



Государственный научный центр Российской Федерации –
Институт физики высоких энергий
Национального исследовательского центра
«Курчатовский институт»

На правах рукописи

2014–5

Разумов Иван Александрович

**Прецизионное измерение массы топ-кварка в
эксперименте DØ**

01.04.23 — физика высоких энергий

Автореферат
диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико–математических наук

Протвино 2014

УДК 539.1.07

Работа выполнена в ФГБУ ГНЦ ИФВЭ НИЦ «Курчатовский институт» (г. Протвино).

Научный руководитель – академик РАН, доктор физико-математических наук С.П. Денисов.

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук Семенов Сергей Владимирович (ФГБУ ГНЦ РФ - ИТЭФ НИЦ «Курчатовский институт» им. А.И. Алиханова (г. Москва)), кандидат физико-математических наук Сомов Сергей Всеволодович (Кафедра экспериментальной ядерной физики и космофизики, Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»).

Ведущая организация – НИИЯФ МГУ им. Д.В.Скобелева, г. Москва

Защита диссертации состоится “_____” _____ 2014 г. в _____ часов на заседании диссертационного совета Д 201.004.01 при ФГБУ ГНЦ ИФВЭ НИЦ «Курчатовский институт» по адресу: 142281, Московская область, г. Протвино, площадь Науки, дом 1.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ФГБУ ГНЦ ИФВЭ НИЦ "Курчатовский институт" .

Автореферат разослан “_____” _____ 2014 г.

Ученый секретарь

диссертационного совета Д 201.004.01

Ю. Г. Рябов

© Государственный научный центр Российской Федерации –
Институт физики высоких энергий
НИЦ «Курчатовский институт», 2014

Общая характеристика работы

Актуальность работы.

Открытие топ-кварка в 1995 году подтвердило существование шести кварков в трёх поколениях фермионов, предсказанных Стандартной моделью (СМ) взаимодействия элементарных частиц. Из-за большой массы топ-кварка m_t время его жизни ($\sim 3 \times 10^{-25}$ с) много меньше характерного времени адронизации кварков. Поэтому в эксперименте непосредственно измеряются характеристики топ-кварка, в том числе его масса. Большая масса топ-кварка, соответствующая коэффициенту взаимодействия Юкавы с бозоном Хиггса, равному единице (в пределах погрешности измерения) позволяет предположить особую роль топ-кварка в нарушении электрослабой симметрии. Неудивительно, что измерения массы топ-кварка привлекают повышенное внимание. Значение m_t используется для проверки самосогласованности Стандартной модели, а также для получения ограничений на параметры расширений СМ.

Среднемировая статистическая ошибка значения m_t составляет 0.4%, и точность измерения массы t -кварка определяется, в основном, систематическими погрешностями, наибольший вклад в которые дают неопределённости в калибровке энергии струй и моделировании образования $t\bar{t}$ -пар методом Монте-Карло. Представленные в диссертации результаты измерения m_t выполнены при энергии $\sqrt{s} = 1.96$ ТэВ в системе центра масс с использованием статистики $p\bar{p}$ столкновений, набранной на установке DØ ускорителя Тэватрон в лаборатории имени Ферми (США) в ходе сеанса Run II и соответствующей интегральной светимости 9.7 фб^{-1} . В данной работе рассматриваются только события $t\bar{t} \rightarrow W^+W^-b\bar{b}$ с распадом одного из W -бозонов по каналу $W \rightarrow l\nu_l$, а другого — по каналу $W \rightarrow q\bar{q}'$. Распады четырёх кварков ($b\bar{b}q\bar{q}'$) приводят к образованию адронных

струй. Такой канал распада называется полуплептонным ($\ell + \text{jets}$) и характеризуется наличием одного изолированного энергичного электрона или мюона из распада $W \rightarrow \ell\nu$, дисбалансом поперечного импульса от вылетевшего нейтрино и четырьмя или более струями от эволюции двух b -кварков и двух других кварков из распада $W \rightarrow q\bar{q}'$.

Практическая ценность работы

Полученный результат по массе топ-кварка может быть использован при планировании экспериментов на ЛНС, связанных с рождением t -кварка, а также для проверки современных теоретических моделей элементарных частиц. Прецизионное измерение значения массы m_t существенно для планирования экспериментов на будущих коллайдерах высоких энергий.

