератора использовали массу топ-кварка, равную $m_t =$ 175 ГэВ и функцию распределения партонов CTEQ6L1 . Сечения, доли полного распада и другая дополнительная информация может быть найдена в [108].

Для учёта различий в распределениях для данных и МК-событий были применены некоторые корректирующие факторы. Кривые включения триггеров были использованы для перевзвешивания МК сэмплов. Различия в ID лептонов и эффективности изоляции были также подвергнуты коррекции с помощью весов, полученных из $Z \to l^+l^-$.

Наборы событий для $t\bar{t}$ одиночного топ-кварка были нормированы на интегральную светимость набора данных с использованием PDG [107] Влияние W+jets фона определялось с использованием матричного метода [116] , про который более подробно рассказано в [17].

3.3.3 Отбор событий

В данном анализе мы исследовали около 1 фб$^{-1}$ данных, собранных DØ за период с августа 2002 г. по декабрь 2006. Заряженный бозон Хигсса реконструировался в финальном состоянии $H^+ \to t\bar{b} \to \ell^+\nu b\bar{b}$, следовательно мы требовали присутствия одного электромагнитного кластера и струи для событий электронного канала и мюона и струи для мюонного.

Общая стратегия настоящего анализа практически идентична той, что использовалась в анализе по обнаружению топ-кварка [118], так как сигнатура финального состояния (tb) идентична сигнатуре финального состояния s-канального рождения топ-кварков; набор обрезаний, применённых к каждому объекту данных, фоновым и сигнальным событиям соответстенно выбирают события с таким финальным состоянием. Процедура отбора событий содержит требование наличия хорошей основной вершины $|z_{PV}| < 60$ см с тремя или более присоединёнными трэками и

m_{H^+}	$\tan\beta < 0.1$		$\tan\beta = 1$		$\tan\beta = 5$		$\tan\beta > 10$	
	e	μ	e	μ	e	μ	e	μ
180	0.52±0.01	0.44±0.01	0.51±0.01	0.43±0.01	0.50±0.01	0.42±0.01	0.50±0.01	0.41±0.01
200	0.46±0.01	0.37±0.01	0.44±0.01	0.37±0.01	0.43±0.01	0.37±0.01	0.43±0.01	0.37±0.01
220	0.84±0.02	0.61±0.01	0.79±0.02	0.61±0.01	0.75±0.02	0.61±0.02	0.75±0.02	0.61±0.02
240	1.11±0.02	0.89±0.02	1.03±0.02	0.85±0.02	0.95±0.02	0.82±0.02	0.95±0.02	0.82±0.02
260	1.20±0.02	1.02±0.02	1.13±0.02	0.98±0.02	1.06±0.02	0.94±0.02	1.06±0.02	0.94±0.02
280	1.27±0.02	1.07±0.02	1.20±0.02	1.02±0.02	1.13±0.02	0.97±0.02	1.13±0.02	0.97±0.02
300	1.34±0.03	1.14±0.02	1.29±0.02	1.07±0.02	1.23±0.02	1.01±0.02	1.23±0.02	1.01±0.02

Таблица 3.2: Сигнальные акцептансы, выраженные в процентах, для созданных наборов событий, моделирующих процессы в 2HDM второго типа. Сигнальные акцептансы, полученные для $\tan\beta = 1$ и $\tan\beta > 10$ также справедливы для 2HDM модели первого и второго типа, соответственно. Значения приведены вместе со статистическими неопределённостями.

лептона, пришедшего от основной вершины. $|z_{PV}(l, PV)| < 1$ см [108]. Отбор событий электронного (мюонного) канала состоит из требования наличия только одного электрона (мюона) с $E_T > 15$ ($p_T > 18$) ГэВ с $|\eta^{\rm det}| < 1.1$ (2.0), и также другого мюона (электрона) с $p_T > 18$ (15) ГэВ. с оценённым значением $|\eta^{\rm det}| < 2.0$ (2.5). Также в электронном канале не позволялось присутствие второго электрона с $E_T > 15$ ГэВ. Для обоих каналов требовалось наличие потерянной энергии с $15 < \not{E}_T < 200$ ГэВ. Новым по сравнению с [108] для данного анализа является требование присутствия в точности двух струй, лидирующая из которых должна была иметь $p_T > 25$ ГэВ и $|\eta^{\rm det}| < 2.5$, а вторая $p_T > 20$ ГэВ и $|\eta^{\rm det}| < 3.4$. Детальную информацию об обрезаниях можно посмотреть в [108].

Так как обе струи $H^+ \to t\bar{b} \to \ell\nu b\bar{b}$ суть струи от b-кварка, мы использовали алгоритм тэгирования для улучшения видимости сигнала.

Таблица 3.2 демонстрирует сигнальный акцептанс после предварительного отбора и b-тэгирования для 2HDM первого, второго и третьего типов. Сигнальный акцептанс считался как $\mathcal{Y}/(\mathcal{L} \times \sigma)$, где $\mathcal{Y}$ выражает сигнальный набор , $\mathcal{L}$ интегральную светимость и σ - сечение рождения. Доля распада W бозона соответствующего канала вставлена в определение акцептанса. Эти акцептансы не используются для прямого подсчёта пределов сечений но приведены здесь для показа эффективности отбора для различных сигналов.

Характерная черта сигнальных событий наличие заряженного бозона Хигсса большой массы. Следовательно, можно использовать реконструированную массу систему из топ-кварка и b-кварка как разделяющую переменную для сигнала. Реконструированная инваринтная масса системы tb получается путём сложения 4-х векторов двух струй и реконструированного W-бозона для каждого события. W-бозон реконструируется путём сложения 4-векторов лептона и $\not{E}_T$, причём из двух решений кинематического уравнения относительно продольного импульса нейтрино

выбирается наименьшее.

На рис. 3.5 приведена реконструированная инвариантная масса заряженного бозона Хигсса после предварительного отбора и определения b-струй. Реконструированная инвариантная масса не имет пик на $M_H = 180$ ГэВ потому, что отобранные события лежат “на хвосте“ этого распределения.

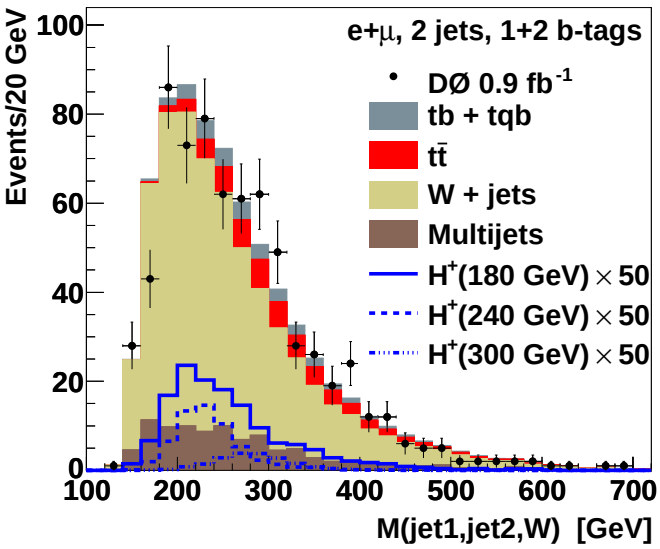


Рис. 3.5: Гистограмма реконструированной массы системы tb. Показано инклюзивное распределение e-канальных и μ-канальных событий с двумя струями, где одна или две из них определяются как идущие от b-кварка. Распределения соответствуют 2HDM третьего типа и массам бозонов $m_{H^+} = 180, 240, 300$ ГэВ и нормированы в соответствие с сечениями рождения, приведёнными в [98] и умноженными на фактор, равный 50.

3.3.4 Систематические неопределённости

Имеется несколько источников систематических неопределённостей при оценке числа ожидаемых сигнальных и фоновых событий (см. [108] для подробной информации). Для ожидаемых сигнальных событий все неопределённости предполагаются такими же, как и для сигнала от одиночного топ-кварка, за исключением неопределённостей, связанных с поправками к энергии струи и эффективности b-тэгирования, применённого к Монте-Карло. Последняя оценивалась (для сигнала от заряженного бозона Хигсса) путём повышения и понижения параметра, определяющего эффективность идентификации b-струи на одно стандартное отклонение и наблюдения соответствующего отклика в числе ожидаемых событий.

Неопределённость, связанная с поправками к энергии струи оценивалась похоже - путём повышения и понижения такой поправки на одно стандартное отклонение. Две эти неопределённости, вместе с неопределённостью теоретического значения сечения и вкладов партонов начальных состояний, доминируют над всеми остальными в сигнале и влияют как на форму распределений, так и на нормировку. Систематические и статистические неопределённости суммированы в таб. 3.3; более детальное описание можно почерпнуть в [17].

	H^+ сигнал		Фон	
	1 b-струя	2 b-струи	1 b-струя	2 b-струи
Компоненты для нормировки				
Вклад партонов начального состояния	10.0	10.0	—	—
Светимость	6.1	6.1	6.1	6.1
Сечение	16	16	15.0−18.0	15.0−18.0
Доля распада[a]	1.0	1.0	1.0	1.0
Матричный метод	—	—	18.2−20.7	26.5−27.6
Основная вершина[a]	2.4−3.0	2.4−3.0	2.4−3.0	2.4−3.0
ID лептона[a]	5.5−7.4	5.5−7.4	5.5−7.4	5.5−7.4
ID струи[a]	1.5	1.5	1.5	1.5
Фрагментация струи[a]	5.0	5.0	5.0−7.0	5.0−7.0
Триггер	3.0−6.0	3.0−6.0	3.0−6.0	3.0−6.0
Компоненты для нормировки и форм распределений				
Поправка к энергии струи[a]	1.5−10.3	0.6−10.7	0.3−20.1	0.8−19.7
Зависящие от аромата TRF	1.1−3.2	11.8−13.2	1.8−7.5	12.0−16.1
Статистика	0.4−0.7	0.4−1.2		

Таблица 3.3: Сводка по систематическим и статистическим неопределённостям, выраженным в процентах. Каждая колонка включает неопределённости e-канала и μ-канала. Для сигнала разброс систематических неопределённостей применим для случаев всех масс и 2HDM всех трёх типов.

Неопределённость сигнальных событий возникает из неизвестных заранее пропорций ароматных комбинаций начальных партонов, дающих жизнь заряженному бозону Хигсса посредством кваркового слияния. Относительные пропорции $u\bar{d}, u\bar{s}, u\bar{b}, c\bar{d}, c\bar{s}, c\bar{b}$ определяются функциями распределения партнов и константами $g_L^{q\bar{q}'}$ и $g_R^{q\bar{q}'}$. Это зависит от модельных параметров типа $\tan\beta$ в 2HDM первого и второго типа. Для того, чтобы оценить чувствительность нашего анализа к изменению соотношений вкладов начальных партонов, мы использовали эксклюзивные наборы МК-событий, в которых комбинации начальных партонов были фиксированы парами $u\bar{d}, u\bar{s}, u\bar{b}, c\bar{d}, c\bar{s}$, или $c\bar{b}$. В эксклюзивных наборах событий для $m_{H^+} = 200$ ГэВ, стандартное отклонение, делённое на среднее количество ожидаемых событий (σ/μ) в каждой эксклюзивной комбинации начального состояния варьируется от минимального значения 4.3% до максимального значения 6.8% для двух киральных состояний и двух лептонных каналов. Мы также оценили чувствительность нашего анализа к изменениям в распределениях начальных партонов путём подсчёта ожидаемых пределов (см. раздел 3.3.5), используя эксклюзивные сигнальные наборы как ожидаемый сигнал от заряженного бозона Хигсса. Мы нашли, что наибольшее изменение в верхних пределах $\sigma \times \mathcal{B}$ между любыми двумя эксклюзивными наборами составляет 10%. Следовательно, мы используем это значение (10%) как значение систематической неопределённости, отражающей неизвестные количественные соотношения вкладов пар начальных кварков.

3.3.5 Пределы сечений

Для подсчёта верхних пределов на сечения рождения заряженных бозонов Хигсса, умноженных на долю распада бозонов в финальное состояние $t\bar{b}$, мы использовали Байесовскую статистику и метод функции правдоподобия.

Для такой процедуры использовался вычислительный пакет для статистического анализа `top_statistics`, описанный подробно в [119]. Мы нашли что переменная, представляющая собой реконструированную инвариантную массу системы $t\bar{b}$ обеспечивает наиболее удовлетворительное разделение сигнала и фона и установили пределы для каждого канала, рассматриваемого в анализе: $(e, \mu)\times(1,2)b$-tags. Для демонстрации разделения на рис. 3.6 приведены распределения для данных, фоновых и сигнальных процессов, а также для набора событий, исключённых анализом (с отсутствием b-тэгированных струй).

Так как распределение по инвариантной массе чувствительно к полной ширине Γ_{H^+}, определяемой модельными параметрами, мы нашли, что распределения для полной ширины для $M_{H^+}^{reco}$ 2HDM второго типа подавлено разрешающей способностью детектора в широкой области значений $\tan\beta$. Для $m_{H^+} = 200$ ГэВ, Гауссовское фитирование дало ширину, равную 25.5 ± 0.2 ГэВ для распределения по $M_{H^+}^{reco}$. Так как значение ширины Γ_{H^+} в модели 2HDM второго типа для этого значения массы приблизительно равна 5 ГэВ для $\tan\beta = 1$ (значение подсчитано в CompHEP), мы можем сделать вывод, что разрешение детектора равно $\sqrt{25^2 - 5^2}$ ГэВ $\approx 25 \pm 1$ ГэВ. Вплоть до значений $\tan\beta = 100$ (в 2HDM первого и второго типа) ширина распределения $M_{H^+}^{reco}$ меньше 2 ГэВ и практически не сказывается на процедуре установки пределов. Графики зависимости ширин распада заряженного бозона Хигсса от его массы приведены в на рис. 3.7.

Мы разделили распределение по инвариантной массе на 100 ячеек в промежутке от 0 до 800 ГэВ для построения функции правдоподобия. Систематические неопределённости, изменяющие нормировку и форму распределения по инвариантной массе корректно учитываются процедурой установки пределов [119]. Для эффектов, меняющих форму распределения (поправки к энергии струй и моделирование b-тэгирования) мы использовали метод, основанный на изучении изменения результата при варьировании соответствующих неопределённостей на одно стандартное отклонение, описанное в разделе 3.3.4.

Представленные распределения согласуются с нашим пониманием систематических неопределённостей и были скомбинированы с функцией правдоподобия для получения постериорной плотности вероятности. Мы используем это и плоское, неотрицательное распределение для сечения для подсчёта пределов на величины $\sigma \times \mathcal{B}$ для различных 2HDM на 95% CL.

Таблицы 3.4 и 3.5 демонстрируют ожидаемые и наблюдаемые верхние пределы на сечения для различных 2HDM. Заметим, что результаты представлены для 2HDM второго типа, но такие результаты для $\tan\beta = 1$ эквивалентны для 2HDM первого типа для всех $\tan\beta$, а результаты для 2HDM второго типа при значениях $\tan\beta > 10$ эквивалентны результатам для 2HDM третьего типа, так как компонента, ответственная за левые токи, пренебрежимо мала в таком наборе событий. См. рис. 3.8, на котором представлены ожидаемые измеренные пределы в зависимости от масс заряженного бозона Хигсса.

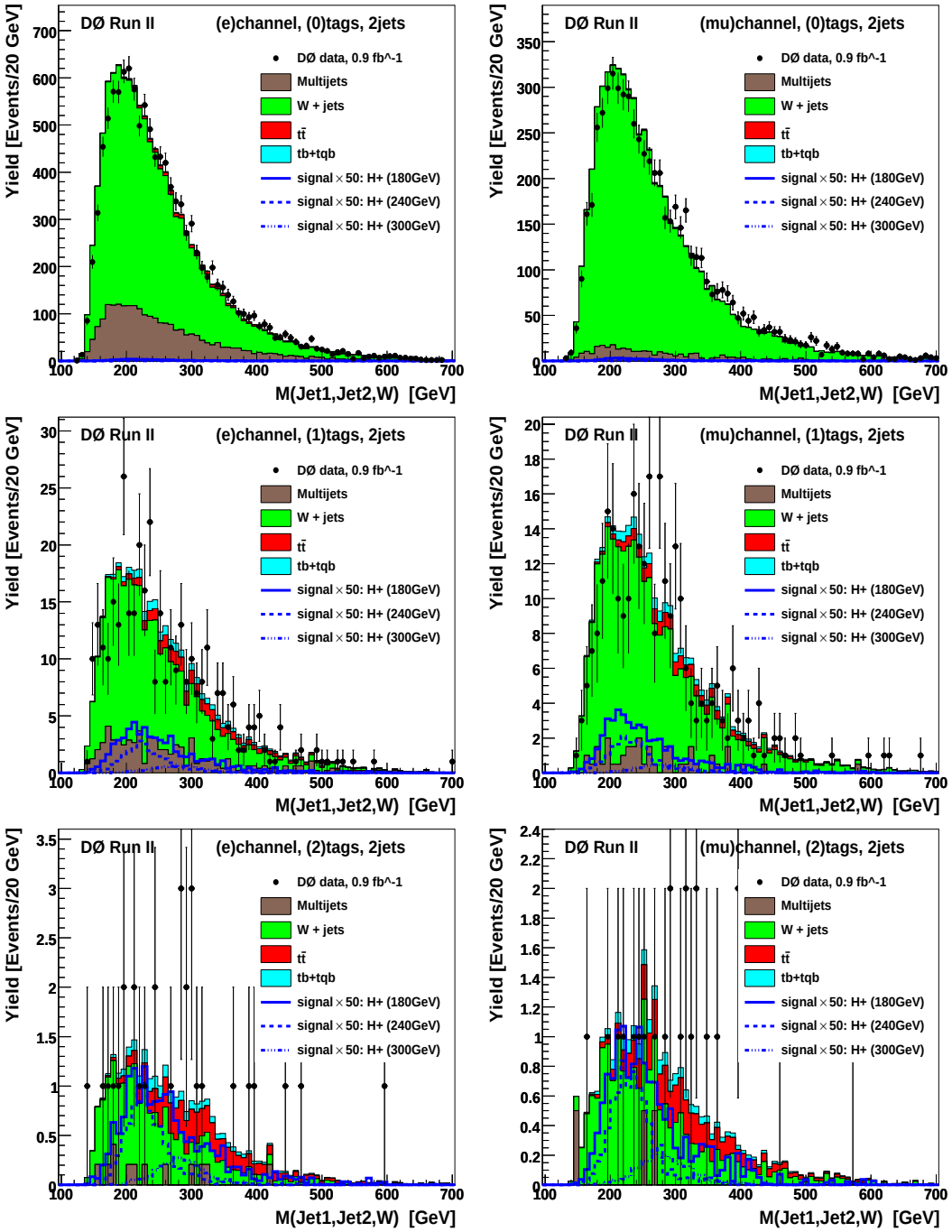


Рис. 3.6: Распределения по инвариантной масса для четырёх каналов, рассматриваемых в анализе и используемых в процедуре установления пределов, $(e,\mu)\times(1{,}2)b$-тэгированных струи. На рисунке также приведены события, не содержащие b-тэгированных струй (исключённые анализом). Все распределения имеют столько же ячеек в гистограмме, сколько было использовано при установке пределов.

