

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ УНИТАРНОЕ ПРЕДПРИЯТИЕ
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ИНСТИТУТ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ФИЗИКИ
ИМ. А. И. АЛИХАНОВА

На правах рукописи

Шрейбер Ирина Владимировна

**Измерение процесса радиационного рождения
пары топ-кварк–антикварк на ускорителе Tevatron
в эксперименте CDF**

Специальность 01.04.23 - физика высоких энергий

ДИССЕРТАЦИЯ
на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук
А. А. Ростовцев

Москва, 2009

Моим родным и любимым

Содержание

Введение	1
1 Мотивация	5
1.1 Стандартная Модель	5
1.2 Поиск физики за пределами Стандартной Модели	7
1.3 Поиск по виду события	8
1.4 $\ell\gamma E_T b$ и $t\bar{t}\gamma$ события	8
2 Ускорительный комплекс Теватрон и эксперимент CDF	11
2.1 Ускорительный комплекс Теватрон	11
2.2 Экспериментальная установка CDF	13
2.2.1 Координатная система	13
2.2.2 Трековая система	15
2.2.3 Система измерения времени пролета частиц	18
2.2.4 Калориметрия	19
2.2.5 Мюонные системы	22
2.2.6 Черенковские счетчики светимости	25
2.2.7 Триггерная система	27
3 Отбор событий	32
3.1 Данные, используемые для анализа, и основные критерии отбора	32
3.2 Идентификация электронов	33
3.2.1 Строгие критерии идентификации для электронов в центральном калориметре	34
3.2.2 Дополнительные электроны	36
3.3 Идентификация мюонов	38
3.3.1 Строгие критерии идентификации мюонов	38
3.3.2 Дополнительные мюоны: CMUP и CMX	39
3.4 Идентификация фотонов	41
3.5 Идентификация струй b-кварков (b-струй)	44
3.5.1 Определение положения первичной вершины	44
3.5.2 Определение положения вторичной вершины	44
3.6 Реконструкция E_T	47
3.7 Расчет полной поперечной энергии события, H_T	47

4	Предсказания Стандартной Модели	48
4.1	Вычисление матричных элементов	48
4.2	Полулептонные $t\bar{t}\gamma$ MadGraph события	48
4.3	NLO/LO поправки для $t\bar{t}\gamma$ MC	48
4.4	Другие процессы СМ как источники $\ell\gamma E_T b$ и $t\bar{t}\gamma$ событий	49
4.4.1	Описание моделированных выборок	49
4.4.2	NLO/LO	50
4.5	Сравнение образцов	50
5	Оценка фонов	51
5.1	Фотонный фон	51
5.1.1	Фотоны из тормозного излучения электронов	51
5.1.2	Фотоны из адронных струй	53
5.1.3	Фотоны из τ распадов	59
5.2	КХД фон	61
5.2.1	КХД выборка	61
5.2.2	Метод оценки КХД фона	62
5.2.3	Результаты оценки КХД фона	66
5.2.4	Модифицированный метод оценки КХД фона	66
5.3	Неверно идентифицированные b-струи.	67
6	Изучение систематических ошибок	71
6.1	Экспериментальные систематические ошибки	71
6.2	Теоретические систематические ошибки	71
6.2.1	Масштаб факторизации	72
6.2.2	Функция распределения партонов (PDF)	72
6.2.3	K-фактор	73
6.3	Систематическая ошибка в определении светимости	73
7	События $\ell\gamma E_T b$ и $t\bar{t}\gamma$	74
7.1	Результаты поиска событий $\ell\gamma E_T b$ и $t\bar{t}\gamma$	75
7.2	Сравнение числа наблюдаемых и ожидаемых $\ell\gamma E_T b$ событий	78
7.3	Сравнение числа наблюдаемых и ожидаемых $t\bar{t}\gamma$ событий	79
7.4	Измерение сечения рождения процесса $t\bar{t}\gamma$	86
8	Вклад диссертанта в развитие и работу CDF	88
8.1	Программа контроля высокого напряжения калориметра	88
8.1.1	Аппаратное обеспечение HV для калориметра	88
8.1.2	Программное обеспечение HV для калориметра	88

8.2 Программный пакет визуализации событий Event Display	94
Заключение	96
Благодарности	98
А Приложение	99
A.1 Список $\ell\gamma E_T b$ и $t\bar{t}\gamma$ событий	99
A.2 Дополнительные кинематические распределения	102
A.2.1 $\ell\gamma E_T b$	102
A.2.2 $t\bar{t}\gamma$	103
A.3 Заряд лептона в $t\bar{t}\gamma$ событиях	104
A.4 Поправочные коэффициенты и триггерная эффективность	104

Введение

Физика высоких энергий – это передовое направление современной науки, конечной целью которого является открытие фундаментальных законов микромира, лежащих в основе эволюции материи во Вселенной, начиная с момента ее рождения при Большом взрыве. Задача физики элементарных частиц – найти элементарные составляющие материи и исследовать взаимодействия между ними. Современную физическую картину мира с наибольшей достоверностью описывает Стандартная модель (СМ) [1].

Несмотря на значительный успех СМ в описании экспериментальных данных, полученных на ускорителях, существует много причин, почему СМ ставится под сомнение. Она рассматривается в качестве "низко-энергетического приближения" к более общей теории, которая, в идеале, должна объединить все виды взаимодействий, включая стоящее за рамками СМ гравитационное взаимодействие. Следовательно, изучение новых явлений, подтверждающих или, напротив, опровергающих СМ, – первоочередная задача физики.

Теватрон (англ. Tevatron) – кольцевой ускоритель-коллайдер, расположенный в национальной ускорительной лаборатории им. Энрико Ферми недалеко от Чикаго. В настоящее время он имеет самую высокую в мире энергию пучков частиц. Теватрон – синхротрон, ускоряющий заряженные частицы, протоны и антипротоны, в подземном кольце длиной 6.3 км до энергии 0.98 ТэВ.

В диссертации представлены результаты поиска событий $\ell\gamma E_T b$ и $t\bar{t}\gamma$ на $p\bar{p}$ ускорителе Tevatron в эксперименте CDF Run II.

На защиту выносятся следующие результаты:

1. Идентификация объектов, методы оценки фонов из-за неверной идентификации лептонов и фотонов высокой энергии, оценка вкладов СМ.
2. Поиск событий вида $\ell\gamma E_T b$, содержащих лептон, фотон, адронную струю b-кварка (b-струю) и значительную потерянную поперечную энергию (E_T) в эксперименте CDF Run II на данных с общей светимостью 1.9 fb^{-1} , и сравнение полученных результатов с предсказаниями СМ.
3. Впервые представлен поиск событий вида $t\bar{t}\gamma$, для которых помимо критериев отбора $\ell\gamma E_T b$ были применены дополнительные критерии отбора: минимум 2 адронные струи (хотя бы одна из которых b-струя) и значительная полная энергия события. Согласно предсказаниям СМ, основным источником таких событий является процесс радиационного

рождения пары топ-кварк–антикварк, $t\bar{t}\gamma$. Вероятность образования $t\bar{t}$ пары совместно с высоко-энергетичным фотоном, согласно СМ, во много раз меньше, чем просто пары топ-анти топ. Обнаружение аномального сигнала в радиационном рождении $t\bar{t}$ стало бы указанием на физику за рамками СМ.

4. Экспериментальное определение сечения рождения процесса $t\bar{t}\gamma$.

В работе используется техника поиска *по виду события*: для выбранного типа события оценивается вклад от процессов СМ, учитывается неверная идентификация тех или иных объектов в детекторе, и затем проверяется, описывает ли СМ результат, полученный экспериментально.

Основные результаты диссертации опубликованы в [2]. Материалы, изложенные в диссертации, опубликованы также в [3, 4, 5], и были представлены на конференции IHEP2006 (2006, Москва) [6], на Крымской конференции (“New trends in high-energy physics”, Крым, 2006) [3], на конференции по Суперсимметрии (SUSY, Karlsruhe, 2007) [7], на конференции DIS08 (2008, London) [8], в докладе конференции ICHEP 2008 (Philadelphia, 2008) [9], а также на сессии плакатов ICHEP 2008, на конференции EPS’09 (Krakow, 2009).

Результаты изучения процесса радиационного рождения $t\bar{t}$ пары, были представлены на семинарах в Лаборатории Ферми (Чикаго), в Университете Женева, а также были рецензированы многими институтами, входящими в состав сотрудничества CDF, среди которых Университет Чикаго (UC), Университет Davis, Университет Duke, Университет штата Мичиган (MSU), а также лаборатория Фермилаб.

Диссертант принял непосредственное участие в создании, развитии и поддержке программы контроля высокого напряжения калориметра. Для Run II было создано программное обеспечение, разработанное на основе программного пакета Visual C++ и Visual Basic компании Microsoft (MCS). Данная программа позволяет обеспечивать непрерывный контроль за высоким напряжением калориметрической системы CDF, что позволяет избежать остановок в работе детектора и сборе данных. В дополнение, диссертант является лидером проекта "CDF Run II Event Display" (EVD) [10, 5] с 2008 года [11]. EVD - это программный пакет визуализации событий, один из важнейших инструментов для их изучения. EVD широко используется как для анализа данных, так и для контроля данных в процессе сбора [12] в CDF.

Диссертация состоит из введения, восьми глав, заключения и приложения.

Во **введении** кратко описываются постановка задачи, расположение материала и формулируются основные результаты работы.

Первая глава носит вводный характер. В ней даются основные положения Стандартной Модели и направления исследований процессов за ее пределами. Она посвящена мотивации представленного физического анализа, а также описывает технику поиска *по виду события*.

Во **второй главе** описывается ускорительный комплекс Tevatron и эксперимент CDF Run II.

Третья глава посвящена описанию методики отбора событий. В ней описываются образцы данных, используемые для анализа и основные критерии отбора событий для поиска по виду события, $\ell\gamma E_T b$, и для изучения процесса радиационного рождения пары топ-антитоп, $t\bar{t}\gamma$. Критерии отбора, используемые для идентификации электронов описаны в Главе 3.2, для мюонов в Главе 3.3, и для фотонов в Главе 3.4. В Главе 3.5 описывается метод идентификации струй b-кварка (b-струй), используя метод регистрации вторичной вершины. В Главе 3.6 описывается метод расчета потерянной поперечной энергии (E_T), а в Главе 3.7 дается определение переменной H_T , полной поперечной энергии события.

В **четвертой главе** представлены результаты расчета вероятности искомого процесса в рамках СМ средствами математического моделирования.

В **пятой главе** проводится анализ фоновых процессов, таких как фотоны от тормозного излучения электронов, фотоны из адронных струй, неверная идентификация b-струй, а также КХД фон.

В **шестой главе** представлен обзор систематических ошибок, разделенных на экспериментальные, теоретические и ошибку в определении светимости.

В **седьмой главе** представлены результаты поиска событий $\ell\gamma E_T b$ и $t\bar{t}\gamma$ в данных эксперимента CDF Run II в электронном и мюонном каналах. В Главе 7.2 дается сравнение экспериментальных данных для $\ell\gamma E_T b$ категории с предсказаниями СМ, а в Главе 7.3 – для $t\bar{t}\gamma$ категории событий. В Главе 7.4 приводятся результаты измерения сечения рождения $t\bar{t}\gamma$.

Восьмая глава посвящена описанию программных кодов, разработанных и внедренных диссертантом в эксперимент CDF Run II для сбора, обработки и визуализации результатов. Дается описание программы контроля высокого напряжения калориметра, которая позволяет обеспечивать непрерывный контроль за высоким напряжением для калориметрической системы CDF. Также приводится краткое описание программного пакета визуализации событий CDF Run II Event Display (EVD).

В **заключении** представлены основные результаты диссертации, указывается уровень их теоретической и практической значимости, а также очерчиваются перспективы дальнейших исследований, в том числе на LHC, использующих

настоящие данные как контрольные.

В **приложении** приводятся списки $\ell\gamma E_T b$ и $t\bar{t}\gamma$ событий (Глава A.1), представлены дополнительные распределения для событий вида $\ell\gamma E_T b$ и $t\bar{t}\gamma$ (Глава A.2).

1 Мотивация

Изучение элементарных составляющих материи и исследование взаимодействия между ними – важнейшая задача физики элементарных частиц. Несмотря на то, что в настоящее время Стандартная Модель (СМ) [1] физики элементарных частиц очень хорошо описывает огромную совокупность экспериментальных данных с ускорительных экспериментов, проявление физики за пределами СМ (так называемой "Новой Физики", НФ) возможно при энергиях порядка ТэВ [13]. Проверка предсказаний СМ, поиск эффектов за ее пределами, а также точное измерение свойств частиц и их взаимодействий является целью экспериментальных исследований на современных ускорителях.

1.1 Стандартная Модель

Как уже было сказано, Стандартная Модель (СМ) - теория, наиболее полно описывающая свойства элементарных частиц и их взаимодействия. Предсказания данной модели дают хорошее согласие с экспериментальными данными с ускорителей. СМ дает самосогласованное описание явлений, происходящих в микромире, используя минимальное число составляющих элементов и нескольких видов взаимодействий.

Согласно СМ, все многообразие природы основано на заряженных и нейтральных лептонах и кварках, взаимодействия между которыми осуществляется с помощью частиц-переносчиков. Переносчики взаимодействий имеют спин равный 1 и называются бозонами, тогда как кварки и лептоны обладают спином $\frac{1}{2}$ и называются фермионами. Между лептонами в СМ существуют слабые и электромагнитные взаимодействия. Переносчики этих взаимодействий – массивные заряженные W^\pm , нейтральный Z бозон и фотон (γ) – являются фундаментальными частицами СМ.

Свободные кварки, в отличие от лептонов, до сих пор экспериментально не обнаружены. Для калибровочного описания взаимодействия между ними, так называемого "сильного взаимодействия" постулируется, что кварки обладают дополнительной внутренней характеристикой – “цвет”. Цвета кварков подразделяются на красный, зеленый и синий, а также соответствующие им анти-цвета. В связанном состоянии частица должна быть “бесцветной”, что означает, что либо частица состоит из трех кварков, по одному каждого цвета, либо из пары кварк-анти-кварк, несущих цвет и анти-цвет. Связанное состояние из трех кварков называется барионом, а кварк-антикварк состояние – мезоном.

Основные свойства элементарных частиц представлены на Рисунке 1.1. Кварки

Quarks	2.4 MeV $\frac{2}{3}$ $\frac{1}{2}$ u up	1.27 GeV $\frac{2}{3}$ $\frac{1}{2}$ c charm	171.2 GeV $\frac{2}{3}$ $\frac{1}{2}$ t top	0 0 1 γ photon
	4.8 MeV $-\frac{1}{3}$ $\frac{1}{2}$ d down	104 MeV $-\frac{1}{3}$ $\frac{1}{2}$ s strange	4.2 GeV $-\frac{1}{3}$ $\frac{1}{2}$ b bottom	0 0 1 g gluon
	<2.2 eV 0 $\frac{1}{2}$ ν_e electron neutrino	<0.17 MeV 0 $\frac{1}{2}$ ν_μ muon neutrino	<15.5 MeV 0 $\frac{1}{2}$ ν_τ tau neutrino	91.2 GeV 0 1 Z weak force
Leptons	0.511 MeV -1 $\frac{1}{2}$ e electron	105.7 MeV -1 $\frac{1}{2}$ μ muon	1.777 GeV -1 $\frac{1}{2}$ τ tau	80.4 GeV ± 1 1 W^{\pm} weak force
				Bosons (Forces)

Рис. 1.1: Элементарные частицы и их свойства.

и лептоны разделены на три поколения. Частицы в каждом поколении обладают схожими свойствами, однако имеют различные массы. Существует шесть лептонов и их античастиц, шесть кварков и соответствующих антикварков.

Взаимодействия между частицами вводятся в СМ путем рассмотрения калибровочных симметрий в соответствующих секторах. В физике элементарных частиц важны два вида симметрии при построении квантовой хромодинамики (КХД) и электрослабой теории:

- внутренние симметрии, а именно симметрия цветового заряда $SU(3)$ и электрослабая симметрия, $SU(2) \otimes U(1)$
- локальные калибровочные симметрии, зависящие от точек пространства и моментов времени.