Целью диссертационной работы является определение величины массы топ-кварка с использованием статистики 9.7 фб^{-1} , набранной в $p\bar{p}$ -соударениях на установке DØ.

Научная новизна

Это измерение является продолжением предыдущего [1], выполненного на статистике, соответствующей интегральной светимости 3.6 фб^{-1} , в котором было получено значение массы топ-кварка, равное $174.94 \pm 1.14(\text{стат}) \pm 0.96(\text{сист}) \text{ ГэВ}/c^2$. Помимо увеличения выборки данных, приведшей к уменьшению статистической составляющей ошибки, была улучшена оценка некоторых компонентов систематической погрешности за счёт использования улучшенной калибровки детектора и последних результатов в области моделирования процессов с участием $t\bar{t}$.

Полученное в диссертационной работе значение массы топ-кварка является наиболее точным измерением в одном эксперименте (по состоянию на апрель 2014 года). Погрешность этого измерения равна погрешности среднемирового значения массы топ-кварка.

Личный вклад автора

Автор принимал участие на всех стадиях эксперимента: от набора статистики, где автор отвечал за систему приёма данных и контроля их качества, а также за работу калориметров и мюонной системы, до анализа и обработки экспериментальных данных.

В рамках данного анализа автором, в частности, были получены

новые значения диапазона изменения параметра `ktfac` Монте-Карло генератора ALPGEN, регулирующего излучение из начального и конечного состояний, необходимого для описания поведения излучения в данных. Это позволило снизить вклад этой ошибки в результат измерения с $0.26 \text{ ГэВ}/c^2$ до $0.09 \text{ ГэВ}/c^2$

Также были исследованы способы ускорения численного интегрирования методом Монте-Карло, а именно применение квазислучайных чисел вместо псевдослучайных, что позволило ускорить вычисления на два порядка. Это, в свою очередь, дало возможность использовать выборки большего объёма для проведения ансамблевого тестирования, и, как следствие, сократить величины соответствующих систематических ошибок.

При участии автора было проведено исследование влияния различных моделей адронизации и сопутствующих событий, а также моделирования рекомбинации цвета на измеряемую массу.

Публикации.

Основные результаты по теме диссертации изложены в 4 печатных изданиях [1, 2, 5, 6], две из них — статьи в рецензируемом журнале, включенном в список ВАК.

Структура и объём диссертации.

Диссертационная работа изложена на 87 страницах и состоит из введения, трёх глав и заключения. Работа включает в себя 33 рисунка, 7 таблиц и список литературы из 76 наименований.

Краткое содержание работы

Во введении изложены актуальность работы, её цели, новизна и практическая ценность.

В первой главе диссертации дано описание установки DØ (§§1.1 – 1.7). В §1.8 описана триггерная система установки.

Установка DØ— это многоцелевой детектор, разработанный для изучения протон-антипротонных столкновений с энергией 2.0 ТэВ в системе центра масс на коллайдере Тэватрон в лаборатории имени Ферми. Установка состоит из нескольких субдетекторов и охватывает почти полный телесный угол вокруг точки столкновения. На рис. 1 показана схема установки. Ближе всего к точке столкновения находится центральная трековая система, задача которой состоит в определении траекторий и импульсов заряженных частиц, образующихся в $p\bar{p}$ -взаимодействиях. Она находится в соленоидальном магнитном поле с индукцией 2 Тл. За соленоидом расположены сцинтилляционный предливневый детектор для определения вершины электромагнитного ливня и адронный и электромагнитный калориметры, позволяющие измерять энергию частиц. Внешним слоем является детектор, предназначенный для регистрации и идентификации мюонов.

Каждую секунду в установке DØ происходит около 2.5 миллиона $p\bar{p}$ взаимодействий, что, с учётом среднего размера одного события порядка 250 Кбайт, даёт поток информации около 600 Гбайт/сек. Запись такого объёма данных представляет сложную задачу. Но это и не нужно делать, так как только малая часть событий глубоко-неупругого рассеяния представляет основной интерес. Для отбора таких событий и предназначена триггерная система.

В эксперименте DØ используется трёхуровневый триггер. Каждый последующий уровень имеет больше времени на принятие решения, чем предыдущий, что позволяет использовать в нём более сложные алгоритмы обработки.