m_{H^+} (GeV)	$\tan\beta < 0.1$			$\tan\beta = 1$			$\tan\beta = 5$			$\tan\beta > 10$		
	e	μ	комб.	e	μ	комб.	e	μ	комб.	e	μ	комб.
180	14.9	16.9	11.4	15.6	17.9	12.2	15.1	17.6	11.7	15.1	17.5	12.2
200	12.4	15.3	9.6	13.4	15.2	9.9	13.9	14.7	10.0	13.9	14.7	10.0
220	5.5	7.5	4.2	5.9	7.4	4.4	6.3	7.1	4.5	6.3	7.1	4.5
240	4.0	5.4	3.1	4.4	5.6	3.3	4.8	5.7	3.5	4.8	5.7	3.5
260	3.6	4.9	2.8	3.8	5.0	2.9	4.0	5.1	3.0	4.0	5.1	3.0
280	3.3	4.5	2.6	3.6	4.6	2.7	3.8	4.6	2.9	3.8	4.6	2.9
300	3.0	4.0	2.4	3.1	4.2	2.4	3.1	4.3	2.5	3.1	4.3	2.5

Таблица 3.4: Ожидаемые пределы на сечение процесса кваркового слияния (в пб), умноженное на долю полного распада заряженного бозона Хигсса в финальное состояние $t\bar{b}$, $\sigma_{qq'\to H^+} \times \mathcal{B}(H^+ \to t\bar{b})$. Пределы применимы к 2HDM второго типа. Ожидаемые пределы, приведённые для $\tan\beta = 1$ и $\tan\beta > 10$ также справедливы для 2HDM второго и третьего типа, соответственно.

m_{H^+} (GeV)	$\tan\beta < 0.1$			$\tan\beta = 1$			$\tan\beta = 5$			$\tan\beta > 10$		
	e	μ	комб.	e	μ	комб.	e	μ	комб.	e	μ	комб.
180	18.3	16.3	12.9	17.7	19.5	14.3	15.5	20.4	13.7	15.5	20.4	13.7
200	10.4	8.7	5.9	12.3	8.4	6.3	12.7	8.2	6.5	12.7	8.2	6.5
220	5.2	4.1	2.9	5.7	3.9	3.0	6.3	3.8	3.0	6.3	3.8	3.0
240	3.6	3.6	2.3	4.1	3.8	2.4	4.6	4.0	2.6	4.6	4.0	2.6
260	3.7	6.3	3.0	3.7	7.8	3.0	3.7	8.9	3.0	3.7	8.9	3.0
280	3.7	8.8	4.0	3.9	8.7	4.2	4.1	8.7	4.5	4.1	8.7	4.5
300	4.0	9.0	4.5	4.0	9.6	4.7	4.1	10.0	4.9	4.1	10.0	4.9

Таблица 3.5: Наблюдаемые пределы на сечение процесса кваркового слияния (в пб), умноженное на долю полного распада заряженного бозона Хигсса в финальное состояние $t\bar{b}$, $\sigma_{qq'\to H^+} \times \mathcal{B}(H^+ \to t\bar{b})$. Пределы применимы к 2HDM второго типа. Наблюдаемые пределы, приведённые для $\tan\beta = 1$ и $\tan\beta > 10$ также справедливы для 2HDM второго и третьего типа, соответственно.

Сравнением верхних пределов на $\sigma \times \mathcal{B}$, полученных для ожидаемого сечения сигнала в различных 2HDM, исключаются области в плоскости M_{H^+} vs $\tan\beta$ (2HDM первого и второго типов) и в плоскости M_{H^+} vs ξ (третьего типа). Рис. 3.9 демонстрирует исключённые этим анализом области. Никакое значение $\tan\beta$ меньше 100 для моделей второго типа не исключено Для моделей второго типа нет ограничений на значения $\tan\beta$ меньше 100 по причине а) того, что исключённые области лежат вне пределов справедливости анализа и б) исключённые области теоретически недоступны из-за несправедливости теории возмущений в них. Представленный анализ не чувствителен к областям фазового пространства в моделях второго типа, описанных в [98], где ширина распада заряженного бозона Хигсса ожидается имеющей значение меньше 100 ГэВ.

3.4 Основные результаты главы

В данной главе представлен экспериментальный анализ по поиску заряженного бозона Хигсса в процессах кваркового слияния $q\bar{q}' \to H^+$, реконструированного из финального состояния $t\bar{b}$ в области значений масс $180 < m_{H^+} < 300$ ГэВ. Мы впервые установили пределы на сечение рождения заряженного бозона Хигсса, умноженное на долю его распада в финальное состояние $t\bar{b}$ для моделей с двумя Хигссовскими дублетами (2HDM) первого, второго и третьего типов. Для моделей второго типа исключённых областей не выявлено анализом, но некоторые области в плоскости M_{H^+} vs $\tan\beta$ были исключены для 2HDM первого типа. Данный анализ не чувствителен к областям фазового пространства в моделях третьего типа, в которых ширина заряженного бозона Хиггса предсказывается имеющей значение меньше, чем 100 ГэВ, следовательно, ограничений на параметры моделей третьего типа также не может быть получено.

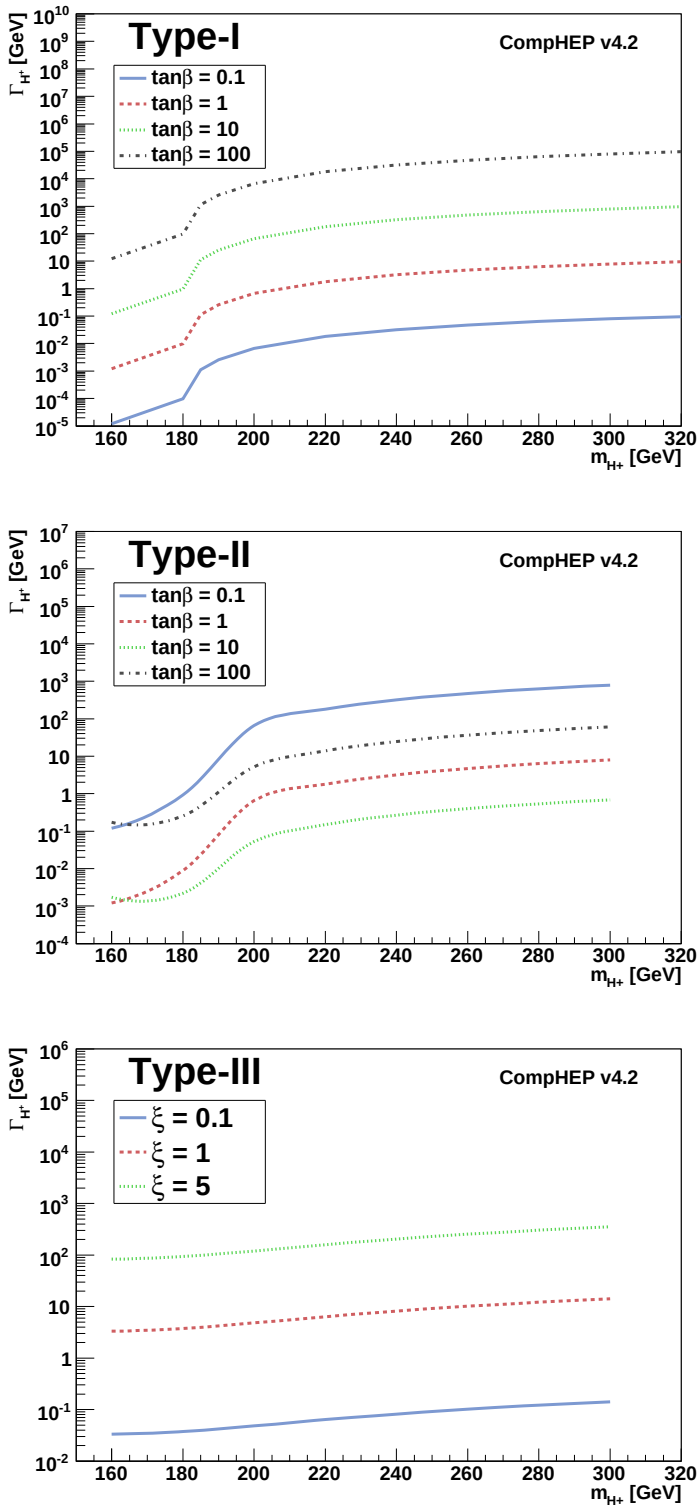
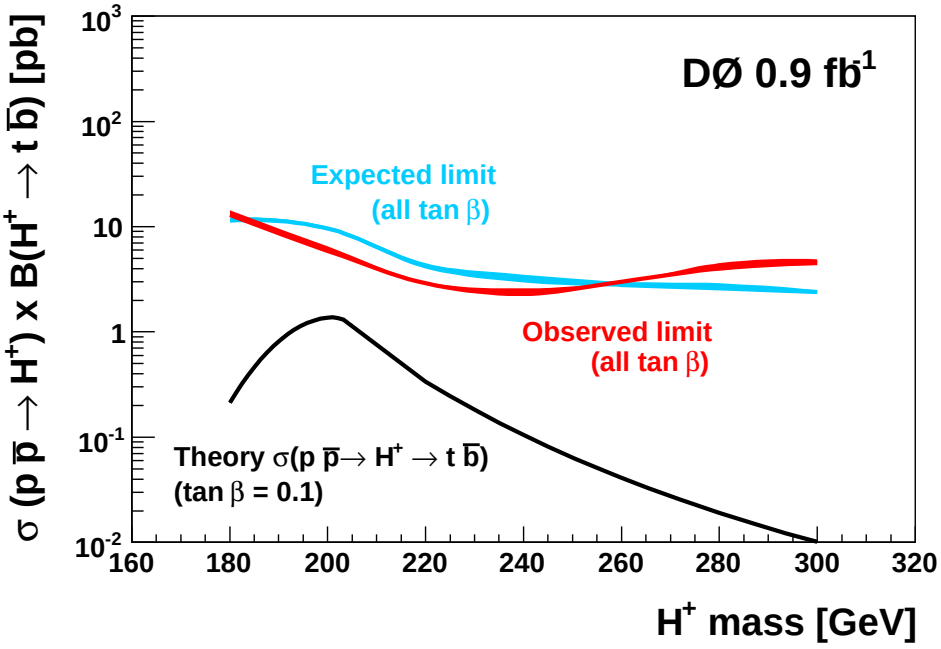


Рис. 3.7: Полная ширина заряженного бозона Хиггса для различных значений $\tan\beta$ как функция его массы в предположении, что бозон Хиггса распадается только в фермионы.



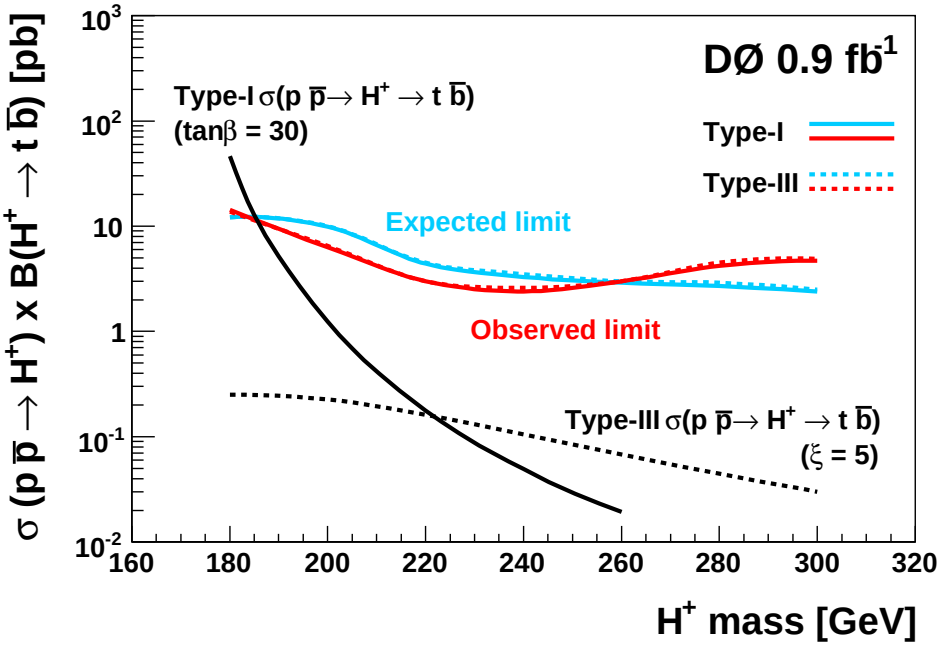


Рис. 3.8: Ожидаемые и наблюдаемые верхние пределы (95% CL) на $\sigma \times \mathcal{B}$ как функции массы заряженных бозонов Хигсса для 2HDM второго типа (слева) и 2HDM второго и третьего типа (справа).

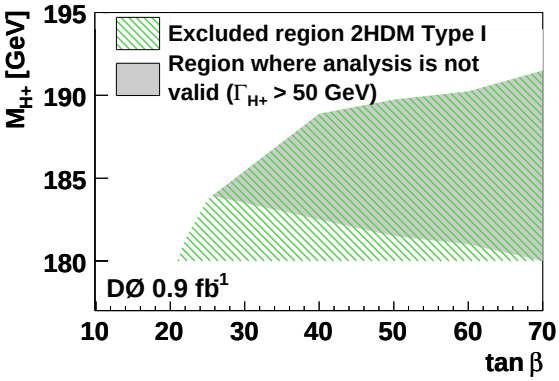


Рис. 3.9: Исключённые области в плоскости $\tan\beta$ vs M_H^+ для 2HDM первого типа. Анализ не функционален в области Γ_{H^+} превышающей 50 ГэВ.

Глава 4

Нейтральные токи, меняющие аромат кварков (FCNC) в процессах рождения топ-кварка

4.1 Постановка задачи.

Одной из форм аномальных параметров, отличных от параметров взаимодействия топ-кварка с другими частицами в СМ являются нейтральные токи, могущие менять аромат кварков (Flavout-Changing Neutral Currents, далее - FCNC). На рис. 4.1 представлены диаграммы основных процессов рождения топ-кварков на коллайдере TEVATRON - s-канального и t-канального. Как раз процесс в t-канале может совершаться через $FCNC$, путём обмена Z-бозоном, фотоном (γ) или глюоном, как показано на рис. 4.2.

Величина FCNC-взаимодействия определяется параметром k. Хотя такие взаимодействия могут происходить и в СМ в петлевых поправках высокого порядка теории возмущений эффект их крайне мал, чтобы быть наблюдаемым[54]. На момент описываемого в этой главе анализа (2006 г.) существовали ограничения на FCNC процессы, протекающие посредством обмена фотонами и Z-бозонами. CDF-эксперимент установил ограничения на следующие каналы распада на 95%C. L. [55]: $B(t \to q\gamma) < 0.032$ и $B(t \to qZ) < 0.33$. L3-эксперимент на LEP установил прямые ограничения на FCNC-параметры: $k_{\gamma,Z} < 0.4$ [56] из анализа рождения и распада одиночных топ-кварков; ZEUS эксперимент на HERA установил ограничения $k_\gamma < 0.174$ на 95%C. L. [57]. Но FCNC процессы, происходящие посредством обмена глюонами, практически не исследовались; существует только результат феноменологического ана-

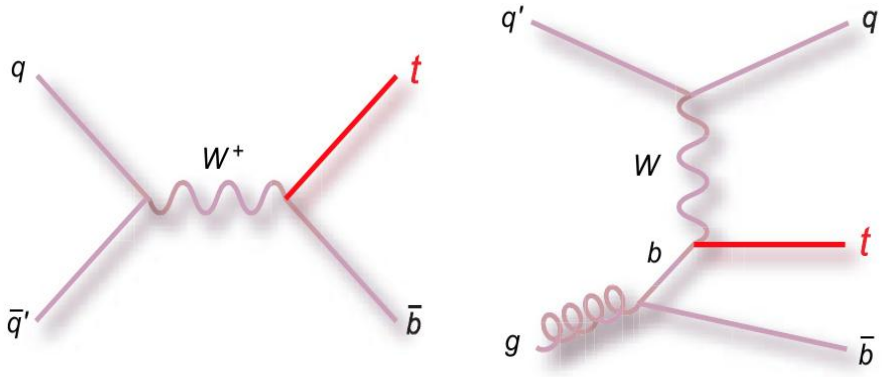


Рис. 4.1: Диаграммы основных процессов рождения одиночных топ-кварков на коллайдере TEVATRON в Стандартной Модели; слева - s-канальный процесс, справа- t-канальный.

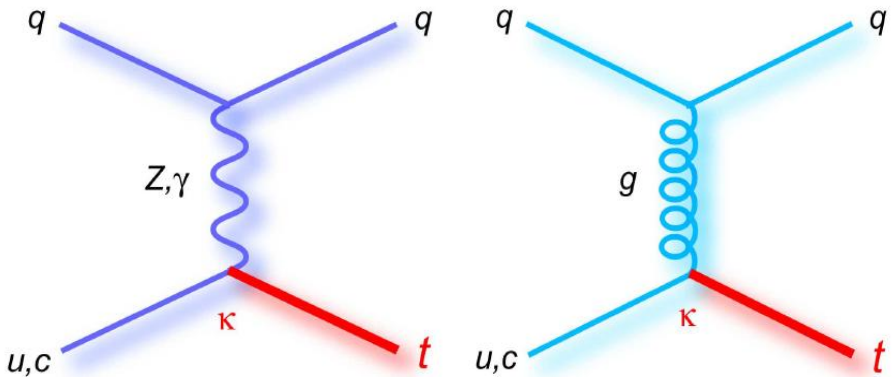


Рис. 4.2: Диаграммы, представляющие процессы рождения топ-кварков посредством FCNC, слева - через обмен Z-бозоном и фотоном, справа - через обмен глюоном; k - параметр, определяющий величину FCNC-взаимодействия.

лиза: $k_{u,c}/\Lambda < 0.4\ TeV^{-1}$ [58],использовавшего данные HERA.

В этой главе описывается экспериментальный анализ по поиску ароматоменяющих нейтральных токов в t-канальном процессе рождения топ-кварка, проходящих посредством глюонов. Данный анализ был проведен в 2006 г. и включил в себя обработку данных, собранных с 2002 по 2004 гг. детектором DØ коллайдера TEVATRON. Результатом данного анализа явились ограничения на параметры, определяющие силу FCNC-взаимодействия: $k_g^c/\Lambda < 0.15\ TeV^{-1}$ и $k_g^u/\Lambda < 0.037\ TeV^{-1}$. Это первые ограничения на FCNC-параметры для глюонных вершин от адронных коллайдеров и самые сильные на тот момент. Данная часть диссертации базируется на работах [9]-[10].

4.2 Феноменология процессов рождения одиночных топ-кварков посредством FCNC.