Следовательно, Стандартная Модель элементарных частиц – это объединение трех сил взаимодействий: сильных, слабых и электромагнитных. СМ основывается на синтезе произведения симметрии цветового заряда, $SU(3)$, и электрослабой симметрии, $SU(2) \otimes U(1) : SU(5) = SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1)$. Переносчиками сильного цветового взаимодействия являются глюоны, не обладающие ни массой, ни электрическим зарядом. Этот тип взаимодействия описывается квантовой хромодинамикой. Электромагнитное взаимодействие происходит посредством обмена квантами электромагнитного излучения – фотонами, которые также лишены массы. Слабое взаимодействие, напротив, передается массивными векторными или калибровочными бозонами.

Вне СМ элементарных частиц находится одна из четырех фундаментальных сил взаимодействий – сила гравитационного взаимодействия. Гравитационное взаимодействие передается посредством обмена не обладающими собственной массой гравитонами, пока экспериментально не обнаруженными.

1.2 Поиск физики за пределами Стандартной Модели

Теватрон, как наиболее высоко-энергетичный ¹ ускорительный комплекс, обладает уникальной возможностью для поиска физики за пределами СМ. На предыдущей стадии эксперимента CDF, Run I, были обнаружены события вида $\ell\gamma E_T$ с возможными отклонениями от СМ, составившими 2.7σ . Эти отклонения, хоть и не являлись статистически значимыми, привели к активности в теоретическом сообществе. Предсказания от различных моделей, в которых ожидаются новые частицы с массами порядка 100-200 ГэВ, рождение которых ожидается при энергиях, доступных на Теватроне, сделаны в рамках Техницвета [14] и Суперсимметрии [15, 16].

В Run II был проведен анализ новых данных для событий вида $\ell\gamma E_T$ [17]. Было установлено, что число событий $\ell\gamma E_T$ соответствует предсказаниям СМ. Более того, результаты на большей статистике [4] подтвердили выводы, сделанные в Публикации [17]. Тем не менее, исследованные каналы остались интересными для последующих детальных исследований на большей статистике. В данной работе представлена проверка предсказаний СМ для событий вида $\ell\gamma E_T$ с дополнительной b-струей – $\ell\gamma E_T b$.

Необходимо заметить, что $\ell\gamma E_T b$ – это наиболее общий вид событий, в которых происходит рождение событий топ-анти топ, $t\bar{t}$, совместно с фотоном, где распад $t\bar{t}$ происходит в полуплеptonной моде, что в результате приводит к наблюдению в детекторе лептона, потерянной энергии, струи со смещенной вершиной (b-струи),

¹на момент написания диссертации

а также фотона. Разумеется, помимо искомых топ-анти топ-фотонных событий, схоже выглядят в детекторе и некоторые другие события, в которых топ-кварки или фотоны отсутствуют. Для подавления фоновых событий накладываются дополнительные критерии отбора – минимум 2 адронные струи, хотя бы одна из которых – b -струя, а также большая полная поперечная энергия события. При таком отборе, согласно СМ, наиболее вероятным является процесс радиационного рождения $t\bar{t}$ пары.

Несмотря на то, что топ кварк был открыт более 10 лет назад, многие его свойства до сих пор остаются неизученными. Большая масса топ кварка предполагает, что топ кварк может играть значительную роль в электрослабом нарушении симметрии. Следовательно, Новая физика, связанная с электрослабым нарушением симметрии, может быть впервые обнаружена при изучении свойств топ кварка. Вероятность образования топ-кварк–антикварковой пары совместно с высоко-энергетичным фотоном, согласно СМ, во много раз меньше, чем просто $t\bar{t}$ пары. Возможными указаниями на физику за пределами СМ будут являться отклонения, обнаруженные при изучении ассоциативного рождения топ кварка с переносчиками электрослабого взаимодействия в СМ ($t\bar{t}\gamma$, $t\bar{t}W$, $t\bar{t}Z$).

1.3 Поиск по виду события

Несмотря на то, что теоретические предсказания, очевидно, необходимы для экспериментальной физики, следует оставаться открытым для поиска неожиданных новых эффектов. В связи с этим, для поиска физики за пределами СМ, используется техника “квази” модельно-независимого *поиска по виду события*. При этом экспериментальном подходе полученные результаты сравниваются с предсказаниями СМ [18, 19, 20]. Кинематические критерии отбора событий для исследования, представленного в данной диссертации, были установлены заранее, *a priori*, руководствуясь теоретическими предсказаниями [21].

Таким образом, стратегией для *поиска по виду события* является проверка СМ в поисках отклонений экспериментальных результатов от теоретических предсказаний, используя заранее установленные критерии отбора.

1.4 $\ell\gamma E_T b$ и $t\bar{t}\gamma$ события

Согласно СМ, вероятность образования топ-кварк–антикварковой пары совместно с высокоэнергетичным фотоном в 100 раз меньше, чем просто пары топ-кварк–антикварк. Однако существует множество теоретических моделей НФ, предсказывающих существование дополнительных частиц или предполагающих

дополнительные измерения. И во многих из таких моделей фотон играет важную роль и излучается в каскадных (многоступенчатых) распадах тяжелых заряженных частиц. Обнаружение аномального сигнала в рождении пары топ-антитоп и фотона стало бы указанием на физику за рамками СМ.

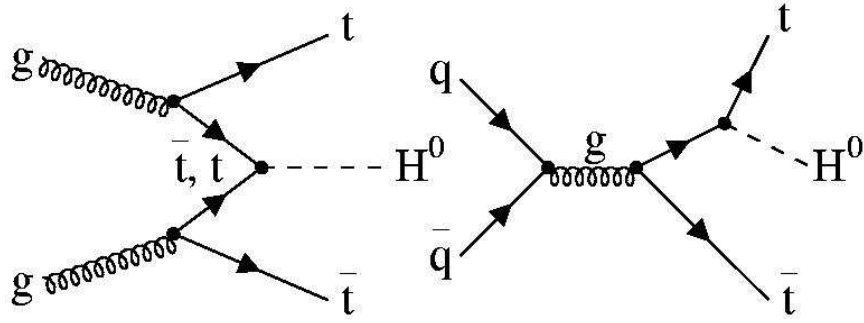
Поиск распадов с фотонами в конечном состоянии (в данном случае, совместно с парой топ-антитоп) имеет ряд преимуществ. Фотон – это одна из фундаментальных частиц в электрослабой теории (в дополнение к массивным W - и Z -бозонам). Фотон связан с электрическим зарядом и поэтому излучается всеми заряженными частицами, включая частицы до взаимодействия (то есть кварки из взаимодействующего протона и антипротона), что важно для поиска невидимых конечных состояний.

Другие важные свойства фотона – безмассовость и тот факт, что фотон в свободном состоянии не распадается (в отличие от массивных W - и Z -бозонов). Это позволяет лучше понять схожие процессы – рождение пары топ-антитоп с другими бозонами – W - и Z -, а также бозоном Хиггса. Наконец, один из важнейших вариантов распада бозона Хиггса – это распад на два фотона.

Топ-кварк распадается на b -кварк (более легкий долгоживущий кварк из того же поколения, что и топ-кварк) и W (массивную заряженную частицу), которые в свою очередь распадаются дальше. b -кварк до распада пролетает заметную дистанцию и приводит к рождению адронной струи со смещенной вершиной, так называемой b -струи. Первый вариант распада W -бозона — заряженный лептон и нейтрино. Это приводит к обнаружению заряженной частицы (электрон или мюон) и так называемой “потерянной энергии”: нейтрино практически не взаимодействует с веществом и покидает детектор без прямого обнаружения. Второй вариант распада — адронные струи. Антитоп распадается схожим образом.

Следовательно, идеальное событие вида “топ-антитоп плюс фотон” выглядит как две b -струи (две адронные струи со смещенной вершиной, поскольку b -кварк до распада пролетает заметную дистанцию), лептон, потерянная энергия, две адронные струи с вершиной в точке взаимодействия и фотон. Таким образом, поиск событий вида $\ell\gamma E_T b$, содержащих лептоны и фотоны высокой энергии, а также b -струи, предоставляет хорошую возможность для проверки предсказаний СМ, а также для поиска явлений за ее пределами.

Суперсимметрия, с ее многообразием свободных параметров, предлагает модели с лептонами и фотонами в конечных состояниях. Суперсимметричные модели, где переносчиками взаимодействия являются калибровочные бозоны, и в которых фотино распадается в гравитино, также популярный выбор [22], и интересной особенностью таких моделей является то, что в них есть кандидат для

Рис. 1.2: Диаграммы Феймана для $t\bar{t}H^0$.

темной материи. Так как фотон - это один из трех $SU(2) \times U(1)$ калибровочных бозонов, он может оказаться хорошим индикатором новых взаимодействий, т.к. он связывается с новым калибровочным сектором.

Поиск $t\bar{t}\gamma$ является естественным продолжением поиска событий $\ell\gamma E_T b$, так как они имеют одинаковый *вид события*. Новая физика, связанная с электрослабым нарушением симметрии, может быть впервые обнаружена при изучении свойств топ кварка. Процесс излучения фотона топ кварком пока не был экспериментально обнаружен. Также, одно из наиболее важных свойств топ кварка – константа электромагнитной связи – до сих пор не было измерено. Константа электромагнитной связи может быть измеряна напрямую при изучении электромагнитного взаимодействия топ кварков в $t\bar{t}\gamma$ событиях. Радиационное рождение пары топ-анти топ также может быть использовано как контрольный класс событий для изучения ассоциативного рождения бозона Хиггса с топ кварком, $t\bar{t}H^0$, на LHC (Рисунок 1.2).

2 Ускорительный комплекс Теватрон и эксперимент CDF

Теватрон (англ. Tevatron) – кольцевой ускоритель-коллайдер, расположенный в национальной ускорительной лаборатории им. Энрико Ферми. Теватрон – синхротрон, ускоряющий заряженные протоны и антипротоны в подземном кольце длиной 6.3 км. На сегодняшний день Теватрон обладает наибольшей энергией в центре масс, $\sqrt{s} = 1.96$ ТэВ. Одной из основных установок, работающих на Теватроне, является установка CDF.

2.1 Ускорительный комплекс Теватрон

Ускорение частиц в Теватрон происходит в шесть этапов. На Рисунке 2.1 изображена схема разгона протонов (p) и антипротонов (\bar{p}).

Первая стадия осуществляется при помощи предускорителя-генератора Кокрофта-Волтона. Внутри этого предускорителя-генератора происходит ионизация газа водорода с целью создания отрицательно заряженных ионов водорода, H^- , каждый из которых состоит из двух электронов и одного протона. Отрицательно заряженные ионы затем ускоряются до энергии 750 кэВ.

Во время второй стадии ускорения ионы пролетают 150-метровый линейный ускоритель (Linac) [23], ускоряющий частицы с помощью переменного электрического поля до энергии 400 МэВ. Ускорение на линейном ускорителе осуществляется с помощью радиочастотных полостей. Осциллирующее электрическое поле в радиочастотных полостях группирует ионы в сгустки. Затем ионы проходят через углеродную фольгу, теряют электроны, оставляя только протоны.

На следующей стадии протоны влетают в Бустер (Booster), синхротрон диаметром 74.5 метра, где совершают около 20,000 оборотов, разгоняясь до энергии 8 ГэВ.

Из Бустера частицы поступают в Главный Инжектор (Main Injector) [24], выполняющий несколько задач:

- ускорение протонов до энергии 150 ГэВ
- инжекция протонов с энергией 120 ГэВ в Антипротонный Источник (Antiproton Source) для создания антипротонов
- ускорение антипротонов до энергии 150 ГэВ

- инъекция протонов и антипротонов в главное ускорительное кольцо Теватрон

Протоны с энергией 120 ГэВ, извлеченные из Главного Инжектора в Антипротонный Источник, бомбардируют неподвижную никелевую мишень, в результате чего происходит рождение огромного числа частиц разных типов, включая антипротоны.

На заключительной стадии p и \bar{p} инжектируются в главное ускорительное

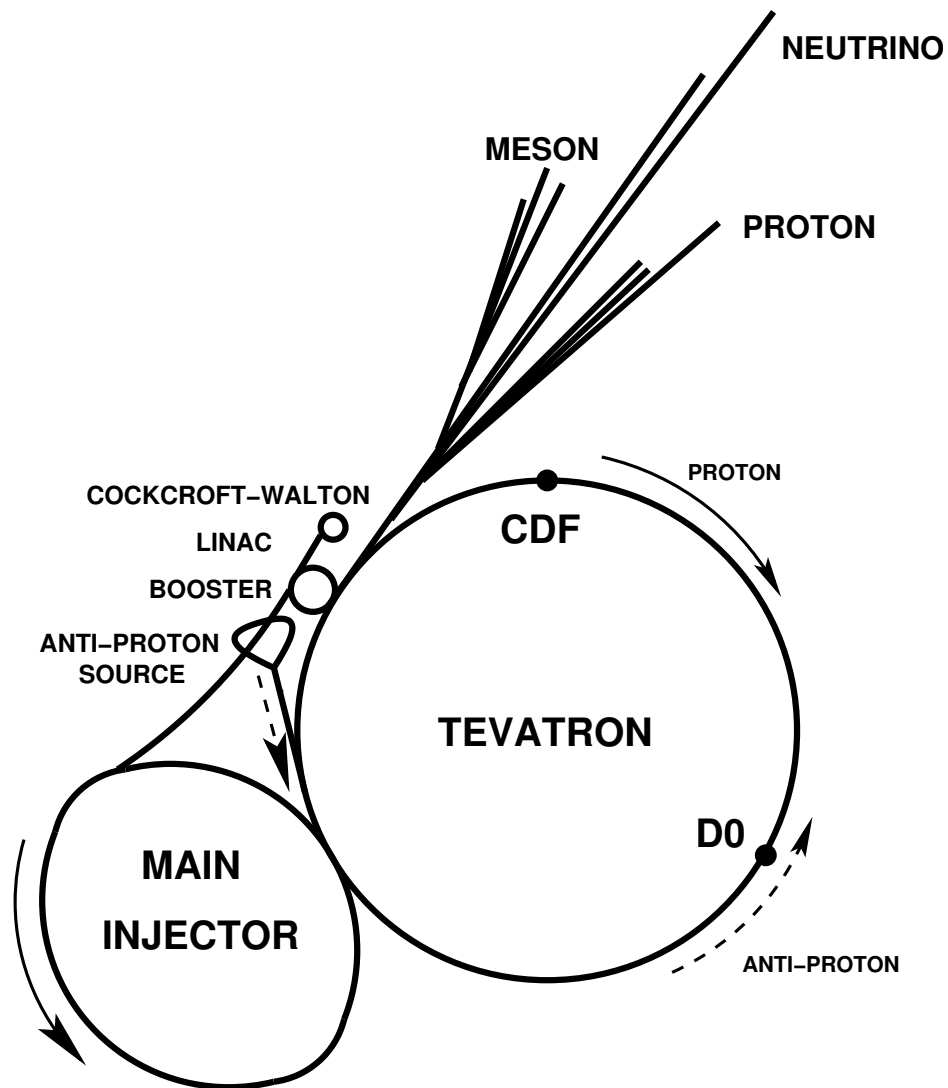


Рис. 2.1: Схематический вид ускорительного комплекса Теватрон в лаборатории Фермилаб. Протоны (сплошная стрелка) разгоняются на ускорителях Кокрофт-Валтон, Линейном ускорителе, Бустере, Главном Инжекторе, и затем на Теватроне. Антипротоны (прерывистая стрелка), полученные на антипротонном источнике, разгоняются сначала на Главном Инжекторе, а затем на Теватроне.

кольцо Теватрон, где они ускоряются до конечной энергии 980 ГэВ. p и \bar{p} совершают обороты в противоположных направлениях и сталкиваются в двух точках ускорительного кольца, где располагаются экспериментальные установки CDF II и DØ II (Рисунок 2.1).