Первый уровень триггера (L1) — полностью аппаратный, это обеспечивает высокую быстроту принятия решений. Каждый триггер первого уровня обрабатывает данные с соответствующего субдетек-

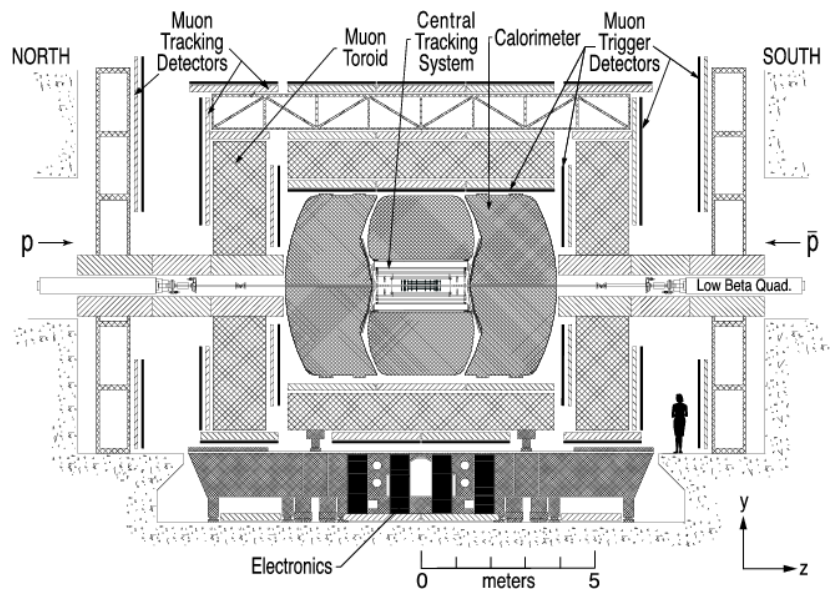


Рис. 1: Схема установки DØ (вид сбоку).

тора, а затем собирает результат и передаёт его в L1 framework (L1FW). L1FW принимает решение о дальнейшей судьбе события - продолжить его анализ или перейти к следующему. Триггер L1 позволяет уменьшить поток событий в 1000 раз — с 2.5 МГц до примерно 2.5 кГц.

Если событие принято триггером L1, оно оцифровывается и сохраняется в одном из 16 буферов триггера второго уровня (L2). Затем кинематика события восстанавливается с большей точностью путём комбинирования данных с различных субдетекторов. Триггер второго уровня также аппаратный, он уменьшает скорость счёта до ~ 1 кГц.

Триггер третьего уровня (L3) — программный, выполняется на «ферме» компьютеров под управлением ОС Linux. Каждое событие частично восстанавливается на одном из узлов «фермы», который принимает решение о записи события на ленту для последующей offline-обработки. В выработке решения могут использоваться сложные переменные, например, недостающая поперечная энергия или вероятность b -мечения. L3 уменьшает поток событий примерно в 20 раз до уровня 50 Гц.

Вторая глава содержит описание данных, использованных в этой диссертации, методов и результатов их анализа.

В §2.1 приведён краткий обзор физики топ-кварка. В §2.1.1 приведено краткое описание стандартной модели — современного способа описания взаимодействия элементарных частиц. §§2.1.2 и 2.1.3 посвящены процессам рождения и распада топ-кварка, а в §2.1.4 рассмотрен смысл термина «масса топ-кварка».

В настоящее время считается, что все физические явления, наблюдаемые в природе, происходят благодаря электромагнитным, сильным, слабым и гравитационным взаимодействиям. Стандартная модель (СМ), которая широко используется в настоящее время в физике высоких энергий, описывает три из этих четырёх взаимодействий (она не включает в себя гравитацию).

В соответствии со Стандартной моделью мир состоит из частиц вещества и переносчиков взаимодействий также являющихся частицами. Все частицы вещества являются фермионами, обладающими

спином $1/2$, а переносчики взаимодействий — бозонами с целыми значениями спина. Кроме того, частицы вещества можно разделить на кварки и лептоны, которые дополнительно разделяются на три разные семейства (или поколения).

Открытый в 1995 году в экспериментах на Тэватроне топ-кварк — последний элемент семейства кварков, необходимый для завершения Стандартной модели.

Метод матричного элемента, использованного в этой работе для определения массы топ-кварка m_t и поправочного коэффициента энергии струй (jet energy scale, JES) k_{JES} , рассмотрен в §2.2.1.