Есть целый класс моделей, в которых FCNC между топ-кварками и u(c)-кварками, происходящие посредством глюонов, могут быть значительной величины - например, модели с многими Хиггсовскими дублетами, такими, как в суперсимметричных теориях, теориях с новыми динамическими взаимодействиями топ-кварка, теориях, в которых топ-кварк является составной частицей или имеет структуру солитона. Но FCNC-константы могут быть параметризованы в модельно-независимой форме с помощью эффективного лагранжиана:

$$\frac{k_f}{\Lambda} g_s \overline{f} \sigma^{\mu\nu} \frac{\lambda^a}{2} t G^a_{\mu\nu} \tag{4.1}$$

где Λ-масштаб новой физики (порядка 1 ТэВ) $f = u(c)$ кварк, k_f определяет величину tgu или tgc констант и $G^a_{\mu\nu}$ - калибровочное тензорное поле глюона. Сечение рождения одиночного топ-кварка через FCNC пропорционально, как видно из 4.1, квадрату величины $\frac{k_f}{\Lambda}$

Среди всего многообразия подпроцессов рождения топ-кварков посредством FCNC с глюонами (всего их 48 для u-кварка и столько же для c-кварка) можно выделить 4 различных, ведущих к финальному состоянию, содержащему топ-кварк и одну струю, подпроцесса. Что это за струя - зависит от начального состояния системы:

$$cq(\overline{q}) \to tq(\overline{q}),\ cg \to tg,\ q(\overline{q}) \to t\overline{c},\ gg \to t\overline{c}. \tag{4.2}$$

Мы также рассматриваем подобные процессы, получающиеся из перечисленных путём замены c-кварка на u-кварк, а также зарядовосопря-

жённые. Получающееся в результате сечение может быть на порядок выше, чем NLO СМ-сечение одиночного рождения топ-кварков ($0.88 \pm 15\%$ пб для s-канала и $1.98 \pm 16\%$ пб для t-канала). Это можно видеть из таб. 4.1, демонстрирующего вычисленные с помощью CompHEP сечения рождения топ-кварков через FCNC, а также его ширины распада. Видно, что для FCNC-констант, меньших 0.2 ТэВ$^{-1}$ влияние FCNC на ширину распада топа пренебрежимо мало; топ-кварк по-прежнему, как и в СМ, преимущественно распадается на Wи b-кварк.

		Сечения [пб]			
		tgc		tgu	
$\kappa_{c,u}/\Lambda$ [TeV^{-1}]	Γ_t [GeV]	$\sigma(t) * B$	$\sigma(t)$	$\sigma(t) * B$	$\sigma(t)$
0.01	1.56	0.005	0.045	0.098	0.882
0.03	1.56	0.05	0.45	0.88	7.92
0.07	1.56	0.27	2.40	4.73	42.61
0.11	1.58	0.65	5.86	11.64	104.78
0.19	1.62	1.90	17.14	33.96	305.64

Таблица 4.1: Ширина распада топ-кварка, его сечение рождения и сечение рождения, умноженное на соответствующий канал распада для $t \to Wb \to l\nu b, \sigma(t) * B$, в $p\bar{p}$ столкновениях при $\sqrt{s}$=1.96 ТэВ, посчитанные в CompHEP и умноженные на к-фактор, равный 1.6, для получения NLO-результата.

4.3 Детали проведённого анализа.

4.3.1 Стратегия анализа

В данном анализе мы изучаем события, в которых одиночный топ-кварк распадается в b-кварк и W-бозон, который, в свою очередь, распадается по лептонному каналу ($W \to e\nu, \mu\nu$). Событийная структура здесь такова - лептон в событии должен иметь большой поперечный импульс, в добавок к этому наблюдается большая величина потерянной энергии (от нейтрино); что касается струй - их должно быть по меньшей мере две, и одна из них должна быть от b-кварка (из распада топа), а другая - от c- или u-кварка, или от глюона. Фоны с наибольшим вкладом в данную сигнатуру следующие: СМ-процессы W+струи и парное рождение топ-кварков $t\bar{t}$, процессы рождения одиночного топ-кварка в СМ - как s-канальный, так и t-канальный - и процессы с парным рождением бозонов. Объект нашего изучения - 230 пб$^{-1}$ данных; мы использовали те

же значения для отбираемых событий (таб. 4.2) и тоже фоновое моделирование, что и в статье по одиночному топ-кварку в DØRun II [40]. Процессы рождения одиночного топ-кварка в СМ в [40] были сигнальными процессами, в данном же анализе эти процессы рассматриваются как фоновые. Для моделирования сигнальной FCNC кинематики мы использовали генератор CompHEP; созданные в нём сигнальные события были затем пропущены через полную последовательность последовательность DØ программ реконструкции и симуляции. Мы разделили данные на независимые для анализа части, отличающиеся по финальному состоянию (электрон либо мюон). Т.к. сигнальные FCNC процессы имеют только один b-кварк (из распада топ-кварка) в финальном состоянии, мы рассматриваем события с единственной b-тэгированной струёй. Поведение наблюдаемых данных хорошо согласуется с предсказанным СМ, следовательно, мы можем установить ограничения на параметры, определяющие силу FCNC-взаимодействий - константы k_c/Λ и k_u/Λ - с помощью мультивариантного дискриминанта, используемого в нейронных сетях.

	e+струи	μ+струи
Лептон	E_T >15 ГэВ $\lvert\eta\rvert$ <1.1	p_T >15 ГэВ/с $\lvert\eta\rvert$ <2.0
Потерянная E_T	15 ГэВ < $\not{E}_T$ < 200 ГэВ	
Струи	2-4 струи, E_T >15 ГэВ, $\lvert\eta\rvert$ <3.4 E_T(1-я струя) > 25 ГэВ, $\lvert\eta$(jet1)$\rvert$ <2.5	
b-струи	= 1 (SVT алгоритм)	
Наблюдаемые события, прошедшие отбор	134	118

Таблица 4.2: Параметры выделяемых событий.

4.3.2 Моделирование фоновых событий.

Как указано выше, мы используем те же технологии моделирования фона, что и в [40]. Процессы рождения одиночного топ-кварка, рассматриваемые здесь как фоновые, также были созданы с помощью CompHEP[38] ; s-канальный (tb) и t-канальный (tqb) процессы рождения топ-кварков были нормированы на NLO-сечения 0.88 пб и 1.9 пб соответственно [46]. Фон $t\bar{t}$(лептоны со струями и дилептоны) оценивался с помощью наборов МК-событий, созданных с помощью генератора $ALPGEN$[91], и нормированных на (N)NLO сечение $\sigma(t\bar{t}) = 6.7$ пб [45]. Фоны с двумя СМ-бозонами (WW и WZ) в финальном состоянии моделировались с

помощью $ALPGEN$, и набор собранных событий нормировался на NLO сечение, подсчитанное с помощью $MCFM$ [43]. Формы распределений фона W+струи оценивались с помощью $ALPGEN$, но полный набор событий нормировался на данные. События процессов с рождением тяжёлых кварков ($Wb\bar{b}$) были получены с использованием отношения NLO-сечения для фона с W-бозоном и лёгкими струями и $Wb\bar{b}$, как описано в [59]. Нормировка на данные также осуществлялась для малых вкладов, таких, как с событиями с Z-бозоном и лёгкими струями, в которых один из лептонов от Z-бозона не реконструируется. Фон от многих струй оценивался с использованием набора данных, который нарушает некоторые требования лептонной идентификации, но удовлетворяют всем критериям в таб. 4.1, при изменении критерия для E_T на обратный: $E_T < 15$ ГэВ.

4.3.3 Моделирование сигнальных событий.

Мы сгенерировали сигнальные события - процессы с рождением одиночного топ-кварка посредством FCNC - с помощью CompHEP[38], затем для учёта NLO-поправок умножили полученные сечения на k-фактор, равный 1.6 [60]. Для исключения сингулярностей, возникающих при квадрировании матричного элемента, были применены некоторые обрезания на партонном уровне (см. детали в [10]). При генерации сигнальных событий использовались параметры, приведённые в таб. 4.3. Так как сечения рождения топ-кварков посредством FCNC пропорционально квадрату параметра k/Λ и присутствие аномальных параметров оказывает пренебрежимо малое влияние на значение ширины распада топ-кварков (см. таб. 4.1) для значений этого параметра, меньших 0.2 ТэВ$^{-1}$, величина $\sigma(t) * B(t \to Wb \to l\nu b$ также пропорционально квадрату параметра k/Λ. Следовательно, мы можем смоделировать кинематику сигнальных процессов и получить акцептанс для набора сигнальных событий для какого-нибудь одного значения k/Λ и промасштабировать их для любого другого значения параметра, меньшего 0.2 ТэВ$^{-1}$. Мы выбрали значение k/Λ, равное 0.03 ТэВ$^{-1}$ в CompHEP для моделирования сигнальной кинематики и сгенерировали 10000 событий для каждого сигнала - один сигнальный набор для tgc процесса, в котором значение k_u было нулевым, другой - для tgu процесса, в котором значение k_c было нулевым.

События на партонном уровне - как все процессы с рождение одиночного топ-кварка, рассматриваемые в анализе, так и все фоновые процессы - $t\bar{t}$,, процессы с W-бозонами - были затем обработаны в PYTHIA[47] для фрагментации, адронизации и моделирования адронных остатков с использованием функции распределения партонов $CTEQ5L$ [61]. Программный пакет $TAUOLA$ [62] использовался для распадов тау-лептонов

Параметр	Выбранное значение
Структурные функции	CTEQ6L
QCD-scale	M_t
M_t	175
m_b	4.85

Таблица 4.3: Значения параметров генератора CompHEP, используемых при генерации сигнальных событий для FCNC.

и $EVTGEN$[63] для распадов B-адронов. Все созданные события пропускались через программы симуляции и реконструкции DØ-детектора, базирующиеся на $GEANT$.

4.3.4 Собранные события

Количество событий для сигналов FCNC с $k/\Lambda = 0.03$ Тэв$^{-1}$, фонов и данных после прохождения их всех критериев отбора показано на таб.4.2 для электронного и мюонного каналов. Мы нашли, что в обоих каналах наблюдаемое количество событий согласуется с предсказанным таким количеством событий из фонов СМ, с учётом статистических неопределённостей. Согласование может быть также видно и в индивидуальных ячейках некоторых кинематических распределений, приведённых на рис. 4.3-4.5, на которых сигнал FCNC (с $k/\Lambda = 0.03$ Тэв$^{-1}$ и умноженный на 10) сравнивается с фонами СМ и данными для скомбинированных электронного и мюонного каналов. Сигнал FCNC включает в себя набор событий из обоих tgc и tgu процессов, сумма же фонов включает в себя процессы с одиночным топ-кварком в СМ и показана на уровне $\pm 1\sigma$ от уровня систематических неопределённостей (описываемых в 4.3.7). Мы, следовательно, можем перейти к процедуре установки ограничений на FCNC-параметры $k_{u,c}/\Lambda$. Но сначала мы сконструировали мультивариантный дискриминант с использованием нейронных сетей, предлагающий наилучшее разделение сигнальных и фоновых событий.

4.3.5 Разделяющие переменные и результаты нейронной сети

Мы выбрали 19 переменных, наиболее чётко разделяющих FCNC-сигнал и следующие фоновые процессы: W+струи, $t\bar{t}$ и СМ-процессы с одиночным топ-кварком. Также мы рассмотрели дискриминант нейронной сети из [40](поиск топ-кварков СМ) как возможные входящие переменные в

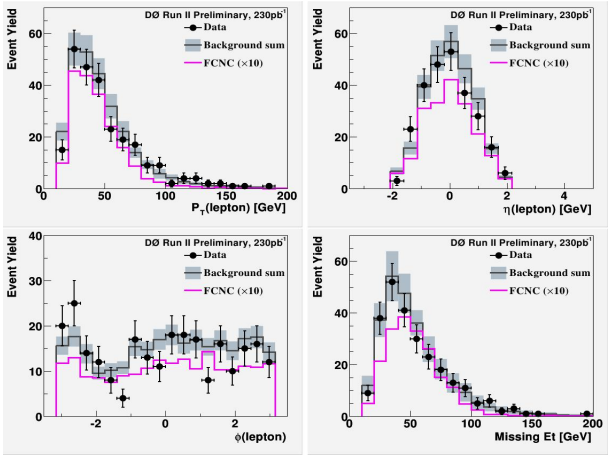


Рис. 4.3: Распределения по поперечному импульсу лептона, псевдобыстроте, азимутальному углу и потерянной энергии от нейтрино для данных, СМ-фонов и FCNC-сигнала (распределения для FCNC-сигнала для удобства умножены на 10).

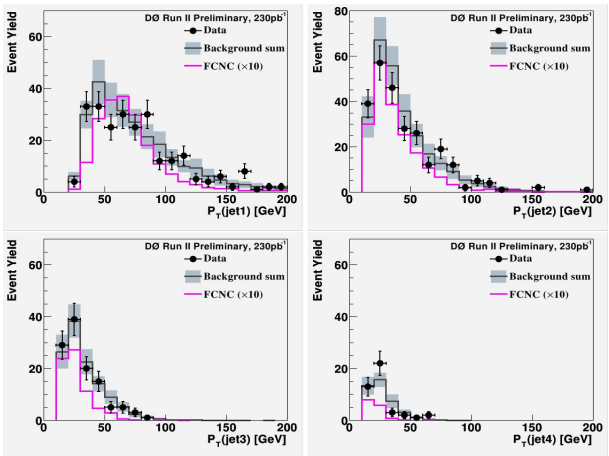


Рис. 4.4: Распределения по поперечному импульсу четырёх лидирующих струй для данных, СМ-фонов и FCNC-сигнала (распределения для FCNC-сигнала для удобства умножены на 10).

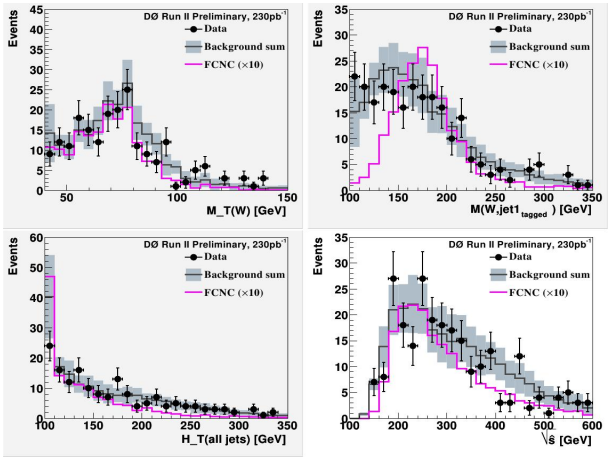


Рис. 4.5: Распределения по поперечной массе реконктруированного W-бозона, массы топ-кварка, реконструированной с помощью b-тэгированной струи, H_T всех струй и инвариантной массе конечных состояний (лептона, потерянной энергии E_T и лидирующих четырёх струй) для данных, СМ-фонов и FCNC-сигнала (распределения для FCNC-сигнала для удобства умножены на 10).

настоящем анализе, так как эти переменные уже оптимизированы для разделения сигнала процессов, подобных процессам с рождением одиночного топ-кварков от фоновых процессов типа W+струи и $t\bar{t}$. Из начального набора переменных мы выделили различные поднаборы, натренировали нейронную сеть и подсчитали ожидаемые пределы с использованием Байесовского подхода, обсуждаемого далее, для того, чтобы выбрать наилучшие переменные, маскимально отражающие разницу сигнала и фона. Мы использовали $MLPFIT$[53] для нейронных сетей с одним скрытым и одним выходным уровнем. При тренировке нейронной сети сумма tgc и tgu процессов рассматривалась как общий сигнал из-за сходства финальных состояний этих процессов (это иллюстрируют рис. 4.6-4.8), а сумма всех СМ-процессов - как фон. Процессы в каждой сумме взвешены относительно их вкладов в 230 пб$^{-1}$ данных. Для подсчёта ожидаемых пределов мы исходим из факта, что наблюдаемые данные согласуются с предсказаниями фоновой модели в каждой ячейке дискриминанта выхода нейронной сети.

Приведённая выше оптимизация для выбора входных переменных для нейронной сети проведена (1) только для электронного канала, так как кинематика похожая для обоих лептонных ароматов (e и μ), (2) с использованием удвоения количества скрытых нод и (3) без учёта любых систематических эффектов в подсчёте пределов - с целью увеличе-

ния скорости. Детали оптимизирующей процедуры можно посмотреть в [10]. Было найдено, что следующие 10 переменных, приведённых в таб. 4.4, обеспечивают максимально эффективное отделение сигнала от фона. Распределения по этим десяти переменным приведены на рис. 4.9 для сигнала и некоторых фонов. Фоны с многими струями не показаны на рисунках только в силу лёгкости визуального восприятия этих рисунков без этих фонов. В конце концов, мы оптимизируем количество скрытых нод также для нейронной сети с этими 10 переменными путем варьирования количества нод от 15 до 35 и выбора нейронной сети, дающей наименьшую ошибку. Оптимальное количество нод составило 22 в электронном канале и 28 в мюонном.

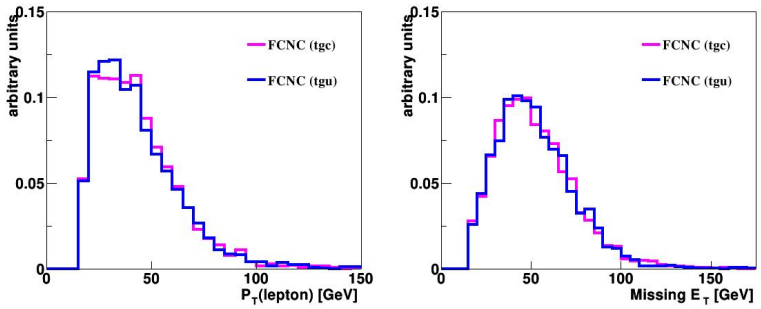


Рис. 4.6: Распределения по поперечному импульсу лептона и потерянной энергии.

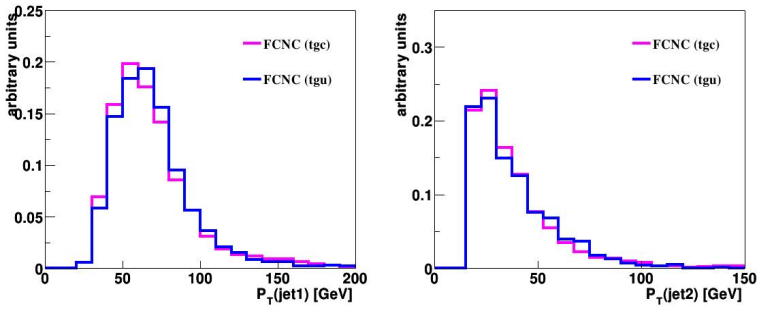


Рис. 4.7: Распределения по поперечному импульсу лидирующей и следующей струи.

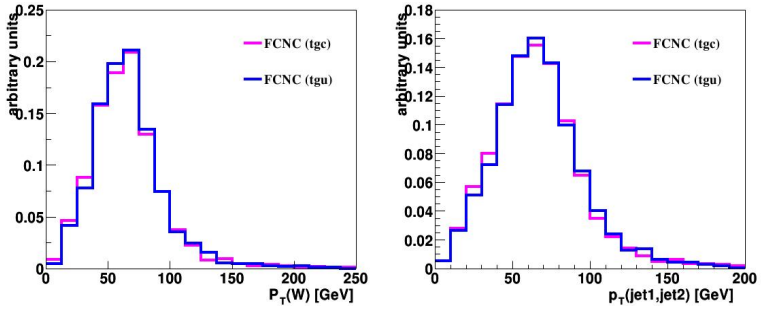


Рис. 4.8: Распределения по поперечному импульсу реконструированного W-бозона и системы из лидирующей и следующей струи.