2.2 Экспериментальная установка CDF

Установка CDF является детектором общего назначения цилиндрической формы и спроектирована для изучения протон-антипротонных столкновений на Теватрон. Повышение полной энергии в системе центра масс сталкивающихся частиц с 1.8 ТэВ до 1.96 ТэВ, светимости, а также дальнейшее усовершенствование детектора для Run II по сравнению с Run I и увеличение аксептанса установки CDF позволили резко увеличить набираемую статистику. Основные моменты усовершенствования установки CDF для Run II перечислены ниже:

- Новая система сбора данных, оптимизированная для работы в режиме 132 нс между столкновениями сгустков p и \bar{p} .
- Калориметрическая система на основе быстрых сцинтилляторов вплоть до $|\eta| \simeq 3$ (Глава 2.2.4)
- Новый кремниевый детектор (Глава 2.2.2)
- Новая центральная трековая камера (COT) с меньшим временем дрейфа (Глава 2.2.2):
- Расширенное покрытие мюонных систем, вплоть до $\eta \simeq 1.5$
- Трехуровневая (L1, L2, L3) триггерная система (Глава 2.2.7)
- Система регистрации времени пролета частиц, TOF (Глава 2.2.3)

Установка CDF (Рисунок 2.2) имеет высокоточную систему регистрации заряженных частиц, калориметрическую систему высокой гранулярности и систему детектирования и идентификации мюонов.

2.2.1 Координатная система

На Рисунке 2.2 изображен продольный разрез экспериментальной установки CDF.

В связи с цилиндрической формой детектора, используется цилиндрическая система координат (r, ϕ, z) с началом отсчета в центре детектора и направлением оси z по оси протонного пучка (по направлению на восток). Ось y

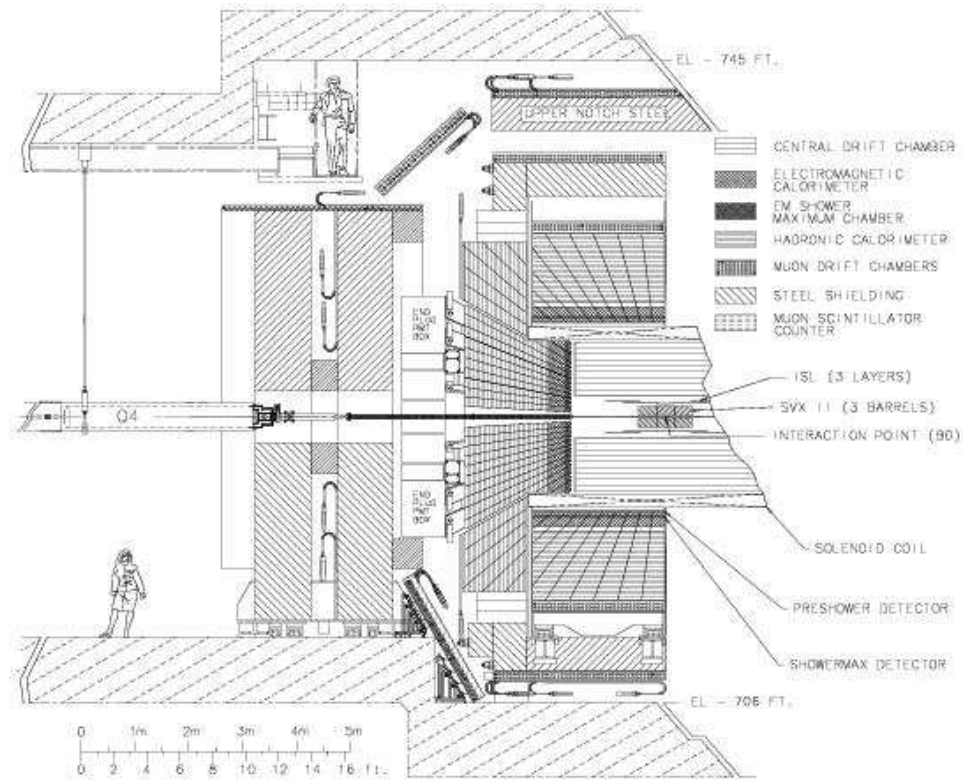


Рис. 2.2: Продольный разрез экспериментальной установки CDF (Глава 2.2.1).

направлена вверх (вертикальная ось). Направление оси x определяется тем, что для экспериментальной установки CDF используется правосторонняя система координат (горизонтальное направление).

CDF II детектор также описывается с помощью сферической системы координат. Радиус r – горизонтальное направление от центра ускорительного кольца. Полярный угол θ отсчитывается от положительной оси z . Азимут ϕ отсчитывается в направлении против часовой стрелки от положительной оси x и направлением оси z вдоль направления протонного пучка.

Однако, использование угла θ не является оптимальным в данном случае для изучения взаимодействий элементарных частиц, так как θ не является лоренц-инвариантной величиной. Для частицы, рожденной во взаимодействии $p\bar{p}$, лоренц-инвариантными величинами являются компонента импульса, перпендикулярная линии пучка (P_T), и быстрота (y). Поэтому эти величины используются для изучения свойств частиц на адронных ускорителях.

Быстрота определяется как

$$y = \frac{1}{2} \log \frac{E + P_L}{E - P_L} \quad (2.1)$$

где P_L – компонента импульса вдоль линии пучка и E – энергия.

Поперечная энергия E_T и поперечный импульс P_T для частицы определяются как

$$E_T = E \sin \theta \quad (2.2)$$

$$P_T = p \sin \theta \quad (2.3)$$

Для частиц, обладающих высокой энергией (безмассовых частиц), $\eta \equiv y$, где *псевдобыстрота* η определяется как

$$\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2} \quad (2.4)$$

Поскольку центр масс взаимодействующих партонов, как правило, движется вдоль оси z , частицы, рожденные во взаимодействиях $p\bar{p}$, чаще попадают в переднюю или заднюю части экспериментальной установки, чем в центральную. Центральная часть детектора CDF лежит в пределах $0 \leq |\eta| \leq 1$, тогда как передняя часть детектора находится в области $1 < |\eta| \leq 3$.

Постоянному срезу по η соответствует переменный срез по θ , меньший в переднем и заднем регионах. Это делает распределение частиц по η более равномерным, чем по θ , в связи с чем калориметры проектируются в срезах по η .

2.2.2 Трековая система

Непосредственно вокруг вакуумной камеры, где происходят столкновения протон-антипротонных пучков, размещен кремниевый вершинный детектор, позволяющий весьма точно реконструировать треки с целью поиска в триггерном режиме вторичных вершин от распада короткоживущих частиц с тяжелыми кварками.

За кремниевым вершинным детектором расположена центральная газовая трековая система, которая позволяет восстанавливать траектории регистрируемых частиц. Она вместе с кремниевыми детекторами образует единую трековую систему.

Таким образом, трековая система позволяет:

- определить такие характеристики частицы, как импульс и заряд, используя измеренные параметры трека.
- идентифицировать частицы при использовании информации полученной в трековой системе совместно с информацией полученной от других подсистем детектора. Например, если частице соответствует трек в трековом

COT		
Радиальное покрытие	44 - 132 см	
Число слоев	8	
Измерений на слой	12	
Максимальная дистанция дрейфа	0.88 см	
Разрешение для одиночного измерения	180 мкм	
Покрытие по η	$ \eta \leq 1.0$	
Число каналов	30,240	
Layer 00		
Радиальное покрытие	1.35 - 1.65 см	
Разрешение для одиночного измерения	6 мкм (аксиальное)	
Число каналов	13,824	
SVX II		
Радиальное покрытие	2.4 - 10.7 см	
Число слоев	5	
Разрешение для одиночного измерения	12 мкм (аксиальное)	
Полная длина	96.0 см	
Покрытие по η	$ \eta \leq 2.0$	
Число каналов	423,900	
ISL		
Радиальное покрытие	20 - 28 см	
Число слоев	один для $ \eta < 1$; два для $1 < \eta < 2$	
Разрешение для одиночного измерения	16 мкм (аксиальное)	
Полная длина	174 см	
Покрытие по η	$ \eta \leq 1.9$	
Число каналов	268,800	

Таблица 2.1: Основные параметры трековой системы эксперимента CDF.

детекторе, а также сигнал в мюонном детекторе, частица может быть идентифицирована как мюон.

Единая трековая система установлена внутри сверхпроводящего соленоидального магнита размерами 1.5 м по радиусу и 4.8 м длиной, который создает поле величиной 1.4 Тесла параллельно пучку частиц в полезном объеме радиусом 1.4 м и длиной 3.5 м, как показано на Рисунке 2.3. Основные параметры трековой системы эксперимента CDF приведены в Таблице 2.1.

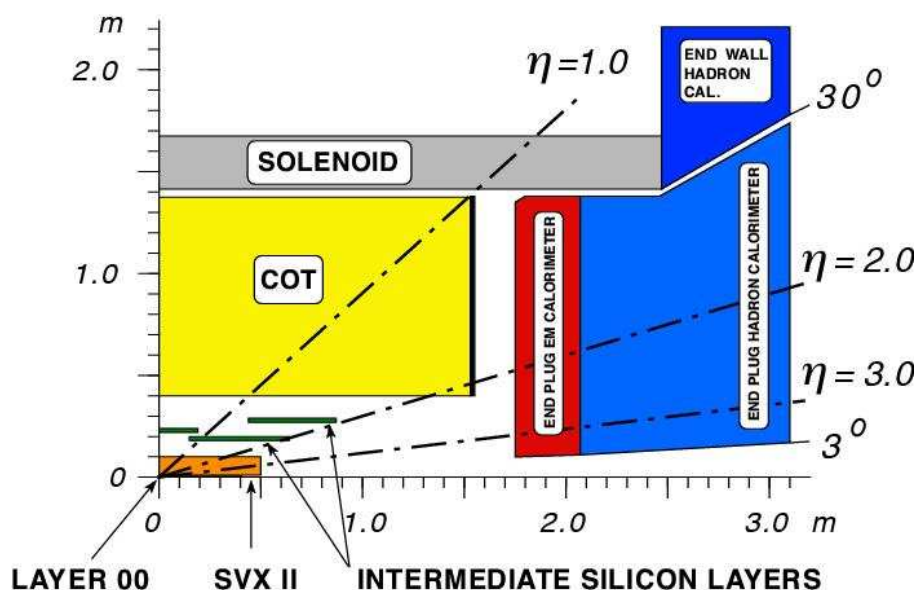


Рис. 2.3: Трековая система эксперимента CDF.

Кремниевый детектор

Система кремниевых детекторов состоит из трех подсистем и покрывает регион $|\eta| < 2.8$. На Рисунке 2.4 показан вид системы кремниевых детекторов с торца. Детектор Layer 00 смонтирован непосредственно на трубе, в которой происходят столкновения пучков и имеет радиальное покрытие от 1.35 до 2.4 см. Layer 00 окружен пятислойным кремниевым вершинным детектором (SVX II) с радиальным покрытием от 2.4 до 10.6 см. Трехслойный промежуточный кремниевый детектор (ISL) расположен между SVX II и центральной дрейфовой камерой (COT). Детекторы SVX II и ISL являются двусторонними, тогда как детектор Layer 00 – односторонний детектор. Система кремниевых детекторов CDF позволяет восстанавливать треки в трех измерениях. Для системы кремниевых детекторов разрешение по динамическому прицельному параметру d_0 составляет 40 мкм, включая вклад от неопределенности положения оси пучка, 30 мкм. Разрешение по z_0 для системы SVX II + ISL составляет 70 мкм.

Центральная газовая трековая система (COT)

COT, центральная газовая трековая система, представляет из себя камеру цилиндрической формы. COT предназначена для реконструкции треков заряженных частиц и имеет радиальное покрытие от 40 до 137 см. COT состоит из 8 “суперслоев” (SL) (Рисунок 2.5), четырех стерео слоев, используемых для измерений по r - z , чередующихся с четырьмя аксиальными слоями, используемых

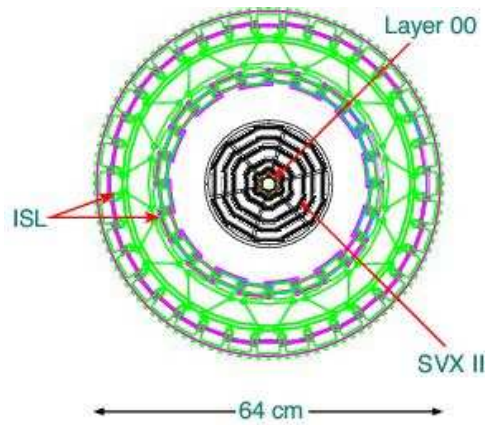


Рис. 2.4: Кремниевый трековый детектор.

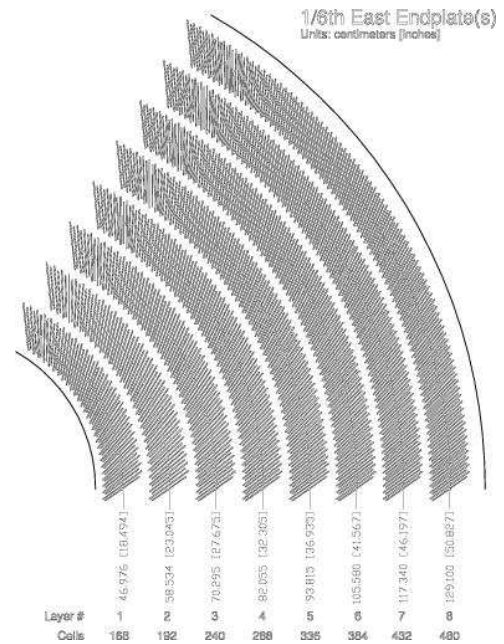


Рис. 2.5: Слои центральной дрейфовой камеры (COT).

для измерений по r - ϕ . Аксиальные SL состоят из сенсорных проволок, расположенных параллельно оси z , тогда как проволоки в стерео SL расположены под углом 2° по отношению к направлению оси z .

COT заполнена смесью аргона и этана в пропорции 50:50, определяющей скорость дрейфа электронов, образующихся в результате ионизации газа пролетающими через камеру заряженными частицами. Путем измерения времени дрейфа и зная скорость дрейфа в газе, можно определить радиальное расстояние до первоначального трека частицы с точностью до 180 мкм. Расположение ячеек под разными углами позволяет полностью восстанавливать треки по трем направлениям.

2.2.3 Система измерения времени пролета частиц

Система измерения времени пролета частиц TOF [25] расположена между трековой камерой COT и соленоидом. Система TOF позволяет идентифицировать низко-энергетичные пионы, каоны и протоны, путем измерения времени пролета частицы от точки взаимодействия до TOF системы.

Система состоит из 216 сцинтилляционных счетчиков размером $4 \times 4 \times 276$ см, на каждой стороне которых закреплены фотоумножители. Частица, пролетая через сцинтилляционный материал, оставляет в нем энергию, которая

вызывает видимые вспышки света. Эти вспышки регистрируются с помощью фотоумножителей. Система обладает разрешением по времени 100 пс.

2.2.4 Калориметрия

За пределами соленоида расположена калориметрическая система (Рисунок 2.6). С ее помощью определяют энергии и координаты электронов, фотонов, адронов, а также струй. Калориметрическая система состоит из электромагнитного (ЕМ) и адронного калориметров, которые обеспечивают измерение псевдобыстрот в регионе по $|\eta| < 3.64$.