Для вычисления m_t используется полная информация о кинематике события, а также техника правдоподобия, основанная на вычислении плотностей вероятности из матричных элементов процессов, дающих вклад в наблюдаемые события.

Если предположить, что происходят только два независимых процесса (рождение $t\bar{t}$ и $W + \text{jets}$), то выражение для плотности вероятности события может быть записано в следующем виде:

$$P_{\text{evt}} = A(\mathbf{x})[fP_{\text{sig}}(\mathbf{x}; m_t, k_{JES}) + (1 - f)P_{\text{bkg}}(\mathbf{x}; k_{JES})],$$

где наблюдаемая доля сигнала f , m_t и общий коэффициент JES k_{JES} — параметры, определяемые из данных. Здесь \mathbf{x} обозначает измеренные импульсы струи и лептона, а $A(\mathbf{x})$ — геометрический акцептанс и эффективность установки. P_{sig} и P_{bkg} описывают плотности вероятности процессов $t\bar{t}$ и $W + \text{jets}$ соответственно, причём вклад последнего составляет около 11% и 21% соответственно для каналов $e + \text{jets}$ и $\mu + \text{jets}$.

В общем случае набор измеряемых переменных \mathbf{x} не идентичен набору партонных переменных \mathbf{y} в силу конечности разрешения детектора и эффектов адронизации. Переход от одного к другому описывается передаточной функцией $W(\mathbf{x}, \mathbf{y}, k_{JES})$, при этом считается, что углы струи и лептона измерены идеально. Значения P_{sig} и P_{bkg} вычисляются путём свёртывания дифференциального партонного сечения $d\sigma(\mathbf{y}; m_t)$ и $W(\mathbf{x}, \mathbf{y}, k_{JES})$ с плотностями вероятностей

партонов в начальном состоянии $f(q_i)$, где q_i — импульсы сталкивающихся партонов, и интегрирования по всем возможным партонным состояниям, приводящим к \mathbf{x} :

$$P_{\text{sig}} = \frac{1}{\sigma_{\text{exp}}^{t\bar{t}}(m_t, k_{JES})} \int \sum d\sigma(\mathbf{y}, m_t) dq_1 dq_2 f(q_1) f(q_2) \times W(\mathbf{x}, \mathbf{y}; k_{JES}).$$

Здесь суммирование под знаком интеграла ведётся по всем возможным внутренним комбинациям ароматов внутренних партонов, продольные компоненты $f(q_i^z)$ взяты из библиотеки плотностей вероятностей партонов (PDF) CTEQ6L1, а поперечные $f(q_i^{x,y})$ получены из моделирования с использованием Монте-Карло генератора RUTHIA. Множитель $\sigma_{\text{exp}}^{t\bar{t}}(m_t, k_{JES})$, определённый как ожидаемое значение сечения, обеспечивает нормировку выражения $A(\mathbf{x})P_{\text{sig}}$ на единицу. Дифференциальное сечение $d\sigma(\mathbf{y}, m_t)$, входящее в выражение для P_{sig} , вычисляется с помощью матричного элемента процесса $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$ в главном порядке. Интегрирование ведётся по массам t - и \bar{t} -кварков, W^+ и W^- бозонов, энергии лептона и доле энергии $E_q/(E_q + E_{\bar{q}})$, уносимой одним из кварков, рождённых в распаде $W \rightarrow q\bar{q}'$. Каждому из 24 возможных способов установления соответствия струй и партонов назначается вес, равный нормированному произведению эффективностей b -мечения соответствующих пар струя-партон.

Для вычисления 10-мерного интеграла применялся метод квази Монте-Карло, отличающийся от традиционного использованием квазислучайных чисел (последовательностей с низкой дисперсией) вместо псевдослучайных чисел. Это позволило ускорить вычисления примерно в 10 раз.

Кроме того, в этом параграфе оценены вероятности фоновых и сигнальных событий, а также приведены результаты калибровки метода. Калибровка метода (§2.2.2), проводимая с помощью ансамблей псевдоэкспериментов, позволяет обнаружить и исправить систематическое смещение величин и их ошибок, связанное с неточностью метода и другими приближениями.

В §2.3 описаны критерии отбора событий, а также освещена генерация сигнальных и фоновых событий методом Монте-Карло.