Кинематика индивидуальных объектов
Поперечный импульс лидирующей струи, $p_T(\text{jet1})$
Поперечный импульс лидирующей помеченной струи, $p_T(\text{jet1}_{\text{tagged}})$
Псевдобыстрота лептона, $\eta(lepton)$
Потерянная энергия, $\not{E}_T$
Глобальная кинематика
Поперечный импульс системы из двух лидирующих струй, $p_T(\text{jet1}, \text{jet2})$
Скалярная сумма поперечных импульсов системы двух лидирующих струй, $H_T(\text{jet1}, \text{jet2})$
Поперечный импульс реконструированного W-бозона, $p_T(W)$
Инариантная масса реконструированного топ-кварка, построенная с помощью лидирующей помеченной струи, $M(\text{top}_{\text{tagged}}) = M(W, \text{jet1}_{\text{tagged}})$
Инвариантная масса всех струй, $M(\text{alljets})$
Угловые переменные
$\cos(\text{lepton}, jet1)_{Lab}$

Таблица 4.4: Список конечных 10 переменных, используемых в нейронносетевом анализе.

4.3.6 Результаты нейронносетевого анализа.

О качестве разделения сигнала и фона с помощью НС, описанной в 4.3.5, вы можете судить по рис. 4.10 - для скомбинированного канала. Распределения нормированы на 1. Мы видим, что наша НС способна отделять события основных фонов ($W+$, $t\bar{t}$) от FCNC сигнала. Дополнительно, наша НС способна удовлетворительно отделять FCNC сигнал от процессов рождения одиночного топ-кварка в СМ. На рис. 4.11 мы показываем распределение выхода нейронной сети, нормированное на светимость для скомбинированного канала. Снова мы видим хорошее согласование между наблюдаемыми данными с лептоном и струями в конечном состоянии с предсказаниями фонов СМ. Следовательно, мы переходим к процедуре установки ограничений на параметры, определяющие величину FCNC-взаимодействий.

4.3.7 Систематические неопределённости

Неопределённости происходят от двух классов систематических эффектов: тех, которые меняют полную нормировку распределений - таких, как измерение светимости и МК-сечений - и тех, которые меняют форму распределений - таких, как (а) поправка к энергии струи, (б) моделирование триггеров, (в) b-тэгирование, (г) поправка к энергии струи и (д) идентификация струй. Неопределённость интегральной светимости составляет 6.5%. Неопределённость сечений варьируется от 9% для сечения двухбозонного рождения до 16% для сечений рождений топ-кварка в s-канале и t-канале СМ и 18% для $t\bar{t}$ событий. В случае FCNC-сигнала мы исключаем фактор k/Λ из сечения и принимаем неопределённость равной 15% в оставшемся значении, опираясь на выводы из дискуссии в [60] о том, как теоретические предсказания зависят от выбора масштаба факторизации. Таб. 4.5 и 4.6 иллюстрируют величины этих неопределённостей вместе с теми, которые затрагивают полную нормализацию, для электронного и мюонного канала соответственно. Неопределённости наборов событий с процессами Wbb, Wjj и процессов с многими струями, показанные для матричного метода, приведены после подсчёта антикорелляции между этими наборами событий. Заметим, что, так как фон $W+$струи ($Wbb + Wjj$) нормирован на данные перед тэгированием, его количество событий оценивается как подверженное только неопределённостям, связанным с нормировкой матричного метода и моделирования b-тэгирования. Неопределённости, меняющие форму распределений, моделируются путём варьирования поправки к энергии струи, эффективности триггеров, параметры эффективности идентификации b-струи на

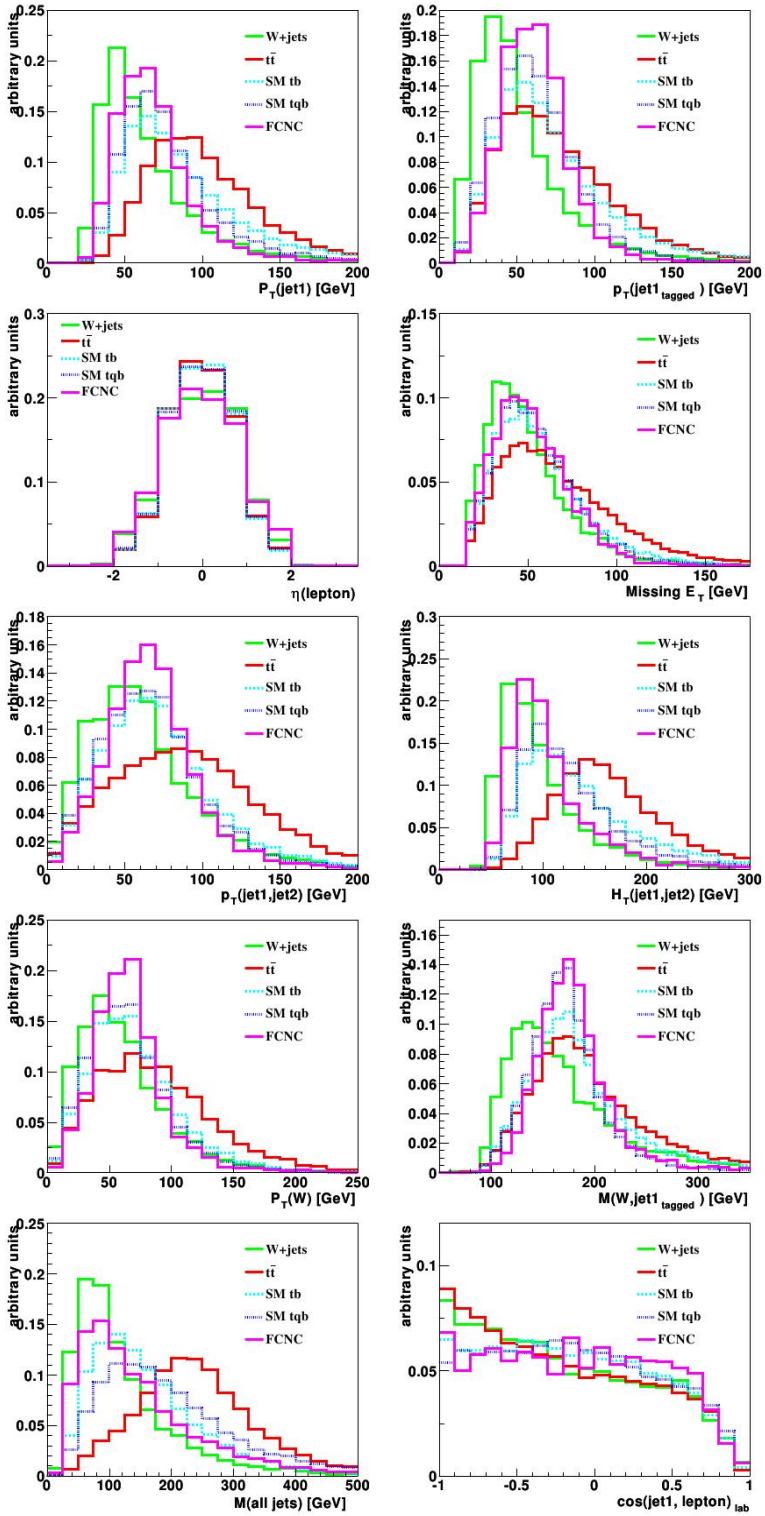


Рис. 4.9: Распределения по выбранным конечным десяти переменным, используемым в нейронносетевом анализе.

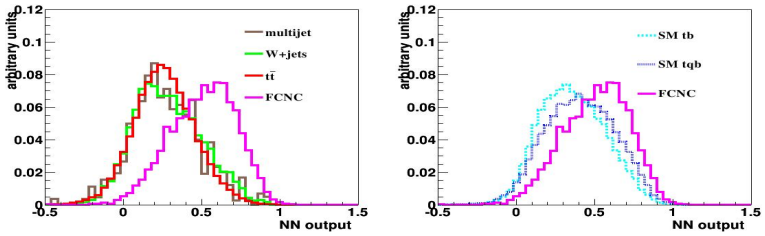


Рис. 4.10: Распределения выхода НС, нормированные на 1 для FCNC-сигнала и (1) фонов с многими струями, $W+$струй и $t\bar{t}$ (слева), (2) процессов рождения одиночных топ-кварков в СМ (s-канального и t-канального) (справа). Сигнальные события для FCNC включают в себя вклады от tgc и tgu вершин; в $t\bar{t}$ включён вклад и от двух бозонов в конечном состоянии и от лептонов и струй; $W+$ струи также включают в себя вклад от двух бозонов в конечном состоянии.

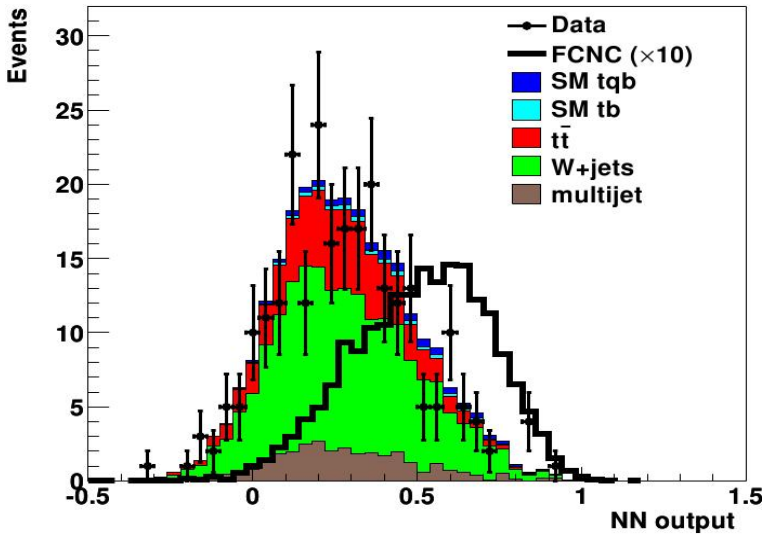


Рис. 4.11: Распределения выхода НС, нормированные на интегральную светимость в 230 пб$^{-1}$.

плюс-минус одно стандартное отклонение от номинального значения и приложения изменений к кинематике различных объектов (электронов, мюонов, струй и потерянной энергии) перед процедурой отбора. Полученные в результате неопределённости для всех ячеек выхода нейронной сети и для различных наблров событий следующие: (а) 1-16% - из поправки к энергии струи, (б) 2-8% из моделирования триггеров (в) 5-13% из моделирования b-тэгирования, (г) 1-5% из разрешения энергии струи и (д) 1-9% из идентификации струй.

	Неопределённости (%)										
	tgc	tgu	tb	tqb	$t\bar{t}lj$	$t\bar{t}ll$	Wbb	Wjj	WW	WZ	Мульти-струи
Светимость	6.5	6.5	6.5	6.5	6.5	6.5	—	—	6.5	6.5	—
Сечение	15.0	15.0	16.0	16.0	18.0	18.0	—	—	2.2	8.9	—
Доля распада	2.0	2.0	2.0	2.0	2.0	2.0	—	—	2.0	2.0	—
Матричный метод	—	—	—	—	—	—	4.1	4.1	—	—	4.1
Основная вершина	1.6	1.6	1.6	1.6	1.6	1.6	—	—	1.6	1.6	—
ID электрона	3.8	3.8	3.8	3.8	3.8	3.8	—	—	3.8	3.8	—
Фрагментация струи	5.0	5.0	5.0	5.0	7.0	5.0	—	—	5.0	5.0	—

Таблица 4.5: Неопределённости, выраженные в процентах, для нормировочных эффектов в электронном канале. Неопределённости, показанные для матричного метода, приведены после подсчёта антикорелляции между Wbb, Wjj процессами и процессами с многими струями; неопределённости, показанные для сечений сигнальных событий (tgs и tgu), приведены для сечений с исключением параметра k/Λ .

	Неопределённости (%)										
	tgc	tgu	tb	tqb	$t\bar{t}lj$	$t\bar{t}ll$	Wbb	Wjj	WW	WZ	Мульти-струи
Светимость	6.5	6.5	6.5	6.5	6.5	6.5	—	—	6.5	6.5	—
Сечение	15.0	15.0	16.0	16.0	18.0	18.0	—	—	2.2	8.9	—
Доля распада	2.0	2.0	2.0	2.0	2.0	2.0	—	—	2.0	2.0	—
Матричный метод	—	—	—	—	—	—	3.7	3.7	—	—	3.7
Основная вершина	1.7	1.7	1.7	1.7	1.7	1.7	—	—	1.7	1.7	—
ID мюона	4.1	4.1	4.1	4.1	4.1	4.1	—	—	4.1	4.1	—
Фрагментация струи	5.0	5.0	5.0	5.0	7.0	5.0	—	—	5.0	5.0	—

Таблица 4.6: Неопределённости, выраженные в процентах, для нормировочных эффектов в мюонном канале. Неопределённости, показанные для матричного метода, приведены после подсчёта антикорелляции между событиями с Wbb, Wjj и событий с многими струями; неопределённости, показанные для сечений сигнальных наборов событий (tgs и tgu), приведены для сечений с исключением параметра k/Λ .

4.3.8 Процедура установки ограничений на аномальные FCNC-параметры

Мы используем Байесовскую статистику для установки верхних ограничений на аномальные $FCNC$ параметры, используя метод, аналогичный описанному в [67] и вставленному в пакет $top_statistics$ [51]. Дано M ячеек некоторого кинематического распределения, мы определяем Пуассоновскую функцию правдоподобия наблюдения N событий в данных как

$$L(N \mid n) \;=\; \prod_{i=1}^{M} \frac{e^{-n_i} n_i^{N_i}}{N_i!} \tag{4.3}$$

где n-предсказанное количество событий:

$$n \;=\; s \;+\; b, \quad = \; f_c \;\times\; (k_c/\Lambda)^2 \;+\; f_u \;\times\; (k_u/\Lambda)^2 \;+\; b. \tag{4.4}$$

Здесь s - полное количество сигнальных событий tgc и tgu процессов и b-полное количество набранных событий фона, включая СМ-процессы рождения одиночного топа. Количество сигнальных событий может быть оценено при любом значении k/Λ путём использования количества собранных событий, созданных при $k/\Lambda \;=\; 0.03$ ТэВ$^{-1}$, так как мы знаем, что сечение пропорционально квадрату аномальных параметров. Таким образом, f_c (f_u) эквивалентно количеству собранных событий tgc (tgu), делённому на $(0.03)^2$ с k/Λ , выраженному в ТэВ$^{-1}$. Используя функцию правдоподобия, мы определяем Байесовскую постериорную плотность вероятности [68] как

$$\mathbf{p}[k_c/\Lambda^2, k_u/\Lambda^2 \mid N] \;\propto\; \iiint L(N|n)\mathbf{p}_1(f_c, f_u, b)\, \mathbf{p}_2[(k_c/\Lambda)^2]\mathbf{p}_3[k_u/\Lambda^2] d\mathbf{f}_c d\mathbf{f}_u d\mathbf{b}, \tag{4.5}$$

где p_i ($i \;=\; 1, 2, 3$) - априорные плотности вероятности соответствующих параметров. Мы рассмотрим мультивариантный Гауссиан для плотности вероятности p_1 со средним и стандартным отклонением, определённым оценочным количеством событий и их неопределённостью для того, чтобы принять в расчёт все корелляции между различными наборами событий и ячейками. Для плотностей p_2 и p_3, в силу того, что априори не известны значения константах, мы принимаем плоское распределение в параметрах. Сечение для сигнальных событий зависит квадратично от отношения k/Λ ; следовательно, естественным выбором для приорной плотности будет

$$p[(k/\Lambda)^2] \;=\; const, \; 0 \leq (k/\Lambda)^2 \leq (k/\Lambda)^2_{max} \tag{4.6}$$

$$0, \qquad \text{в других случаях} \tag{4.7}$$

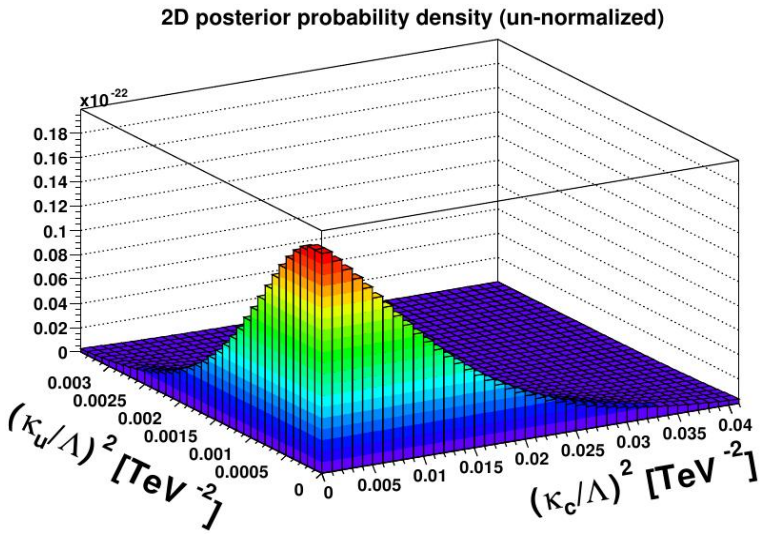


Рис. 4.12: Рисунок, представляющий постериорную плотность вероятности как функцию $(k_c/\Lambda)^2$ и $(k_u/\Lambda)^2$.

где $k = k_c$, либо k_u и $(k/\Lambda)^2_{max}$ достаточно большое, такое, что постериорная плотность вероятности стала пренебрежимо малой в этом случае. Заметим, что в Байесовском приближении выбор априорной плотности может дать результатом ощутимый эффект в результате. Предлагается, следовательно, исследовать зависимость результата от природы априорной вероятности для того, чтобы оценить чувствительность выбора. Мы также рассмотрели априорную плотность в k/Λ (вместо $(k/\Lambda)^2$) и нашли, что результат меняется на величину около 15% (см. таб. 4.7).

На конечном этапе, после варьирования параметров $(k_c/\Lambda)^2$ и $(k_u/\Lambda)^2$, мы получили апостериорную плотность вероятности в двумерной плоскости двух параметров, как показано на рис. 4.12. Затем мы (а) определили контуры пределов в 2D-плоскости на уровне достоверности k путём нахождения контуров эквивалентной вероятности и также (б) проинтегрировали по одной размерности и получили 1D постериорную плотность, с помощью которой мы сможем подсчитать ограничения на каждый из параметров, $(k_c/\Lambda)^2$ и $(k_u/\Lambda)^2$ для каждого в отдельности.

4.3.9 Результаты применения нейронной сети.