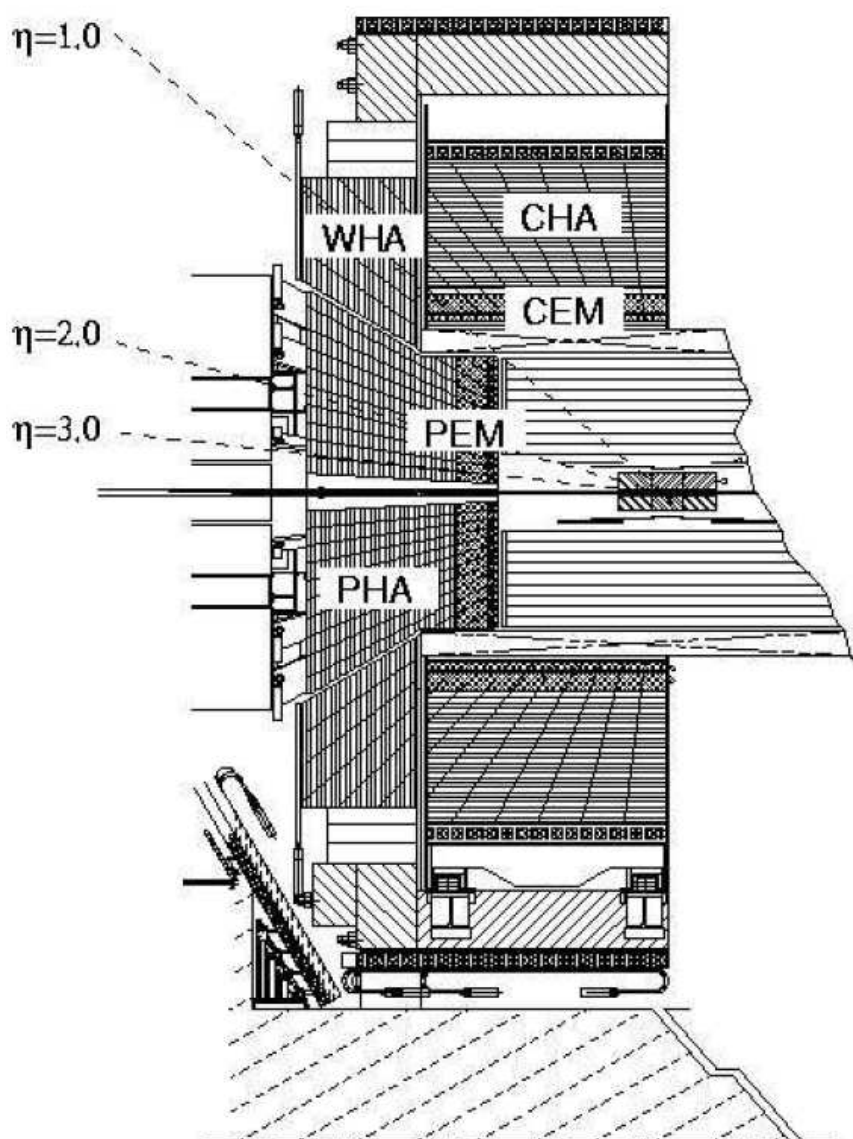


Рис. 2.6: Калориметрическая система CDF.

В общем случае, калориметры данного типа состоят из двух регионов: активного, в котором генерируется сигнал, и пассивного, который используется как поглотитель. Активный регион может представлять из себя сцинтиллятор, газовую камеру или полупроводник. Пассивный регион обычно состоит из материалов с высокой плотностью, таких как железо, свинец, медь. В CDF электромагнитный калориметр (ЕМ) сделан на основе комбинации пластин Рb-сцинтиллятора, а адронный калориметр (HAD) – на основе пластин Fe-сцинтиллятора.

Калориметрическая система CDF подразделяется на центральный калориметр ($|\eta| < 1.1$) и торцевые калориметры ($1.1 < |\eta| < 3.64$), разработанные специально для Run II. Центральный калориметр в районе $\eta = 0$ поделен на две части. Регион $0.77 < \eta < 1.0$, $75^\circ < \phi < 90^\circ$ не оснащен калориметром, поскольку используется для криогенных систем, обслуживающих соленоид.

Как в центральном, так и в торцевом ЕМ калориметрах находятся мелкозернистые детекторы максимального развития ливня, а также предливневые детекторы на глубине около $1X_0$. Идентификация электронов осуществляется с помощью нескольких измерений:

- E/P в ЕМ калориметре
- отношение энергий в адронном и электромагнитном калориметрах, $HAD/EM \sim 0$
- форма ливня и положение в детекторе максимального развития ливня.

Центральный калориметр

Центральный калориметр состоит из центрального ЕМ калориметра (СЕМ) [26], центрального адронного калориметра (СНА) [27] и стенного адронного калориметра (WHA).

СЕМ и СНА состоят из секций, размером 15° по азимуту, и длиной около 250 см, как показано на Рисунке 2.7. Всего в СЕМ и СНА 48 секций, 24 в положительном и 24 в отрицательном направлении по z . В каждой секции содержится 10 калориметрических башен, размером $0.11 \times 15^\circ$ по $\eta \times \phi$. СЕМ покрывает $0 < |\eta| < 1.1$, СНА – $0 < |\eta| < 0.9$, и WHA – $0.7 < |\eta| < 1.3$.

Разрешение по энергии для каждого калориметрического сегмента было измеряно на основе данных тестового пучка [27]. Разрешение СЕМ по энергии для высокоэнергетичных фотонов и электронов составляет $13.5\%/\sqrt{E_T} \oplus 2\%$. Для СНА

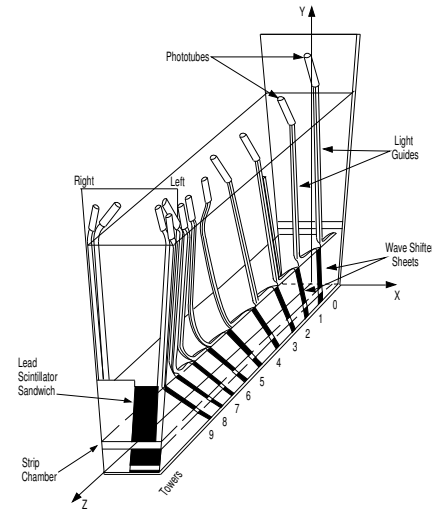


Рис. 2.7: Секции CEM/CES/CHA.

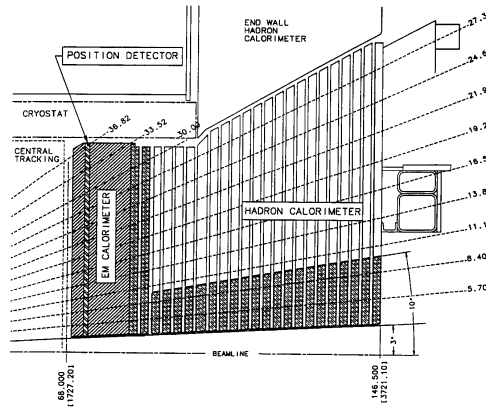


Рис. 2.8: Схематический вид PEM/PES/RHA.

и WHA разрешение по энергии было получено на тестовом пучке для одиночных пионов и составляет $50\%/\sqrt{E_T} \oplus 3\%$ для CHA и $75\%/\sqrt{E_T} \oplus 4\%$ для WHA.

Торцевой калориметр

Торцевой калориметр состоит из электромагнитной (РЕМ) [28] и адронной (РНА) подсистем. На Рисунке 2.8 схематически показан вид системы. Глубина РЕМ составляет около $23X_0$, и разрешение по энергии (в ГэВ) составляет $16\%/\sqrt{E} \oplus 1\%$; глубина РНА – около 6.8λ , и его разрешение по энергии – $80\%/\sqrt{E} \oplus 5\%$.

Сегментация калориметрических башен по η варьируется от 0.1 до 0.6 в

зависимости от региона по η , тогда как сегментация по ϕ варьируется от 7.5° в регионе $1.1 < |\eta| < 2.11$ до 15° в регионах $2.1 < |\eta| < 3.64$ и $0 < |\eta| < 1.1$. Покрывание для торцевого калориметра по полярному углу составляет $36.8^\circ > \theta > 3^\circ$ ($1.1 < |\eta| < 3.64$).

Детекторы максимума ливня

В центральной и торцевой частях калориметра на глубине максимума ливня, порядка 6 радиационных длин, расположены детекторы максимума ливня [26]. Эти детекторы, центральный детектор максимума ливня (CES) и торцевой детектор максимума ливня (PES), используются для измерения поперечного профиля ливня и для разделение ливня от одиночного фотона и фотона из распада нейтрального мезона, $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$.

CES (Рисунок 2.9) представляет собой пропорциональную полосково-проволочную камеру и располагается на расстоянии 184 см от линии пучка. По азимутальному направлению катодные полосы используются для измерения позиции по z , тогда как для измерения позиции по ϕ используются анодные проволоки. Разрешение CES по позиции электромагнитного ливня при энергиях 50 ГэВ составляет 2 мм [29].

Торцевой детектор максимума ливня, PES, состоит из двух слоев стрипов сцинтиллятора: U и V слов, сдвинутые от радиального направления на $+22.5^\circ$ и -22.5° , соответственно, как показано на Рисунке 2.10. Разрешение PES по позиции составляет около 1 мм.

Прерадиаторы CPR и PPR

Для улучшенной идентификации частиц, особенно в случае электромагнитных и адронных ливней, используются центральный (CPR) и торцевой (PPR) прерадиаторы. Прерадиаторы расположены на внутренней поверхности центральной и торцевой секций калориметра, между калориметром и соленоидом. CPR использует соленоид и трековую систему как излучатель. Пропорциональные камеры CPR используются для анализа раннего развития ливня, для измерений конверсии в катушке магнита, что помогает отличать одиночные фотоны и электроны от фотонов из распадов π^0 и электронов из конверсий.

2.2.5 Мюонные системы

Мюон — единственная заряженная частица, теряющая немного энергии в детекторе. Идентификация мюонов базируется на положении, что любая заряженная частица, обнаруженная за пределами калориметра, является мюоном.

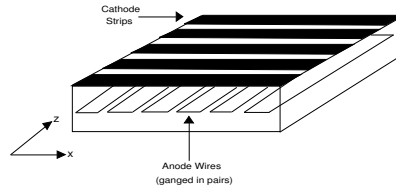


Рис. 2.9: Проволоки и полоски CES.

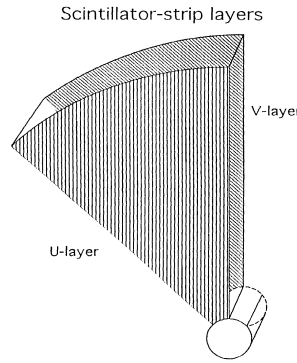


Рис. 2.10: U и V слои в PES.

Времени жизни мюона, 2.2 мкс, достаточно, чтобы он пролетел через все компоненты детектора, достиг мюонной системы и распался за ее пределами.

Мюонная система является принципиально важной частью установки CDF и состоит из сцинтилляционных счетчиков и дрейфовых камер. Мюонные сцинтилляционные счетчики покрывают область псевдобыстрот $0 < |\eta| < 1.5$. Покрывание мюонной системы по $\eta - \phi$ показано на Рисунке 2.11.

Мюонная система состоит из 4 независимых подсистем: центральный мюонный детектор (CMU) [30], модернизированный центральный мюонный детектор (CMP) [31], расширение центрального мюонного сцинтилляционного детектора (CMX) [32], а также передняя мюонная система (IMU). Центральная мюонная система (CMU) состоит из дрейфовых камер, расположенных по окружности за центральными калориметрическими башнями. IMU состоит из пар железных тороидов, прослоенных дрейфовыми камерами и сцинтилляционными счетчиками. Центральная мюонная модернизированная часть (CMP) состоит из дрейфовых камер с расположенными за ними сцинтилляционными счетчиками большой длины. CMX, “мюонное расширение“, добавлено для увеличения геометрической эффективности детектирования мюонов. Характеристики мюонных подсистем приведены в Таблице 2.2.

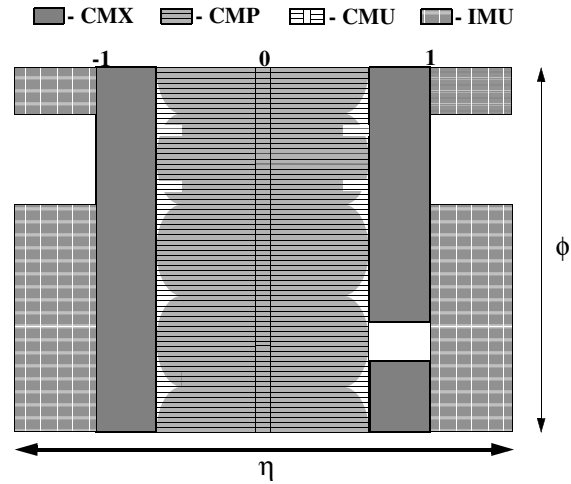


Рис. 2.11: Расположение мюонных детекторов по ϕ и η . В покрытии CMX оставлен промежуток 30° по ϕ для $\eta > 0$ (восточная часть детектора), для криогенных систем, обслуживающих соленоид.

	CMU	CMP	CMX	IMU
Покрытие по η	$ \eta \leq 0.6$	$ \eta \leq 0.6$	$0.6 \leq \eta \leq 1.0$	$1.0 \leq \eta \leq 1.5$
Параметры дрейфовых трубок				
Поперечное сечение, см	2.68 x 6.35	2.5 x 15	2.5 x 15	2.5 x 8.4
Длина, см	226	640	180	363
Макс. время дрейфа, мкс	0.8	1.4	1.4	0.8
Параметры сцинтилляционных счетчиков				
Толщина, см		2.5	1.5	2.5
Ширина, см		30	30-40	17
Длина, см		320	180	180
Мин. p_T мюона, GeV	1.4	2.2	1.4	1.4-2.0

Таблица 2.2: Основные параметры мюонных детекторов установки CDF II.

Дрейфовые трубки мюонной системы заполнены смесью газов аргона, этана и этилового спирта в пропорции 50:50:0.7. В центре каждой мюонной дрейфовой трубки находится одна сенсорная проволока (Рисунок 2.12), которая подсоединена к положительному, а стенки трубки к отрицательному высокому напряжению. Сигналы от дрейфовых камер складываются в трековый сегмент. Если этот сегмент соответствует экстраполированному треку из трековой системы (Глава 2.2.2), то реконструируется мюонный кандидат, как показано на

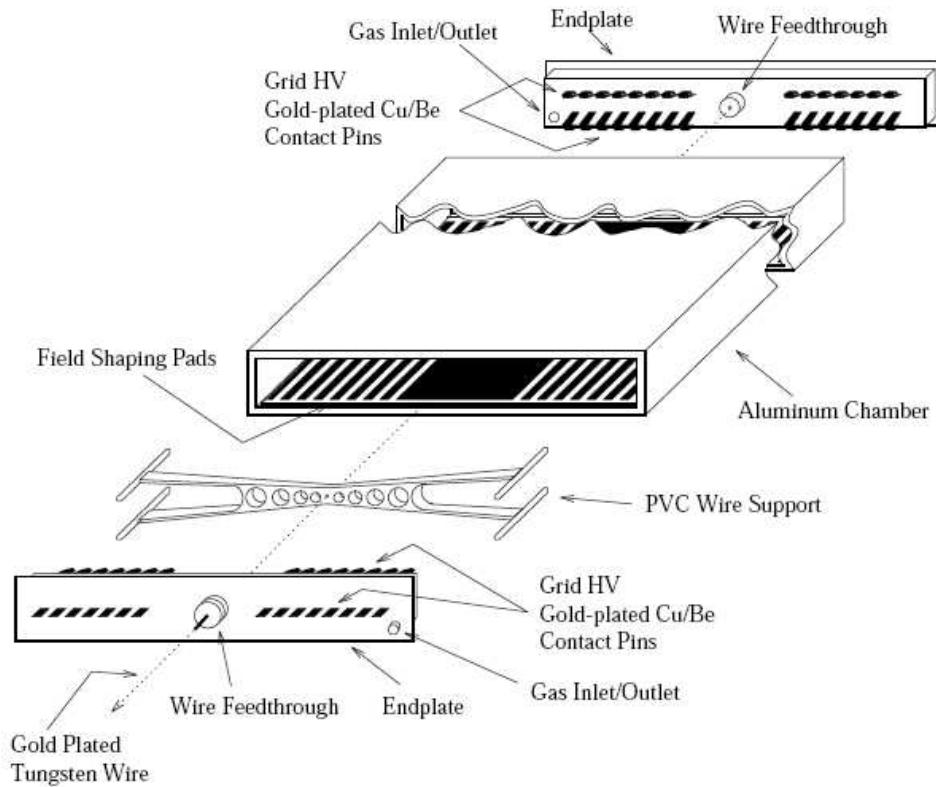


Рис. 2.12: Схематический вид дрейфовых трубок CMU, CMP и CMX.