В предположении унитарности матрицы СКМ, топ-кварк почти всегда распадается на b -кварк и W -бозон, образующие конечное состояние $W^+W^-b\bar{b}$. Для анализа, проведённого в диссертационной работе, отбирались события распада пары $t\bar{t}$ на лептон и струи (ℓ +jets), где один W -бозон распадается в лептонном канале, а другой в адронном. Под лептоном здесь понимается электрон или мюон, в том числе от лептонного распада τ .

Для анализа отбирались события, содержащие ровно один изолированный электрон или мюон с большим поперечным импульсом $p_T > 20$ ГэВ/с и псевдобыстротой $|\eta| < 1.1$ или $|\eta| < 2$, соответственно, ровно с четырьмя струями с $p_T > 20$ ГэВ/с и $|\eta| < 2.5$. Ведущая струя при этом должна обладать $p_T > 40$ ГэВ/с. В событии также должен наблюдаться значительный дисбаланс поперечного импульса $\cancel{p}_T > 20$ ГэВ/с от незарегистрированного нейтрино. Для восстановления струй применялся алгоритм конуса с параметром R (радиус конуса), равным 0.5. Энергии струй корректировались на уровне партонов с использованием калибровок, полученных из выборок событий фотон+струя и струя+струя. Эти калибровки корректно учитывают различие в отклике детектора на струи от глюонов, b -кварков и лёгких (u, d, c, s)-кварков. Вклады от многоструйных КХД-событий подавляются требованием $\Delta\phi(e, \cancel{p}_T) > 2.2 - 0.045 \cdot \cancel{p}_T$ или $\Delta\phi(\mu, \cancel{p}_T) > 2.1 - 0.035 \cdot \cancel{p}_T$ (\cancel{p}_T измерялось в ГэВ/с). События μ +jets с неверно измеренным импульсом мюона отбрасываются обрезаниями $\cancel{p}_T < 250$ ГэВ/с, $m_T^W < 250$ ГэВ/с², а также условиями на значимость кривизны трека мюона $\hat{C} = \frac{q/p_T}{\sigma(1/p_T)}$:

$$\begin{aligned} \left| \hat{C}_{\text{muon}} \right| &< -70. + 25.465 \cdot \Delta\phi(\mu, \cancel{p}_T), \\ \left| \hat{C}_{\text{muon}} \right| &< -8.76 + 4.38 \cdot \Delta\phi(\mu, \cancel{p}_T). \end{aligned}$$

Такие события составили около 3% выборки μ +jets событий.

Для дальнейшего сокращения доли фоновых событий одна из струй должна быть помечена мультивариативным алгоритмом как возможно порождённая b -кварком. Эффективность мечения составляет около 65% для b -струй, а вероятность ошибочного мечения струи от лёгкого (u, d, s)-кварка или глюона — около 10%.

Для моделирования событий были подготовлены четыре выборки, соответствующие периодам набора данных RunIIa, RunIIb1, RunIIb2 и комбинации RunIIb3 и RunIIb4. Такое разделение позволило учесть различия в условиях работы и эффективности отдельных детекторов. Кроме того, для более реалистичного моделирования фона (pile-up) на сгенерированные события накладывались «минимально смещённые» (minimum bias) события¹, полученные в соответствующих периодах. К Монте-Карло событиям применялись те же критерии качества и целостности событий, как и к экспериментальным данным. Повторные Монте-Карло события, то есть события, на которые были наложены одни и те же минимально смещённые события, удалялись.

Фоновые процессы W +jets² и Z +jets моделировались связкой из двух программ: ALPGEN, использовавшей для моделирования древесного матричного элемента с точностью до нескольких порядков по α_s в зависимости от процесса, и PYTHIA, для моделирования развития ливня и процессов адронизации с использованием схемы MLM, позволяющей устанавливать соответствие между партонами и восстановленными струями и предотвращающей двойной счёт конфигураций партонных событий. Процессы рождения пар калибровочных бозонов ($W+W$, $W+Z$, $Z+Z$) моделировались программой PYTHIA, а одиночное рождение t -кварка — связкой CompuHEP и PYTHIA. Для последнего процесса значение массы топ-кварка было выбрано равным $172.5 \text{ ГэВ}/c^2$.

Моделирование сигнала проводилось генератором ALPGEN, позволяющего в связке с программой PYTHIA моделировать древесный матричный элемент с точностью до четвёртого порядка по α_s . Для устранения двойного счёта использовалась схема MLM.