Мы подсчитали ожидаемые и наблюдаемые ограничения с использованием распределений с выхода нейронной сети. Для ожидаемых пределов, как указано выше, мы установили наблюдаемое количество равным предсказанному количеству для фоновой модели в каждой ячейке дискрими-

	Ожидаемые пределы [ТэВ$^{-2}$]		Наблюдаемые пределы [ТэВ$^{-2}$]	
	$[\kappa_c/\Lambda]^2$	$[\kappa_u/\Lambda]^2$	$[\kappa_c/\Lambda]^2$	$[\kappa_u/\Lambda]^2$
Без учёта систематики				
Электронный канал	0.022 (0.148)	0.0016 (0.040)	0.019 (0.138)	0.0015 (0.039)
Мюонный канал	0.024 (0.155)	0.0013 (0.036)	0.019 (0.138)	0.0011 (0.033)
Комбинация	0.016 (0.126)	0.0010 (0.032)	0.012 (0.110)	0.0009 (0.030)
С учётом систематики				
Электронный канал	0.036 (0.190)	0.0027 (0.052)	.027 (0.164)	.0021 (0.046)
Мюонный канал	0.042 (0.205)	0.0025 (0.050)	0.044 (0.210)	0.0024 (0.049)
Комбинация	0.026 **(0.161)**	0.0017 **(0.041)**	0.022 **(0.148)**	0.0014 **(0.037)**

Таблица 4.7: Ожидаемые и наблюдаемые верхние ограничения на квадраты FCNC параметров $(k/\Lambda)^2$ на 95% C. L., выраженные в ТэВ$^{-2}$. Числа в скобках - ограничения на (k/Λ). Для ожидаемых пределов наблюдаемое количество установлено равным предсказанному количеству для фоновой модели в каждой ячейке дискриминанта нейронной сети.

нанта нейронной сети. Ожидаемые и наблюдаемые контуры ограничений при назличных уровнях достоверности, с учётом всех систематик, показаны на рис. 4.13 и 4.14 для электронного, мюонного и комбинированного каналов соответственно. Результирующие графики постериорных плотностей вероятности для аномальных FCNC-параметров в 1D плоскости приведены на рис. 4.15. И, наконец, в таб. 4.7 приведены ограничения на параметры FCNC-взаимодействия для случаев, когда систематические эффекты учитываются и без учёта этих эффектов.

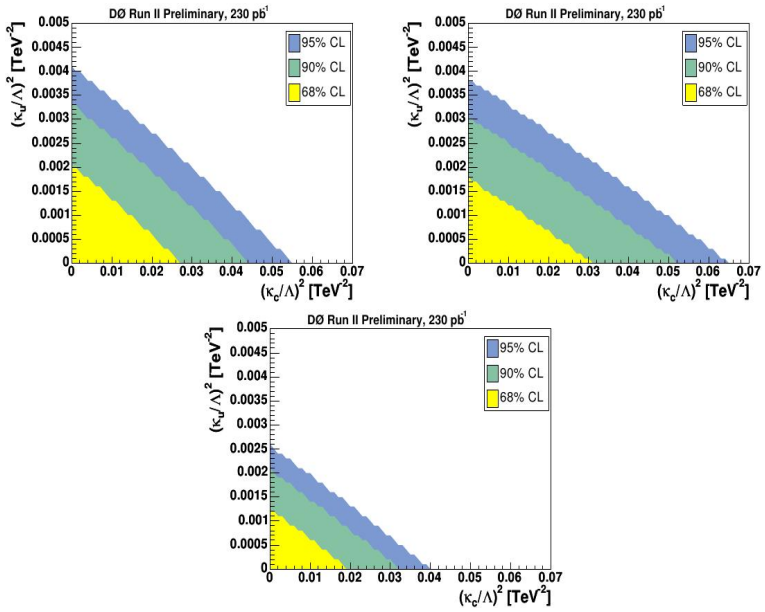


Рис. 4.13: Контуры ожидаемых пределов для электронного (верхний левый рисунок), мюонного (верхний правый рисунок) и $e+\mu$ (нижний) каналов, вместе с априорной плотностью вероятности в $(k/\Lambda)^2$.

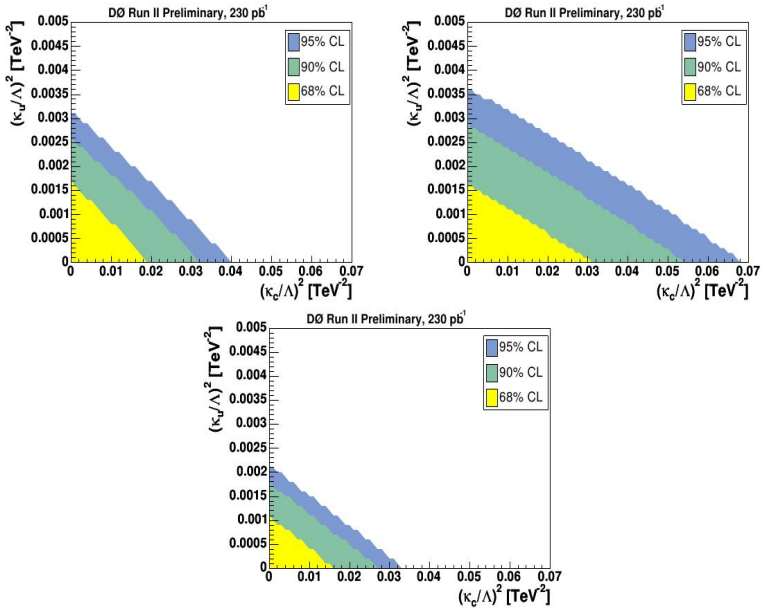


Рис. 4.14: Контуры наблюдаемых пределов для электронного (верхний левый рисунок), мюонного (верхний правый рисунок) и $e+\mu$ (нижний) каналов, вместе с априорной плотностью вероятности в $(k/\Lambda)^2$.

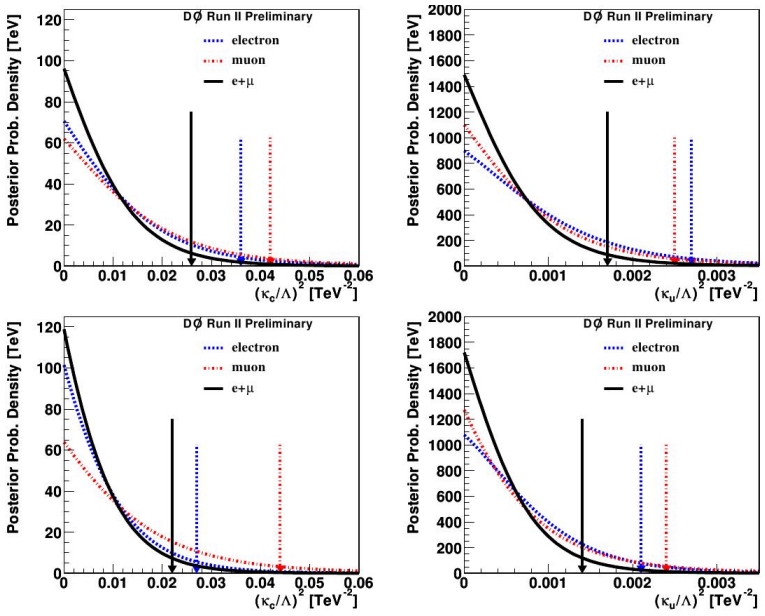


Рис. 4.15: Ожидаемые (вверху) и наблюдаемые (внизу) одноразмерные плотности вероятности для электронного, мюонного и $e + \mu$ каналов с априорной плотностью вероятности в $(k/\Lambda)^2$. Стрелки представляют верхние ограничения аномальных FCNC-параметров на 95% C. L..

4.3.10 Основные результаты первого проведённого анализа.

В этой части описан проведенный летом 2006 года анализ экспериментальных данных, соответствующих статистике в 230 пб$^{-1}$, собранных за 2002-2004 гг. детектором DØ коллайдера Tevatron, на предмет поиска нейтральных токов, меняющих аромат кварков (FCNC), в процессах одиночного рождения топ-кварков. Отбор данных, МК-моделирование сигнальных и фоновых событий во многом аналогичны подобным в [40] - первой DØRunII публикации по поиску одиночного топ-кварка. Сигнальные события для FCNC процессов генерировались с помощью генератора CompHEP. Для отделения сигнальных событий от фоновых использовалась нейронная сеть, натренированная на определённом наборе кинематических переменных (см. таб. 4.4). Выходные распределения нейронной сети использовались для установки ограничений на параметры, характеризующие величину FCNC-взаимодействия. Ограничения на FCNC-параметры на 95%C. L. следующие:

$$k_g^c/\Lambda \ < \ 0.15 \text{ ТэВ}^{-1}$$

$$k_g^u/\Lambda \ < \ 0.037 \text{ ТэВ}^{-1}$$

где k_g^c/Λ характеризует величину tgc-взаимодействия, а k_g^u/Λ - величину tgu-взаимодействия. Эти результаты являются первыми, полученными на адронных коллайдерах, ограничениями на величину FCNC-взаимодействия, происходящие посредством глюонов, между топ-кварком и $c(u)$ -кварком. Более подробно детали анализа изложены в [10]. Данная часть диссертации базируется на работах [9]-[10].

4.4 Детали второго проведённого анализа

Второй анализ, проведённый в 2010 году, обрабатывал данные, соответствующие интегральной светимости в 2.3 фб$^{-1}$.

К моменту проведения второго анализа коллаборация CDF опубликовала результаты поиска $FCNC$ в канале, называемом каналом прямого рождения топ-кварка [70, 71] - через взаимодействия кварка и глюона [69], дающего результатом конечное состояние с W-бозоном и одной струёй. Ограничения, полученные в результате, следующие: $k_g^c/\Lambda \ < \ 0.105$ ТэВ$^{-1}$ и $k_g^u/\Lambda \ < \ 0.025$ ТэВ$^{-1}$. При проведении второго анализа использовался тот же набор собранных DØ детектором данных, та же фоновая модель,

техника мультивариантного и статистического анализа, описанные в работе, посвящённой наблюдению процессов с одиночным топ-кварком [11, 79]. Как и прежде, отменено требование второй b-тэгированной струи для отделения сигнальных событий от рождения топ-кварка СМ в s-канальном процессе. Для увеличения чувствительности анализа к сигнальным событиям, данные были разделены на 12 независимых каналов, разделяемых по времени сбора данных (Run IIa или Run IIb) аромату лептона (e или μ), и количеству струй (2, 3 или 4).

4.4.1 Моделирование сигнала и фона

При моделировании сигнала и фона, как в предыдущем $FCNC$-анализе, события СМ рассматривались фоновыми. Создание событий для процессов, соответствующих диаграммам лидирующего порядка теории возмущений использовался генератор CompHEP [38], соответствующие сечения затем умножались на K-фактор, равный 1.6, соответствующий [74]. Для удаления сингулярностей, присущих событиям с коллинеарным глюоном, были применены следующие обрезания:

- поперечный импульс глюона, $P_T(g) > 8$ GeV
- поперечный импульс b-кварка (из распада топ-кварка), $P_T(b) > 8$ GeV
- расстояние в (η-ϕ) плоскости между глюоном и b-кварком из распада топ-кварка, $\Delta R(g, b) > 0.4$

Детали этих обрезаний обсуждаются в приложении А к [9]. При создании событий мы использовали структурные функции CTEQ6L и масштаб факторизации Q^2, равный $m_t/2$. Так как сечение рождения одиночных топ-кварков $\sigma(t)$ имеет квадратичную зависимость от параметра κ/Λ и зависимость распада топ-кварков от аномальных параметров, меньших 0.2 TeV^{-1}, пренебрежимо мала, величина $\sigma(t) * B(t \to Wb \to l\nu b)$ также квадратично меняется в зависимости от κ/Λ. Следовательно, мы можем смоделировать сигнальную кинематику и получить акцептанс только для одного значения параметра κ/Λ, отдельно для u- и c-кварков. При получении сигнала для других значений κ/Λ мы просто масштабируем соответственно сечения. Мы выбрали значение κ/Λ, равное 0.03 TeV^{-1} в CompHEP для моделирования сигнальной кинематики и создали два набора сигнальных МК-событий: один для tgc процесса, со значением κ_u, равным 0 и полным сечением 0.049 пб; и другой для tgu процесса; κ_c устанавливалось принимающим нулевое значение и сечением, равным

0.72 пб. Оба этих набора масштабировались с помощью фактора, равного 1.6 для соответствия NLO [74].

Сигнальные события для анализа по обнаружению одиночного топ-кварка были приготовлены для массы топ-кварка, равной 170 ГэВ, в то время как FCNC события были созданы для массы, равной 172.5 ГэВ. Для данного анализа мы использовали значения массы топ-кварка, равной 170 ГэВ. В приложении к [13] мы показали, что различие в массах лишь незначительно влияет на кинематику событий партонного уровня и события для 172.5 ГэВ репрезентативны и для 170 ГэВ.

4.4.2 Наборы данных

Количество предсказываемых и наблюдаемых событий, прошедших критерии отбора, приведены в таб. 4.8 для данных, сигнала и фоновых процессов для каждого из различных каналов и в таб. 4.9 для скомбинированных каналов.

	Одиночно-помеченные											
	Run IIa						Run IIb					
	Электронный канал			Мюонный канал			Электронный канал			Мюонный канал		
	2	3	4	2	3	4	2	3	4	2	3	4
	струи			струи			струи			струи		
Сигналы												
$fcnc_kc$	2.4	0.9	0.3	2.6	1.1	0.3	2.4	1.0	0.3	2.6	1.2	0.4
$fcnc_ku$	29	11	3.1	36	15	4.3	28	12	3.8	35	16	5.1
$kc+ku$	31	12	3.3	38	16	4.6	30	13	4.1	37	17	5.5
Фоны												
tb	9.1	3.1	0.8	10	3.9	1.0	9.5	3.3	0.9	9.9	4.3	1.2
tqb	17	6.6	2.1	20	8.6	2.6	17	7.2	2.5	18	8.7	3.0
$t\bar{t}\to ll$	24	14	4.3	22	16	4.8	26	16	4.9	23	17	5.0
$t\bar{t}\to l$+jets	16	52	57	12	54	70	16	54	61	12	54	71
$Wb\bar{b}$	135	44	12	146	57	16	130	44	12	136	53	17
$Wc\bar{c}$	66	25	8.1	74	33	9.9	69	26	7.6	72	33	11
Wcj	99	23	4.9	111	30	6.5	105	27	5.7	112	30	7.6
Wjj	73	23	6.2	88	31	7.9	116	35	9.2	128	47	13
$Zb\bar{b}$	6.5	2.8	0.9	27	7.9	2.5	5.0	2.4	1.0	20	7.7	2.2
$Zc\bar{c}$	2.7	1.2	0.5	13	4.6	1.5	2.1	1.1	0.6	11	4.3	1.2
Zjj	5.4	1.8	0.6	13	4.3	1.1	6.0	2.1	0.8	14	5.0	1.3
Дибозоны	16	5.3	1.4	22	7.8	2.1	17	5.8	1.7	23	8.4	2.4
Мультиструи	28	10	3.0	51	17	7.3	31	10	7.1	73	28	9.0
Суммарный фон	499	212	102	611	275	133	548	234	115	654	300	145
Фон+сигнал	529	224	105	650	291	138	579	246	119	691	316	150
Данные	508	202	103	627	259	131	547	207	124	595	290	142

Таблица 4.8: Наборы событий с одной b-струёй, прошедших критерии отбора, для каждого из анализируемых каналов. FCNC-сигналы соответствуют значению $\kappa/\Lambda = 0.03$ TeV^{-1}.

4.4.3 Мультивариантный анализ

Для увеличения чувствительности анализа к FCNC взаимодействиям мы использовали Байесовские нейронные сети [79, 80]. Мы взяли переменные, наиболее полно отражающие кинематических особенности

Одиночно-помеченные наборы для комбинации сигнала и фона

	Электрон+Мюон, Run IIa+Run IIb							
	2 струи		3 струи		4 струи		Все каналы	
Сигналы								
$kc+ku$	137 ± 0.7		57 ± 0.5		18 ± 0.3		211 ± 0.9	
Фоны								
$tb+tqb$	112 ± 0.4	(4.8%)	46 ± 0.2	(4.5%)	14 ± 0.1	(2.9%)	172 ± 0.5	(4.5%)
$t\bar{t}$	152 ± 0.5	(6.6%)	277 ± 0.7	(27%)	278 ± 0.7	(56%)	707 ± 1.1	(18%)
W+струи	1,660 ± 7.6	(72%)	560 ± 4.1	(55%)	154 ± 2.1	(31%)	2,374 ± 8.9	(62%)
Z+струи & дибозоны	204 ± 1.3	(8.8%)	72 ± 0.8	(7.1%)	22 ± 0.4	(4.4%)	298 ± 1.6	(7.8%)
Мультиструи	184 ± 4.8	(8.0%)	66 ± 2.3	(6.5%)	27 ± 1.3	(5.4%)	276 ± 5.4	(7.2%)
Сумма фонов	2,312 ± 9.1		1,020 ± 4.9		495 ± 2.6		3,827 ± 11	
Фоны+Сигналы	2,449 ± 9.1		1,077 ± 4.9		512 ± 2.6		4,038 ± 11	
Данные	2,277 ± 48		958 ± 31		500 ± 22		3,735 ± 61	
$S:B$	1:17		1:18		1:28		1:18	

Таблица 4.9: Наборы событий, приведенные со статистическими неопределённостями, для фонов со струями и для комбинации всех каналов анализа. Проценты выражают долю полного фона, приходящуюся на данный конкретный канал. FCNC-сигналы приведены для значения $\kappa/\Lambda = 0.03$ TeV^{-1}.

FCNC процессов и использовавшиеся в предыдущем FCNC анализе (см. 4.3.5,[9], [10]), и переменные, хорошо себя зарекомендовавшие в анализе, давшем своим результатом наблюдение процессов с одиночным топ-кварком [11].

Разделяющие переменные

Ниже приведены разделяющие сигнальные события от фоновых переменные, для удобства разделённые в два поднабора:

- Переменные, успешно применённые в анализе, давшем своим результатом наблюдение процессов с одиночным топ-кварком [79].
- Переменные, использовавшиеся в предыдущем FCNC анализе в каждом из отдельных каналов анализа [10]. Десять переменных приведены в 4.4.3. Некоторые из этих переменных уже были использованы в различных каналах анализа по обнаружению одиночного топ-кварка; новыми переменными являются следующие: $p_T(\text{tag1})$, $\eta(lepton)$, $p_T(W)$, $\cos(\text{lepton}, jet1_{Lab}$.

Для каждого канала анализа было выбрано 23 или 24 переменные, исходя из их значимости, получаемой с помощью `Rulefit` [81]. Распределения для некоторых разделяющих переменных показаны на рис. 4.17-4.18 для комбинации всех каналов. Переменные, используемые в каждом канале и их значимость, а также распределения по всем переменным, используемым в анализе, приведены в приложении к [13]. Цвета на рисунках соответствует легенде, представленной на рис. 4.16.