Рисунке 2.13.

2.2.6 Черенковские счетчики светимости

Черенковские счетчики светимости, CLC [33], используемые в установке CDF, были разработаны для Run II с целью улучшения точности измерения светимости.

Схема расположения системы CLC в CDF показана на Рисунке 2.14. Каждая система CLC состоит из 48 заполненных газом черенковских счетчиков, расположенных по трем concentрическим окружностям. Покрытие по $|\eta|$ составляет $3.7 < |\eta| < 4.7$.

Для определения интегральной светимости при помощи газового черенковского счетчика измеряется число взаимодействий во время пролета пучка. Светимость для Теватрона определяется по формуле:

$$\mathcal{L} = \frac{f \times \mu}{\sigma \times \epsilon}, \quad (2.5)$$

где f – частота пролета сгустков p и \bar{p} , μ – среднее число взаимодействий во время пролета сгустков p и \bar{p} , определяемое с помощью CLC (около 5-6), σ –

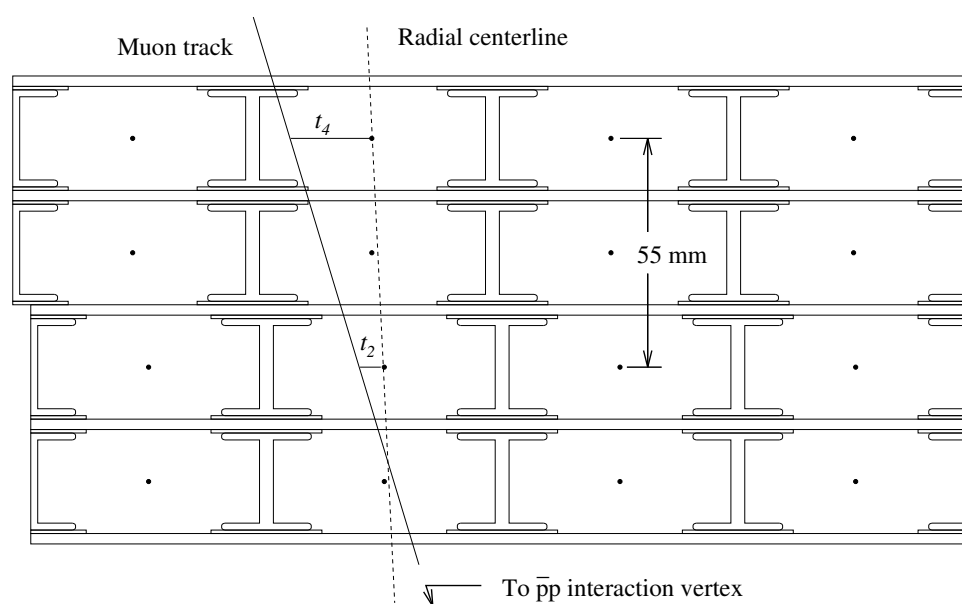


Рис. 2.13: r - ϕ вид модуля CMU с 4 слоями дрейфовых камер. Время дрейфа t_1 и t_2 используется для оценки импульса мюона для триггера (Глава 2.2.7). Сенсорные проволоки изображены как черные точки.

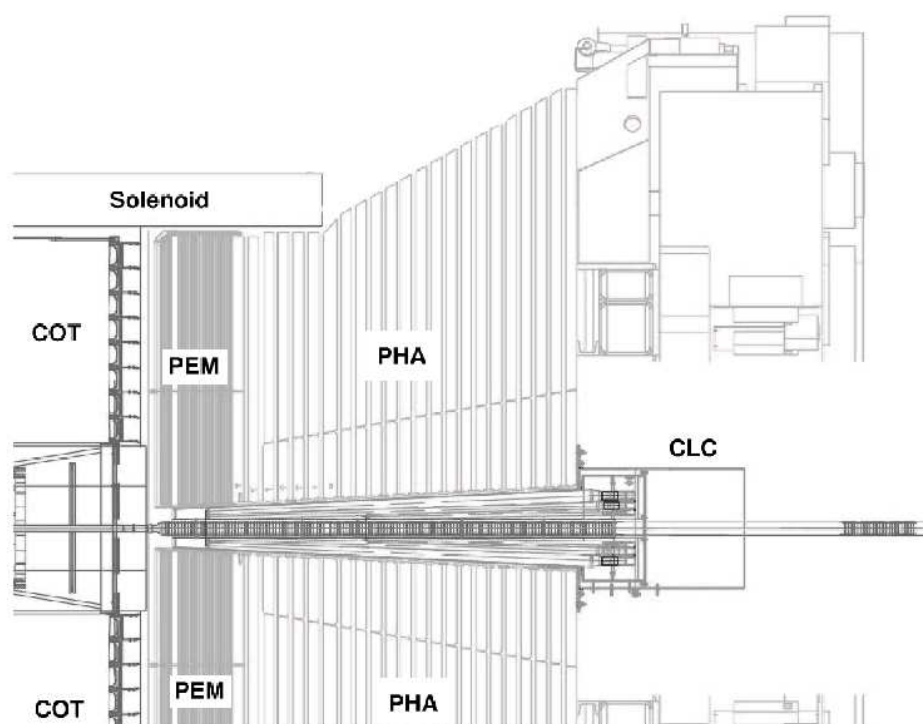


Рис. 2.14: Схема расположения системы CLC в установке CDF.

неупругое сечение рассеяния $p\bar{p}$, ϵ – акцептанс, умноженный на эффективность CLC. Среднее значение неупругого сечения рассеяния и частота пролета сгустков были измерены в нескольких экспериментах. Измеренное экспериментами CDF в Run I и E811 [34] σ составляет 60.4 ± 2.3 мб [35] для 1.8 ТэВ, что путем экстраполяции дает 61.7 ± 2.4 мб для 1.96 ТэВ. Таким образом, необходимо знать только число столкновений во время пролета пучка для расчета светимости, что и определяется с помощью CLC системы.

Систематическая ошибка для измерения \mathcal{L} составляет 6%, и входит во все измерения, учитывающие светимость. Эта ошибка включает неопределенность акцептанса и работы CLC, 4.4%, а также неопределенность теоретического расчета полного сечения $p\bar{p}$, 4.0% [35].

2.2.7 Триггерная система

Триггерная система необходима, так как физически невозможно записывать и сохранять информацию о каждом $p\bar{p}$ столкновении. Столкновения на Теватроне происходят приблизительно с частотой 2.5 МГц, что означает, что частота столкновений намного выше, чем скорость записи данных, и поэтому необходимо отбирать записываемые события. Триггерная система позволяет уменьшить число событий и, соответственно, объем сохраняемой информации интересных для дальнейшего изучения.

Триггерная система эксперимента CDF спроектирована таким образом, чтобы удовлетворять следующим условиям:

- Система постоянно должна находиться в рабочем состоянии, без потерянного времени. Это означает, что система должна работать со скоростью, которая позволяет принять решение об одиночном событии до следующего события.
- Система должна удовлетворять условиям работы Теватрон Run II, что означает время между событиями равно 132 мс.
- Скорость записи событий должна составлять порядка 30-50 событий в секунду.

Таким образом, триггерная система должна работать со скоростью, позволяющей анализировать каждое столкновение и определять какие 50 событий из 2.5 миллионов в секунду должны быть сохранены для дальнейшего изучения.

Это достигается путем разделения триггерной системы на три уровня – L1, L2 и L3, что позволяет уменьшать объем данных на каждом этапе и таким образом дает возможность более аккуратного отбора на каждом следующем

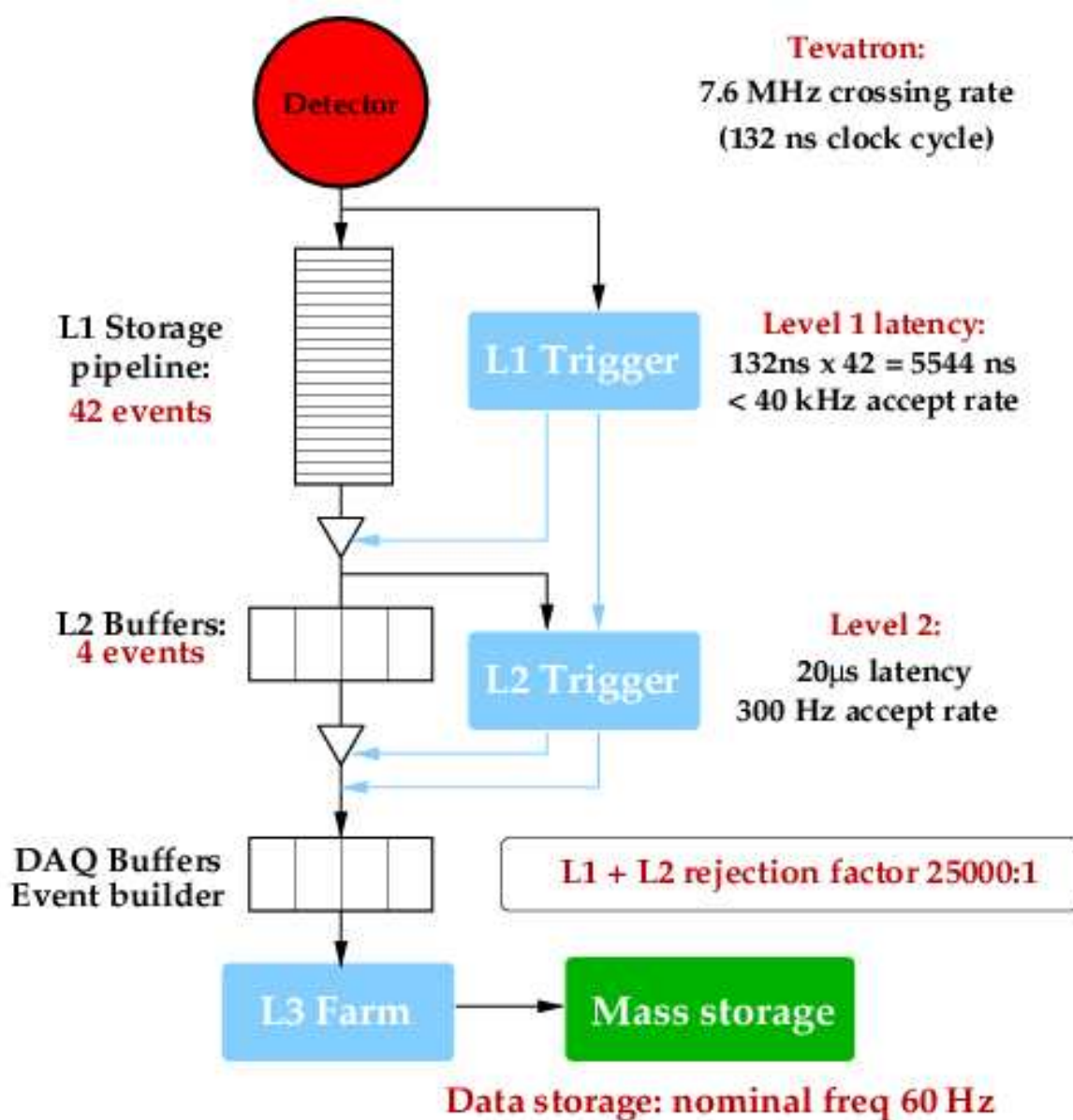


Рис. 2.15: Диаграмма триггерной системы эксперимента CDF.

уровне с минимальным временем простоя. Каждый детектор создает примитивы для триггерной системы, на основе которых отбираются события. Диаграмма триггерной системы эксперимента CDF показана на Рисунке 2.15.

Для каждого уровня системы выделено определенное время для принятия решения о событии. Путем увеличения этого времени для каждого последующего уровня, уровень сложности отбора события может быть тоже увеличен. На первом уровне использован наиболее быстрый алгоритм отбора событий, осуществляющий первичный грубый отбор.

L1 использует электронику, позволяющую принимать решения, основываясь на простых физических величинах. Три независимых потока информации позволяют принять решение на L1: калориметрические объекты, которые в дальнейшем могут быть восстановлены как электроны, фотоны или струи; сегменты треков в мюонном детекторе; а также информация из трековой системы, которая позволяет сопоставить трек объектам из калориметра или мюонного детектора. Решения на уровне L1 принимаются в течение 4 мкс, и частота событий уменьшается с 7.6 МГц до 50 КГц.

События, прошедшие отбор на L1, затем попадают на уровень L2. Уровень L2 – комбинация триггеров на основе электроники и программного обеспечения, который позволяет осуществлять частичную реконструкцию событий. Эти события записываются на один из четырех асинхронных буферов. На уровне L2 используется более точная идентификация адронных струй, а также улучшается разрешение по импульсам треков и идентификация лептонов и фотонов. Время принятия решения на уровне L2 составляет около 20 мкс. Частота событий, проходящих требования L2, уменьшается до 300 Гц, и ограничена скоростью работы третьего уровня триггерной системы, L3.

Диаграмма триггерной системы для уровней L1 и L2 показана на Рисунке 2.16.

L3 (Рисунок 2.17) состоит из 2 частей: программного обеспечения и большой компьютерной Linux PC фермы. События проходят L3 с частотой около 75 Гц, что ограничено скоростью записи на событий пленку. Основная задача L3 – собрать вместе различную информацию об одном и том же событии, поступающую от различных подсистем. На L3 события полностью реконструируются, с учетом калибровок, и записываются на пленку, а также доставляются в систему контроля за взятием данных (Глава 8.2).

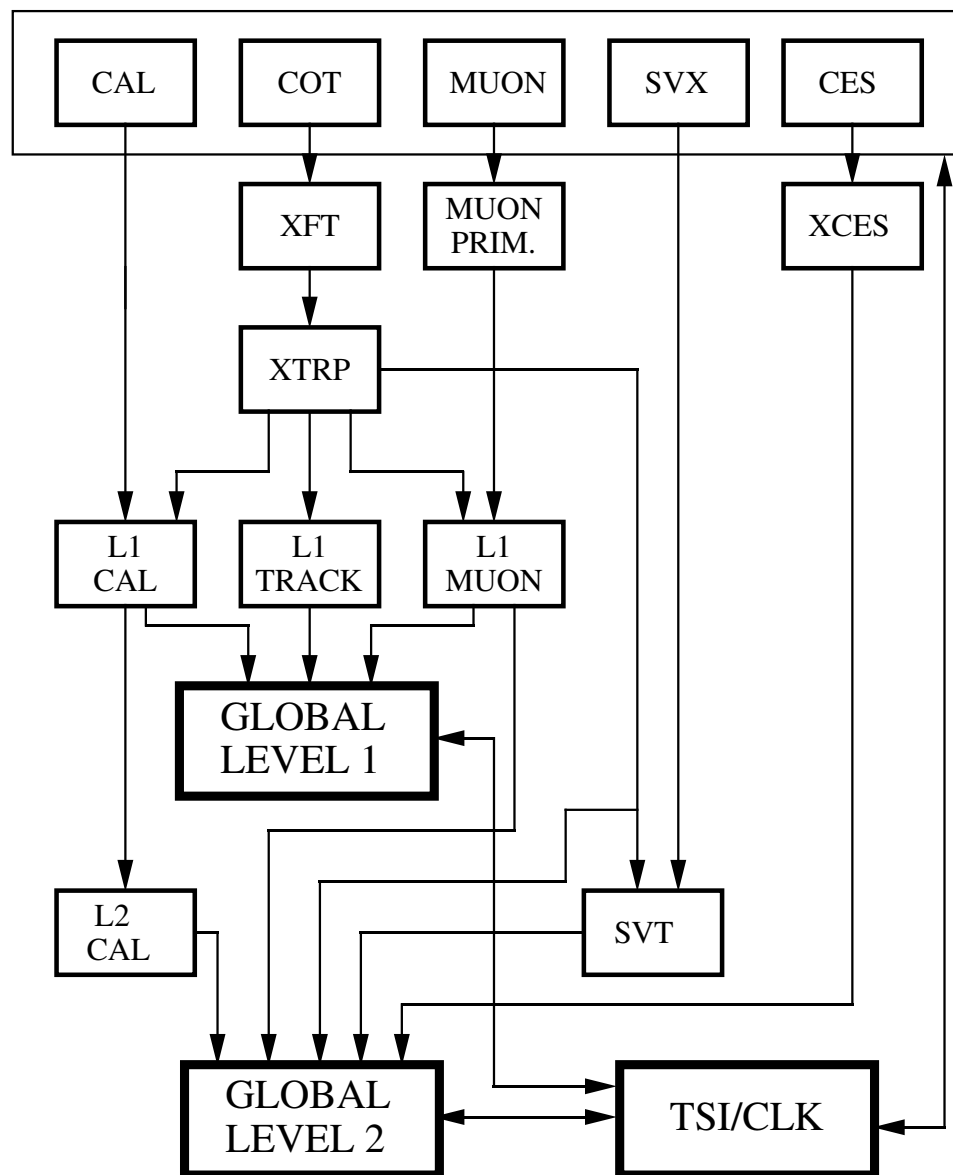


Рис. 2.16: Диаграмма триггерной системы эксперимента CDF на уровнях L1 и L2. В L2 используется быстрая реконструкция треков на основе COT и SVX детекторов, реализованная в Силиконовом Вершинном Трекере (SVT) [36, 37].