Все генераторы, кроме CompuHEP, использовали набор функций плотности вероятности распределения партонов (PDF) CTEQ6L1. Для программы CompuHEP использовался набор CTEQ6M, так как

¹Минимально смещённые события — события, зарегистрированные с минимальным набором триггеров

²Под « W +jets» понимается совместное рождение W -бозона и лёгкой кварковой струи, а также события $W + c$, $W + c\bar{c}$, и $W + b\bar{b}$.

этот генератор работает в следующем за главным (NLO) порядке теории возмущений.

Для моделирования отклика детектора сгенерированные события пропускались через систему моделирования детектора GEANT, после чего они восстанавливались так же, как и набранные события.

В §2.4 дан краткий обзор источников систематической погрешности и приведены оценки вкладов этих источников. Один из этих источников, а именно — моделирование излучения из начального (ISR) и конечного состояний (FSR) — подробно рассмотрен в §2.5.

Вклады индивидуальных источников в общую погрешность измерения приведены в таблице 1. Ошибки, являющиеся односторонними, или в которых доминирует односторонний компонент, приведены со знаком, обозначающим сдвиг значения m_t при использовании альтернативной модели. Ошибки, являющиеся двусторонними, или в которых доминирует двусторонний компонент, обозначены знаком \pm .

В силу экспериментальных трудностей и ограниченности статистики прямое использование $t\bar{t}$ событий для изучения эффектов излучения и начального (ISR) и конечного (FSR) состояний на Тэватроне невозможно. Поэтому был использован другой подход, основанный на использовании событий $Z \rightarrow \ell\ell$. На Тэватроне доминирующим механизмом рождения $t\bar{t}$ пар является кварк-антикварковая аннигиляция. Поэтому ISR, в основном, связано с излучением глюона кварком и может быть описано функцией расщепления $P_{q \rightarrow qg}$. Партоны в конечном состоянии процесса рождения $t\bar{t}$ пары на древесном уровне также являются кварками, поэтому FSR будет описываться той же функцией $P_{q \rightarrow qg}$. Рождение Z -бозонов на Тэватроне также в основном происходит через кварк-антикварковую аннигиляцию, поэтому можно использовать измерение ISR в событиях $Z \rightarrow \ell\ell$ для установки ограничений на функцию $P_{q \rightarrow qg}$, что в свою очередь позволит оценить влияние ISR и FSR на результат измерения массы топ-кварка.

Этот подход, впервые предложенный в работе [3], был улучшен путём использования переменной ϕ^* («угол между лептонами» — см. ниже) [4], обладающей большей чувствительностью к исследуемому

Таблица 1: Основные источники систематических погрешностей измерения массы топ-кварка.

Источник	Ошибка, ГэВ/ c^2
<i>Моделирование сигнала и фона:</i>	
Эффекты старших порядков	-0.15
ISR/FSR	± 0.09
Адронизация и UE	-0.26
Рекомбинация цвета	-0.10
Множественные взаимодействия $p\bar{p}$	-0.06
Поправка для тяжёлых ароматов	± 0.06
Моделирование b -струй	+0.09
Выбор PDF	± 0.11
<i>Моделирование детектора:</i>	
Остаточный JES	± 0.21
Различие отклика на струи в данных и MC	± 0.16
Эффективность b -мечения	± 0.10
Триггер	± 0.01
Коррекция импульса лептона	± 0.01
Разрешение по энергии струи	± 0.07
Эффективность идентификации струй	-0.01
<i>Метод:</i>	
Моделирование событий с высокой множественностью струй	+0.04
Доля сигнала	± 0.08
Калибровка Монте-Карло	± 0.07
<i>Суммарная систематическая погрешность</i>	0.49
<i>Суммарная статистическая погрешность</i>	0.58
<i>Суммарная погрешность</i>	0.76

эффекту, чем традиционно используемый поперечный импульс пары лептонов $p_T^{\ell\ell}$, и измерения дифференциального сечения процесса $Z \rightarrow \ell\ell$ с учётом конечного разрешения детектора, полученного в работе [4] с использованием 7.3 фб^{-1} данных. В отличие от первого измерения [3], эта стратегия позволила проводить прямое сравнение сгенерированных событий с данными.

