

Методы измерения характеристик фоновых процессов на основе анализа экспериментальных данных в применении к анализу одиночного рождения топ-кварка в эксперименте CMS коллайдера LHC

Э. Э. Боос,^{*} Л. В. Дудко,[†] А. А. Маркина,[‡] М. А. Перфилов,[§] А. А. Попов,[¶] Н. А. Цирова^{**}
 НИИ ядерной физики имени Д. В. Скобельцына,
 МГУ имени М. В. Ломоносова (НИИЯФ МГУ),
 Россия, 119991, ГСП-1, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.

И. А. Мягков^{††} И. А. Швецов^{‡‡}
 Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова,
 физический факультет, кафедра физики атомного ядра и квантовой теории столкновений.
 Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.
 (Статья поступила 16.05.2012; Подписана в печать 11.07.2012.)

Экспериментальный анализ одиночного рождения топ-кварка предполагает решение целого ряда промежуточных задач. В их числе измерение вклада многоструйных фоновых событий статистическими методами и эффективности используемых триггеров. Данная статья посвящена этим частным задачам.

PACS: 14.65.Na, 13.85.Qk, 02.50.Ga, 02.50.Ng, 02.50.Sk УДК: 539.12; 537.8
 Ключевые слова: топ-кварк, Большой адронный коллайдер, CMS

ВВЕДЕНИЕ

Экспериментальный анализ одиночного рождения топ-кварка требует измерения вклада различных фоновых процессов, имеющих похожую на сигнальную сигнатуру событий. Большинство фоновых процессов вычисляются теоретически и моделируются методом Монте-Карло, но для некоторых процессов теоретическое моделирование невозможно на достаточном уровне точности. В этом случае используется измерение таких фоновых процессов в экспериментальных данных в областях, ортогональных к тем, в которых проводится измерение искомого эффекта.

В данной работе приводится краткое описание Большого адронного коллайдера и эксперимента CMS. Далее описывается применённый в анализе отбор событий. Рассматривается ряд обязательных этапов анализа и используемых методов, таких как измерение вклада многоструйных фоновых процессов (в дальнейшем называемых КХД) с помощью фитирования распределения по инвариантной массе и измерение эффективности триггеров.

1. БОЛЬШОЙ АДРОННЫЙ КОЛЛАЙДЕР

Большой адронный коллайдер (Large Hadron Collider, LHC) — ускоритель заряженных частиц на встречных пучках, предназначенный для разгона протонов или тяжёлых ионов (в данной работе рассматриваются только первые) и изучения продуктов их соударений (рис. 1).

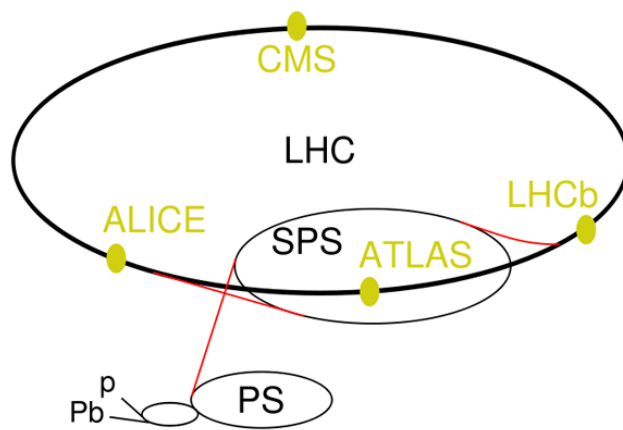


Рис. 1: Общая схема LHC

Коллайдер построен в Европейском центре ядерных исследований (ЦЕРН). В режиме столкновений протонов в 2010 и 2011 годах энергия достигала 7 ТэВ в системе центра масс. На момент окончания экспериментов с протонами в 2011 году коллаборацией CMS была записана интегральная светимость $\sim 5 \text{ фбн}^{-1}$. В апреле 2012 года начались столкновения протонов с суммарной энергией в системе центра масс, равной 8 ТэВ. На май 2012 года пиковая светимость состав-

^{*}E-mail: boos@theory.sinp.msu.ru

[†]E-mail: dudko@sinp.msu.ru

[‡]E-mail: anastasia.markina@cern.ch

[§]E-mail: perfilov@sinp.msu.ru

[¶]E-mail: aa.popov@physics.msu.ru

^{**}E-mail: natalia.tsirova@cern.ch

^{††}E-mail: myagkov@physics.msu.ru

^{‡‡}E-mail: shvecov@physics.msu.ru

ляет $\sim 4 \cdot 10^{33} \text{ с}^{-1} \text{ см}^{-2}$, число сгустков в пучке 1380, и временной интервал между сгустками 50 нс. Более детальную информацию об ЛНС можно найти, например, в [1].

ЛНС — международный проект: в основных экспериментах на ускорителе участвуют порядка 10 000 человек более чем из 100 стран мира. ЛНС является самой крупной экспериментальной установкой в мире.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ CMS

Эксперимент CMS (Compact Muon Solenoid) — один из четырёх основных экспериментов на ЛНС. Он является одним из двух (наряду с ATLAS) универсальных экспериментов, проводящих измерения и в столкновениях тяжёлых ионов, и в протон-протонных столкновениях. Эксперимент предназначен для детальной проверки Стандартной Модели и поиска физических явлений за её рамками.