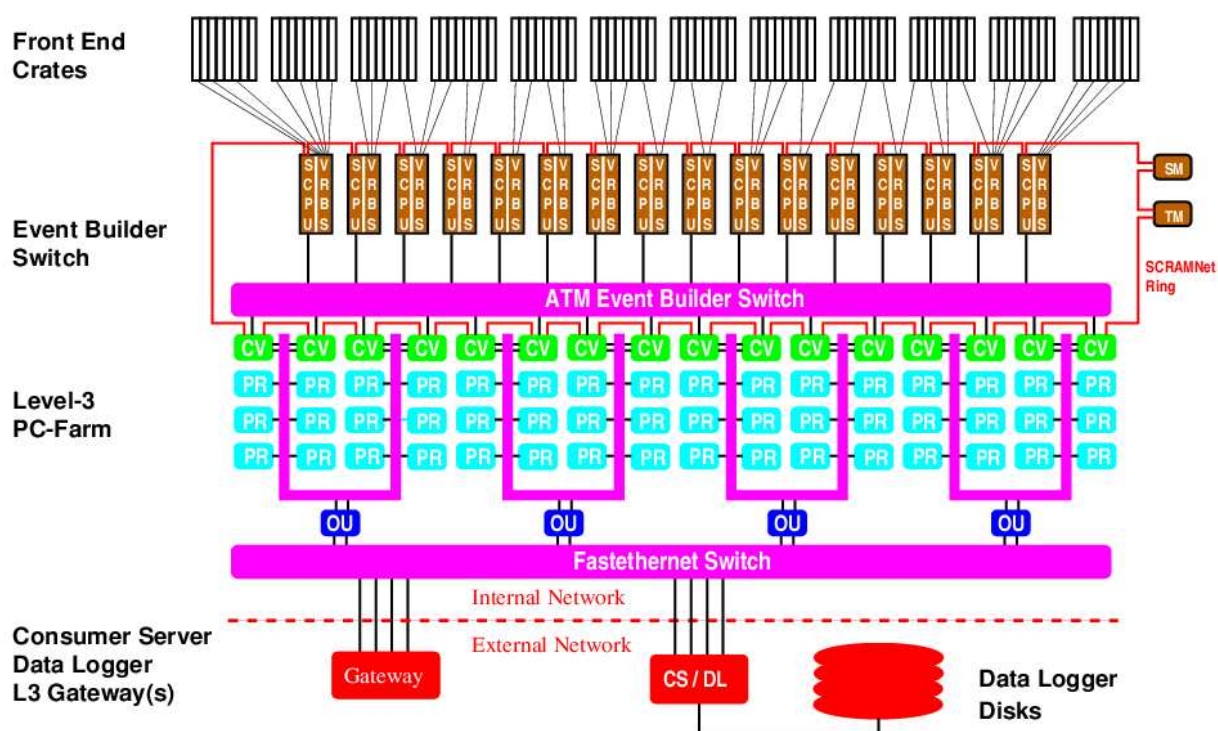


Рис. 2.17: Диаграмма триггерной системы эксперимента CDF на уровне L3. L3 состоит из 2 частей: программного обеспечения и большой компьютерной Linux PC фермы.

3 Отбор событий

В данной главе описывается отбор событий вида $\ell\gamma E_T b$, а также $t\bar{t}\gamma$ событий.

События вида $t\bar{t}\gamma$ имеют такой же вид события, как и события $\ell\gamma E_T b$, т.е. осуществляется поиск радиационного рождения $t\bar{t}$ пары на основе критериев отбора для $\ell\gamma E_T b$. В дополнение к критериям отбора $\ell\gamma E_T b$ мы используем следующие условия: минимум 2 адронные струи (хотя бы одна из которых b-струя) и большая полная поперечная энергия события, $N_T > 200$ ГэВ (Глава 3.7).

3.1 Данные, используемые для анализа, и основные критерии отбора

Для анализа были использованы данные соответствующие интегральной светимости 1.9 fb^{-1} , собранные в период между февралем 2002 года и апрелем 2007 года. $\mu\gamma E_T b$ данные отобраны из комбинации инклюзивных образцов высоко-энергетичных мюонов; $e\gamma E_T b$ события отобраны из электронных образцов. Мюонный и электронный образцы были приведены к формату, удобному для анализа [38, 39].

Для отбора $\ell\gamma E_T b$ данных требуется, чтобы в каждом событии содержался лептон (электрон или мюон), удовлетворяющий строгим критериям отбора, высоко-энергетичный фотон, адронная струя, образованная при распаде b-кварка (b-струя) и значительная потерянная поперечная энергия (E_T). Критерии отбора для электронов приведены в Таблицах 3.1 и 3.2; критерии отбора для мюонов приведены в Таблице 3.4, и в Таблице 3.6 – для фотонов. Глава 3.5 описывает критерии идентификации b-струй.

$\ell\gamma E_T b$ и $t\bar{t}\gamma$ события отбираются с помощью трехуровневой триггерной системы [40]. На эти события накладывается требование, чтобы в событии срабатывал триггер на лептон с $P_T > 18$ ГэВ в центральной части детектора, $|\eta| \lesssim 1.0$.

Кинематические критерии отбора установлены заранее, *a priori*: инклюзивный $\ell\gamma E_T b$ образец отбирается так, чтобы в событии был лептонный кандидат (e или μ) в центральной части детектора с $E_T^e(P_T^\mu) > 20$ ГэВ, удовлетворяющий строгим критериям отбора (Главы 3.2 и 3.3), фотонный кандидат в центральном калориметре с $E_T^\gamma > 10$ ГэВ, b-струя и потерянная поперечная энергия, $E_T > 20$ ГэВ. Вершина взаимодействия должна быть в пределах 60 см от центра детектора по линии пучка, так чтобы продукты распада находились в центральной части детектора.

3.2 Идентификация электронов

Для каждого события вида $\ell\gamma E_T b$ и $t\bar{t}\gamma$ требуется, чтобы оно содержало как минимум один лептон, электрон или мюон, удовлетворяющий строгим критериям отбора. В данной главе описывается отбор электронов, используемых для поиска $\ell\gamma E_T b$ и $t\bar{t}\gamma$ событий. В дополнение к “строгим” электронам, осуществляется поиск дополнительных электронов в торцевом и центральном калориметре, к которым применяются менее строгие критерии отбора. За исключением требований на ограничение на положение ливня в CES (Глава 2.2.4) и фильтра на электроны, отмеченные как конверсии, которые не используются в данной работе, критерии отбора электронов идентичны стандартным требованиям, используемым в эксперименте CDF [41]. Требования, используемые для идентификации электронов описаны ниже и перечислены в Таблицах 3.1 и 3.2.

Переменная	Строгий	Строгий100	Свободный
E_T кластера, ГэВ	> 20	> 100	> 12
P_T трека, ГэВ	> 10	> 25	> 10
$ z_0 $ трека, см	< 60	< 60	< 60
Отношение энергий HAD/EM	$< 0.055 + 0.00045 \times E$	$< 0.055 + 0.00045 \times E$	$< 0.055 + 0.00045 \times E$
E/P	< 2.0	-	-
Lshr	< 0.2	-	-
χ^2 стрипов	< 10	-	-
ΔX , см	$-3.0 < Q_{trk} \times \Delta X < 1.5$	$ \Delta X < 3.0$	-
$ \Delta Z $, см	< 3.0	< 5.0	-
Калор.изоляция/ E_T^c	< 0.1	< 0.1	< 0.1
Качество трека, измерений в слоях COT	$3 \times 2 \text{ слоя} \times 5$	$3 \times 2 \text{ слоя} \times 5$	$3 \times 2 \text{ слоя} \times 5$

Таблица 3.1: Критерии идентификации *центральных электронов* (электронов в центральной части калориметра). Критерий *строгий100* используется для идентификации свехвысоко-энергетичных электронов с $E_T^c > 100$ ГэВ. Критерий *свободный* используется для идентификации дополнительных электронов в событии.

Переменная	Бестрековый	Строгий
E_T кластера, ГэВ	> 15	> 15
Отношение энергий HAD/EM	< 0.05	< 0.05
Калор.изоляция/ E_T^e	< 0.1	< 0.1
РЕМ 3×3 кластер χ^2	< 10	< 10
ΔR_{xy} , см	< 3.0	< 3.0
PES 5×9 U и V слои	> 0.65	> 0.65
РЕМ $ \eta $	$1.2 < \eta < 2.0$	$1.2 < \eta < 2.0$
Трек	-	TRUE
Измерений в Si детекторе	-	≥ 3
$ z_0 $ трека, см	-	< 60

Таблица 3.2: Критерии идентификации *торцевых электронов* (электронов в торцевой части калориметра). В анализе используется только критерий *строгий* для отбора дополнительных электронов в событии.

3.2.1 Строгие критерии идентификации для электронов в центральном калориметре

Электроны идентифицируются в центральном электромагнитном калориметре (СЕМ) сопоставлением треков в СОТ с кластерами в СЕМ. Электронному кандидату, удовлетворяющий строгим критериям отбора, должен соответствовать трек в СОТ с $|z_0| < 60$ см и с сигналом на минимум 5 из 8 слоев. Также электронный трек должен обладать импульсом превышающим половину энергии электронного кластера в калориметре ($E/P < 2$). Для высокоэнергетичных электронов с $E_T^e > 100$ ГэВ требование на E/P не используется, для того чтобы разрешение по импульсу не снизило эффективности идентификации. Для электронов с $E_T^e > 100$ ГэВ требуется наличие трека с $P_T > 25$ ГэВ. Позиция экстраполированного трека должна находиться в пределах позиции ливня, измеренного в CES, $-3.0 \text{ см} < Q \times \Delta X < 1.5 \text{ см}$ по $r - \phi$, и в пределах 3 см в направлении z (ΔZ).

Для того, чтобы характеристики ливня в СЕМ соответствовали свойствам одиночной заряженной частицы, участвующей в электромагнитном взаимодействии, используется требование на отношение энергии в башнях адронного калориметра (СНА) к энергии электрона в СЕМ ($E_{СНА}/E_{СЕМ} < 0.055 + 0.00045 \times E$).

Распределение энергии между двумя башнями в электронном кластере сравнивается с результатами, полученными для электронов на тестовом пучке с

Переменная	Условие	Последов.	Данное условие
е кандидатов		409236	409236
E_T кластера, ГэВ	> 20 ГэВ	10544	10544
Трек P_T , ГэВ	> 10 ; $E_T > 100$ ГэВ: > 25	4391	11027
Трек $ z_0 $, см	< 60	4370	402972
Had/Em	$< 0.055 + 0.00045 \times E$	2905	306973
E/P (только для $E_T < 100$ ГэВ)	< 2.0	2136	123003
Lshr	< 0.2 (только для $E_T < 100$ ГэВ)	1935	131522
χ^2 в CES	< 10 (только для $E_T < 100$ ГэВ)	1824	342409
ΔX , см	$-3.0 < Q_{trk} \times \Delta X < 1.5$; $E_T > 100$ ГэВ: $ \Delta X < 3.0$	1785	92697
$ \Delta Z $, см	< 3.0 ; $E_T > 100$ ГэВ: < 5.0	1770	84694
Калор. изоляция/ E_T	< 0.1	1702	46674
Качество трека, измерений в слоях COT	3×2 слоя $\times 5$ измерений 1700	186933	
Конверсионный флаг	$\neq 1$	1350	403171
Достоверность	на основе положения в CES	1169	297536

Таблица 3.3: Строгие критерии отбора для центральных электронов. Показано число электронных кандидатов по мере применения идентификационных требований. Столбец 'Последовательно' показывает количество электронных кандидатов, остающихся после того или иного требования. Столбец 'Данное условие' показывает результат применения только одного условия идентификации, указанного в строке. Ограничение на положение ливня в CES ('достоверность') и фильтр на электроны, отмеченные как конверсии ('конверсионный флаг') не используются, но приводятся в таблице для демонстрации их эффекта.

помощью безразмерной величины L_{shr} , которая не должна превышать 0.2.

Для оценки профиля ливня используется величина χ^2 , показывающая

насколько хорошо профиль ливня от электронного кандидата совпадает с профилем ливня, полученным на данных тестового пучка. Требуется, чтобы χ^2 было меньше 10. Большое значение χ^2 может служить указанием на присутствие двух ливней в одном CES кластере.

Для подавления фона от адронных струй на электронный кластер накладывается требование изоляции. Требуется, чтобы *калориметрическая изоляция* (полная поперечная энергия, выделенная в калориметрах в конусе радиуса $R=0.4$ по $\eta \times \phi$ вокруг направления электронного трека) была менее $0.1 \times E_T^e$. Изоляция также поправляется на утечку в соседние башни калориметра [42].

В Таблице 3.3 показан эффект применения электронных требований. Ограничение на положение ливня в CES ('достоверность') не используется, но приводится в Таблице 3.3 для иллюстрации. Прибавка аксептанса, получаемая в результате этого, составляет около 14%.

3.2.2 Дополнительные электроны

Дополнительные электроны в центральном калориметре должны обладать поперечной энергией $E_T^e > 12$ ГэВ, требования для их идентификации приведены в Таблице 3.1. Эти требования являются менее строгими, чем для "строгих" электронов. В частности, на дополнительные центральные электроны не накладывается условий, связанных с CES.

Критерии отбора для дополнительных электронов в торцевом калориметре перечислены в Таблице 3.2. Дополнительные электроны в торцевом электромагнитном калориметре (РЕМ) должны обладать $E_T > 12$ ГэВ и идентифицируются в регионе $1.2 < |\eta| < 2.0$. Также к ним применяется требования на минимальную утечку в торцевой адронный калориметр, РНА, $HAD/EM < 0.05$, и на калориметрическую изоляцию.

Для описания формы кластера в детекторе максимального ливня, PES, используется переменная 'PES 5×9 U и V слой'. Информация о профиле кластера определяется из отношения энергии в 5 полосках в U и V слоях 2.2.4 к энергии в 9 слоях, которое должно быть больше 0.65. Расстояние по $\Delta R_{xy} = \sqrt{\Delta x^2 + \Delta y^2}$ между кластерами в РЕМ и PES должно быть меньше 3 см. Для РЕМ 3×3 кластера Также сравнивается распределение для кластера из девяти башен, в центре которого находится наиболее высокоэнергетичная башня, с данными с тестового пучка. На РЕМ 3×3 кластер накладывается требование $\chi^2 > 10$.

