

35596

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

1-2010-80

C-904

На правах рукописи  
УДК 539.12

СУСЛОВ

Игорь Александрович

ИЗМЕРЕНИЕ МАССЫ ТОП-КВАРКА ПРИ ЕГО ПАРНОМ  
РОЖДЕНИИ В  $p\bar{p}$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ НА ТЭВАТРОНЕ,  
ИСПОЛЬЗУЮЩЕЕ ДИЛЕПТОННУЮ И ЛЕПТОН-ТРЕК  
ВЫБОРКИ СОБЫТИЙ ЭКСПЕРИМЕНТА CDF

Специальность: 01.04.16 — физика атомного ядра  
и элементарных частиц

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

C346 691

Дубна 2010

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем им. В.П.Джелепова Объединенного института ядерных исследований.

Научный руководитель: доктор физико-математических наук  
В.В. Глаголев

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук  
В.И. Комаров (ЛЯП ОИЯИ), Дубна  
кандидат физико-математических наук  
Р.М. Джилкибаев (ИЯИ РАН), Троицк

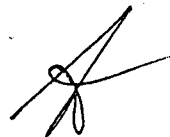
Ведущая организация: Научно-исследовательский институт  
ядерной физики (НИИЯФ) МГУ, Москва

Защита диссертации состоится «\_\_» \_\_\_\_\_ 201\_\_ г. в \_\_\_\_ часов на заседании диссертационного совета Д 720.001.03 в Объединенном институте ядерных исследований, г. Дубна Московской области.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Объединенного института ядерных исследований.

Автореферат разослан «\_\_» \_\_\_\_\_ 201\_\_ г.

Ученый секретарь диссертационного совета  
доктор физ.-мат. наук, профессор



Ю.А. Батусов

### Актуальность темы исследования

Можно без всякого преувеличения назвать прецизионное измерение массы топ-кварка одним из самых важных достижений в уходящем десятилетии для экспериментальной физики элементарных частиц. Данное измерение - это не просто дежурное уточнение одного из параметров Стандартной модели, оно является определяющим в поиске ответа на ключевой вопрос о происхождении масс фундаментальных частиц. Требование локальной калибровочной инвариантности приводит к тому, что калибровочные бозоны должны быть безмассовыми частицами. Для объяснения их массы вводится дополнительное поле - поле Хиггса, которое взаимодействует со всеми другими полями и через это взаимодействие сообщает массу калибровочным бозонам и фермионам. Наличие такого поля должно приводить к существованию массивного скалярного нейтрального бозона. Данный бозон, называемый бозоном Хиггса, остается единственной не открытой фундаментальной частицей Стандартной Модели. Из-за радиационных поправок массы бозона Хиггса, топ-кварка и  $W$ -бозона оказываются связанными между собой. Данный факт позволяет получить важное ограничение для массы частицы Хиггса, но это предсказание имеет физическую ценность только при очень точных измерениях масс топ-кварка и  $W$ -бозона. Эта информация важна при поиске бозона Хиггса. Более того, после открытия данной частицы или получения более жестких экспериментальных ограничений на ее существование она даст возможность проверить состоятельность Стандартной Модели.

Решение задачи прецизионного измерения массы топ-кварка стало возможным благодаря глубокой модернизации ускорительного комплекса Тэватрон и базовых установок, проводимых на нем экспериментов CDF и DØ. Начало Run II открыло новую главу в современном изучении тяжелых кварков. Нельзя не упомянуть тот факт, что на данный момент все основные экспериментальные исследования топ-кварка были выполнены на Тэватроне. Вплоть до начала полноценной работы LHC он остается единственным ускорительным комплексом, позволяющим проводить прямые исследования в данном секторе физики. Рекордная энергия столкновения протона с антипротоном ( $\sqrt{s} = 1.96$  ТэВ) и рекордная светимость ( $\sim 3 \times 10^{32}$  см<sup>-2</sup>с<sup>-1</sup>) сделали возможным получать топ-кварки и исследовать их свойства.

### Цель работы

Целью настоящей работы стало измерение массы топ-кварка на большой ста-

Объединенный институт  
ядерных исследований

тистике Run II, используя дилептонную и лептон-трек выборки событий эксперимента CDF.

### Научная новизна

Говоря о научной новизне работы, необходимо выделить следующие моменты:

- Впервые в Run II на CDF измерена на дилептонных событиях масса топ-кварка.
- Впервые при современном уровне накопленных данных измерена масса топ-кварка на лептон-трек выборке эксперимента CDF.
- Разработан и реализован новый метод измерения массы топ-кварка на дилептонных событиях.

### Научно-практическая значимость работы

Исследования топ-кварка на дилептонных событиях важны, т.к. представляют собой независимый источник информации о данном кварке. Полученное здесь значение массы топ-кварка может сравниваться с результатами в других каналах. Все измерения предполагают содержание  $t\bar{t}$ -событий и фона в экспериментальной выборке согласно Стандартной Модели. Различие между массами, получаемыми на разных выборках, могло бы свидетельствовать о присутствии частиц, не предсказываемых данной теорией. С другой стороны, такое различие могло бы быть индикатором неадекватного моделирования процессов или неправильной работы экспериментального оборудования. Если все измерения массы топ-кварка совместимы между собой, они могут быть объединены. В этом случае масса топ-кварка от дилептонных событий улучшит точность общего измерения.

### Основные результаты, выносимые на защиту

1. Результат измерения массы топ-кварка на дилептонной выборке эксперимента CDF при интегральной светимости  $340 \text{ пб}^{-1}$ :

$$M_{\text{top}} = 170.1 \pm 6.0 \text{ (стат.)} \pm 4.1 \text{ (сист.) ГэВ}/c^2 = 170.1 \pm 7.3 \text{ ГэВ}/c^2.$$

2. Результат измерения массы топ-кварка на лептон-трек выборке эксперимента CDF при интегральной светимости  $2.9 \text{ фб}^{-1}$ :

$$M_{\text{top}} = 165.5_{-3.3}^{+3.4} \text{ (стат.)} \pm 3.1 \text{ (сист.) ГэВ}/c^2 = 165.5_{-4.5}^{+4.6} \text{ ГэВ}/c^2.$$

3. Результаты исследования возможностей улучшения используемой методики, позволившие уменьшить на 20% ожидаемую статистическую ошибку измерения массы топ-кварка.

### Апробация работы и публикации

Материалы, изложенные в диссертации, представлялись на конференциях La Thuile (Италия), PANIC 05, ICHEP 08 и DPF 2009. Результаты работы докладывались на научно-методических семинарах ЛЯП ОИЯИ, регулярных совещаниях рабочей группы по физике топ-кварка на CDF.

Диссертация написана на основе научных работ, выполненных с участием автора в ЛЯП ОИЯИ и ФНАЛ в период с 2003 по 2009 гг. По результатам исследований, составивших основу диссертации, опубликовано 12 печатных работ. Их список приведен в конце автореферата.

### Объем и структура работы

Диссертация объемом 117 страниц состоит из введения, четырех глав и заключения. Она содержит 42 рисунка и 18 таблиц. Список цитируемой литературы включает в себя 77 наименований.

## СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обосновывается актуальность и формулируется цель исследований, объясняются научная новизна и научно-практическая значимость работы. Кроме этого здесь описана структура данной диссертации, приведены публикации, составившие ее основу.

Первая глава посвящена мотивации представленного физического исследования, одновременно в ней затронуты некоторые аспекты физики топ-кварка, важные для понимания последующего материала. Также здесь дается описание экспериментальной установки.