Детальное описание эксперимента CMS можно найти в [2], мы же упомянем только ключевые элементы детектора (см. Рис.2).

В «сердце» детектора находится сверхпроводящий цилиндрический магнит длиной 13 м и диаметром 6 м, создающий магнитное поле высокой степени однородности напряжённостью 3,8 Тл. Во внутреннем пространстве соленоида размещаются пиксельная и микростриповая трековая системы. Они окружены электромагнитным калориметром (ECAL) из кристаллов вольфрамата свинца PbWO_4 и адронным калориметром (HCAL), сложенным из слоёв металла (стали и латуни) и пластикового сцинтиллятора. ECAL и HCAL закрывают область $|\eta| < 3$ (величина η , называемая обычно псевдобыстротой, определяется следующим образом: $\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2}$, где θ — угол между направлением импульса частицы и направлением пучка протонов; псевдобыстрота, таким образом, характеризует угол, под которым частица летит по отношению к пучку). Частицы с псевдобыстротами $3 < |\eta| < 5$ регистрируются специализированным forward-калориметром. Наконец, мюоны с $|\eta| < 2,4$ дополнительно регистрируются газовыми детекторами, окружающими магнит. Длина детектора составляет примерно 22 метра, диаметр — 15 метров, вес детектора — 12 500 тонн.

3. ФИЗИКА ТОП-КВАРКА

На сегодняшний день t -кварк — самый тяжелый элементарный объект, найденный в природе, его масса по последним данным составит $173, 2 \pm 0, 9 \text{ ГэВ}$ [3], что примерно равно массе ядра золота. При этом t -кварк является точечным объектом, то есть до масштаба 10^{-17} см он не проявляет никакой своей внутренней структуры.

Масса топ-кварка больше суммы масс W -бозона и b -кварка, поэтому t -кварк прямо распадается в W -бозон и b -кварк. Это приводит к тому, что топ-кварк распадается очень быстро: время жизни t -кварка $\tau_t \approx 5 \cdot 10^{-25} \text{ с}$. Типичное же время образования связанных состояний за счет сильного взаимодействия составляет $\tau_{QCD} \approx 3 \cdot 10^{-24} \text{ с}$, поэтому t -кварк, родившись, сразу распадается, и уже продукты его распада адронизируются и дают конечные состояния в виде адронных струй и т.д. С одной стороны, это обстоятельство обедняет физику топ-кварка, поскольку не существует топ-адронов. Но с другой стороны, поскольку топ-кварк распадается до возможной адронизации, взаимодействия топ-кварка несут очень чистую информацию об основных фундаментальных взаимодействиях, не искаженную эффектами образования связанных состояний.

Существует два механизма рождения t -кварка. Во-первых, это парное рождение в сильных взаимодействиях, в котором образуется пара кварк-антикварк — $t\bar{t}$ (см. Рис. 3). Второй механизм — это одиночное рождение t -кварка в электрослабых взаимодействиях. При этом имеется три канала рождения: s -канал, tW -канал, t -канал. Соответствующие характерные диаграммы процессов приведены на Рис. 4. На ЛНС ($\sqrt{s} = 7 \text{ ТэВ}$) доминирует парное рождение, сечение которого составляет $\sigma = 156 \text{ пбн}$ [4], сечение же одиночного рождения в исследуемом канале, составляет $\sigma = 70 \text{ пбн}$ [6]. В одиночном рождении доминирует t -канал, который считается сигналом в нашем анализе.

Отметим, чем же интересно одиночное рождение топ-кварка. Во-первых, одиночное рождение является электрослабым процессом рождения топ-кварка, в отличие от парного рождения. Во-вторых, сечение этого процесса прямо пропорционально значению элемента V_{tb} матрицы Кабиббо-Кобаяши-Маскавы, что даёт возможность прямого его измерения. В-третьих, одиночное рождение топ-кварка позволяет проверить структуру Wtb -вершины (сравнить с предсказаниями Стандартной модели и выявить возможные отклонения). В-четвёртых, одиночное рождение топ-кварка чувствительно к ряду процессов за рамками Стандартной Модели: рождению векторных (W') и скалярных (техни-пион, бозон Хиггса H^+) заряженных бозонов, нейтральных токов, меняющих аромат кварков (Flavour Changing Neutral Current, FCNC).

4. МЕТОДЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ОТБОРА СОБЫТИЙ

В настоящем анализе реконструкция события выполняется с помощью алгоритма «particle flow» (PF) [8]. Результатом его работы является набор PF-кандидатов, классифицированных как электроны, мюоны, заряженные или нейтральные адроны или фотоны. 4-импульс каждого кандидата вычисляется на основании анализа информации