В результате применения описанных выше подходов было достигнуто сокращение соответствующей систематической ошибки почти в три раза — с 0.26 ГэВ до 0.09 ГэВ .

В **третьей главе** получено значение массы топ-кварка, проведено сравнение полученного результата с другими измерениями, а также оценены систематические погрешности.

Используя данные, соответствующие интегральной светимости 9.7 фб^{-1} , набранные экспериментом D0 в ходе сеанса RunII на коллайдере Тэватрон, было получено следующее значение массы топ-кварка:

$$\begin{aligned} m_t &= 174.98 \pm 0.58 \text{ (стат + JES)} \pm 0.49 \text{ (сист)} \text{ ГэВ}/c^2, \text{ или} \\ m_t &= 174.98 \pm 0.76 \text{ ГэВ}/c^2. \end{aligned}$$

На рисунке 2 показаны распределения двумерных правдоподобий $\mathcal{L}(m_t, k_{JES})$.

Полученное значение можно сравнить со среднемировым значением, полученным в марте 2014 года путём комбинации результатов экспериментов ATLAS, CDF, CMS и D0:

$$m_t = 173.34 \pm 0.76 \text{ ГэВ}/c^2.$$

Эти результаты имеют одинаковую точность и согласуются на уровне 1.7 стандартных отклонения.

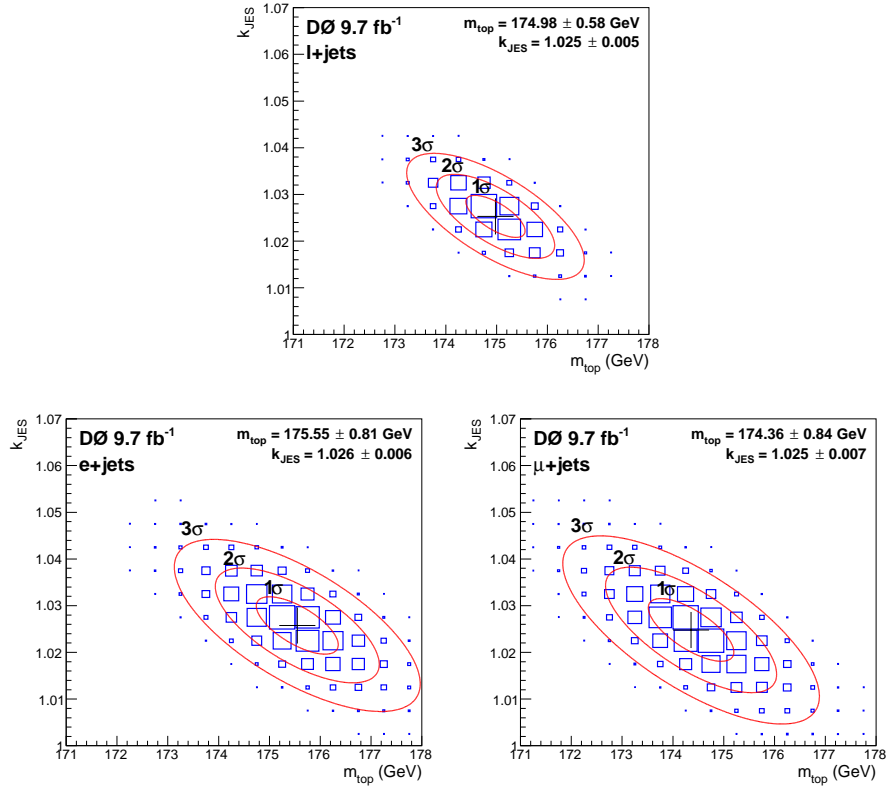


Рис. 2: Распределения двумерных правдоподобий в координатах (m_t, k_{JES}) : общее (сверху) и отдельно для разных конечных состояний (снизу). Эллипсы соответствуют уровням доверия 1,2,3 σ CL в предположении, что погрешности распределены по гауссу. Типичное значение корреляции между m_t и k_{JES} равно -70%.

В заключении подведены результаты диссертационной работы.

Диссертационная работа посвящена измерению массы топ-кварка в событиях распада пары $t\bar{t}$ на $\ell + jets$ с одновременной калибровкой энергии струи. Автор принимал участие на всех стадиях эксперимента: от набора статистики, где автор отвечал за систему приёма данных и контроля их качества, а также за работу калориметров и мюонной системы, до анализа и обработки экспериментальных данных.