Установка CDF (см. рис. 1) представляет собой уникальный детектор, позволяющий проводить исследования в широком спектре задач физики высоких энергий. Его форма обладает аксиальной и двусторонней симметриями. Имея размеры 15 метров в длину и 10 метров в диаметре, детектор весит около 5000 тонн. Столкновения  $p$  и  $\bar{p}$  необязательно происходят в центре установки. Характерные размеры области столкновений приблизительно составляют  $0.003 \text{ см}$  в поперечном направлении и  $30 \text{ см}$  в продольном.

Для описания CDF используется правосторонняя система координат с началом в центре установки. Оси  $x$  и  $y$  направлены по горизонтали от центра ускорительного кольца и вверх соответственно. Направление по оси протонно-го пучка задает ось  $z$ . Также нами будет использоваться сферическая система

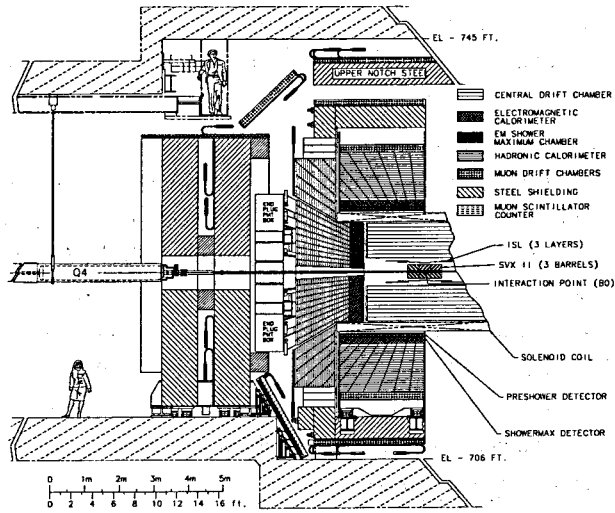


Рис. 1: Продольный разрез установки CDF (показана половина детектора).

координат. Полярный угол  $\theta$  отсчитывается от оси  $z$ . Азимут  $\phi$  будем считать в направлении против часовой стрелки от оси  $x$ . Часто вместо полярного угла задается псевдобыстрота:  $\eta \equiv -\ln[\tan(\theta/2)]$ . Кроме энергии и импульса частицы ( $E$  и  $p$ ) используются поперечные энергия и импульс:  $E_T \equiv E \cdot \sin(\theta)$  и  $P_T \equiv p \cdot \sin(\theta)$ .

При измерении массы топ-кварка используется информация от трех основных систем CDF: трековой, калориметрической и мюонной. Задание триггера и накопление данных осуществляются системой сбора.

Для определения траекторий и импульсов заряженных частиц используется трековый спектрометр, который включает в себя кремниевый микростриповый детектор и цилиндрическую дрейфовую камеру (COT), помещенные в магнитное поле напряженностью 1.4 Т.

Калориметрическая система CDF предназначена для измерений энергии и координат проходящих частиц (электронов, фотонов, адронов). Данная система расположена за магнитом и покрывает, за исключением небольших технических участков, область  $|\eta| \leq 3.6$ . В нее входят электромагнитные и адронные калориметры, которые состоят из чередующихся слоев сцинтиллятора и поглотителя. Световой сигнал, образующийся в сцинтилляторе после прохождения частиц, считывается фотоумножителями. Калориметры CDF разделены на сегменты (башни), получающиеся путем лучевых проекций из

точки начала координат. Центральные калориметры ( $|\eta| \leq 1.1$ ) унаследованы из Run I, тогда как торцевые калориметры ( $1.1 < |\eta| \leq 3.6$ ) разработаны специально для Run II.

Расположенная за калориметрами, мюонная система выполняет функцию идентификации мюонов. Она собрана из сцинтилляционных счетчиков и планарных мюонных камер, состоящих из дрейфовых трубок. Сигналы с камер образуют трековый сегмент. Для идентификации мюона требуется соответствие данного сегмента и трека от COT. Максимальное время дрейфа в мюонных камерах больше времени между столкновениями пучков, поэтому при выработке мюонного триггера для ассоциации мюонного трека с  $p\bar{p}$ -взаимодействием дополнительно используется информация от сцинтилляционных счетчиков.

Столкновения протонного и антипротонного пучков на Тэватроне происходят с частотой около 1.7 МГц. Скорость записи данных на ленты не позволяет записывать все из этих потенциальных событий и диктует необходимость отбирать наиболее интересные из них с тем, чтобы уменьшить частоту принимаемых событий до 75 Гц. Этой цели служит триггерная система. Она включает в себя три уровня отбора данных, что дает возможность более аккуратного отбора на каждом следующем уровне.

Приведенные в данной работе измерения массы топ-кварка были выполнены на событиях, набранных с триггерами, требующими наличия в событии лептона с большим поперечным импульсом.

**Во второй главе** затрагиваются основные алгоритмы реконструкции событий и вопросы моделирования. Также она содержит описание двух различных методов отбора событий, которые использовались в приводимых работах по измерению массы топ-кварка.

В начале второй главы кратко описаны основные применяемые алгоритмы калибровки, реконструкции треков, кластеризации. Затем освещаются вопросы моделирования, еще одного важного этапа в любом современном эксперименте. Измерение массы топ-кварка невозможно без моделирования сигнальных и фоновых процессов, а также детального моделирования работы экспериментальной установки. В описанных в диссертации работах использовались созданные коллаборацией CDF наборы симулированных событий для сигнальных и фоновых процессов. При их получении после генерации исходных процессов моделировались отклики детекторов установки CDF. Последующая обработка этой информации проводилась по тем же алгоритмам, что

и для экспериментальных данных. Использовались такие генераторы событий как HERWIG, Pythia и Alpgen. Моделирование установки проводилось с помощью программного пакета GEANT.

Затем во второй главе описываются два различных метода отбора событий, которые использовались в работах по измерению массы топ-кварка. Первый из них, дилептонный отбор (DIL), можно назвать традиционным. Его отличительной чертой является требование, чтобы оба лептонных кандидата были бы четко идентифицированы как электрон или мюон. Вторым методом, лептон-трек отбор (LTRK), требует присутствия в событии только одного хорошо идентифицированного лептона (электрона или мюона) и также наличия изолированного трека с большим поперечным импульсом, который принимается за второй лептон. Такой подход увеличивает число сигнальных событий в экспериментальной выборке за счет событий, когда лептон попадает в щель между калориметрами (или в мюонном детекторе). Но с другой стороны это оборачивается большим фоном. Дилептонная и лептон-трек выборки перекрываются только частично. Около 50% от всех событий входят одновременно в обе выборки. Таким образом, результаты, полученные на DIL- и LTRK-выборках, можно считать взаимно дополняющими друг друга.

Оба метода отбора требуют нахождения в событии двух лептонов с противоположными зарядами. Один из них должен быть "основным", т.е. быть идентифицированным по жестким критериям, в то время как второй лептон является "дополнительным", т.е. идентифицируется по ослабленным критериям. Требования для основных лептонов идентичны в обоих методах, но различаются для дополнительных лептонов. Основной лептон обязан иметь трек, определенный по достаточному числу точек от COT и кремниевого детектора. При определении трека учитывается также положение реконструированной вершины взаимодействия. Для основного лептона требуется  $E_T > 20$  ГэВ. Также основной лептон должен быть изолированным. Это требование подразумевает, что общая поперечная энергия в калориметре, заключенная в конусе  $\Delta R = 0.4$  вокруг трека лептона, не превышала бы более чем на 10% поперечную энергию лептона. Основные электроны проверяются на совместимость продольного и поперечного профилей электромагнитного ливня с ожидаемыми профилями для электронов. Для основных мюонов должен быть найден соответствующий им трековый сегмент в мюонных камерах, а также их отклик в калориметре должен соответствовать отклику от минимально ионизирующей частицы.