Кинематика индивидуального объекта
Поперечный импульс лидирующей струи, $p_T(\mathrm{jet1})$
Поперечный импульс лидирующей помеченной струи, $p_T(\mathrm{tag1})$
Псевдобыстрота лептона, $\eta(lepton)$
Потерянная энергия, E_T, $\not{E}_T$
Событийная кинематика
Поперечный импульс системы из двух лидирующих струй, $p_T(\mathrm{jet1}, \mathrm{jet2})$
Скалярная сумма поперечных импульсов системы из двух лидирующих струй, $H_T(\mathrm{jet1}, \mathrm{jet2})$
Поперечный импульс реконструированного W-бозона, $p_T(W)$
Инвариантная масса топ-кварка
реконструированная с использованием лидирующей помеченной струи,$M(\mathrm{top}_{\mathrm{tagged}}) = M(W, \mathrm{tag1})$
Инвариантная масса системы всех струй, $M(\mathrm{alljets})$
Угловые переменные
$\cos(\mathrm{lepton}, jet1)_{Lab}$

Таблица 4.10: Список десяти переменных, использовавшихся в предыдущем FCNC анализе.

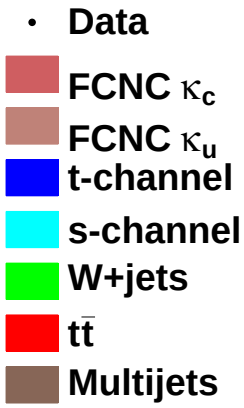


Рис. 4.16: Легенда для последующих распределений сигнала и фона. Точки, относящиеся к данным, приведены со статистическими неопределённостями.

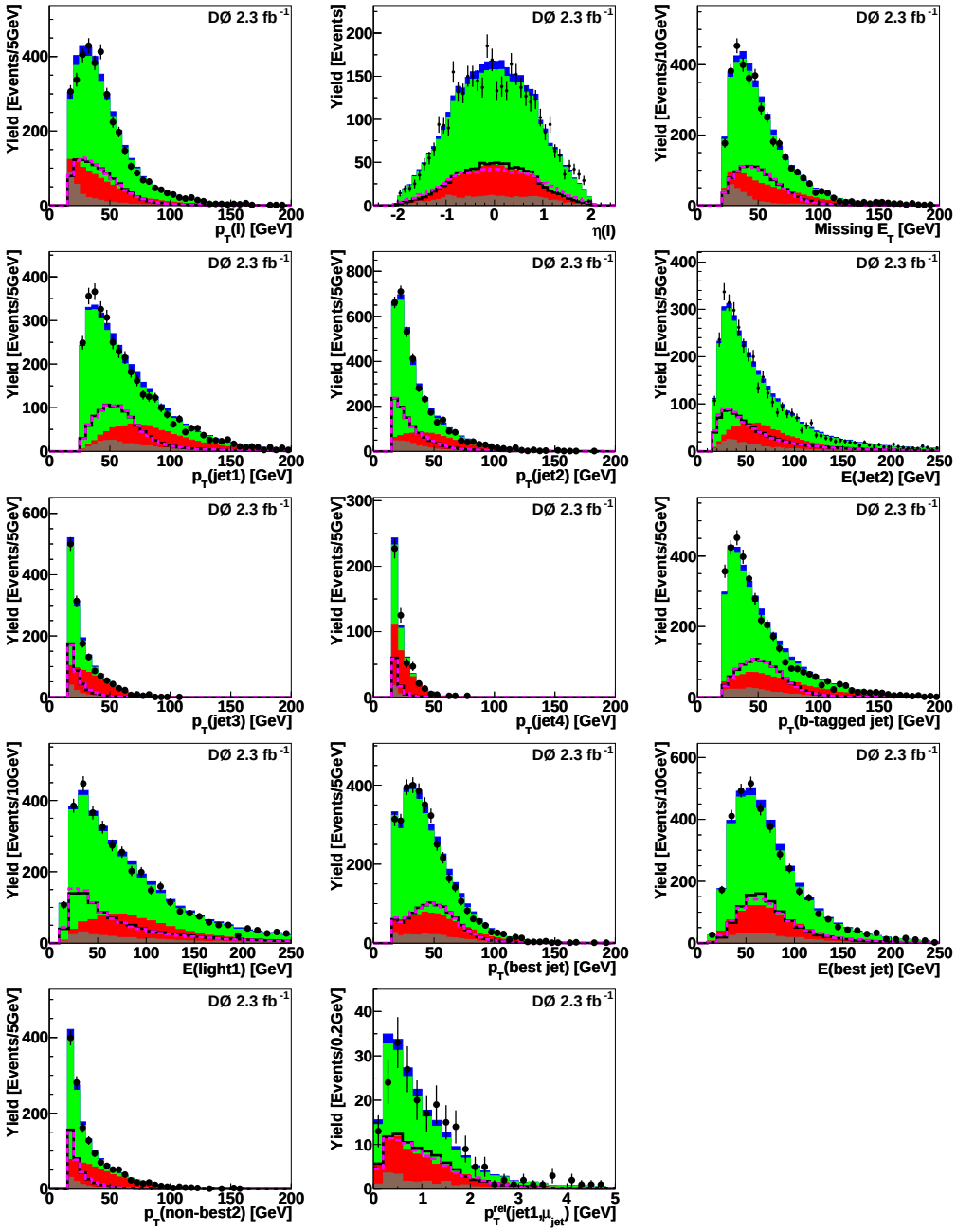


Рис. 4.17: Сравнение распределений для фоновой модели с данными для переменных, отражающих особености кинематики отдельных объектов, используемых в FCNC анализе для комбинации всех каналов.

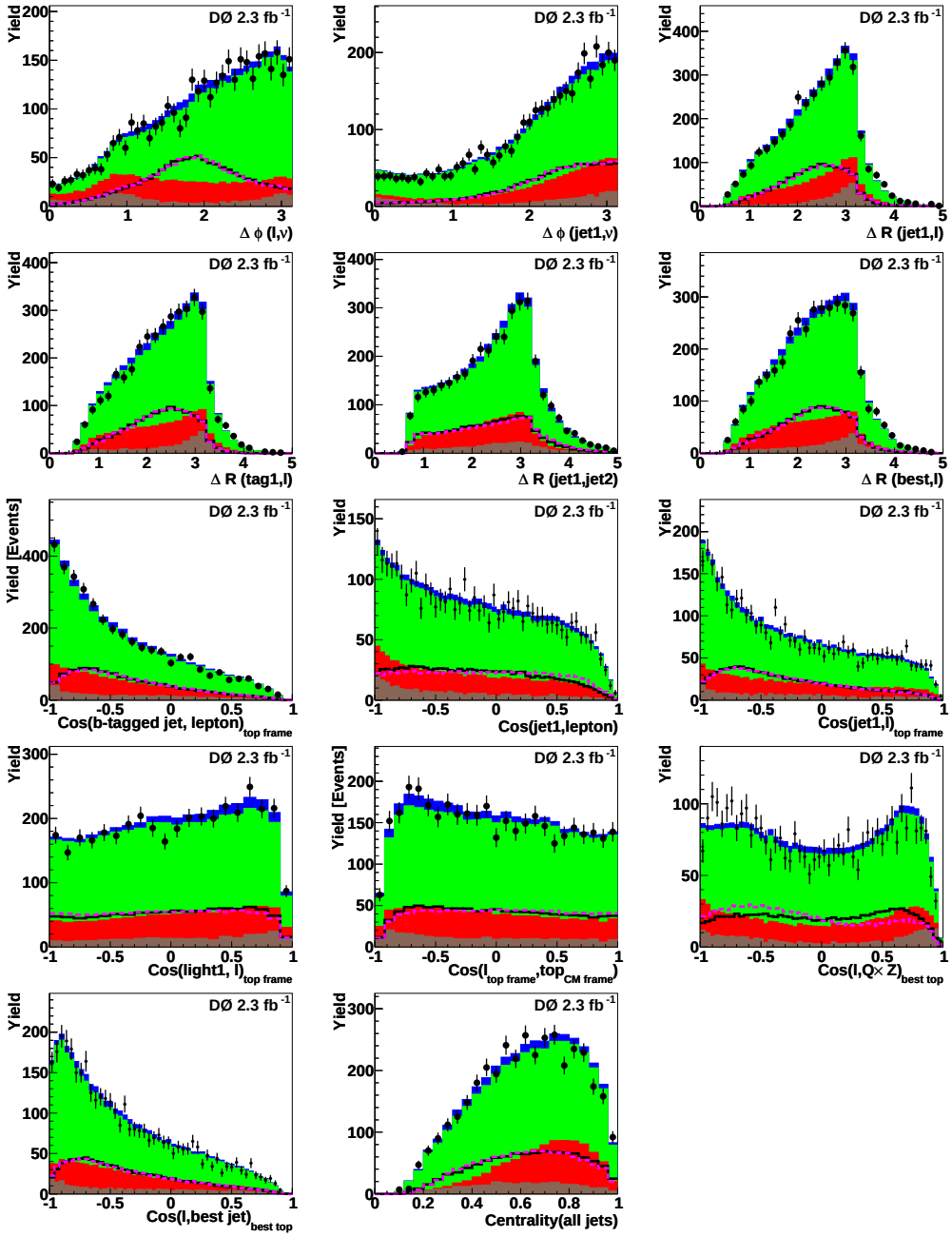


Рис. 4.18: Сравнение распределений для фоновой модели с данными для угловых переменных, используемых в FCNC анализе для комбинации всех каналов.

Дискриминант Байесовской нейронной сети

В связи с тем, что кинематика двух наборов событий, соответствующих двум значениям FCNC параметров, очень похожая, мы тренировали сеть, используя один фильтр, для двух сигналов вместе, подобно тому, как это было сделано в предыдущем FCNC анализе. Мы суммировали вместе наборы событий tgu и tgc, нормировав каждый так, как описано в 4.4.1. Из-за того, что сечение набора событий tgu больше, чем сечение у набора событий tgc, наш конечный фильтр будет более чувствителен к tgu, чем к tgc. Однако большого эффекта это не даст, так как кинематика событий схожа. Мы использовали такой же параметр BNN, как и в [79] и разделяли каждый набор событий на три эквивалентные части - для обучения, проверки и сбора. Часть для тренировки использовалась для выбора переменных и обучения дискриминанта BNN, часть для проверки использовалась для теста перетренировки и часть для сбора использовалась только для конечного статистического анализа. В каждом канале набор для тренировки T состоял из 10,000 сигнальных невзвешенных событий, смешанных с 10,000 фоновыми невзвешенными, взятыми из сигнальных и фоновых взвешенных событий в тренировочном наборе МК-событий. Мы тренировали одиночную нейронную сеть для каждого канала анализа, в соответствии с [82], с количеством скрытых нод, равных $H = 20$ и 23 или 24 входными нодами для получения постериорной плотности $p(w|T)$ в пространстве параметров сети.

Рис. 4.19 демонстрирует, что BNN работает хорошо и является сходящейся. Показанное является сравнением сигнальных и фоновых распределений (красные и зелёные соответственно) взвешенные BNN, их сумма и распределение для сигнала, взятое из независимого набора. Красная сумма взвешенных распределений хорошо согласуется с сигнальным распределением, что является демонстрацией того, что BNN сходится.

Рис. 4.20 показывает конечный дискриминант BNN для всех скомбинированных каналов анализа. Мы видим, что наблюдается недостача данных по сравнению с ожиданиемым количеством фоновых событий, хотя это и статистически не очень значимое количество.

Рис. 4.21 показывает кумулятивный сигнал, фон и данные как функции количества сигнальных событий при возрастании значений S/B, для скомбинированных сигналов tgu и tgc. То же самое распределение для tgu и tgc отдельно показано на рис. 4.22. Видно, что кривая кумулятивных сигнальных событий лежит выше ожидаемых фоновых событий и данных.

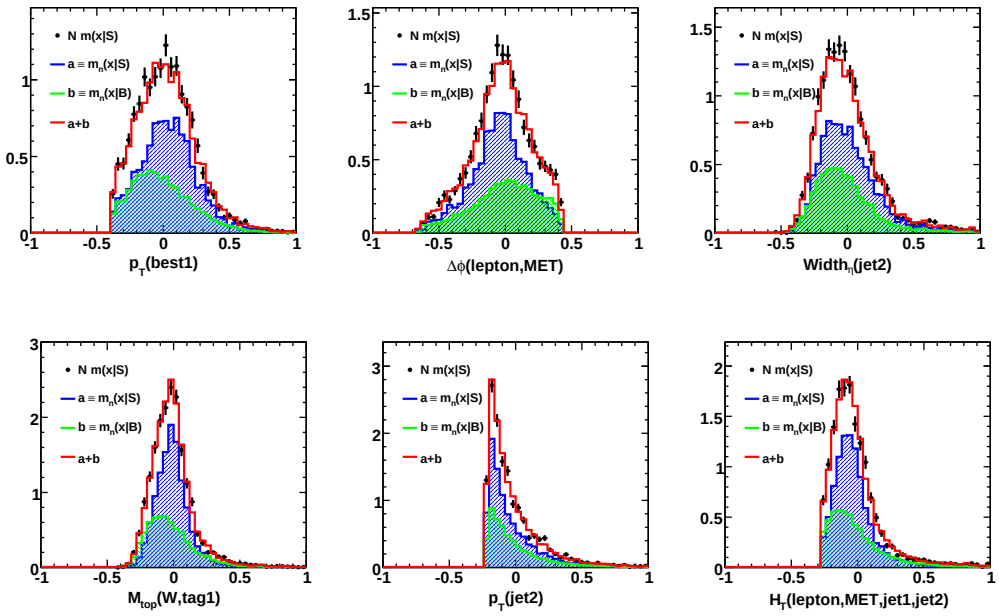


Рис. 4.19: Репрезентативные, верифицирующие BNN распределения по некоторым переменным, используемым в анализе: для p17, CC, 2-струи (верхний ряд) и для p20, μ, 2-струи (нижний ряд).

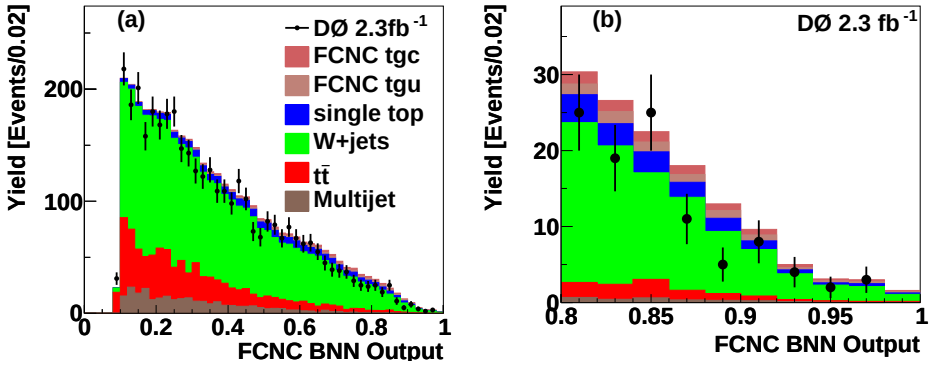


Рис. 4.20: Сравнение фоновой модели с данными для дискриминанта BNN для всех скомбинированных каналов анализа для всей области дискриминанта (a) и только для области высоких значений дискриминанта (b). FCNC сигналы нормированы на наблюдаемые предельные значения сечений, $\sigma(tgu) = 0.20$ пб и $\sigma(tgc) = 0.27$ пб.

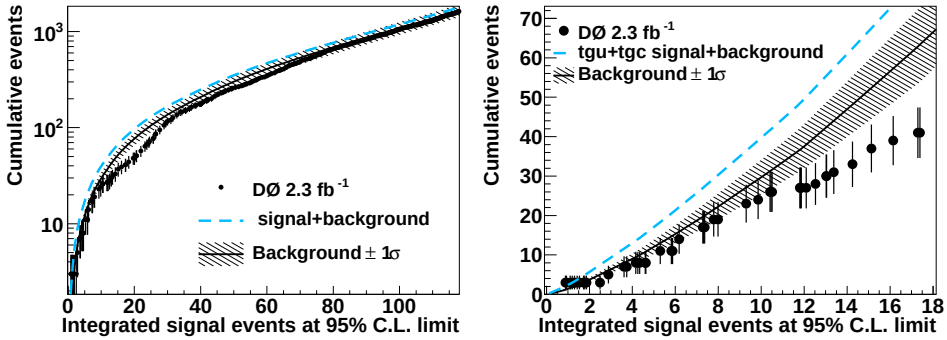


Рис. 4.21: Распределение кумулятивных событий для данных, фона и FCNC сигнала+фона как функция количества кумулятивных сигнальных событий для скомбинированных tgu и tgc сигнальных каналов для целой области (слева) и сигнальной области (справа).

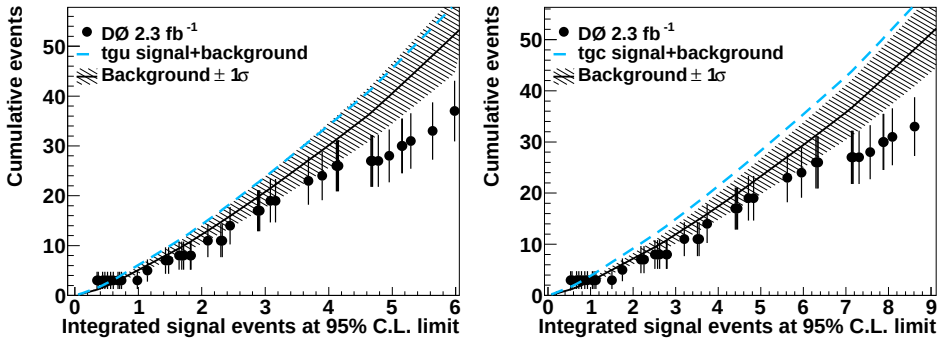


Рис. 4.22: Распределение кумулятивных событий для данных, фона и FCNC сигнала+фона как функция количества кумулятивных сигнальных событий для tgu сигнала (слева) и tgc (справа).

Систематические неопределённости

Систематические неопределённости, принимаемые в внимание этим анализом, совпадают с рассматриваемыми в анализе по обнаружению одиночного топ-кварка [11]. Таб. 4.11 показывает порядки величин систематических неопределённостей.

Относительные систематические неопределённости

Компоненты для нормировки	
Интегральная светимость	6.1%
Сечения $t\bar{t}$ процессов	12.7%
Сечение рождения одиночного топ-кварка	8.4%
Сечение процессов Z+струи	5.8%
Сечения процессов с двумя бозонами	5.8%
Доли полного распада	1.5%
Функции распределения партонов	3.0%
(только сигнальные акцептансы)	
Триггеры	5.0%
Мгновенное перевзвешивание светимости	1.0%
Отбор первичных вершин	1.4%
Идентификация лептонов	2.5%
Фрагментация струи	(0.7–4.0)%
Радиация начального и конечного состояний	(0.6–12.6)%
Фрагментация b-струи	2.0%
Идентификация и реконструкция струй	1.0%
Разрешение энергии струи	4.0%
Поправка к процессам W+струи с тяжёлыми кварками	13.7%
Поправка к процессам Z+струи с тяжёлыми кварками	13.7%
Нормировка процессов W+струи на данные	(1.8–5.0)%
Нормировка процессов с многими струями на данные	(30–54)%
Статистика МК и мультиструйных процессов	(0.5–16)%
Компоненты, меняющие нормировку и формы распределений	
Поправка к энергии струи для сигнала	(1.1–13.1)%
Поправка к энергии струи для полного фона	(0.1–2.1)%
b Тэгирование	(2.1–7.0)%
Компоненты, меняющие только формы распределений	
ALPGEN перевзвешивание	—

Таблица 4.11: Сводка всех относительных систематических неопределённостей.