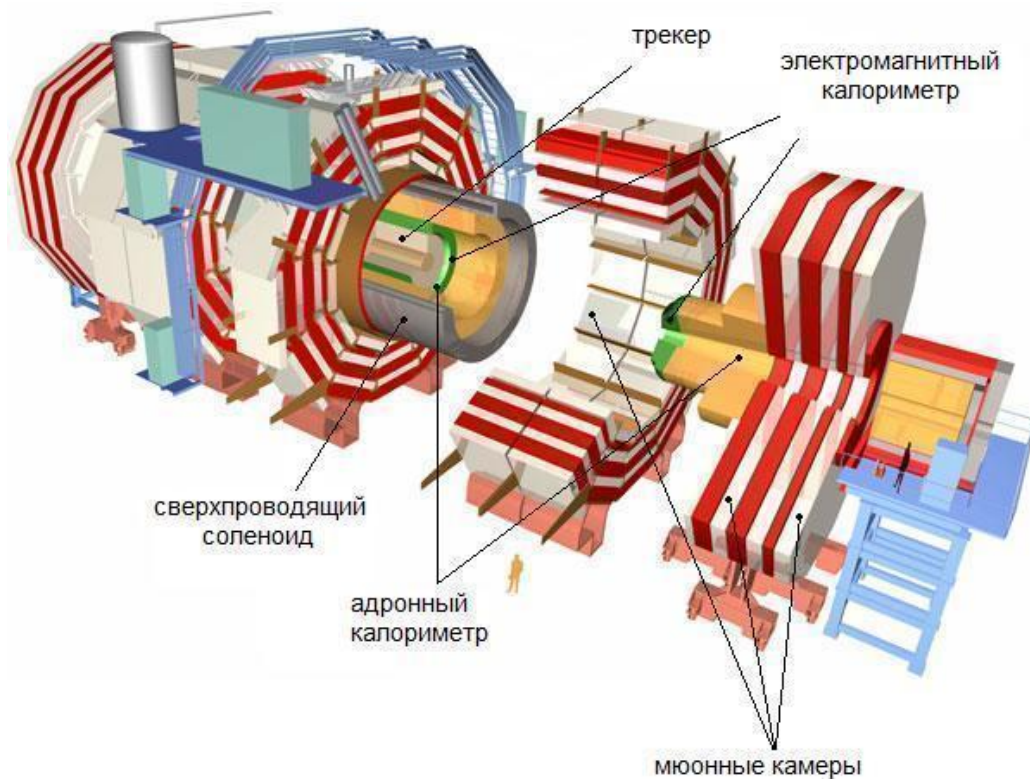


Рис. 2: Общая схема детектора CMS

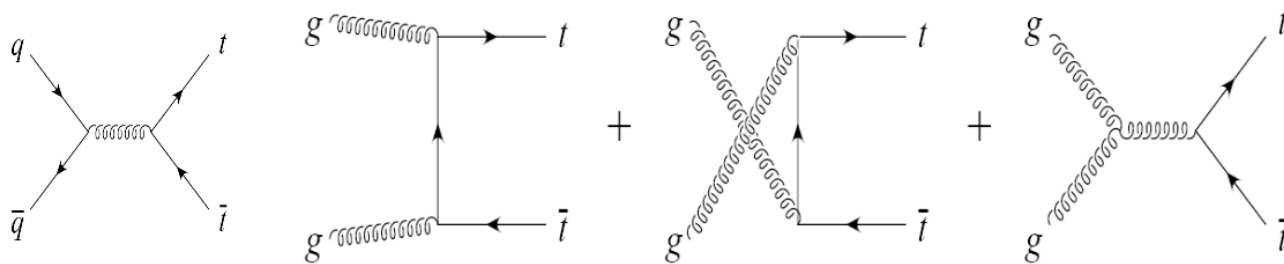


Рис. 3: Характерные диаграммы парного рождения топ-кварков

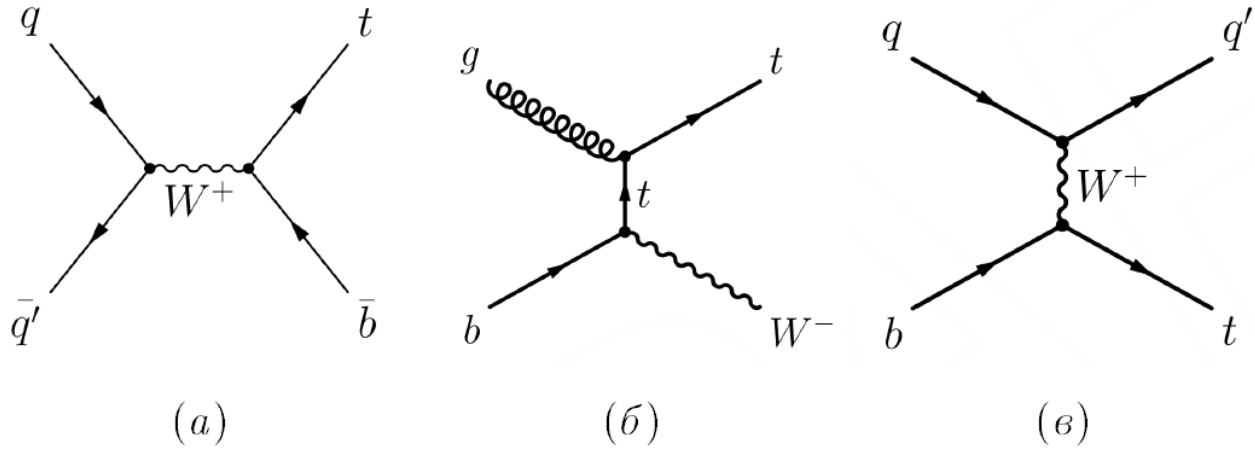
ото всех релевантных подсистем детектора (один из треков, отклики в электромагнитном, адронном калориметрах и/или мюонной системе).