Дополнительные лептоны в DIL-отборе также представляют собой идентифицированные электроны или мюоны с  $E_T > 20$  ГэВ. В целом можно сказать, что к ним применяются такие же критерии идентификации что и к основным лептонам, но при этом требование изолированности убирается. Дополнительные электроны определяются только для центральной части калориметра. Для дополнительных мюонов ослаблены требования по числу точек в мюонных камерах. Дополнительные лептоны в LTRK-методе определяются просто как хорошо измеренный и изолированный трек с  $|\eta| < 1$  и  $P_T > 20$  ГэВ/с. Трек считается изолированным, если сумма поперечных импульсов соседних треков (которые попадают в конус  $\Delta R = 0.4$  вокруг данного трека) не превышает 10% от  $P_T$  трека.

По крайней мере две адронные струи должны присутствовать в событии. Для их определения ищутся кластеры энерговыделений в калориметре. Измеренная поперечная энергия струи корректируется поправками для эффектов неоднородности в отклике калориметра, для множественности  $p\bar{p}$ -взаимодействий в событии, для адронной шкалы энергий калориметра. Применяются следующие критерии для адронной струи:  $|\eta| < 2.5$  и  $E_T > 15$  ГэВ (DIL-отбор) или  $|\eta| < 2.0$  и  $E_T > 20$  ГэВ (LTRK-отбор).

Еще один критерий отбора, обусловленный сигнатурой дилептонных событий, требует наличия существенной недостающей поперечной энергии  $\cancel{E}_T$  в калориметре. Двумерный вектор недостающей поперечной энергии определяется следующим образом:  $\vec{\cancel{E}}_T = -\sum_i E_T^i \vec{n}_i$ , где  $\vec{n}_i$  - это единичный вектор в азимутальной плоскости, направленный от вершины взаимодействия к центру  $i$ -той башни калориметра. Исходное значение недостающей поперечной энергии считается на этапе предварительной обработки с учетом энерговыделений в калориметре (в области  $|\eta| < 3.6$ ) и с учетом положения вершины взаимодействия. На этапе отбора данная величина уточняется с учетом импульсов найденных в событии мюонов. Еще одна коррекция для  $\cancel{E}_T$  используется, чтобы учесть неоднородный отклик калориметра для адронных струй. Оба отбора применяют требование  $\cancel{E}_T > 25$  ГэВ.

Неоправданно большое  $\cancel{E}_T$  может возникнуть при недооценке (или переоценке) энергии адронной струи или лептона. Чтобы уменьшить фон от таких событий, оба метода применяют условия отбора, требующие разделения по азимутальному углу между направлениями струй (или лептонов) и направлением  $\vec{\cancel{E}}_T$ . В DIL-отборе при  $\cancel{E}_T < 50$  ГэВ требуется, чтобы для всех струй или лептонов  $\Delta\phi > 20^\circ$ , где  $\Delta\phi$  - минимальный азимутальный угол между направ-

лением (или обратным направлением) объекта и  $\vec{E}_T$ . В LTRK-методе  $\Delta\phi > 5^\circ$  для лептонов. Также, если  $E_T < 50$  ГэВ, используется условие  $\Delta\phi > 25^\circ$  для адронных струй.

Один из основных вкладов в фон дают процессы Дрелл-Яна ( $q\bar{q} \rightarrow Z/\gamma^* \rightarrow ee, \mu\mu$ ). Такие события не имеют нейтрино в конечном состоянии, т.е. они могут пройти отбор по  $E_T$  только при недооценке (или переоценке) энергии адронной струи или лептона. Поэтому для уменьшения такого фона применялись дополнительные условия для событий, в которых значение инвариантной массы двух лептонов близко к массе  $Z$ -бозона, а именно, оно находится внутри интервала  $[76, 106]$  ГэВ/ $c^2$ . DIL-метод требует, чтобы значение величины  $JetSign$  для таких событий было бы больше 8. Данная величина определяется следующим образом:

$$JetSign = \frac{E_T}{\sqrt{\sum_j E_T^j \cdot \frac{E_T}{E_T}}} \quad (1)$$

Здесь суммирование проводится по струям, направленным в переднюю полу-сферу от  $\vec{E}_T$ . В отличие от DIL-метода лептон-трек отбор просто ужесточает требование по  $E_T$  для таких событий:  $E_T > 40$  ГэВ.

DIL-метод дополнительно требует, чтобы величина  $H_T$ , равная скалярной сумме  $P_T$  лептонов,  $E_T$  адронных струй и  $E_T$ , была бы больше 200 ГэВ.

Основные фоновые процессы, которые необходимо учитывать при получении физических результатов на этих выборках, - это процессы Дрелл-Яна ( $q\bar{q} \rightarrow Z/\gamma^* \rightarrow ee, \mu\mu, \tau\tau$ ), "ложные" события, а также дибозонное рождение ( $WW, WZ, ZZ$ ). Далее в диссертации кратко охарактеризованы эти процессы.

Сравнение дилептонной и лептон-трек выборок при накопленных данных, соответствующих интегральной светимости  $\sim 350$  пб $^{-1}$ , представлено в таблице 1 [5]. DIL- и LTRK-выборки совместно включают в себя 55 событий, из которых 24 события входят одновременно в обе выборки, что соответствует перекрытию 44%.

**Третья глава** содержит описание используемой методики измерения и детали измерения массы топ-кварка, выполненного на дилептонной выборке. Здесь описываются получение функций плотности вероятности для сигнальных и фоновых событий, тесты процедуры измерения, определенной на основе данных функций, результаты фита данных и оценки возможных систематических погрешностей измерения. Также приводятся краткие описания

	DIL	LTRK
Интегральная светимость	340 пб $^{-1}$	360 пб $^{-1}$
$t\bar{t}$	15.7 $\pm$ 1.3	19.4 $\pm$ 1.4
$q\bar{q} \rightarrow Z/\gamma^* \rightarrow l^+l^-$	5.5 $\pm$ 1.2	8.7 $\pm$ 3.3
"Ложные" события	3.5 $\pm$ 1.4	4.0 $\pm$ 1.2
Дибозоны	1.6 $\pm$ 0.3	2.0 $\pm$ 0.4
Суммарный фон	10.5 $\pm$ 1.9	14.7 $\pm$ 3.6
Ожидаемое число событий	26.2 $\pm$ 2.3	34.1 $\pm$ 3.9
Наблюдаемое число событий	33	46

Таблица 1: Интегральная светимость, ожидаемое содержание сигнальных и фоновых событий, наблюдаемое число событий для дилептонной и лептон-трек выборок. Ожидаемое число сигнальных событий получено в предположении сечения рождения  $t\bar{t}$ -пары равным 6.1 пб и массы топ-кварка равной 178 ГэВ/ $c^2$ .

других существующих методик, сравнение методов между собой, их результаты и общая оценка массы топ-кварка, полученная объединением данных результатов. В конце главы проводится обсуждение результатов.

Само измерение выполняется по методу шаблонов. При использовании некоторых дополнительных предположений проводится кинематическая реконструкция событий с целью получения переменной (оценочной переменной или эстиматора), имеющей наибольшую корреляцию с измеряемой величиной. На основе смулированных событий получают функции, описывающие форму распределения используемой оценочной переменной при различных значениях измеряемой величины для сигнальных событий. Также определяется функция, описывающая форму распределения фоновых событий. Значение измеренной величины соответствует максимуму функции правдоподобия, определяющей вероятность наблюдения экспериментальной выборки на основе полученных функций.

При реконструкции событий с дилептонной сигнатурой мы предполагаем процесс, в котором  $t$ - и  $\bar{t}$ -кварки имеют похожие цепочки распадов:

$$t\bar{t} \rightarrow W^+b + W^-\bar{b} \rightarrow l^+\nu_b + l^-\bar{\nu}_b. \quad (2)$$

Здесь символ  $l$  соответствует электрону или мюону:  $l = e, \mu$ .