При переходе от предельных значений сечений к предельным значениям FCNC параметров принималась во внимание также дополнительная систематическая неопределённость теоретического значения сечения, равная 8.88%, включённая в расчёт для учёта зависимости NLO сечения от масштаба факторизации и ренормировки. [74].

Статистический анализ и результаты второго анализа

Наблюдаемые данные согласуются с предсказаниями фоновой модели. Следовательно, мы можем последовать процедуре установки пределов на FCNC параметры. Мы используем Байесовское приближение [75, 76, 77] и определяем предельные значения для FCNC параметров взаимодействия топ-кварка с u- и c-кварками таким же образом, как и в предыдущем FCNC анализе (см. секцию 4.3.8), в два шага. Первым шагом мы получаем двумерную постериорную вероятность как функцию обоих FCNC параметров. Вторым шагом мы интегрируем эту 2d постериорную вероятность по каждой оси для получения предельных значений сечений для FCNC параметров топ-кварка с u- и c-кварками отдельно. Этот метод делает процедуру получения предела на FCNC параметр tgu независимой от любых предположений о параметре tgc и наоборот.

Далее мы строим функцию правдоподобия в предположении о Пуассоновском распределении наблюдаемых событий и предположении о плоской неотрицательной априори вероятности для сечений сигнальных процессов, которые, в свою очередь, пропорциональны квадратам параметров tgc и tgu. Мы получаем "ожидаемые" пределы на сечения путём соотнесения количества событий из данных в каждой ячейке гистограммы к сумме фоновых процессов. В конечном итоге мы получаем пределы на FCNC параметры из пределов на сечения FCNC процессов.

Двумерная постериорная вероятность как функция FCNC сечений показана на рис. 4.23.

Двумерная постериорная вероятность как функции параметров tgu^2 и tgc^2 приведены на рис. 4.24 для ожидаемого и наблюдаемого результатов. Распределение на рис. 4.24 практически идентично распределению постериорной вероятности на рис. 4.23, но приведёно в других осях и включает в себя сигнальную неопределённость.

Мы проецируем двумерную вероятность на оси tgc^2 и tgu^2, т.е. мы интегрируем по tgc^2 (tgu^2) оси для получения одномерной вероятности $tgu^2(tgc^2)$. Эти постериорные вероятности приведены на рис. 4.25 для FCNC сечений и на рис. 4.26 для параметров.

Из этих постериорных вероятностей мы извлекаем предельные зна-

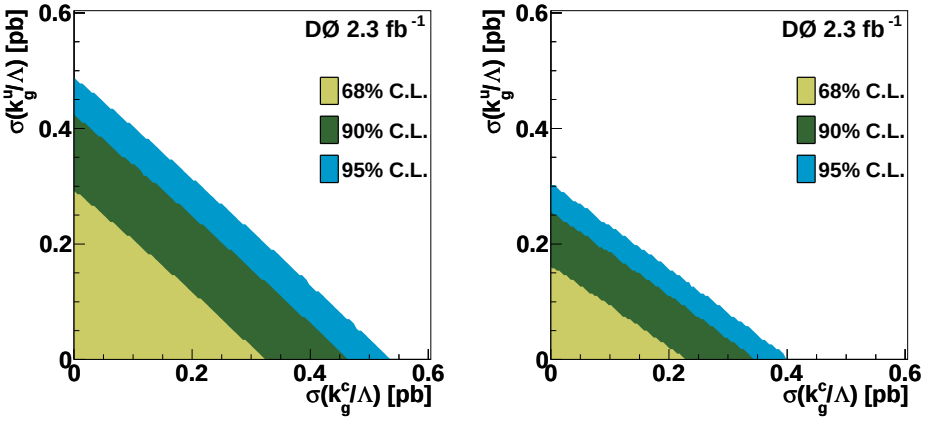


Рис. 4.23: Байесовская постериорная вероятность как функция сечений определённых FCNC процессов для ожидаемого (слева) и наблюдаемого (справа) результатов.

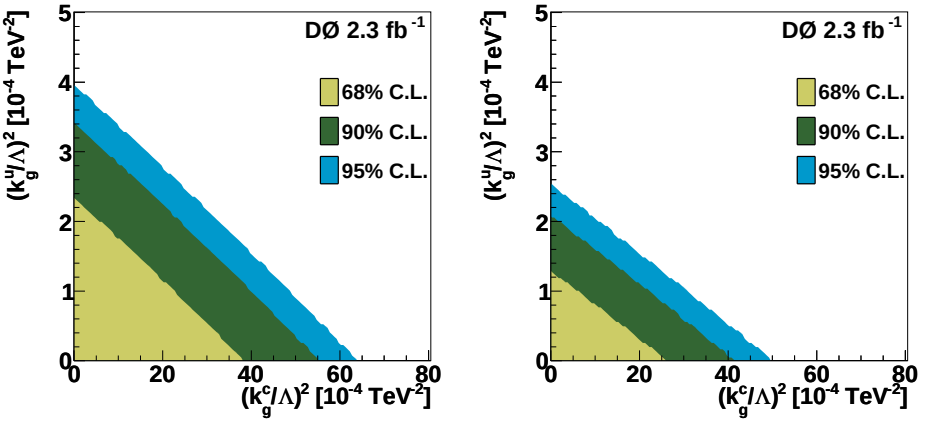


Рис. 4.24: Байесовская постериорная вероятность как функция квадратов параметров tgu и tgc для ожидаемого результата (слева) и наблюдаемого результата(справа).

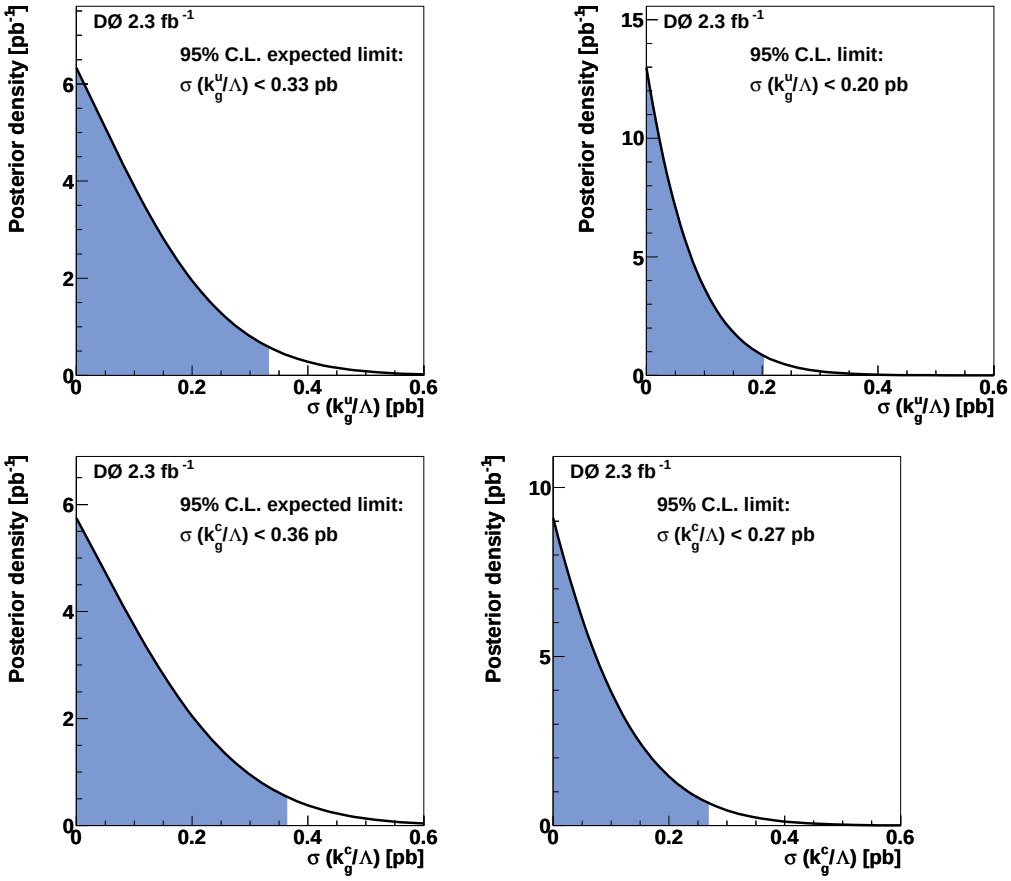


Рис. 4.25: Байесовская постериорная вероятность как функция FCNC сечений для процессов tgu (верхний ряд) и процессов tgc (нижний ряд), для ожидаемого результата (слева) и наблюдаемого результата (справа).

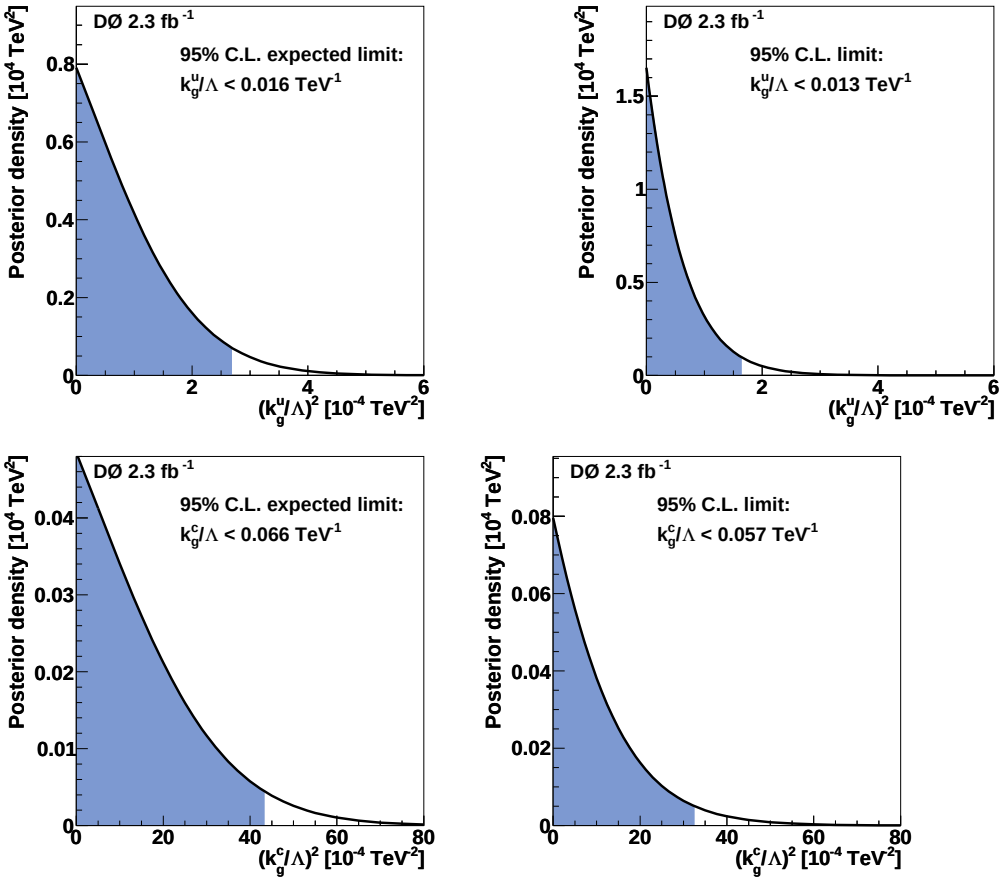


Рис. 4.26: Байесовская постериорная вероятность как функция квадрата параметра tgu (верхний ряд) и квадрата параметра tgc (нижний ряд), для ожидаемого результата (слева) и наблюдаемого результата (справа).

чения на 95% уровне достоверности (C.L.) путём интегрирования от 0 до 95% области постериорной вероятности. Мы получили следующие ограничения на сечения FCNC процессов:

$$\sigma(tgu) < 0.20 \text{ пб.}$$
$$\sigma(tgc) < 0.27 \text{ пб.}$$

Предельные значения сечений получаются меньше ожидаемых, как показывает рис. 4.25. Также это видно на рис. 4.20 как недостача наблюдаемого количества событий в области высоких значений дискриминанта по сравнению с предсказанием фоновой модели. Пределы на tgu и tgc немного различаются из-за отличия в кинематике конечных состояний и разных PDF.

Полученные в результате анализа предельные значения FCNC параметров следующие:

$$\kappa_g^u/\Lambda < 0.013 \text{ ТэВ}^{-1}.$$
$$\kappa_g^c/\Lambda < 0.057 \text{ ТэВ}^{-1}.$$

Также мы перевели предельные значения FCNC параметров в предельные значения вероятности FCNC распада топ-кварка в u- и c-кварки, используя тот факт, что сечение пропорционально такой вероятности [78]. Мы получили следующие предельные значения вероятностей FCNC распада топ-кварка в u- и c-кварки:

$$\mathcal{B}(t \to u + g) < 2.0 \times 10^{-4}.$$
$$\mathcal{B}(t \to c + g) < 3.9 \times 10^{-3}.$$

В приложении к [13] приводится сравнение дискриминанта BNN, используемого в этом анализе, с дискриминантом из предыдущего FCNC анализа [10] и показывается, что настоящий дискриминант является значительно более чувствительным даже при учёте меньшего количества обрабатываемых в прошлом анализе данных.

Более подробное описание данного анализа можно почерпнуть в [13].

4.5 Основные результаты главы

В этой главе описаны два последовательных анализа экспериментальных данных, собранных детектором DØна коллайдере Tevatron, посвящённых поиску нейтральных токов, меняющих аромат кварков (FCNC) в процессах рождения одиночных топ-кварков. Данные исследования являются первыми для адронных коллайдеров, рассматривающими взаимодействия топ-кварка с u- и c-кварками посредством глюонов. Результатами явились предельные интервалы для параметров, определяющих силу FCNC взаимодействия топ-кварка с u- и c-кварками.

В первом анализе, обрабатывающем данные, соответствующие интегральной светимости в 230 пб$^{-1}$, получены следующие ограничения на FCNC-параметры:

$$k_g^c/\Lambda \ < \ 0.15 \text{ ТэВ}^{-1}$$

$$k_g^u/\Lambda \ < \ 0.037 \text{ ТэВ}^{-1}$$

, где k_g^c/Λ характеризует величину tgc-взаимодействия, а k_g^u/Λ - величину tgu-взаимодействия.

Результатами второго анализа, основывавшемся на данных, соответствующих интегральной светимости в 2.3 фб$^{-1}$, явились более жёсткие 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 таб. 4.12 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. 4.12.

	tgu	tgc
Cross section	0.20 pb	0.27 pb
κ_{tgf}/Λ	0.013 TeV^{-1}	0.057 TeV^{-1}
$\mathcal{B}(t \to qg)$	2.0×10^{-4}	3.9×10^{-3}

Таблица 4.12: Наблюдаемые верхние предельные значения FCNC сечений, констант и вероятностей распада на 95% CL

Данная часть диссертации основана на работах [9]-[10] и [12]-[13].

Заключение

Сформулируем основные результаты, полученные в диссертации и представляемые к защите:

1. На детекторе D0 коллайдера TEVATRON проведен поиск дополнительного массивного векторного бозона W' в процессах рождения одиночных топ-кварков. Особое внимание при моделировании Монте-Карло событий было уделено корректному учёту вклада интерференционного члена, чего не делалось ранее в предыдущих поисках. В диссертации описаны два последовательных анализа данных. В результате первого анализа, в котором обрабатывались данные, соответствующие интегральной светимости в 230 пб$^{-1}$, 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, проведённый на улучшенной статистике в 900 пб$^{-1}$, 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.

2. Экспериментально исследована аномальная структура вершины Wtb.

В модели независимого эффективного CP-сохраняющего лагранжиана низшей размерности в вершине Wtb , помимо рассматриваемого в СМ левого векторного оператора, присутствуют также правый векторный, также левый и правый тензорные операторы. При проведении анализа одновременно ставились ограничения на два аномальных параметра (один из которых во всех сценариях отвечает левому векторному оператору), а остальные параметры принимались равными нулю. Получены первые экспериментальные пределы на параметры, характеризующие вклад векторного и тензорных аномальных операторов в полное сечение электрослабого рождения топ-кварка. Мы установили 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 $|V_{tb} \cdot f_{L_V}|^2 = 1.8^{+1.0}_{-1.3}$, $1.4^{+0.6}_{-0.5}$ и $1.4^{+0.9}_{-0.8}$.

3. Проведен поиск заряженного бозона Хигсса в процессах рождения топ-кварка на коллайдере TEVATRON. При моделировании Монте-Карло событий использовалась форма наиболее общего лагранжиана, что позволило получить в результате верхние пределы на сечения рождения заряженного Хигссовского скаляра для трёх типов моделей с двумя Хигссовскими дублетами в зависимости от массы скаляра.

4. Проведён экспериментальный поиск нейтральных токов, меняющих аромат кварков ($FCNC$), в процессах рождения одиночного топ-кварка на коллайдере TEVATRON. В диссертации подробно описаны два последовательных анализа данных. В результате первого анализа, обработавшего данные, соответствующие светимости в 230 пб$^{-1}$, получены 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 c-кварком в глюонных вершинах tgu и tgc: ограничения на FCNC-параметры на 95% уровне достоверности следующие: $k_g^c/\Lambda < 0.15$ ТэВ$^{-1}$ и $k_g^u/\Lambda < 0.037$ 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, обработавшего данные, соответствующих интегральной светимости 2.3 фб$^{-1}$, являются более жёсткие ограничения на области аномальных параметров, опре-

деляющих силу $FCNC$ взаимодействия: $k_g^c/\Lambda < 0.057$ ТэВ$^{-1}$ и $k_g^u/\Lambda < 0.013$ ТэВ$^{-1}$, что соответствует следующим ограничениям на вероятности распада топ-кварка, проходящие без изменения аромата: $\mathcal{B}(t \to cg) < 3.9 \times 10^{-3}$ и $\mathcal{B}(t \to ug) < 2.0 \times 10^{-4}$; дополнительно были получены ограничения на сечения рождения одиночного топ-кварка посредством $FCNC$.

Благодарности

Я от всей души благодарен моим научным руководителям Эдуарду Эрнстовичу Боосу и Льву Владимировичу Дудко за постановку актуальнейших задач, помощь, поддержку, терпение и доверие во время всей работы. Глубочайшую благодарность я хотел бы выразить коллективам Отдела Экспериментальной Физики Высоких Энергий и Отдела Теоретической Физики Высоких Энергий Института Ядерной Физики МГУ и лично Виктору Ивановичу Саврину, Валерии Владимировне Кешек, Игорю Павловичу Волобуеву, Вячеславу Евгеньевичу Буничеву, Михаилу Николаевичу Смолякову и многим другим сотрудникам института. Также хочу выразить благодарность за помощь всем коллегам-соавторам опубликованных работ, послуживших базой для написания диссертации и коллективу коллаборации DØ за гостеприимство и возможность участвовать в работе коллаборации.