Электронному кластеру в РЕМ должен соответствовать трек в кремниевом трековом детекторе (Глава 2.2.2) с числом измерений не менее трех и $|z_0| < 60$ см.

Также применяются поправки на энергию, измеренную в РЕМ, прибавляя энергию в торцевом прерадиаторе (PPR), и умножая результат на 1.0315, используя положение массового пика в $Z^0 \rightarrow e^+e^-$, где один из электронов измерен в центральном калориметре, и один в торцевом:

$$E = (E_{PEM}^{cor} + E_{PPR}) \times 1.0315 \quad (3.1)$$

3.3 Идентификация мюонов

Для каждого события вида $\ell\gamma E_T b$ и $t\bar{t}\gamma$ требуется, чтобы оно содержало как минимум один лептон, электрон или мюон, удовлетворяющий строгим критериям отбора. В этой главе описывается отбор мюонов, используемых для поиска $\ell\gamma E_T b$ и $t\bar{t}\gamma$ событий. В дополнение к основному мюону в событии, удовлетворяющему строгим критериям отбора, производится поиск дополнительных мюонов, используя более свободные требования. Критерии отбора мюонов идентичны стандартным требованиям, используемым в эксперименте CDF [43, 44], за исключением ограничения на прицельный параметр, d_0 . Критерии, используемые для идентификации мюонов в работе, описываются ниже и приведены в Таблице 3.4. Они подразделяются на “строгие” и “свободные”, которые в свою очередь подразделяются на CMUP и CMX. Число событий в мюонном образце, по мере применения требований, показано в Таблице 3.5.

Переменная	Строгий	Свободный
P_T трека, ГэВ	> 20	> 12
Качество трека, измерений в слоях COT	$3 \times 3 \text{ слоя} \times 5$	$3 \times 2 \text{ слоя} \times 5$
$ z_0 $ трека, см	< 60	< 60
Энергия в ЕМ калориметре, ГэВ	$\lesssim 2$	$\lesssim 2$
Энергия в HAD калориметре, ГэВ	$\lesssim 6$	$\lesssim 6$
Калор. изоляция/ P_T^μ	< 0.1	< 0.1
Космика	FALSE	FALSE
CMUP критерии	да	да
CMX критерии	да	да

Таблица 3.4: Критерии идентификации мюонов. Используются два критерия отбора: строгий и свободный. Строгий и свободный далее подразделяются на категории CMUP и CMX. CMUP критерием является хорошее соответствие трека в COT и трековых сегментов в CMU и CMP, $|\Delta X(CMU)| < 3$, $|\Delta X(CMP)| < 5$. CMX критерием является хорошее соответствие трека в COT и трекового сегмента в CMX, $|\Delta X(CMX)| < 6$, а также радиус выхода трека из COT $\rho_{COT} > 140$ см.

3.3.1 Строгие критерии идентификации мюонов

Строгие критерии отбора для мюонов перечислены в Таблице 3.4 и описаны ниже. Эффекты применения условий идентификации для CMUP и CMX мюонов

приведены в Таблице 3.5.

Мюонный кандидат, удовлетворяющий строгим критериям отбора, должен обладать поперечным импульсом $P_T^\mu > 20$ ГэВ и $|z_0| < 60$ см. Также, мюонный кандидат должен быть идентифицирован как SMUP или CMX мюон: треку в COT должны соответствовать трековые сегменты в мюонных камерах, CMU и CMP для SMUP мюонов, CMX для CMX мюонов. Достоверность мюонного трека в COT определяется наличием сигнала на минимум 6 из 8 слоев (минимум 3 аксиальных и 3 стерео слоя, по 5 измерений на каждом из них). Дистанция между треком из COT и трековым сегментом в мюонной камере должна быть меньше 3 см для CMU, меньше 5 см для CMP, и меньше чем 6 см для CMX.

Так как мюоны высокой энергии – это изолированные минимально ионизирующие частицы, требуется, чтобы энергия, оставленная мюоном в центральном электромагнитном калориметре, E_{CEM}^μ , не превышала 2 ГэВ. Для адронного калориметра энергия, выделенная мюонным кандидатом, E_{CHA}^μ , не должна превышать 6 ГэВ.

Чтобы учесть медленный рост выделяемой энергии с P_T^μ , для мюонов сверхвысоких энергий ($P_T^\mu > 100$ ГэВ) требуется, чтобы $E_{CEM}^\mu < 2.0 + 0.0115 * (p - 100)$ ГэВ и $E_{CHA}^\mu < 6.0 + 0.028 * (p - 100)$ ГэВ.

Для подавления фона от адронов и от мюонов, рожденных в адронных распадах, требуется, чтобы *калориметрическая изоляция* была менее $0.1 \times P_T^\mu$.

В дополнение, для подавления мюонных потоков космического излучения используется фильтр на основе COT, реализованный в модуле CosmicFinderModule [45, 46].

3.3.2 Дополнительные мюоны: SMUP и CMX

Дополнительные мюонные кандидаты подразделяются на *свободные* SMUP и CMX мюоны. Они должны обладать поперечным импульсом $P_T^\mu > 12$ ГэВ, а также трековыми сегментами в CMU и CMP или в CMX камерах. Однако, требования, налагаемые на качество трека, более свободные, чем для строгих SMUP и CMX мюонов: “свободный” мюон должен обладать достоверным треком в COT, с сигналом на минимум 5 из 8 слоев.

Переменная	Условие	Последов.	Данное условие
μ кандидатов		2454318	2454318
Трек P_T , ГэВ	> 20	2020531	2020531
Качество трека	3x2SLx5 hits	1813739	1978048
Качество трека(строого)	3x3SLx5 hits	1779129	1929664
$ z_0 $ трека, см	< 60	1760241	2421160
Калор.энергия (ЕМ), ГэВ	$< 2 + \max(0, 0.0115 \times (p-100))$	1745647	2368616
Калор.энергия (HAD), ГэВ	$< 6 + \max(0, 0.028 \times (p-100))$	1741647	2402315
Калор.изоляция/ P_T^μ	< 0.1	1736525	2075457
Космика	FALSE	1368939	1984746
Сегмент в CMU	TRUE	760455	1159416
$ \Delta X_{CMU} $, см	< 3	758150	2402941
Сегмент в CMP	TRUE	748276	1161251
$ \Delta X_{CMP} $, см	< 5	747569	2407760
$ d_0 $ трека, см	< 0.02 (измерения в SVX) или < 0.2 (нет измерений в SVX)	666240	1466264

Таблица 3.5: Строгие критерии отбора для CMUP и CMX мюонов. Показано число мюонных объектов по мере применения идентификационных требований. Требование на параметр d_0 не применяется в анализе, но приводится в таблице для демонстрации его эффекта. Столбец 'Последовательно' показывает количество мюонных кандидатов, остающихся после того или иного требования. Столбец 'Данное условие' показывает результат применения только одного условия идентификации, указанного в строке.

3.4 Идентификация фотонов

Критерии отбора фотонов для событий вида $\ell\gamma E_T b$ и $t\bar{t}\gamma$ приведены в Таблице 3.6. Каждое событие должно содержать как минимум один фотон с поперечной энергией $E_T^\gamma > 10$ ГэВ.

Переменная	Условие
E_T кластера, ГэВ	> 10
Отношение энергий HAD/EM	< 0.125 or $< 0.055 + 0.00045 \times E$
χ^2 в CES	< 20
Треков	≤ 1
P_T трека, ГэВ	$< 1 + 0.005 \times E_T$
Калор.изоляция, ГэВ	$< 2.0 + 0.02 \times (E_T - 20)$
Трек.изоляция, ГэВ	$< 2.0 + 0.005 \times E_T$
Энергия 2го CES кластера, ГэВ	$< 2.4 + 0.01 \times E_T$
Ces $ X $ и Ces $ Z $, см	Ces $ X < 21$, $9 < \text{Ces } Z < 230$

Таблица 3.6: Критерии идентификации фотонов в центральной части калориметра

Так как фотон является нейтральной электромагнитно-взаимодействующей частицей, в направлении фотонного кластера в СЕМ не должно быть треков в СОТ с $P_T > 1$ ГэВ, а также максимум один трек с $P_T < 1$ ГэВ. Направлении фотона определяется как линия, соединяющая вершину взаимодействия и позицию кластера в детекторе максимума ливня (CES). Также, фотонный ливень должен полностью находиться в CES, и утечка в торцевой адронный калориметр, РНА, должна быть минимальной.

Переменная χ^2 показывает насколько хорошо профиль ливня фотона в событии повторяет профиль ливня на данных тестового пучка. Требуется, чтобы средний χ^2 для профиля ливня, измеренного в полосках и проволоках детектора максимального ливня, CES (Глава 2.2.4), не превышал 20. Большое значение χ^2 может служить указанием на фотоны из распада π^0 , $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$. Также, для подавления фона от таких фотонов применяется требование на максимальную энергию 2го кластера в CES. Требуется, чтобы энергия 2го CES кластера была меньше, чем $2.4 + 0.01 \times E_T$ ГэВ.

В дополнение, для уменьшения фона от фотонов, происходящих из распадов в адронных струях, применяется требование изоляции: суммарная энергия E_T , оставленная в башнях калориметра в конусе $\eta - \varphi$ радиуса $R = 0.4$ вокруг позиции фотона, за вычетом энергии самого фотона, должна быть меньше чем

$2.0 \text{ ГэВ} + 0.02 \times (E_T - 20) \text{ ГэВ}$. Сумма P_T всех треков в СОТ в конусе 0.4 должна быть меньше чем $2.0 \text{ ГэВ} + 0.005 \times E_T \text{ ГэВ}$.

Переменная	Условие	Последов.	Данное условие
γ кандидатов		524626	524626
E_T кластера, ГэВ	> 10	333650	333650
Had/Em	$< 0.125 \quad \quad < 0.055 + 0.00045 \times E_T^{corr}$	330675	499963
χ^2 в CES	< 20	279701	389644
Треков	≤ 1	210366	371793
P_T трека, ГэВ	$< 1 + 0.005 \times E_T^{corr}$	4073	96410
Калор.изоляция, ГэВ	$< 2.0 + 0.02 \times (E_T^{corr} - 20)$	3818	302862
Трек.изоляция, ГэВ	$< 2.0 + 0.005 \times E_T^{corr}$	3771	64776
Энергия 2го CES кластера, ГэВ	$< 2.4 + 0.01 \times E_T^{corr}$	3762	471879
Ces X и Ces Z , см	Ces X < 21 , $9 < \text{Ces} Z < 230$	3735	409371

Таблица 3.7: Строгие критерии отбора для центральных фотонов для электронного канала. Показано число фотонных кандидатов по мере применения идентификационных требований. Столбец 'Последовательно' показывает количество кандидатов, остающихся после того или иного требования. Столбец 'Данное условие' показывает результат применения только одного условия идентификации, указанного в строке.

Эффекты применения условий идентификации для фотонов в центральном калориметре приведены в Таблице 3.7 электронного и в Таблице 3.8 для мюонного каналов.

Переменная	Условие	Последов.	Данное условие
γ кандидатов		75026	75026
E_T кластера, ГэВ	> 25	4567	4567
Had/Em	$< 0.125 \quad \quad < 0.055 + 0.00045 \times E_T^{corr}$	4169	68819
χ^2 в CES	< 20	2978	39468
Треков	≤ 1	2500	58325
P_T трека, ГэВ	$< 1 + 0.005 \times E_T^{corr}$	1787	43186
Калор.изоляция, ГэВ	$< 2.0 + 0.02 \times (E_T^{corr} - 20)$	1647	19068
Трек.изоляция, ГэВ	$< 2.0 + 0.005 \times E_T^{corr}$	1610	36352
Энергия CES кластера, ГэВ	$< 2.4 + 0.01 \times E_T^{corr}$	1604	67048
Ces X и Ces Z , см	Ces X < 21 , $9 < \text{Ces} Z < 230$	1598	40879

Таблица 3.8: Строгие критерии отбора для центральных фотонов для мюонного канала. Показано число фотонных кандидатов по мере применения идентификационных требований. Столбец 'Последовательно' показывает количество кандидатов, остающихся после того или иного требования. Столбец 'Данное условие' показывает результат применения только одного условия идентификации, указанного в строке.

3.5 Идентификация струй b-кварков (b-струй)

Адроны, содержащие b-кварки, имеют сравнительно большое время жизни и, в связи с этим, пролетают значительное расстояние от точки взаимодействия до момента распада, образуя вторичную вершину. b-кварки, образующиеся в результате распада t-кварков, пролетают несколько миллиметров от точки столкновения. Таким образом, распад b-мезона может быть идентифицирован по вторичной вершине, отстоящей от первичной вершины образования пары t-кварков. Образованные вторичные вершины (SVX) идентифицируются в струях с $E_T > 15$ ГэВ. Для определения вторичной вершины используются все треки с $P_T > 0.5$ ГэВ в пределах $\eta - \phi$ конуса радиуса 0.4 вокруг струи. В CDF вторичная вершина определяется с помощью “SecVtx” алгоритма.

3.5.1 Определение положения первичной вершины

Для определения положения первичной вершины в событии отбираются треки, удовлетворяющие следующим условиям отбора:

- $P_T > 0.5$ ГэВ
- Прицельный параметр меньше 1 см ($d_0 < 1$ см) и $\frac{d_0}{\sigma_{d_0}} \leq 4$, где σ_{d_0} ошибка определения d_0 .

Сначала выбирается вершина, используя значение прицельного параметра. Треки, относящиеся к данной вершине, сортируются по P_T в порядке убывания таким образом, что число треков не должно превышать 50. Затем для каждого трека рассчитывается χ^2 . Все треки с $\chi^2 > 20$ удаляются из дальнейшего алгоритма. Эта процедура повторяется до тех пор, пока не найдена вершина с треками, для которых удовлетворяется условие χ^2 . Ошибка на координаты положения первичной вершины составляет около 10-20 мкм и зависит от z координаты вершины и числа треков.

При больших значениях светимости число столкновений может быть больше одного, что приводит к образованию нескольких первичных вершин. Для событий с высоко-энергетичным лептоном выбирается вершина, ближайшая к наиболее высоко-энергетичному лептону.

3.5.2 Определение положения вторичной вершины

Для определения положения вторичной вершины сначала мы сортируем треки по P_T и качеству, а затем определяем 2 трека, формирующих вершину. Также

для расчетов используется третий трек. Третий трек должен относиться к вершине, сформированной первыми двумя треками. В случае, если третий трек, относящийся к вершине, не найден, определяются следующие два трека, формирующих вершину, до тех пор пока не найден относящийся к вершине третий трек. Каждый трек, относящийся к вторичной вершине, должен удовлетворять условиям:

- Для всех треков $P_T > 0.5$ ГэВ, где как минимум один трек имеет $P_T > 1$ ГэВ.
- $\frac{d_0}{\sigma_{d_0}} > 2.5$, где σ_{d_0} – ошибка определения d_0 .

Если не найдена вторичная вершина, удовлетворяющая данным условиям для трех треков, определяется вершина с двумя треками, которые должны удовлетворять следующим условиям:

- Для всех треков $P_T > 1$ ГэВ, где как минимум один трек имеет $P_T > 1.5$ ГэВ.
- $\frac{d_0}{\sigma_{d_0}} > 3$.

По инвариантной массе вершины отбрасываются треки от распадов долгоживущих нейтральных частиц (Λ , K_s^0), а также конверсии фотона. Также отбрасываются вершины, координаты которых совпадают в пространстве с веществом детектора, как вторичные взаимодействия. Треки затем соотносятся со струей. Если расстояние в $r - \phi$ пространстве между первичной и вторичной вершиной, L_{xy} , (Рисунок 3.1) превышает в 3 раза ошибку на его определение ($\sigma_{L_{xy}}$), вторичная вершина считается таггированной, т.е. полагается, что это струя, рожденная в распаде b-кварка (“b-таг”). Эффективность b-таггирования в значительной степени зависит от параметров струи. На Рисунке 3.2 показана зависимость эффективности SecVtx таггирования для b-струй как функция E_T и η .