Что касается одиночного рождения топ-кварка, то надо заметить, что W -бозон от распада t -кварка в свою очередь может распадаться как по лептонному, так и по адронному каналу. В последнем случае этот процесс становится гораздо сложнее отделить от многоструйного КХД фона, поэтому этот канал не рассматривается в анализе. Адронные струи образуются вследствие адронизации кварков и глюонов с большой

энергией и объединяют множество частиц, летящих в одном направлении в узком конусе.

Как уже говорилось, в нашем анализе сигналом считается одиночное рождение топ-кварка. При этом электронный и мюонный каналы регистрации рассматриваются независимо (распад $W \rightarrow \tau \bar{\nu}_\tau$ специально не выделяется).

Таким образом, сигнальный процесс имеет следующую сигнатуру: ровно один электрон либо мюон с достаточно большим поперечным импульсом, центральная ($\eta \approx 0$) b -струя с достаточно большим попереч-


 Рис. 4: Характерные диаграммы одиночного рождения топ-кварка: а) s -канал, б) tW -канал, в) t -канал

ным импульсом, струя не от b -кварка и, в некоторых случаях, дополнительная мягкая b -струя.

Основными фоновыми процессами являются парное рождение топ-кварков и рождение W -бозона вместе с тяжёлыми кварками.

4.1. Отбор событий, применяемый в анализе

Перед тем как перейти к описанию применяемого отбора событий, дадим определения величин, которые при этом будут использоваться.

1. Относительная изолированность лептона:

$$I = \frac{\text{chargedHadronIso}}{p_T} + \frac{\text{neutralHadronIso} + \text{photonIso}}{p_T},$$

где chargedHadronIso , neutralHadronIso , photonIso — сумма поперечных импульсов заряженных и нейтральных адронов и фотонов соответственно, попадающих в конус с раствором $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} = 0,4$, p_T — поперечный импульс лептона.

2. Недостающая поперечная энергия:

$$\vec{E}_T = - \sum_i \vec{p}_T(i),$$

где сумма берется по всем PF-кандидатам, прошедшим фильтр по pile-up (дополнительные мягкие взаимодействия протонов в сгустках). Физический смысл этой величины — поперечный импульс нейтрино.

3. Поперечная масса W -бозона:

$$M_T(W) = \sqrt{(p_T(l) + \cancel{E}_T)^2 - (\vec{p}_T(l) + \vec{\cancel{E}}_T)^2},$$

где $\vec{p}_T(l)$ — поперечный импульс лептона.

Итак, в нашем анализе отбор проходят следующие объекты.

4.1.1. Заряженные лептоны

В мюонном канале регистрации в событии требуется наличие ровно одного мюона, удовлетворяющего следующим требованиям: $p_T > 20 \text{ ГэВ}/c$, $|\eta| < 2,1$, $I < 0,15$. В электронном канале событие должно содержать ровно один электрон с $E_T > 30 \text{ ГэВ}$, $|\eta| < 2,5$, $I < 0,125$. В обоих случаях опускается ряд дополнительных технических критериев достоверности выделения лептона, использованных в анализе.

Кроме того, событие отбрасывается, если оно содержит дополнительные мягкие мюоны с $p_T > 10 \text{ ГэВ}/c$, $|\eta| < 2,5$, $I < 0,2$ или электроны с $E_T > 15 \text{ ГэВ}$, $|\eta| < 2,5$, $I < 0,2$.

4.1.2. Отбор адронных струй

В анализе рассматриваются струи, имеющие $|\eta| < 4,5$, состоящие более чем из одного PF-кандидата и удовлетворяющие некоторым требованиям на соотношение PF-кандидатов различных типов в составе струи (они призваны главным образом исключить из анализа одиночные лептоны, фотоны и нейтральные адроны, ошибочно восстановленные как струи). Требуется наличие двух или трёх струй с $p_T > 20 \text{ ГэВ}/c$, хотя одна должна иметь $p_T > 40 \text{ ГэВ}/c$.

4.1.3. Идентификация адронных струй от b -кварков

Поскольку топ-кварк почти со 100%-ой вероятностью распадается по каналу $t \rightarrow Wb$, то важно обеспечить эффективную идентификацию струй, идущих от b -кварков. Для решения этой задачи в CMS реализован целый ряд алгоритмов (обычно называемых «алгоритмами b -тэгирования») [9]. Эти алгоритмы используют большое время жизни B -мезонов или их полуплептонные распады. В отборе событий требуется выделение хотя бы одной b -струи.

4.1.4. Отбор по поперечной массе и E_T

Чтобы подавить фон многоструйных КХД событий, в мюонном канале вводится обрезание $M_T(W) > 40 \text{ ГэВ}/c^2$. В электронном канале для этих же целей используется обрезание $E_T > 35 \text{ ГэВ}$. Выбор этих переменных связан с тем, что распределения для QCD- и W -событий по ним отличаются существенным образом (см. ниже «Измерение вклада многоструйных фоновых событий»).