Литература

[1] F. Abe et al., [CDF Collaboration]
Phys. Rev. Lett. **74**, 2626 (1995) [arXiv:hep-ex9503002].

[2] S. Abachi et al., [D0 Collaboration]
Phys. Rev. Lett. **74**, 2632 (1995) [arXiv:hep-ex9503003].

[3] V. Abazov et al., Phys. Lett. B **98**, 18 (2007).

[4] T. M. P. Tait and C. P. P. Yuan, "Single top quark production as a window to physics beyond the Standard Model," Phys. Rev. D **63**, 014018 (2001) [arXiv:hep-ph/0007298].

[5] V. M. Abazov,..., M. Perfilov,... [D0 Collaboration],
"Search for W' boson production in the top quark decay channel",
Phys. Lett. B **641**, 423 (2006) [arXiv:hep-ex/0607102].

[6] 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) [arXiv:0803.3256 [hep-ex]].

[7] E. Boos, V. Bunichev, M. Perfilov, R. Schwienhorst and L. Dudko,
"Search for W'boson production in the single top quark channel at D0 in Run II",
DØ Note 5002.

[8] E. Boos, T. Bose, V. Bunichev, M. Narain, M. Perfilov and L. Dudko,
"Search for W'boson production in the top quark decay channel",
DØ Note 5602.

[9] 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)

[10] E. Boos, V. Bunichev, L. Dudko, S. Jain and M. Perfilov,
"Search for single top quarks via flavor-changing neutral currents at DØin Run II",
DØ Note 5117.

[11] V. M. Abazov,..., M. Perfilov,... [D0 Collaboration],
"Observation of Single Top-Quark Production",
Phys. Rev. Lett. **103**, 092001 (2009)

[12] 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)

[13] L. Li, M. Perfilov, R. Schwienhorst, L. Dudko and E. Boos,
"Search for flavor changing neutral currents in the single top final state in $2.3fb^{-1}$ of data",
DØ Note 6057.

[14] V. M. Abazov,..., M. Perfilov,... [D0 Collaboration],
"Search for anomalous Wtb couplings in single top quark production,"
Phys. Rev. Lett. **101**, 221801 (2008) [arXiv:0807.1692 [hep-ex]].

[15] E. Boos, V. Bunichev, L. Dudko, S. Jabeen, U. Heintz, M. Perfilov and R. Schwienhorst,
" Search for Anomalous Wtb couplings with 0.9 $fb^{-1}$of DØData ",
DØ Note 5649.

[16] 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)

[17] E. Boos, V. Bunichev, L. Dudko, G. Kertzscher, C. Potter, B. Vachon,
"Search for a heavy charged higgs boson reconstructed in the tb final state",
DØ Note 5552.

[18] R. S. Chivukula, E. H. Simmons and J. Terning,
"Limits on noncommuting extended technicolor,"
Phys. Rev. D **53**, 5258 (1996). [arXiv:hep-ph/9506427].

D. B. Kaplan and H. Georgi,
"SU(2) X U(1) Breaking By Vacuum Misalignment,"
Phys. Lett. B **136**, 183 (1984).

H. Georgi and D. B. Kaplan,
"Composite Higgs And Custodial SU(2),"
Phys. Lett. B **145**, 216 (1984). N. Arkani-Hamed, A. G. Cohen and H. Georgi,
"Electroweak symmetry breaking from dimensional deconstruction,"
Phys. Lett. B **513**, 232 (2001). D. E. Kaplan and M. Schmaltz,
"The little Higgs from a simple group,"
JHEP **0310**, 039 (2003). M. Schmaltz and D. Tucker-Smith,
"Little Higgs review,"
Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **55**, 229 (2005). B. Schrempp, Proceedings of the 23rd International Conference on High Energy Physics, Berkeley (World Scientific, Singapore 1987);
U. Baur *et al.*, Phys. Rev. **D35**, 297 (1987);
M. Kuroda *et al.*, Nucl. Phys. **B261**, 432 (1985). R.W. Robinett, Phys. Rev. **D26**, 2388 (1982);
R.W. Robinett and J.L. Rosner, Phys. Rev. **D26**, 2396 (1982);
P. Langacker, R. W. Robinett, and J.L. Rosner, Phys. Rev. **D30**, 1470 (1984).

[19] A. Datta, P. J. O'Donnell, Z. H. Lin, X. Zhang and T. Huang,
"Effects of Kaluza-Klein excited W on single top quark production at Tevatron,"
Phys. Lett. B **483**, 203 (2000).

[20] R. Sundrum, arXiv:hep-th/0508134;

C. Csaki, Jay Hubisz, Patrick Meade, arXiv:hep-ph/0510275;

G. Kribs, arXiv:hep-ph/0605325.

[21] E. Malkawi, T. Tait and C. P. Yuan, Phys. Lett. B **385**, 304 (1996).

[22] D. J. Muller and S. Nandi, Phys. Lett. B **383**, 345 (1996).

[23] J. C. Pati and A. Salam, Phys. Rev. D **10**, 275 (1974).

[24] R. N. Mohapatra and J. C. Pati, Phys. Rev. D **11**, 566 (1975).

[25] R. N. Mohapatra and J. C. Pati, Phys. Rev. D **11**, 2558 (1975).

[26] G. Senjanovic and R. N. Mohapatra, Phys. Rev. D **12**, 1502 (1975).

[27] Y. Mimura and S. Nandi, Phys. Lett. B **538**, 406 (2002).

[28] M. Cvetic and J. C. Pati, Phys. Lett. B **135**, 57 (1984).

[29] P. Langacker and S. Uma Sankar, Phys. Rev. D **40**, 1569 (1989).

[30] J. Donoghue and B. Holstein, Phys. Lett. 113B, 383 (1982);

[31] L. Wolfenstein, Phys. Rev. D29, 2130 (1984).

[32] TASI 2004: R. Sundrum, "Introduction to Extra Dimensions";
C. Csaki, "Electroweak in Extra Dimensions";
G. Kribs, "Phenomenology in Extra Dimensions".

[33] W.-M. Yao et al., J. Phys. G 33, 1 (2006).

[34] CDF Collaboration, T. Affolder *et al.,* Phys. Rev. Lett. **87**, 231803 (2001).

[35] D0 Collaboration, V. Abazov *et al.,* Phys. Rev. D **69**, 111101 (2004).

[36] CDF Collaboration, D. Acosta *et al.,* Phys. Rev. Lett. **90**, 081802 (2003).

[37] E. Boos, V. Bunichev, L. Dudko and M. Perfilov, Phys. Lett. B **655**, 245 (2007) [arXiv:hep-ph/0610080].

[38] E. Boos *et al.* Nucl. Instrum. Meth. A **534**, 250 (2004).

[39] Z. Sullivan, Phys. Rev. D **66**, 075011 (2002) [arXiv:hep-ph/0207290].

[40] V. Abazov, "Search for single top quark production in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s}$ =1.96 TeV," Phys. Lett. B **622**, 265 (2005) [arXiv:hep-ex/0505063].

[41] V. Abazov, "Multivariate searches for single top quark production with the D0 detector, " [arXiv:hep-ex/0604020]

[42] M.L. Mangano, M. Moretti, F. Piccinini, R. Pittau and A.D. Polosa, J. High Energy Physics **0307**, 001 (2003)

[43] J. M. Campbell and R. K. Ellis, `http://mcfm.fnal.gov/`

[44] J. M. Campbell and R. K. Ellis, Phys. Rev. D **65** (2002) 113007 [arXiv:hep-ph/0202176].

[45] N. Kidonakis and R. Vogt, Phys. Rev. D **78** (2008) 074005 [arXiv:0805.3844 [hep-ph]].

[46] B. W. Harris, E. Laenen, L. Phaf, Z. Sullivan and S. Weinzierl, Phys. Rev. D **66** (2002) 054024 [arXiv:hep-ph/0207055].

[47] T. Sjostrand, L. Lonnblad and S. Mrenna, arXiv:hep-ph/0108264.

[48] R. Brun, R. Hagelberg, M. Hansroul and J. C. Lassalle,

[49] T. Edwards et al. ($D0$ Collaboration), FERMILAB-TM-2278-E (2004).

[50] I. Bertran ($D0$ Collaboration), FERMILAB-TM-2104 (2000).

[51] S. Jain et al., "Computing Limits using a Bayesian approach in the package $top_statisctics$", DØNote 5123 (2006).

[52] CDF Colaboration, CDF Note 8747 (2007).

[53] J. Schwindling, "MLpfit: A Tool For Designing and Using Multi-Layer Perceptrons , "`http://scwind.home.cern.ch/scwind/MLPfit.html`

[54] G. Eilam, J. L. Hewett and A. Soni, Phys. Lett. D **44**, 1473 (1991).

[55] F. Abe et al. (CDF Collaboration) Phys. Rev Lett. **80**, 2525 (1998).

[56] L3 Collaboration Phys. Lett. **B549**, 290 (2002).

[57] S. Chekanov et al., ZEUS Collaboration Phys. Lett. **B559**, 153 (2004).

[58] A. A. Ashimova and S. B. Slabospitsky, (2006). [arXiv:hep-ph/0604119].

[59] V. Abazov et al., Phys. Rev. Lett. **93**, 141801 (2004).

[60] J. J. Liu, C. S. Li, L. L. Yang and L. G. Gin, "Next-to-leading order QCD corrections to the direct top quark production via model-independent FCNC couplings at hadron colliders" Phys. Rev D **72**, 074018 (2005). [arXiv:hep-ph/0508016].

[61] H. L. Lai et al. [CTEQ Collaboration], Eur. Phys. J. C **12**, 375 (2002); J. Pumplin et al. [CTEQ Collaboration], JHEP **0207**, 012 (2002)

[62] S. Jadash, J. H. Kuhn and Z. Was, Comput. Phys. Commun. **64**, 275 (1990)

[63] D. J. Lange, Nucl. Instrum. Methods Phys. Rev A **462**, 152 (2001)

[64] B. Brun et al., CERN Program Library Long Writeup **W5013** (1994)

[65] T. Edwards et al. [D0 Collaboration],
"Determination of the Effective Inelastic $p\bar{p}$ Cross-Section for the DØRunII Luminocity Measurement,"
FERMILAB-TM-2278-E (2004)

[66] A. Quadt et al., DØ note 4564 (2004).

[67] V. Abazov et al. [D0 Collaboration], conference note 4722, DØnote 4670 (2005).

[68] I. Bertram et al.,
"A Recipe for the Construction of Confidence Limits,"
FERMILAB-TM-2104 (2000).

[69] T. Aaltonen *et al.* [CDF Collaboration], Phys. Rev. Lett. **102**, 151801 (2009) [arXiv:0812.3400 [hep-ex]].

[70] L. L. Yang, C. S. Li, Y. Gao and J. J. Liu, Phys. Rev. D **73**, 074017 (2006) [arXiv:hep-ph/0601180].

[71] J. Gao, C. S. Li, J. J. Zhang and H. X. Zhu, Phys. Rev. D **80**, 114017 (2009) [arXiv:0910.4349 [hep-ph]].

[72] J. H. Friedman, "Separating Signal From Background Using Ensembles Of Rules," in *Statistical Problems in Particle Physics, Astrophysics and Cosmology,* ed. L. Lyons and M. K. Ünel, (Imperial College Press, London, 2006); http://www-stat.stanford.edu/∼jhf/R-RuleFit.html.

[73] C. Peterson, T. Rögnvaldsson, and L. Lönnblad, *JETNET 3.0-A Versatile Artificial Neural Network Package,* Computer Physics Communications **81**, 185-220 (1994).

[74] J. J. Liu, C. S. Li, L. L. Yang, and L. G. Jin, "Next-to-leading order QCD corrections to the direct top quark production via model-independent FCNC couplings at hadron colliders," Phys. Rev. D **72**, 074018 (2005), [arXiv:hep-ph/0508016].

[75] I. Bertram *et al.*, Fermilab-TM-2104 (2000).

[76] S. Jain *et al.*, "Computing Limits Using a Bayesian Approach in the Package `top_statistics`," DØ Note 5123 (2006).

[77] S. Jain *et al.*, "Statistical Methods implemented in the Package `top_statistics`," DØ Note 5817 (2008).

[78] J. J. Zhang, C. S. Li, J. Gao, H. Zhang, Z. Li, C. P. Yuan and T. C. Yuan, Phys. Rev. Lett. **102**, 072001 (2009) [arXiv:0810.3889 [hep-ph]].

[79] The Single Top Working Group, "Observation of Single Top Quark Production in 2.3 fb^{-1} of Data using Bayesian Neural Networks," DØ Note 5812, (2008).

[80] R.M. Neal, *Bayesian Learning for Neural Networks* (Springer-Verlag, New York, 1996).

[81] J. H. Friedman, "Separating Signal From Background Using Ensembles Of Rules," in *Statistical Problems in Particle Physics, Astrophysics and Cosmology,* ed. L. Lyons and M. K. Ünel, (Imperial College Press, London, 2006); http://www-stat.stanford.edu/∼jhf/R-RuleFit.html.

[82] C. Peterson, T. Rögnvaldsson, and L. Lönnblad, *JETNET 3.0-A Versatile Artificial Neural Network Package,* Computer Physics Communications **81**, 185-220 (1994).

[83] S. Eidelman et al. [Particle Data Group], Phys. Lett. **B**, 592 (2004).

[84] F. Larios, M.A. Perez and C.P. Yuan, Phys. Lett. **B**, 457 (1999) 334.

[85] V. M. Abazov et al., [D0 Collaboration] Phys. Rev. Lett. **100**, 062004 (2008).

[86] [CDF Collaboration] CDF Note 8280 (2006).

[87] D. Acosta et al., [CDF Collaboration] Phys. Rev. Lett. **95**, 102002 (2005).

[88] V. M. Abazov et al., [D0 Collaboration] Phys. Lett. B **639** , 616 (2006).

[89] J. Pumplin *et al.*, "New Generation of Parton Distributions with Uncertainties from Global QCD Analysis," J. High Energy Phys. **0207**, 012 (2002). We used version CTEQ6L1.

[90] T. Sjöstrand *et al.*, "PYTHIA 6.2: Physics and Manual," hep-ph/0108264. We used version 6.323.

[91] M.L. Mangano *et al.*, "ALPGEN, a Generator for Hard Multiparton Processes in Hadronic Collisions," J. High Energy Phys. **0307**, 001 (2003). We used ALPGEN version 2.

[92] G.C. Blazey et al., FERMILABPUB-00-297 (2000).

[93] V.M. Abazov *et al.* (D0 Collaboration), Phys. Rev. Lett. **98**, 181802 (2007).

[94] PACS numbers: 14.65.Ha; 12.15.Ji; 13.85.Qk V.M. Abazov *et al.* (D0 Collaboration), submitted to Phys. Rev. D. (2008).

[95] The Single Top Working Group, "Using Boosted decision trees to Search for Single Top Quarks in 1 fb^{-1} of Data," DØ Note 5286 (2006).

[96] V.M. Abazov *et al.* (D0 Collaboration), Phys. Rev. Lett. **98**, 181802 (2007).

[97] J. Gunion *et al.*, *The Higgs Hunter's Guide*, Frontiers in Physics (Addison-Wesley, Redwood City, CA, 1990).

[98] H.-J. He and C.-P. Yuan, Phys. Rev. Lett. **83**, 28 (1999).

[99] G. Abbiendi *et al.* (OPAL Collaboration), Eur. Phys. J. C **7**, 407 (1999); R. Barate *et al.* (ALEPH Collaboration), Phys. Lett. B **543**, 1 (2002); J. Abdallah *et al.* (DELPHI Collaboration), Phys. Lett. B **525**, 17 (2002); P. Achard *et al.* (L3 Collaboration), Phys. Lett. B **575**, 208 (2003).

[100] M. Misiak *et al.*, Phys. Rev. Lett. **98**, 022002 (2007).

[101] A.G. Akeroyd and S. Recksiegel, J. Phys. G **29**, 2311 (2003).

[102] B. Abbott *et al.* (D0 Collaboration), Phys. Rev. Lett. **82**, 4975 (1999); V.M. Abazov *et al.* (D0 Collaboration), Phys. Rev. Lett. **88**, 151803 (2002); A. Abulencia *et al.* (CDF Collaboration), Phys. Rev. Lett. **96**, 042003 (2006).

[103] W.-M. Yao *et al.*, J. Phys. G **33**, 1 (2006).

[104] E. Smith, D. Chakraborty and P. Gutierrez, "Direct search for charged higgs ttbar decays D0Note 4357 (2004); B. Abbott *et al.* (D0 Collaboration), "Search for Charged Higgs Bosons in Decays of Top Quark Pairs" Phys. Rev. Lett. **82**, 4975 (1999); V.M. Abazov *et al.* (D0 Collaboration), "Direct Search for Charged Higgs Bosons in Decays of Top Quarks" Phys. Rev. Lett. **88**, 151803 (2002).

[105] A. Sopczak and A. Pompos, "Charged higgs boson search D0Note 5096 (2006).

[106] A. Belyaev, D. Garcia, J. Guasch and J. Sola, "Prospects for supersymmetric charged higgs boson discovery at the tevatron and the LHC arXiv:hep-ph/0105053.

[107] W.-M. Yao *et al.* (Particle Data Group), J. Phys. G **33**, 1 (2006).

[108] E. Aguiló *et al.* (D0 Single Top Group), "Search for the Single Top Quark Production in 1 fb^{-1} of Data D0Note 5285 (2006).

[109] H. Logan, Private communication, (2007).

[110] D. Berdine, N. Kauer and D. Rainwater, "Breakdown of the Narrow Width Approximation for New Physics arXiv:hep-ph/0703058.

[111] J.L. Diaz-Cruz, H.-J. He and C.-P. Yuan, "Soft Supersymmetry Breaking, Scalar Top-Charm Mixing and Higgs Signatures arXiv:hep-ph/0103178.

[112] E. Boos *et al.*, "CompHEP 4.4-automatic computations from Lagrangians to events", Nucl. Instrum. Methods **A 534**, 250-259 (2004).

[113] A. Djouadi, J. Kalinowski and M. Spira, "Hdecay: a program for higgs boson decays in the standard model and its supersymmetric extension arXiv:hep-ph/0704448.

[114] T. Sjostrand, L. Lonnblad, S. Mrenna and P. Skands,"PYTHIA 6.3: Physics and manual", arXiv:hep-ph/0308153.

[115] M. Anastasoaie, S. Robinson and T. Scanlon, "Performance of the NN b-Tagging Tool on p17 Data D0Note 5213 (2006).

[116] E. Barberis *et al.*, "The Matrix Method and its Error Calculation D0Note 4564 (2004).

[117] Common Samples Group webpage for p17 data: http://www-d0.fnal.gov/Run2Physics/cs/skimming/fixPass2p170903.html

[118] V. M. Abazov *et al.*, "Evidence for Production of Single Top Quarks and First Direct Measurement of $|V_{tb}|$ *Phys. Rev. Lett.* **98**, 18 (2007).

[119] S. Jain *et al.*, "Limits using a Bayesian approach in the package 'top_statistics' D0Note 5123 (2006).

[120] M. Luke and M.J. Savage, Phys. Lett. B307, 387 (1993).

[121] D. Atwood et al, Phys. Rev. D54, 3296 (1996).