Для анализа доступны направления и величины энергий (импульсов) лептонов и струй. Возможно определить двухмерный вектор внекластерной энер-

гии  $(UE^x, UE^y)$ :

$$UE^x \equiv \sum_i E_i \cdot \sin(\theta_i) \cdot \cos(\phi_i) \quad (3)$$

$$UE^y \equiv \sum_i E_i \cdot \sin(\theta_i) \cdot \sin(\phi_i).$$

Здесь суммирование проводится по сегментам калориметра, энерговыделение в которых не связано с идентифицированными в событии лептонами и струями. Запишем вектор недостающей поперечной энергии  $(\mathcal{E}_T^x, \mathcal{E}_T^y)$  следующим образом:

$$\mathcal{E}_T^x \equiv - \sum_l E_l^x - \sum_j E_j^x - UE^x \quad (4)$$

$$\mathcal{E}_T^y \equiv - \sum_l E_l^y - \sum_j E_j^y - UE^y.$$

Индекс  $l$  соответствует лептонам в событии, индекс  $j$  для струй.

Дополнительно при реконструкции событий мы предполагаем, что две струи с наибольшими  $E_T$  соответствуют  $b$ -кваркам от распадов  $t$ - и  $\bar{t}$ -кварков. При этом мы должны брать в расчет оба варианта соотношения  $b$ -кварков и наблюдаемых струй.

Опишем используемый нами для измерения РНИ-метод (Neutrino  $\phi$  Weighting Method). Кинематическая реконструкция событий проходит как поиск минимума  $\chi^2$ -функции. В  $\chi^2$  можно выделить две части:

$$\chi^2 = \chi_{\text{res}}^2 + \chi_{\text{constr}}^2. \quad (5)$$

Первый член связан с экспериментальной информацией:

$$\chi_{\text{res}}^2 = \sum_{l=1}^2 \frac{(P_T^l - \widetilde{P}_T^l)^2}{\sigma_{P_T}^l} + \sum_{j=1}^2 \frac{(P_T^j - \widetilde{P}_T^j)^2}{\sigma_{P_T}^j} + \sum_{i=x,y} \frac{(UE^i - \widetilde{UE}^i)^2}{\sigma_{UE}^i}. \quad (6)$$

Здесь первая сумма по лептонам в событии, вторая по двум струям с наибольшими  $E_T$ . Третья сумма означает суммирование по  $x$  и  $y$  составляющим.  $\sigma_{P_T}^l$ ,  $\sigma_{P_T}^j$  и  $\sigma_{UE}^i$  задают точности измерений. Знаком тильда отмечены измеренные величины. Связи принимаются во внимание в  $\chi_{\text{constr}}^2$ :

$$\chi_{\text{constr}}^2 = \frac{(m_{l_1\nu_1} - M_W)^2}{\Gamma_W^2} + \frac{(m_{l_2\nu_2} - M_W)^2}{\Gamma_W^2} + \frac{(m_{j_1l_1\nu_1} - m_t)^2}{\Gamma_t^2} + \frac{(m_{j_2l_2\nu_2} - m_t)^2}{\Gamma_t^2}. \quad (7)$$

Здесь  $M_W$  равно массе  $W$ -бозона. Константы  $\Gamma_W$  и  $\Gamma_t$  учитывают ширины распадов  $W$  и топ-кварка. Переменная  $m_t$  соотносится с массой топ-кварка.

Из-за наличия двух нейтрино число переменных превышает на единицу число связей. Чтобы сделать возможным фит, нам нужно определить еще как минимум две переменные. Для этого фиксируются значения  $\phi^{\nu_1}$  и  $\phi^{\nu_2}$ . Таким образом, мы уже не можем довольствоваться одним результатом минимизации. Множество возможных значений  $(\phi^{\nu_1}, \phi^{\nu_2})$  определяет множество возможных минимумов (конфигураций), которые нужно брать в расчет. Дополнительную информацию представляет собой значение  $\chi^2$  для конфигурации. Это значение определяет ее правдоподобность и используется для задания веса. При минимизации  $\chi^2$  варьируются следующие переменные:  $m_t$ ,  $p_z^{\nu_1}$ ,  $p_z^{\nu_2}$ ,  $P_T^l$ ,  $P_T^j$ ,  $P_T^{j_1}$ ,  $P_T^{j_2}$ ,  $UE^x$ ,  $UE^y$ . Как легко видеть, три первые переменные являются свободными параметрами, в то время как остальные ограничены связями в  $\chi_{\text{res}}^2$ . Направления вылета лептонов и  $b$ -кварков принимаются равными измеренным и не варьируются.

Достаточно определить множество конфигураций для квадранта  $(0 < \phi^{\nu_1} < \pi, 0 < \phi^{\nu_2} < \pi)$ . Для этого квадрант разбивается на  $12 \times 12$  частей. В каждой части определяется точка, на которой и выполняется минимизация. Таким образом, всего мы получаем 1152 конфигурации  $C_{ijk}$  и соответствующих им  $\chi_{ijk}^2$  ( $i = 1, 12; j = 1, 12; k = 1, 8$ ). Здесь  $C$  определяется как 9-компонентный вектор:

$$C \equiv (m_t, p_z^{\nu_1}, p_z^{\nu_2}, P_T^l, P_T^j, P_T^{j_1}, P_T^{j_2}, UE^x, UE^y). \quad (8)$$

Для каждой точки мы выбираем  $C$  с наименьшим  $\chi^2$ . Т.е. для дальнейшего анализа берутся 144 конфигурации  $C_{ij}$  и соответствующих  $\chi_{ij}^2$  ( $i = 1, 12; j = 1, 12$ ). Каждой из 144 конфигураций присваивается вес согласно ее  $\chi^2$ :

$$w_{ij} \sim \exp(-\chi_{ij}^2/2). \quad (9)$$

При вычислении весов дополнительно требуется, чтобы сумма весов всех конфигураций была равна 1:  $\sum_{ij} w_{ij} = 1$ . Для вычисления оценочной переменной мы будем использовать массы  $m_t^{ij}$ . Возможно переопределить вес для  $m_t^{ij}$ , учитывая насколько данная масса соответствует наиболее вероятному в событии значению:

$$w'_{ij} = \begin{cases} 0 & \mathcal{W}(m_t^{ij}) < \text{DL} \\ w_{ij} & \mathcal{W}(m_t^{ij}) > \text{DL} \end{cases} \quad (10)$$

Здесь  $\mathcal{W}(m_t^{ij})$  – суммарный вес в бине, в который попадает  $m_t^{ij}$ . Уровень дискриминации DL равен 30% от максимального значения  $\mathcal{W}(m_t^{ij})$ . Наши тесты на симулированных событиях показали, что такой выбор для DL наиболее

оптимален по отношению к ожидаемой статистической ошибке. Оценочная переменная  $m_{\text{rec}}$  определяется как среднее взвешенное полученных масс:

$$m_{\text{rec}} = \frac{\sum_{ij} w'_{ij} \cdot m_t^{ij}}{\sum_{ij} w'_{ij}}. \quad (11)$$