4.2. Использование триггеров в отборе событий

В настоящее время столкновения сгустков протонов в детекторе CMS происходят с частотой $\sim 20 \text{ МГц}$, тогда как возможности по записи событий на ленту ограничены частотой около 300 Гц . Это приводит к необходимости осуществлять отбор событий на лету с помощью триггеров. Триггеры [10][11] — это специальные программные и аппаратные фильтры, отображающие события, заведомо неинтересные для анализа. Триггеры подразделяются на быстрые триггеры низкого уровня и более сложные триггеры высокого уровня, основанные на специфической кинематике событий. Первые называются $L1$ -триггерами, а вторые — $High Level$ -триггерами (HLT). Описанные ниже отборы частиц-кандидатов по таким параметрам, как, например, наличие не менее одного кандидата с данными характеристиками, или по набору характеристик (допустимые значения поперечного импульса, изолированности или псевдобыстроты), осуществляются с помощью соответствующих триггеров высокого уровня.

Каждый триггер имеет основную характеристику — эффективность срабатывания. Эффективность определяется простым выражением $\epsilon = N_{passed}/N_{tot}$ [12], где N_{passed} — это количество событий, зашедших триггер, а N_{tot} — количество всех событий, удовлетворяющих критериям срабатывания триггера. Эффективность триггера на событиях в реальных данных и в Монте-Карло моделировании оказывается различной в силу, например, неточного и модельного описания характеристик детектора. Для корректного моделирования экспериментальных данных вводится но-

вая характеристика: коэффициент масштабирования (*scale factor, SF*). Она определяется следующим образом: $SF = \epsilon_{real}/\epsilon_{MC}$. Здесь ϵ_{real} — это измеренная эффективность триггера на реальных данных, а ϵ_{MC} — на смоделированных.

5. ИЗМЕРЕНИЕ ВКЛАДА МНОГОСТРУЙНЫХ ФОНОВЫХ СОБЫТИЙ

Доля многоструйного КХД фона в сигнальной области невелика, однако в неё попадают лишь крайне специфические события, которые плохо описываются в моделировании. Чтобы уменьшить систематическую ошибку, нормировка и распределения КХД оцениваются непосредственно из экспериментальных данных с помощью специально построенной контрольной области, в отличие от остальных фоновых процессов, которые с достаточной точностью моделируются методом Монте-Карло.

Для определения контрольной области в мюонном канале на изолированность отобранного мюона накладывается требование $0,3 < I < 0,5$. Для отбора электронов используется более сложное определение, а именно, выбранный электрон должен не пройти хотя бы одно из следующих требований:

1. обрезание по изолированности $I < 0,125$;
2. фильтр конверсионных электронов (т.е. исключаются электроны, образованные за счёт превращения гамма-кванта в электрон-позитронную пару в материале трекера);
3. использованный в сигнальном отборе критерий идентификации.

Кроме того, снимается запрет на дополнительные мягкие мюоны и электроны.

5.1. Метод оценки

Для измерения количества многоструйных фоновых процессов используется существенное отличие их распределений по $M_T(W)$ и E_T (в мюонном и электронном канале соответственно) от процессов, где лептон рождается в распаде W (называемых далее для краткости « W -процессами»). Ввиду схожести мюонного и электронного каналов далее рассматривается только мюонный.

Количество КХД-событий оценивается путём фитирования распределения по $M_T(W)$ в экспериментальных данных с помощью функции

$$w_{QCD} \cdot n(QCD) + w_W \cdot n(W), \tag{1}$$

где $n(QCD)$, $n(W)$ — распределения для QCD- и W -событий соответственно. Коэффициенты w_{QCD} и w_W

подлежат определению. В дальнейшем будем называть их весами для QCD- и W-событий соответственно. При этом снимается обрезание $M_T(W) > 40 \text{ ГэВ}/c^2$. Распределение для W-событий берётся из моделирования (см. Рис. 5).

Фитирование выполнялось с помощью пакета ТНЭТА [13] методом наибольшего правдоподобия и с помощью алгоритма Метрополиса–Гастингса.

5.1.1. Фитирование методом наибольшего правдоподобия

Количество событий N_i в i -ом бине гистограммы по $M_T(W)$ подчиняется распределению Пуассона:

$$\mathcal{P}(N_i) = \frac{\lambda_i^{N_i}}{N_i!} \exp(-\lambda_i), \quad (2)$$

где $\mathcal{P}(N_i)$ — вероятность наблюдать N_i событий в бине, а параметр распределения λ_i отвечает предсказанию модели для этой величины:

$$\lambda_i = w_{\text{QCD}} \cdot n_i(\text{QCD}) + w_{\text{W}} \cdot n_i(\text{W}). \quad (3)$$

Функция правдоподобия тогда может быть выписана следующим образом:

$$L(w_{\text{QCD}}, w_{\text{W}}) = \prod_i \mathcal{P}(N_i), \quad (4)$$

где в качестве N_i подставляется количество событий в экспериментальных данных в бине i . Искомые веса для QCD- и W-событий находятся максимизацией (4) в пакете MINUIT [14].