В рамках данного анализа автором, в частности, были получены новые значения диапазона изменения параметра `ktfac` Монте-Карло генератора ALPGEN, регулирующего излучение из начального и конечного состояний, необходимого для описания поведения излучения в данных. Это позволило снизить вклад этой ошибки в результат измерения с $0.26 \text{ ГэВ}/c^2$ до $0.09 \text{ ГэВ}/c^2$.

Также были исследованы способы ускорения численного интегрирования методом Монте-Карло, а именно применение квазислучайных чисел вместо псевдослучайных. Это позволило ускорить вычисления на два порядка и, в свою очередь, дало возможность использовать выборки большего объёма для проведения ансамблевого тестирования, и, как следствие, сократить величины соответствующих систематических ошибок.

При участии автора было проведено исследование влияния различных моделей адронизации и сопутствующих событий, а также моделирования рекомбинации цвета на измеряемую массу.

Используя данные, набранные экспериментом D0 в ходе сеанса RunII на коллайдере Тэватрон и соответствующие интегральной светимости 9.7 фб^{-1} , было получено следующее значение массы топ-кварка:

$$\begin{aligned} m_t &= 174.98 \pm 0.58 \text{ (стат + JES)} \pm 0.49 \text{ (сист)} \text{ ГэВ}/c^2, \text{ или} \\ m_t &= 174.98 \pm 0.76 \text{ ГэВ}/c^2. \end{aligned}$$

Представленный результат имеет одинаковую точность со среднемировым значением экспериментов ATLAS, CDF, CMS и DØ [7], полученным в марте 2014 года. В предположении отсутствия корреляции между результатами и рассматривая только статистическую

составляющую погрешности этого измерения и полную погрешность комбинации измерений, полученный результат согласуется со среднемировым на уровне 1.7 стандартного отклонения.

Список литературы

- [1] Abazov V. M. и др. Precise measurement of the top-quark mass from lepton+jets events at D0 // Phys. Rev. **D 84**, 032004. arXiv:1105.6287 [hep-ex].
- [2] Abazov V. M. и др. Precision measurement of the top-quark mass in lepton+jets final states // Phys. Rev. Lett. 2014. Vol. 113. P. 032002. arXiv:1405.1756 [hep-ex].
- [3] Kim Y.-K., Yang U.-K. Initial state gluon radiation studies on Drell-Yan data for top-pair production in hadron collider // Препринт CDF **6804** (2013).
- [4] Abazov V. M. и др. Precise study of the Z/γ^* boson transverse momentum distribution in $p\bar{p}$ collisions using a novel technique // Phys.Rev.Lett. 2011. Vol. 106. P. 122001. arXiv:1010.0262 [hep-ex].
- [5] Oleg Brandt, Gaston Gutierrez, Ivan Razumov, Andrey Schukin, Michael Wang. Measurement of the top quark mass in lepton + jets final states with the matrix element method using 9.7/fb // Препринт D0, **6420** (2014).
- [6] Oleg Brandt, Ivan Razumov. Derivation of uncertainties for initial and final state radiation parameters from 7.3/fb of unfolded $Z \rightarrow ee, \mu\mu$ data // Препринт D0, **6408** (2013).
- [7] First combination of Tevatron and LHC measurements of the top-quark mass // The ATLAS, CDF, CMS, D0 Collaborations. arXiv:1403.4427[hep-ex]

Рукопись поступила 4 августа 2014 года.

Автореферат отпечатан с оригинала-макета, подготовленного автором.

И.А. Разумов.

Прецизионное измерение массы топ-кварка в эксперименте D0.

Оригинал-макет подготовлен с помощью системы **Л^AT_EX**.

Подписано к печати 04.08.2014. Формат 60 × 84/16.
Цифровая печать. Печ.л. 1,25. Уч.-изд.л. 1,63. Тираж 100. Заказ 11.
Индекс 3649.

ФГБУ ГНЦ ИФВЭ НИЦ «Курчатовский институт»
142281, Московская область, город Протвино, площадь Науки, дом 1

www.ihep.ru; библиотека <http://web.ihep.su/library/pubs/all-w.htm>

Индекс 3649

А В Т О Р Е Ф Е Р А Т 2014-5,
ФГБУ ГНЦ ИФВЭ НИЦ "Курчатовский институт", 2014