Пусть  $f_s(m_{\text{rec}}|M_t, \alpha)$  – функция плотности вероятности для переменной  $m_{\text{rec}}$  в  $t\bar{t}$ -событиях при массе топ-кварка  $M_t$ . Вектор  $\alpha$  есть набор параметров, которые задают  $f_s$ . Аналогично,  $f_b(m_{\text{rec}}|\beta)$  есть функция плотности вероятности  $m_{\text{rec}}$  для фоновых событий, определяемая набором параметров  $\beta$ . Используя симулированные события, мы можем оценить значения наших параметров  $\alpha_0, \beta_0$  вместе с их ковариантными матрицами  $U$  и  $V$ . Задав их, возможно определить функцию правдоподобия  $\mathcal{L}(M_t, n_s, n_b, \alpha, \beta)$  следующим образом:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{shape}} \cdot \mathcal{L}_{\text{backgr}} \cdot \mathcal{L}_{\text{param}}, \quad (12)$$

$$\mathcal{L}_{\text{shape}} = \frac{e^{-(n_s+n_b)} \cdot (n_s+n_b)^N}{N!} \cdot \prod_{n=1}^N \frac{n_s \cdot f_s(m_{\text{rec}}^n|M_t, \alpha) + n_b \cdot f_b(m_{\text{rec}}^n|\beta)}{n_s+n_b}, \quad (13)$$

$$\mathcal{L}_{\text{backgr}} = \exp\left(\frac{-(n_b - n_b^0)^2}{2\sigma_{n_b^0}^2}\right), \quad (14)$$

$$\mathcal{L}_{\text{param}} = \exp\{-0.5[(\alpha - \alpha_0)^T U^{-1}(\alpha - \alpha_0) + (\beta - \beta_0)^T V^{-1}(\beta - \beta_0)]\}. \quad (15)$$

Здесь  $N$  – число событий в экспериментальной выборке,  $n_s$  и  $n_b$  задают ожидаемые количества для сигнальных и фоновых событий. При этом ожидаемое число фоновых событий ( $n_b^0$ ) известно с точностью  $\sigma_{n_b^0}$ .

Таким образом, наиболее вероятная масса топ-кварка  $M_{\text{top}}$  может быть найдена как максимум функции правдоподобия (12). Ошибки измерения  $e^+$  и  $e^-$  оцениваются как величины интервалов справа и слева от  $M_{\text{top}}$ , на которых функция  $-\ln(\mathcal{L})$  увеличивается на 0.5. Заметим, что кроме статистических погрешностей ошибки  $e^+$  и  $e^-$  учитывают неопределенности для  $n_s, n_b, \alpha, \beta$ .

Далее приводятся детали измерения массы топ-кварка, выполненного РНМ-методом на дилептонной выборке [1,2,5,7,8] Здесь описываются получение функций плотности вероятности  $m_{\text{rec}}$  для сигнальных и фоновых событий, тесты процедуры измерения, определенной на основе данных функций, результаты фита данных для выборки при интегральной светимости  $340 \text{ пб}^{-1}$  и оценки возможных систематических погрешностей измерения.

Результаты фита данных приведены в таблице 2. Экспериментальное распределение оценочной переменной  $m_{\text{rec}}$  и вид полученной функции правдоподобия показаны на рисунке 2.

Систематическая ошибка при измерении возникает из-за неопределенностей формы сигнальных и фоновых распределений. Данные неопределенности в свою очередь являются следствием погрешностей параметров, используемых при генерации наборов симулированных событий. Другой причиной могут быть неправильные предположения заложенные при моделировании некоторых процессов из-за недостаточного их понимания.

Нами была выполнена оценка чувствительности измерения к влиянию имеющихся в моделировании неопределенностей. Для этого использовалась следующая процедура. При генерации набора симулированных событий изменялся соответствующий параметр на одно стандартное отклонение в большую или меньшую сторону, или вводилось альтернативное предположение. На основе данного набора получалось распределение  $m_{\text{rec}}$ , соответствующее новому значению параметра или новой гипотезе. Оно бралось для генерации событий в псевдоэкспериментах, измерение массы в которых проводилось с нашей функцией правдоподобия  $\mathcal{L}$ . Разница между медианами распределений восстановленных масс для случаев измененного параметра (альтернативной гипотезы) и его принятого значения (основной гипотезы) бралась для оценки влияния на измерение данной погрешности. Оценки возможных систематических погрешностей представлены в таблице 3. Наша оценка для значения общей систематической погрешности измерения составила  $4.0 \text{ ГэВ}/c^2$  (квадратичная сумма значений в табл. 3).

Таким образом, применяя РНМ-метод к дилептонной выборке эксперимента CDF, была измерена масса топ-кварка. Результат составил (интегральная светимость  $340 \text{ пб}^{-1}$ ):

$$M_{\text{top}} = 169.7_{-9.0}^{+8.9} \text{ (стат.)} \pm 4.0 \text{ (сист.) ГэВ}/c^2 = 169.7 \pm 9.8 \text{ ГэВ}/c^2.$$

Наличие нескольких эффективных методик измерения открывает дополнительные возможности перед экспериментаторами. Прежде всего, проверка на совместимость результатов, полученных разными методами, обеспечивает большую достоверность измерения. Кроме этого, комбинируя результаты, можно получить гораздо лучшую оценку измеряемой величины, чем это может сделать любой отдельно взятый метод. Измеренная РНМ-методом масса топ-кварка использовалась в объединении со значениями, полученными двумя другими методами [5]: NWA (Neutrino  $\eta$  Weighting Method) и KIN (Full



Выборка	
Число событий	33
Ожидаемое число фоновых событий, $n_b^{\text{exp}}$	$10.5 \pm 1.9$
Результаты фита данных	
Число сигнальных событий, $n_s$	$24.4 \pm 5.9$
Число фоновых событий, $n_b$	$10.0 \pm 1.9$
Масса топ-кварка, $M_{\text{top}}$	$169.7^{+8.9}_{-9.0}$

Таблица 2: Характеристики экспериментальной выборки и результаты фита данных.

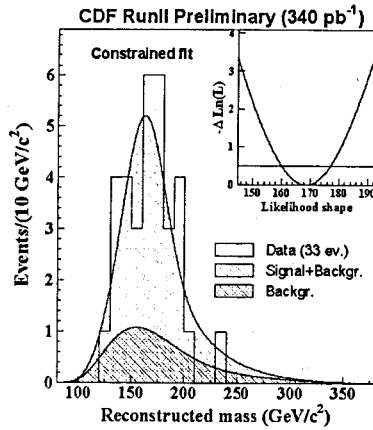


Рис. 2: Фит данных. Гистограмма показывает распределение оценочной переменной  $m_{\text{rec}}$  для 33-х событий дилептонной выборки. Заштрихованные области соответствуют перенормированным на число событий (см. таб. 2) функциям плотности вероятности величины  $m_{\text{rec}}$  для фона и суммы сигнала и фона. Во вставке показана зависимость функции  $-\ln(\mathcal{L}/\mathcal{L}_{\text{max}})$  от массы топ-кварка. Измеренная масса  $M_{\text{top}}$  соответствует минимуму данной функции. Ошибки измерения  $e^+$  и  $e^-$  оцениваются как величины интервалов справа и слева от  $M_{\text{top}}$ , на которых функция  $-\ln(\mathcal{L}/\mathcal{L}_{\text{max}})$  увеличивается на 0.5.

Параметр (процесс)	Ошибка в результате (ГэВ/ $c^2$ )
Шкала энергий для струй	3.5
Шкала энергий для $b$ -струй	0.7
Генератор событий	0.7
Структурные функции	0.6
Излучение в начальном состоянии	0.6
Излучение в конечном состоянии	0.4
Форма шаблона фона	1.5
<b>Всего</b>	<b>4.0</b>

Таблица 3: Чувствительность результата измерения к погрешностям используемых параметров (предположений).