5.1.2. Методы Монте–Карло с марковскими цепями

Был рассмотрен альтернативный подход к решению задачи в рамках байесовской статистики. Его преимуществом является лёгкость включения систематических погрешностей в статистический анализ (тем не менее они являются предметом отдельного изучения). Апостериорное распределение в пространстве искомых параметров записывается как

$$p(w_{\text{QCD}}, w_{\text{W}}) \propto L(w_{\text{QCD}}, w_{\text{W}}) \cdot p_{\text{prior}}(w_{\text{QCD}}, w_{\text{W}}), \quad (5)$$

где опущена несущественная нормировка. В качестве априорного распределения $p_{\text{prior}}(w_{\text{QCD}}, w_{\text{W}})$ выбиралось произведение независимых однородных распределений по каждому параметру.

Апостериорное распределение (5) содержит всю доступную информацию об искомых весах, однако на практике его неудобно использовать в аналитическом виде, поэтому вместо распределения обычно рассматривается конечная выборка из него. Вычислительно эффективный способ построения подобной выборки предоставляют методы Монте–Карло

с марковскими цепями (Markov chain Monte Carlo, МСМС). В ТНЭТА применяется один из простейших, но вместе с тем достаточно эффективный алгоритм Метрополиса–Гастингса [15], кратко описываемый ниже.

Пусть $p(x)$ — распределение, выборку из которого нужно получить. Для алгоритма необходимо задать вспомогательное распределение $q(x'; x)$, зависящее от точки x как от параметра. Конкретный его вид несущественен, однако выборка из него должна получаться вычислительно эффективно. В ТНЭТА в качестве $q(x'; x)$ выбирается многомерное гауссово распределение с центром в точке x . Алгоритм Метрополиса–Гастингса состоит из следующих шагов:

1. Выбирается начальная точка $x^{(0)}$.
2. Пусть $x^{(i)}$ — текущая точка на шаге i . Из равномерного распределения на отрезке $[0; 1]$ выбирается случайное число u . Выбирается точка x' из вспомогательного распределения $q(x'; x^{(i)})$.
3. Если

$$u < \frac{p(x') q(x^{(i)}; x')}{p(x^{(i)}) q(x'; x^{(i)})}, \quad (6)$$

то точка x' принимается: $x^{(i+1)} = x'$, иначе текущая точка дублируется: $x^{(i+1)} = x^{(i)}$.

Таким образом, алгоритм определяет цепь Маркова, проходящую по состояниям $\{x^{(i)}\}$. Можно показать (см., например, [16]), что p является равновесным распределением этой цепи. Следовательно, последовательность $\{x^{(i)}\}$ асимптотически представляет выборку из распределения p .

5.2. Результаты фитирования методом наибольшего правдоподобия и с помощью МСМС

С помощью метода наибольшего правдоподобия получены следующие веса для QCD- и W-событий:

$$w_{\text{QCD}} = 0,082 \pm 0,002, \\ w_{\text{W}} = 1,11 \pm 0,03.$$

На Рис. 5 представлены распределения для обоих типов процессов, нормированные на приведённые результаты фитирования. На Рис. 6 изображено апостериорное распределение для веса QCD-событий, построенное алгоритмом Метрополиса–Гастингса.

Произведена оценка доли QCD-событий, в сигнальной области (т.е. $M_T(W) > 40 \text{ ГэВ}/c^2$):

$$2,9 \pm 0,1\%.$$

Отметим, что здесь приведена только статистическая ошибка, систематические ошибки рассматриваются в статьях коллаборации CMS.

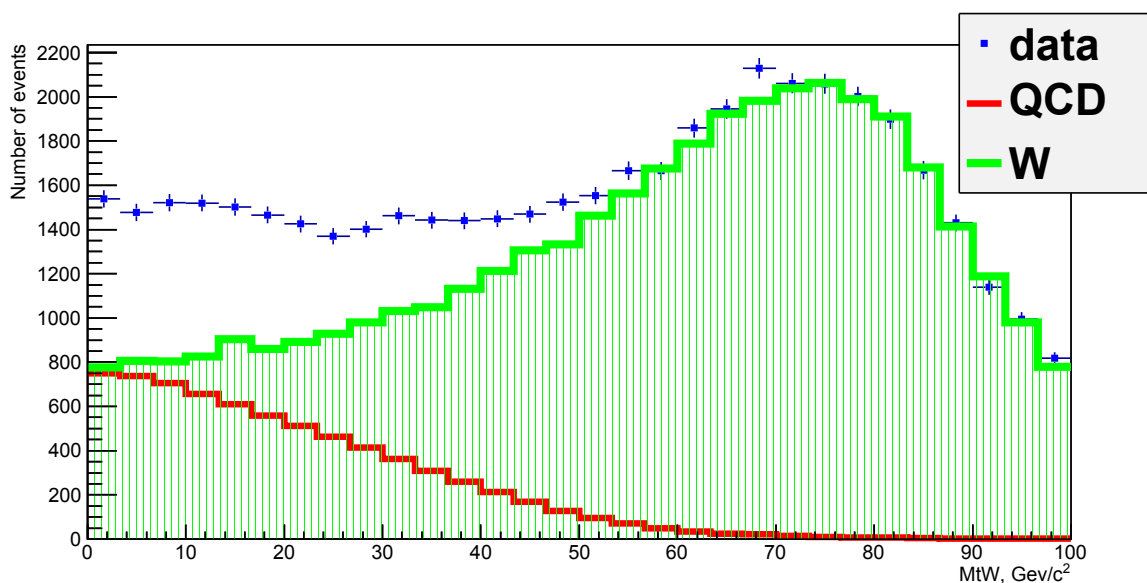


Рис. 5: Распределения по поперечной массе для QCD- и W-процессов по результатам фитирования методом наибольшего правдоподобия

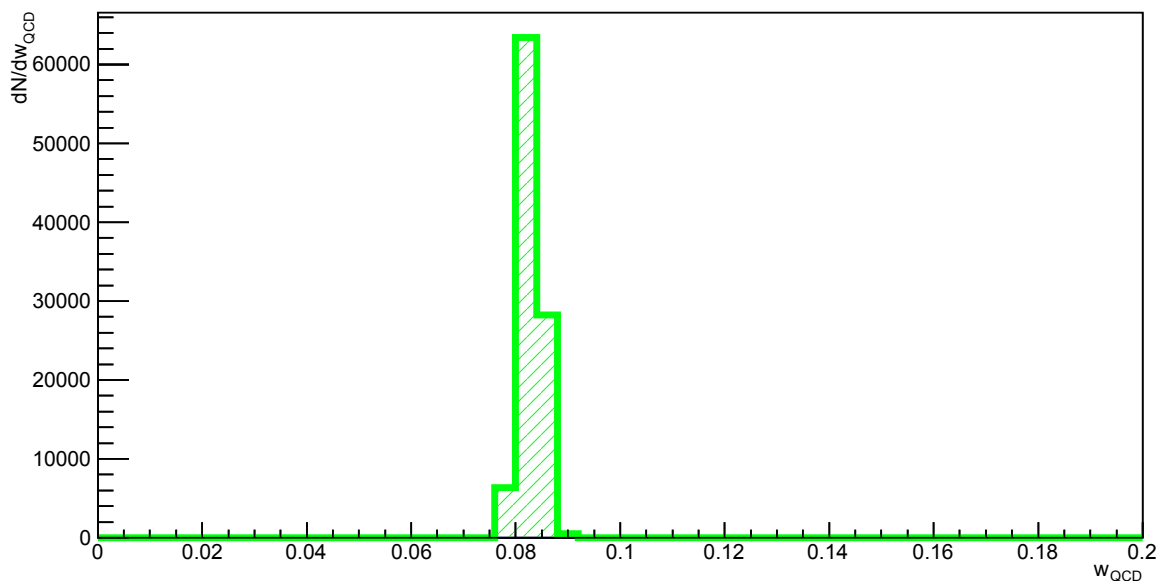


Рис. 6: Апостериорное распределение по весу QCD-событий w_{QCD} , полученное маргинализацией двумерного апостериорного распределения (5) по весу W-событий

6. ИЗМЕРЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ И SF ДЛЯ СИГНАЛЬНОГО ТРИГГЕРА

В нашем анализе триггер мюонного канала, выделяющий события сигнала, является составным и требует выполнения совокупности условий. В качестве составной части в нём используется триггер

HLT_IsoMu17, который срабатывает, когда в событии присутствует изолированный мюон с $p_T > 17 \text{ ГэВ/с}$. Далее рассматривается метод измерения эффективности этого триггера.

Суть метода, называемого *Tag&Probe*, использованного в нашем анализе, заключается в следующем. В качестве объектов исследования выбирают

ся частицы-продукты распада хорошо известных нейтральных резонансов, таких как, например, Z или J/ψ , к которым применим данный триггер. В нашем анализе для триггера *HLLT_IsoMu17* были выбраны мюоны, получаемые при распаде $Z \rightarrow \mu\bar{\mu}$. Один из продуктов распада должен иметь очень жёсткие критерии идентификации с очень высоким уровнем достоверности (заведомо более жёсткие, чем критерий триггера, эффективность которого измеряется). Такой мюон обозначается *tag*. Теперь необходимо выбрать второй мюон со значительно более мягкими критериями, такой, что инвариантная масса обоих мюонов будет попадать в энергетическое окно, обусловленное массой изучаемой резонансной частицы. Такой мюон обозначим *probe*. Так как эти два мюона с высокой долей вероятности появились при распаде резонанса, то такой кинематический фит сильно снижает вероятность мюона *probe* оказаться ложным мюоном и при этом не удовлетворять всем критериям идентификации мюона, используемых триггером. В частности, если *tag* удовлетворяет жест-

ким критериям, а *probe* — нет, мы всё равно можем считать *probe* мюоном. Те из *probe*, что зажимают изучаемый триггер *HLLT_IsoMu17*, обозначим как *passing probe*. В таком случае эффективность срабатывания триггера определяется выражением $\epsilon = N_{\text{passing probes}}/N_{\text{probes}}$, где N_{probes} и $N_{\text{passing probes}}$ — количество *probes* и *passing probes* соответственно.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В статье рассмотрены некоторые из задач, входящих в экспериментальный анализ одиночного рождения топ-кварка в эксперименте CMS на Большом адронном коллайдере. Описаны основные шаги отбора событий, участвующих в данном анализе, а также характеристики триггеров. Оценка вклада многоструйных фоновых событий произведена непосредственно из экспериментальных данных с помощью двух статистических методов.