Kinematic Analysis). NWA-метод применялся на LTRK-выборке событий (интегральная светимость  $360 \text{ pb}^{-1}$ ), в то время как KIN-метод использовался на DIL-выборке (интегральная светимость  $340 \text{ pb}^{-1}$ ). Далее в диссертации приводятся краткие описания этих методик, сравнение методов между собой, полученные с их помощью результаты и результат объединения. В результате объединения измерений, выполненных NWA-, KIN- и PHI-методами на DIL- и LTRK-выборках (см. таб. 4), получена следующая оценка для массы топ-кварка:

$$M_{\text{top}} = 170.1 \pm 6.0 \text{ (стат.)} \pm 4.1 \text{ (сист.)} \text{ ГэВ}/c^2 = 170.1 \pm 7.3 \text{ ГэВ}/c^2.$$

Метод	Результат (ГэВ/ $c^2$ )	Корреляция			Вес
		NWA	KIN	PHI	
NWA	$170.7^{+6.9}_{-6.5}$ (стат.) $\pm 4.6$ (сист.)	1.00 (1.00)	0.14 (0.32)	0.25 (0.40)	47%
KIN	$169.5^{+7.7}_{-7.2}$ (стат.) $\pm 4.0$ (сист.)		1.00 (1.00)	0.35 (0.46)	38%
PHI	$169.7^{+8.9}_{-9.0}$ (стат.) $\pm 4.0$ (сист.)			1.00 (1.00)	15%

Таблица 4: Значения массы топ-кварка, полученные NWA-, KIN- и PHI-методами, статистические (общие) корреляции между ними и веса данных значений в комбинации.

Данный результат превосходит по точности предыдущие оценки, полученные на дилептонных событиях в Run I:  $167.4 \pm 10.3$  (стат.)  $\pm 4.8$  (сист.) ГэВ/ $c^2$  (CDF, Phys. Rev. Lett. 82, 271 (1999)) и  $168.4 \pm 12.3$  (стат.)  $\pm 3.6$  (сист.) ГэВ/ $c^2$  (DØ, Phys. Rev. Lett. 80, 2063 (1998)).

Сравним наш результат с оценкой массы топ-кварка от наиболее точного при том же уровне накопленных данных измерения, выполненного в лептон-струи канале на CDF при интегральной светимости  $318 \text{ pb}^{-1}$ :  $M_{\text{top}} =$

173.5 $^{+3.7}_{-3.6}$  (стат.)  $\pm 1.3$  (сист.) ГэВ/ $c^2$  (Phys. Rev. Lett. 96, 022004 (2006)). Совпадение в пределах ошибок оценок массы топ-кварка, полученных в разных каналах, позволяет сделать важный вывод о согласии со Стандартной Моделью состава исследуемых выборок и об отсутствии признаков новой физики. Вместе с тем необходимо отметить довольно большие ошибки измерений, наибольшей из которых является статистическая ошибка результата в дилептонном канале. При накоплении большего числа данных в Run II возможно проверить согласие со Стандартной Моделью на новом уровне точности.

**В четвертой главе** описываются результаты исследований вариантов развития РНИ-метода. На основе этих исследований была предложена модификация метода, позволившая уменьшить на  $\sim 20\%$  по сравнению с предыдущей методикой ожидаемую статистическую ошибку измерений. Данное улучшение было достигнуто путем учета в  $\chi^2$ -функционале, используемом при вычислении оценочной переменной, зависимости ширины распада топ-кварка от его массы. Модифицированный РНИ-метод был успешно применен для измерения массы топ-кварка на лептон-трек выборке (интегральная светимость 2.9 фб $^{-1}$ ). Данная глава также содержит детали этого измерения. В конце главы проводится обсуждение полученных результатов.

Ширина распада топ-кварка принималась постоянной величиной в (7), и, таким образом, ее зависимость от массы не использовалась при вычислении оценочной переменной. Нами исследовалось, насколько учет данной зависимости может улучшить точность измерения. Для описания распадов  $W$ -бозонов и топ-кварков в  $\chi^2_{\text{constr}}$  были взяты распределения Брейта-Вигнера:

$$\chi^2_{\text{constr}} = -2 \cdot \ln[\mathcal{P}_{\text{BW}}(m_{t_1\nu_1}|M_W, \Gamma_W)] - 2 \cdot \ln[\mathcal{P}_{\text{BW}}(m_{t_2\nu_2}|M_W, \Gamma_W)] - 2 \cdot \ln[\mathcal{P}_{\text{BW}}(m_{j_1t_1\nu_1}|m_t, \Gamma_t)] - 2 \cdot \ln[\mathcal{P}_{\text{BW}}(m_{j_2t_2\nu_2}|m_t, \Gamma_t)]. \quad (16)$$

Здесь  $\mathcal{P}_{\text{BW}}$  – релятивистское распределение Брейта-Вигнера:

$$\mathcal{P}_{\text{BW}}(m_{\text{inv}}|M, \Gamma) \sim \frac{1}{(m_{\text{inv}}^2 - M^2)^2 + M^2\Gamma^2}. \quad (17)$$

При этом  $\Gamma_t$  является функцией  $m_t$ :

$$\Gamma_t(m_t) = \frac{G_F}{8\sqrt{2}\pi} m_t^3 \left(1 - \frac{M_W^2}{m_t^2}\right)^2 \left(1 + 2\frac{M_W^2}{m_t^2}\right), \quad (18)$$

где  $G_F$  – константа Ферми. Поскольку  $m_t$  и  $\Gamma_t$  переменные в  $\chi^2_{\text{constr}}$ , мы не можем опустить нормировочный член для (17) при вычислении относящихся

к распадам топ-кварков 3-его и 4-ого слагаемых в (16). Условие нормировки задается следующим образом:

$$\int \mathcal{P}_{\text{BW}}(m_{\text{inv}}|M, \Gamma) \cdot dm_{\text{inv}} = \text{Const}. \quad (19)$$

Отсюда можно получить следующее выражение для  $\mathcal{P}_{\text{BW}}$ :

$$\mathcal{P}_{\text{BW}}(m_{\text{inv}}|M, \Gamma) = \frac{M^2\Gamma}{(m_{\text{inv}}^2 - M^2)^2 + M^2\Gamma^2}. \quad (20)$$

Такое распределение делает меньшие  $m_t$  более предпочтительными при фите. Также рассмотрим здесь другое выражение для  $\mathcal{P}_{\text{BW}}$ , при котором такое влияние на фит исключается:

$$\mathcal{P}_{\text{BW}}(m_{\text{inv}}|M, \Gamma) = \frac{M^2\Gamma^2}{(m_{\text{inv}}^2 - M^2)^2 + M^2\Gamma^2}. \quad (21)$$

Определив два выражения для  $\mathcal{P}_{\text{BW}}$ , мы получили два возможных  $\chi^2$  (5) с переопределенным согласно (16)  $\chi^2_{\text{constr}}$ . Наш  $\chi^2$  с  $\mathcal{P}_{\text{BW}}$  как в (20) будем обозначать  $\chi_a^2$ . Для  $\chi^2$  с  $\mathcal{P}_{\text{BW}}$  как в (21) используем символ  $\chi_b^2$ . Очевидно соотношение:

$$\chi_a^2 = \chi_b^2 + 4 \cdot \ln(\Gamma_t) + 4 \cdot \ln(\Gamma_W). \quad (22)$$

Заметим, что в случае  $\chi_a^2$  результат фита соответствует наиболее вероятному конечному состоянию частиц, которое может быть представлено в виде точки 9-мерного фазового пространства варьируемых переменных. Лучшей оценкой для массы топ-кварка должна быть наиболее вероятная масса, которую можно определить как максимум следующей функции:

$$\mathcal{P}(m_t) = \int \exp[-0.5 \cdot \chi_a^2] \cdot dp_z^{\nu_1} dp_z^{\nu_2} dP_T^{\nu_1} dP_T^{\nu_2} dP_T^{\nu_1} dP_T^{\nu_2} dU E^x dU E^y. \quad (23)$$

Минимизируя  $\chi_b^2$ , мы получаем конфигурации с массой  $m_t$  близкой к наиболее вероятной массе. Это происходит из-за наличия дополнительного по сравнению с  $\chi_a^2$  слагаемого  $-4 \cdot \ln(\Gamma_t)$ . В то же время стоило бы ожидать, что  $\chi_a^2$  окажется более эффективным при отборе и взвешивании конфигураций, т.к. здесь мы должны учитывать вероятности полученных конечных состояний.