-
- [1] <http://lhc.web.cern.ch/lhc/>.
- [2] *CMS Collaboration*. The CMS experiment at CERN LHC. JINST. **0803**. P. S08004. (2008).
- [3] *Tevatron Electroweak Working Group and for the CDF and D0 Collaborations*. Combination of CDF and D0 results on the mass of the top quark using up to 5.8 fb⁻¹ of data. arXiv:1107.5255 [hep-ex].
- [4] *Kidonakis N.* Higher-order corrections to top-antitop pair and single top quark production. arXiv:0909.0037 [hep-ph].
- [5] *Khachatryan V. et al. CMS Collaboration*. First Measurement of the Cross Section for Top-Quark Pair Production in Proton-Proton Collisions at sqrt(s)=7 TeV. Phys. Lett. B. **695**. P. 424. (2011). arXiv:1010.5994 [hep-ex].
- [6] *Kidonakis N.* Next-to-next-to-leading-order collinear and soft gluon corrections for t-channel single top quark production. Phys. Rev. D. **83**. P. 091503 (2011). arXiv:1103.2792 [hep-ph].
- [7] *Chatrchyan S. et al. CMS Collaboration*. Measurement of the t-channel single top quark production cross section in pp collisions at sqrt(s) = 7 TeV. Phys. Rev. Lett. **107**, P. 091802 (2011). arXiv:1106.3052 [hep-ex].
- [8] *CMS Collaboration*. Particle-Flow Event Reconstruction in CMS and Performance for Jets, Taus, and \cancel{E}_T . CMS PAS PFT-09-001. (2009).
- [9] *Rizzi A., Palla F., Segneri G.* Track impact parameter based b-tagging with CMS. CMS-NOTE-2006-019. (Geneva: CERN, 2006)
- [10] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/WorkBookHLLTtutorial>.
- [11] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/SWGuidePATtrigger>.
- [12] *Adler V., Beernaert K., Garcia G.* Measurement of the inclusive top-pair production cross section in the semi-leptonic muon and electron channels with the complete dataset from the 2011 data taking period. CMS AN 2011/443 **5**.
- [13] <http://www-ekp.physik.uni-karlsruhe.de/~ott/theta/html/index.html>.
- [14] <http://wwwasdoc.web.cern.ch/wwwasdoc/minuit/minmain.html>.
- [15] *Hastings W. K.* Monte Carlo Sampling Methods Using Markov Chains and Their Applications. Biometrika. **57**. P. 97-109. (1970).
- [16] *Andrieu C.* An Introduction to MCMC for Machine Learning. Machine Learning. **50**. P. 5–43. (2003).

Methods of measuring background processes from experimental data in the analysis of single top production in the CMS experiment of LHC

Е. Е. Боос^{1a}, Л. В. Дудко^{1b}, А. А. Маркина^{1c}, М. А. Перфилов^{1d}, А. А. Попов^{1e}, Н. А. Тсирова^{1f}, И. А. Мягков^{2g}, И. А. Швецов^{2h}

¹ *Lomonosov Moscow State University Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics (MSU SINP), 1(2), Leninskie gory, GSP-1, Moscow 119991, Russia.*

² *Faculty of Physics M.V.Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991 Russia.*

E-mail: ^aboos@theory.sinp.msu.ru, ^bdudko@sinp.msu.ru, ^canastasia.markina@cern.ch, ^dperfilov@sinp.msu.ru,

^eaa.popov@physics.msu.ru, ^fnatalia.tsirova@cern.ch, ^gmyagkov@physics.msu.ru, ^hshvecov@physics.msu.ru.

Experimental analysis of single top production includes set of problems. In this paper we review the measuring of multijet events and the efficiency of using triggers.

PACS: 14.65.Ha, 13.85.Qk, 02.50.Ga, 02.50.Ng, 02.50.Sk.

Keywords: top quark, Large Hadron Collider, CMS.

Received 16 May 2012.

Сведения об авторах

1. Боос Эдуард Эрнстович, профессор, доктор физико-математических наук, заведующий отделом экспериментальной физики высоких энергий; тел.: (495) 939-23-93, e-mail: boos@theory.sinp.msu.ru.
 2. Дудко Лев Владимирович — канд. физ.-мат. наук, заведующий лабораторией экспериментальной физики элементарных частиц; тел.: (495) 939-58-81, e-mail: dudko@sinp.msu.ru.
 3. Маркина Анастасия Алексеевна — научный сотрудник, e-mail: anastasia.markina@cern.ch.
 4. Мягков Игорь Алексеевич — студент физического факультета МГУ им. М. В. Ломоносова, e-mail: myagkov@physics.msu.ru.
 5. Перфилов Максим Анатольевич — канд. физ.-мат. наук, научный сотрудник, e-mail: perfilov@sinp.msu.ru.
 6. Попов Андрей Алексеевич — младший научный сотрудник, e-mail: aa.popov@physics.msu.ru.
 7. Цирова Наталья Александровна — канд. физ.-мат. наук, научный сотрудник, e-mail: natalia.tsirova@cern.ch.
 8. Швецов Иван Александрович — студент физического факультета МГУ им. М. В. Ломоносова, тел.: 8-960-719-52-66, e-mail: shvecov@physics.msu.ru.
-