Мы сравнили четыре стратегии получения, отбора и взвешивания конфигураций. Одна из них в точности повторяет исходную методiku, три остальные представляют собой варианты с модифицированным  $\chi^2$  (см. табл. 5).

Ожидаемая статистическая ошибка, полученная из большого числа псевдо-экспериментов, использовалась для определения лучшей стратегии. Полученные значения при различных исходных массах топ-кварка для исследуемых стратегий фита, отбора и взвешивания конфигураций показаны на рис. 3. Как это видно из рисунка, наиболее оптимальная стратегия соответствует варианту, обозначенному как "Case C" в табл. 5. В этом случае мы можем ожидать улучшение около 20% для статистической ошибки измерения по сравнению с используемым ранее подходом ("Case 0" в табл. 5). Исходя из этого, нами был взят вариант "Case C" для приложения к экспериментальным данным в измерении массы топ-кварка.

№	Вариант Обозначение	Используемый $\chi^2$	
		при фите	при отборе и взвешивании
1	Case 0	как в главе 3	
2	Case A	$\chi_b^2$	$\chi_b^2$
3	Case B	$\chi_a^2$	$\chi_a^2$
4	Case C	$\chi_b^2$	$\chi_a^2$

Таблица 5: Рассматриваемые варианты получения, отбора и взвешивания конфигураций.

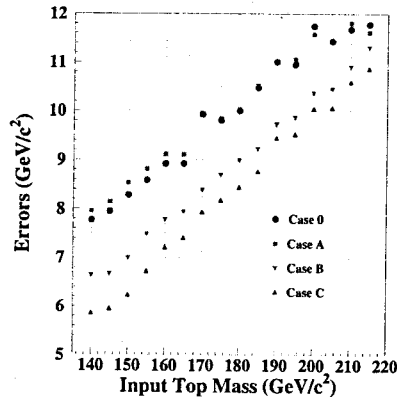


Рис. 3: Ожидаемая статистическая ошибка при различных исходных массах топ-кварка для 4-х стратегий фита, отбора и взвешивания конфигураций (см. табл. 5).

Отдельный раздел четвертой главы посвящен исследованию возможности улучшить разрешение метода путем введения для  $b$ -кварков специальных

трансфер-функций, позволяющих детально описать связь наблюдаемых и переменных на партоном уровне. Показано, использование трансфер-функций не приводит к ощутимому улучшению в разрешении метода. Наблюдалось только небольшое ( $\sim 1\%$ ) уменьшение величины ожидаемой статистической ошибки.

Далее приводятся детали измерения массы топ-кварка, выполненного модифицированным РНІ-методом на лептон-трек выборке (интегральная светимость  $2.9 \text{ fb}^{-1}$ ) [3,4,10,11,12]. Здесь описываются получение функций плотности вероятности для сигнальных и фоновых событий, тесты процедуры измерения, определенной на основе данных функций, результаты фита данных и оценки возможных систематических погрешностей измерения. Результаты измерения приведены в таблице 6. Экспериментальное распределение оценочной переменной  $m_{\text{rec}}$  и вид полученной функции правдоподобия показаны на рисунке 4. Оценки возможных систематических погрешностей представлены в таблице 7. Таким образом, применяя модифицированный РНІ-метод к лептон-трек выборке эксперимента CDF, была измерена масса топ-кварка. Результат составил (интегральная светимость  $2.9 \text{ fb}^{-1}$ ):

$$M_{\text{top}} = 165.5_{-3.3}^{+3.4} \text{ (стат.)} \pm 3.1 \text{ (сист.)} \text{ ГэВ}/c^2 = 165.5_{-4.5}^{+4.6} \text{ ГэВ}/c^2.$$

По сравнению с предыдущим измерением на лептон-трек выборке ( $M_{\text{top}} = 170.7_{-6.5}^{+6.9} \text{ (стат.)} \pm 4.6 \text{ (сист.)} \text{ ГэВ}/c^2$ , см. таб. 4) данный результат получен на значительно большей статистике и существенно превосходит его по точности. Полученное значение массы топ-кварка согласуется с результатами других исследований дилептонных событий в экспериментах CDF и DØ. Сравнение измеренной величины с оценками, полученными в других каналах, не показывает какого-либо статистически значимого отклонения, что позволяет сделать заключение о согласии данных со Стандартной Моделью и об отсутствии признаков новой физики.

**Заключение** содержит основные результаты диссертационной работы:

1. Создано программное обеспечение, позволившее применить в Run II РНІ-метод для измерения массы топ-кварка на дилептонной выборке эксперимента CDF. А именно, подготовлен комплекс программ, осуществляющих отбор, кинематический фит событий и вычисляющих оценочную переменную  $m_{\text{rec}}$ . Проведен ряд исследований, позволивший оптимизировать методику измерения: найден вид наиболее эффективной функции правдоподобия и определен наилучший способ получения оценочной переменной из результатов кинематического фита.

Выборка	
Число событий	328
Ожидаемое число фоновых событий, $n_b^{\text{exp}}$	$145.0 \pm 17.3$
Результаты фита данных	
Число сигнальных событий, $n_s$	$181.4^{+21.9}_{-21.3}$
Число фоновых событий, $n_b$	$146.1^{+15.1}_{-15.0}$
Масса топ-кварка, $M_{\text{top}}$	$165.5^{+3.4}_{-3.3}$

Таблица 6: Измерение массы топ-кварка модифицированным РНІ-методом на лептон-трек выборке. Характеристики экспериментальной выборки и результаты фита данных.

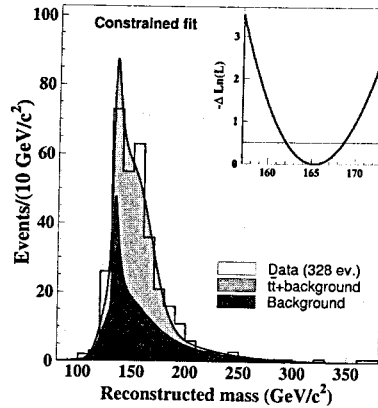


Рис. 4: Измерение массы топ-кварка модифицированным РНІ-методом на лептон-трек выборке. Фит данных. Гистограмма показывает распределение оценочной переменной  $m_{\text{rec}}$  для событий лептон-трек выборки. Закрашенные области соответствуют перенормированным на число событий (см. таб. 6) функциям плотности вероятности величины  $m_{\text{rec}}$  для фона и суммы сигнала и фона. Во вставке показана зависимость функции  $-\ln(\mathcal{L}/\mathcal{L}_{\text{max}})$  от массы топ-кварка. Измеренная масса  $M_{\text{top}}$  соответствует минимуму данной функции. Ошибки измерения  $e^+$  и  $e^-$  оцениваются как величины интервалов справа и слева от  $M_{\text{top}}$ , на которых функция  $-\ln(\mathcal{L}/\mathcal{L}_{\text{max}})$  увеличивается на 0.5.

Параметр (процесс)	Ошибка в результате (ГэВ/ $c^2$ )
Шкала энергий для струй	2.9
Шкала энергий для $b$ -струй	0.4
Шкала энергий для лептонов	0.3
Генератор событий	0.2
Излучение в начальном и конечном состояниях	0.2
Структурные функции	0.3
Профиль светимости	0.2
Структура фона	0.5
Форма шаблона "ложных" событий	0.4
Форма шаблона процессов Дрелл-Яна	0.3
<b>Всего</b>	<b>3.1</b>

Таблица 7: Измерение массы топ-кварка модифицированным РНІ-методом на лептон-трек выборке. Чувствительность результата измерения к погрешностям используемых параметров (предположений).

2. Впервые в Run II на CDF совместно с коллегами измерена на дилептонных событиях масса топ-кварка. Результат при интегральной светимости  $340 \text{ pb}^{-1}$  составил:

$$M_{\text{top}} = 170.1 \pm 6.0 \text{ (стат.)} \pm 4.1 \text{ (сист.) ГэВ}/c^2 = 170.1 \pm 7.3 \text{ ГэВ}/c^2.$$

3. Проведено исследование различных вариантов модификации основанной на кинематическом фите процедуры определения оценочной переменной. Показано, что учет зависимости ширины распада топ-кварка от его массы позволяет уменьшить примерно на 20% ожидаемую статистическую ошибку измерения. На основе проведенных исследований предложена модификация РНІ-метода.
4. Впервые при современном уровне накопленных данных измерена масса топ-кварка на лептон-трек выборке эксперимента CDF. Результат, полученный с помощью модифицированного РНІ-метода при интегральной светимости  $2.9 \text{ fb}^{-1}$ , составил

$$M_{\text{top}} = 165.5^{+3.4}_{-3.3} \text{ (стат.)} \pm 3.1 \text{ (сист.) ГэВ}/c^2 = 165.5^{+4.6}_{-4.5} \text{ ГэВ}/c^2.$$

Основные результаты диссертации опубликованы в работах:

1. G. Velev, D. Acosta ..., I. Suslov *et al.* (CDF and DØ Collaborations), *Top Mass Measurements at the Tevatron Run II*, Pub. Proceedings 19th

- Rencontres de Physique De La Vallee D'Aoste "Results and Perspectives in Particle Physics", La Thuile, Aosta Valley, Italy, February 27-March 5, 2005, FERMILAB-CONF-05-390-E; e-Print: hep-ex/0510007.
2. T. Mäki, D. Acosta ..., I. Suslov *et al.* (CDF and DØ Collaborations), *Measurement of the Top Quark Mass in the Dilepton Channel at CDF and DØ*, Published Proceedings Particles and Nuclei International Conference (PANIC 05), Santa Fe, New Mexico, October 24-28, 2005, FERMILAB-CONF-05-578-E; Editors Peter D. Barnes *et al.*, AIP conference proceedings **842** 625-627 (2006), ISBN 0-7354-0338-4.
  3. B. Jayatilaka, T. Aaltonen ..., I. Suslov *et al.* (CDF and DØ Collaborations), *Top quark mass in dilepton and all jets channels*, Published Proceedings 34th International Conference on High Energy Physics (ICHEP 08), Philadelphia, Pennsylvania, Jul 30 - Aug 5, 2008, FERMILAB-CONF-08-492; e-Print: arXiv:0810.3678 [hep-ex].
  4. C. Vellidis, T. Aaltonen ..., I. Suslov *et al.* (CDF Collaboration), *Top quark mass: Latest CDF results, Tevatron combination and electroweak implications*, Presented at Meeting of the Division of Particles and Fields of the American Physical Society (DPF 2009), Detroit, Michigan, 26-31 Jul 2009, FERMILAB-CONF-09-529-E, Oct 2009; e-Print: arXiv:0910.3392 [hep-ex].
  5. A. Abulencia, D. Acosta ..., I. Suslov *et al.* (CDF Collaboration), *Measurement of the Top Quark Mass using Template Methods on Dilepton Events in  $p\bar{p}$  Collisions at  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV*, Phys. Rev. D **73**, 112006 (2006).
  6. J.A. Budagov, V.V. Glagolev, I.A. Suslov, *Review of the top quark mass measurement at the CDF in  $p\bar{p}$  collisions at  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV*, Phys. Part. Nucl. V.38, P.384-405 (2007).
  7. G. Bellettini, J. Budagov ..., I. Suslov *et al.* (On behalf of the CDF Collaboration), *Measurement of the top quark mass using the MINUIT fitter in dilepton events at CDF*, JINR Commun. E1-2005-18, Dubna, 2005; G. Bellettini, J. Budagov ..., I. Suslov *et al.*, *Measurement of the Top Quark Mass using the Minuit Fitter in Dilepton Events at CDF*, CDF note 7239, CDF (2004); G. Bellettini, J. Budagov ..., I. Suslov *et al.*, *Summer 2004 Top Mass Measurement in Dilepton Events using MINUIT Fitter*, CDF note 7093, CDF (2004).
  8. G. Bellettini, J. Budagov ..., I. Suslov *et al.* (On behalf of the CDF Collaboration), *Measurement of the Top Quark Mass using Neutrino  $\phi$  Weighting Method in Dilepton Events at CDF*, JINR Commun. E1-2005-129, Dubna, 2005; G. Bellettini, J. Budagov ..., I. Suslov *et al.*, *Measurement of the Top Quark Mass using Neutrino  $\phi$  Weighting Method in Dilepton Events at CDF*, CDF note 7759, CDF (2005); G. Bellettini, J. Budagov ..., I. Suslov *et al.*, *Top Mass Measurement in Dilepton Events Using Neutrino  $\phi$  Weighting Method*, CDF note 7641, CDF (2005).
  9. Дж. Беллеттини, Ю.А. Будагов, Г.В. Велев, В.В. Глаголев, И.А. Суслов, М. Тривато, Г.А. Члачидзе, *Кинематический фит дилептонных событий при измерении массы топ-кварка методом шаблонов*, Письма в ЭЧАЯ. 2009. Т.6. N6(155). С.778-797.
  10. T. Aaltonen, J. Adelman ..., I. Suslov *et al.* (CDF Collaboration), *Measurement of the Top Quark Mass at CDF using the "neutrino  $\phi$  weighting" Template Method on a Lepton Plus Isolated Track Sample*, Phys. Rev. D **79**, 072005 (2009).
  11. G. Bellettini, J. Budagov ..., I. Suslov *et al.* (On behalf of the CDF Collaboration), *Top Quark Mass Measurement in the  $2.9$  fb $^{-1}$  Tight Lepton and Isolated Track Sample Using Neutrino  $\phi$  Weighting Method*, JINR Commun. E1-2008-173, Dubna, 2008; G. Bellettini, J. Budagov ..., I. Suslov *et al.*, *Top Quark Mass Measurement in the  $2.9$  fb $^{-1}$  Tight Lepton and Isolated Track Sample Using Neutrino  $\phi$  Weighting Method*, CDF note 9456, CDF (2008); G. Bellettini, J. Budagov ..., I. Suslov *et al.*, *Top Quark Mass Measurement in the  $2.9$  fb $^{-1}$  Tight Lepton and Isolated Track Sample*, CDF note 9433, CDF (2008).
  12. G. Bellettini, J. Budagov ..., I. Suslov *et al.* (On behalf of the CDF Collaboration), *Top Quark Mass Measurement in the  $2.1$  fb $^{-1}$  Tight Lepton and Isolated Track Sample Using Neutrino  $\phi$  Weighting Method*, JINR Commun. E1-2008-7, Dubna, 2008; G. Bellettini, J. Budagov ..., I. Suslov *et al.*, *Top Quark Mass Measurement in the  $2.1$  fb $^{-1}$  Tight Lepton and Isolated Track Sample Using Neutrino  $\phi$  Weighting Method*, CDF note 9133, CDF (2007); G. Bellettini, J. Budagov ..., I. Suslov *et al.*, *Top Quark Mass Measurement in the  $2.1$  fb $^{-1}$  Tight Lepton and Isolated Track Sample*, CDF note 9048, CDF (2007).