Как видно из Рисунка 3.2, существуют строгая (tight) и менее строгая (loose) версии SecVtx алгоритма, которые имеют небольшие различия в критериях отбора треков (P_T и $\frac{d_0}{\sigma_{d_0}}$). В данном анализе использовался “loose” SecVtx алгоритм. Для поиска событий вида $\ell\gamma E_T b$ требуется, чтобы событие содержало как минимум одну b-струю с $E_T > 15$. Для категории $t\bar{t}\gamma$ требуется, чтобы событие содержало как минимум три струи, одна из которых b-струя.

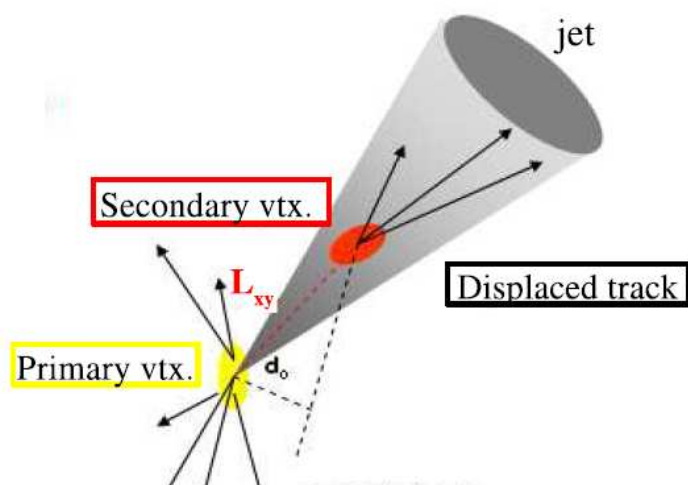


Рис. 3.1: Схематичное изображение положения первичной и вторичной вершин.

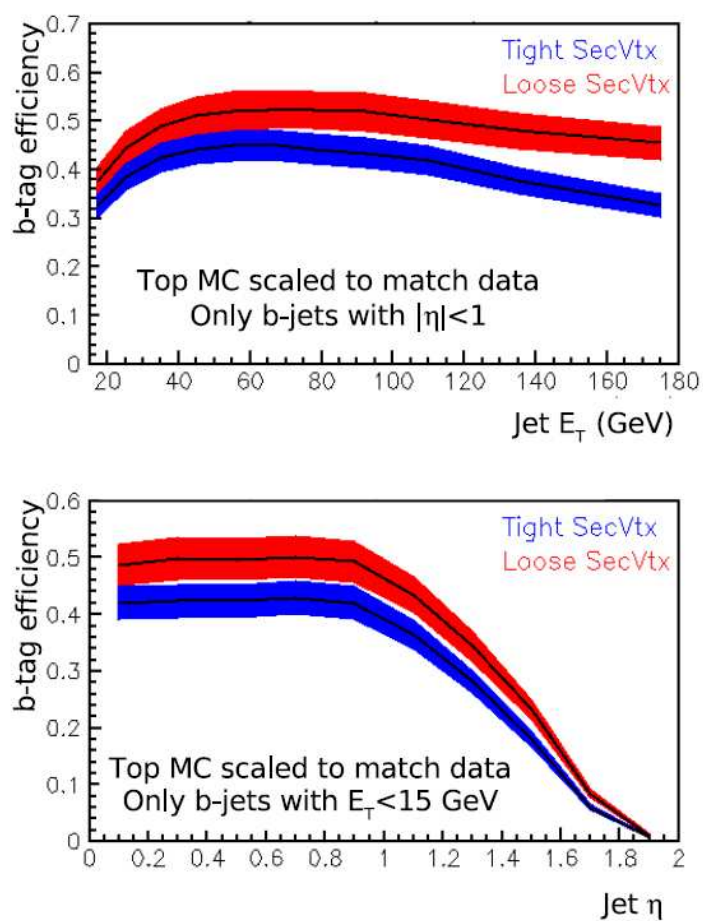


Рис. 3.2: Эффективность определения b-струй с помощью Tight/Loose SecVtx алгоритма как функция E_T и $|\eta|$ в эксперименте CDF.

3.6 Реконструкция \cancel{E}_T

Потерянная поперечная энергия (\cancel{E}_T) в $\ell\gamma\cancel{E}_T b$ и $t\bar{t}\gamma$ событиях ассоциируется с нейтрино, или другими слабо-взаимодействующими частицами в моделях за пределами СМ, такими как гравитино или нейтралино. Для поиска событий вида $\ell\gamma\cancel{E}_T b$ и $t\bar{t}\gamma$ необходимо, чтобы событие содержало $\cancel{E}_T > 20$ ГэВ. Расчет \cancel{E}_T производится на основе энергий в калориметре в регионе $|\eta| < 3.6$.

Для событий с мюонами $P_T > 12$ ГэВ также делаются поправки на энергию, оставленную мюоном в калориметре. Эта поправка рассчитывается как $E_T - P_T$, где E_T – поперечная энергия, оставленная мюоном в калориметре, P_T – поперечный импульс мюонного трека. Поправка на \cancel{E}_T применяется для всех мюонов, удовлетворяющих критериям отбора в анализе.

Также рассчитываются поправки к \cancel{E}_T на неоднородный отклик калориметра [47], учитывая адронные струи с непоправленной энергией $E_T > 15$ ГэВ и $\eta < 2.0$. Поправка рассчитывается как $E_T - E_T^{corr}$, где E_T – поперечная энергия струи без поправок, E_T^{corr} – поперечная энергия струи с поправкой на неоднородный отклик калориметра [47]. \cancel{E}_T поправляется для всех адронных струй с $E_T > 15$ ГэВ в пределах $\eta < 2.0$.

3.7 Расчет полной поперечной энергии события, H_T

H_T – это сумма энергий (импульсов) для всех объектов в событии, включая лептоны, фотоны, \cancel{E}_T и адронные струи. Для расчета H_T используются как основные, так и дополнительные лептонные кандидаты.

4 Предсказания Стандартной Модели

4.1 Вычисление матричных элементов

В данной главе представлены результаты расчета вероятности искомого процесса в рамках СМ средствами математического моделирования.

Числа событий $\ell\gamma E_T b$ и $t\bar{t}\gamma$ рассчитываются при помощи программ генерации MadGraph [48] и Pythia [49] методом Монте-Карло [50]. Выходные текстовые файлы программы симуляции обрабатываются с помощью разработанного для этих целей программного модуля LesHouches [51, 52], после чего эта информация подается на вход программы моделирования данных экспериментальной установки CDF, в результате чего получаются симулированные данные в формате, идентичном реальным данным.

4.2 Полулептонные $t\bar{t}\gamma$ MadGraph события

Кинематические критерии, использованные для создания событий $\ell\gamma E_T b$ и $t\bar{t}\gamma$ с помощью программы генерации MadGraph приведены в Таблице 4.1. Так как оба вида событий имеют одинаковую топологию, для обеих категорий использовался одна и та же MadGraph выборка, названная “полулептонная $t\bar{t}\gamma$ ” (Таблица 4.2).

Object	Cuts		
MadGraph Sample			
	E _T	η	ΔR
1-ый лептон	6.0	4.0	0.4
Дополнительные лептоны	6.0	4.0	0.4
1-ый фотон	6.0	2.0	0.4
Дополнительные фотоны	6.0	4.0	0.4

Таблица 4.1: Кинематические критерии, использованные для создания полулептонной $t\bar{t}\gamma$ выборки с помощью программы генерации MadGraph.

4.3 NLO/LO поправки для $t\bar{t}\gamma$ MC

Для учета NLO поправок к $\ell\gamma E_T$ и $t\bar{t}\gamma$ процессам используется К-фактор. Так как процесс радиационного рождения пары топ-кварк-антикварк до сих пор

Образец	Число событий	Поперечное сечение, (pb)
MadGraph_ $t\bar{t}\gamma$ полулептонный (e и μ)	43724	0.0726349

Таблица 4.2: Полулептонная $t\bar{t}\gamma$ MadGraph выборка.

остаётся малоизученным, теоретические вычисления значения поправок к MC LO $t\bar{t}\gamma$ событиям не были завершены. В связи с этим, были использованы поправки, предложенные создателем программы Baug [53] (автор – U.Baug, программа называется далее по его имени) и F. Petriello, рассчитанные на основе поправок для $t\bar{t}Z$ [54], $t\bar{t}H$ и $t\bar{t}$.

К-фактор, использованный для $t\bar{t}\gamma$ MC выборки:

$$K_{factor} = 1.10 \pm 0.15.$$

4.4 Другие процессы СМ как источники $\ell\gamma E_T b$ и $t\bar{t}\gamma$ событий

4.4.1 Описание моделированных выборок

Дилептонный $t\bar{t}\gamma$, WZ , $Wc\bar{c}\gamma$, $Wb\bar{b}\gamma$, $Wc\gamma$ и $Z(\tau\tau)\gamma$ процессы рассматриваются как возможные источники $\ell\gamma E_T b$ и $t\bar{t}\gamma$ событий. Моделированные выборки были созданы с помощью MadGraph и Pythia генераторов. Описание выборок приведено в Таблице 4.3.

Также была проведена оценка числа событий вида $\ell\gamma E_T b$ и $t\bar{t}\gamma$ для выборок WW , ZZ и одиночного t -кварка+ γ , созданных с помощью генератора Pythia. Вклад от данных процессов пренебрежимо мал, поэтому в дальнейшем в анализе эти процессы не рассматриваются.

Образец	Число событий	Поперечное сечение, (pb)
MadGraph_ $t\bar{t}\gamma$ дилептонный (e и μ)	33801	0.0217
MadGraph_ WZ (e и μ)	409648	3.65
MadGraph_ $Wb\bar{b}\gamma$ (e и μ)	12279	0.0374
MadGraph_ $Wc\bar{c}\gamma$ (e и μ)	14152	0.0691
MadGraph_ $Wc\gamma$ (e и μ)	48261	0.299

Таблица 4.3: Описание дополнительных моделированных выборок используемых для оценки предсказаний СМ для $\ell\gamma E_T b$ и $t\bar{t}\gamma$ событий.

4.4.2 NLO/LO

Для MadGraph дилептонной $t\bar{t}\gamma$ выборки, описанной выше, используется такой же К-фактор, как и для полулептонной $t\bar{t}\gamma$ выборки, описанной в Главе 4.3.

Для выборок $Wc\bar{c}\gamma$, $Wb\bar{b}\gamma$ и $Wc\gamma$ использовался К-фактор

$$K_{factor} = 2.10 \pm 1.05.,$$

полученный на основе расчета поправок для W+струи и W+тяжелые кварки (W+HF) [55], [56].

4.5 Сравнение образцов

Для проверки надежности предсказаний сравниваются результаты работы независимых генераторов. Для $t\bar{t}\gamma$ выборок были сравнены предсказания MadGraph и Baug. Поскольку параметры этих двух генераторов сильно отличаются (например, Baug не включает вклад от рождения одиночного топ-кварка), прямое сравнение результатов не является возможным. Сравнение формы кинематических распределений для MadGraph и Baug дает хорошее согласие между результатами. Все эти результаты были представлены на обсуждение и одобрены как членами CDF сотрудничества, так и непосредственно создателями программ MadGraph и Baug. Также было проведено сравнение результатов с предсказаниями генератора Pythia, которая также дала хорошее согласие результатов.

В дополнение, создателями MadGraph было проведено сравнение результатов для различных процессов между MadGraph Alpgen и ComHep [57].

Согласие в оценке различных процессов между различными генераторами дает доверие к полученным предсказаниям.

5 Оценка фонов

В дополнение к предсказаниям от реальных СМ процессов, рассмотренных в Главе 4, существует вклад от фоновых процессов, таких как фотоны от тормозного излучения электронов, фотоны из адронных струй, неверная идентификация b -струй, а также КХД фон.

5.1 Фотонный фон

В данной работе рассматриваются три основных источника фона от фотонов. Первый фон – фотоны от тормозного излучения электронов. Электрон, пролетая через трековую систему, излучает высоко-энергетичный фотон, а сам теряет энергию и отклоняется от начального направления, что в итоге приводит к обнаружению фотона вместо электрона или вместе с ним, $e \rightarrow \gamma$. Еще один фон – это адронные струи, в которых π^0 или фотон из распада адрона имитирует фотон, рожденный напрямую в событии, $j \rightarrow \gamma$. Третий фон, который дает небольшой вклад, – это фотон, полученный из τ -распада: $\tau \rightarrow \text{адрон} \rightarrow \gamma$. Фоны от адронных струй и тормозного излучения электронов были рассчитаны на основе данных, тогда как для оценки фона от τ распадов было использовано Монте Карло моделирование.

5.1.1 Фотоны из тормозного излучения электронов

Оценка вероятности того, что электрон, пролетая через трековую систему, излучит высоко-энергетичный фотон, который затем будет обнаружен в детекторе, $P_{e \rightarrow \gamma}$, осуществляется в два этапа. На первом этапе оценивается E_T зависимость рождения фотона из тормозного излучения электрона в инклюзивной Монте Карло выборке $Z \rightarrow e^+e^-$ после удаления событий, для которых фотон, идентифицированный на детекторном уровне, не совпадает с фотоном из тормозного излучения на уровне генератора. На втором этапе рассчитывается поправка для реальных данных, в которой берется в расчет возможная разница в оценке треков, а также различие между описанием установки, использованное в моделированных данных и в реальной жизни [58].

В данном анализе используется оценка вероятности рождения центрального фотона, удовлетворяющего строгим критериям отбора, из центрального электрона, также удовлетворяющего строгим критериям отбора (TCE). Критерии отбора фотонов электронов и фотонов описаны в Главах 3.2 и 3.4, соответственно.

В связи с невысокой статистикой в данных в E_T интервалах, удаленных от массового пика Z_0 , а также для фильтрации фотонов, излученных в начальном

(ISR) состоянии, рассматривается зависимость E_T для $P_{e \rightarrow \gamma}$ из Монте Карло. Затем, вычисляется поправку S путем сравнения среднего значения вероятности рождения фотона из тормозного излучения электрона вблизи массового пика Z^0 для данных со средним значением этой вероятности в Монте Карло выборке в этом же интервале. Таким образом, полная вероятность рождения фотона из тормозного излучения электрона равна:

$$P_{e \rightarrow \gamma}^{DATA}(E_T) = S P_{e \rightarrow \gamma}^{MC}(E_T). \quad (5.1)$$

Для изучения $P_{e \rightarrow \gamma}^{MC}(E_T)$ был осуществлен поиск событий вида ee и $e\gamma$, которые удовлетворяют следующим условиям:

- Пара ee должна состоять из электрона и позитрона.
- $M_{ee} > 30 \text{ ГэВ}/c^2$
- Обе частицы должны удовлетворять строгим критериям отбора (Глава 3.2).
- Фотон также должен удовлетворять строгим критериям отбора (Глава 3.4).

Путем наложения требования на ΔR между реконструированным объектом и объектом на генераторном уровне (HEPG)

$$\Delta R < 0.2 \quad (5.2)$$

отфильтровываются ISR фотоны. На Рисунке 5.1 показаны распределения для ΔR и $\frac{E_T(e^{HEPG})}{E_T(\gamma^{REC})}$ до и после наложения ΔR требования. e^{HEPG} - электрон из распада Z^0 после наложения радиационных поправок на генераторном уровне; γ^{REC} - восстановленный фотон, относящийся к данному электрону.

Для расчета поправки S сравнивается среднее значение числа событий с фотоном из тормозного излучения электрона в данных в интервале $40 \text{ ГэВ} < E_T < 50 \text{ ГэВ}$ со средним значением числа событий, полученными из Монте Карло. Измеренное таким образом значение поправки S :

$$S = 1.08 \pm 0.09, \quad (5.3)$$

что приблизительно на 2% меньше, чем поправка полученная методом фильтрации фона, описанном в [58]. Эти 2% включены в систематическую ошибку для поправки. Дополнительно, учтена 7%-систематическая ошибка из-за разницы в измеренном значении вероятности рождения фотона из тормозного излучения электрона для дифотонной и инклюзивной высоко-энергетичной фотонной выборки.

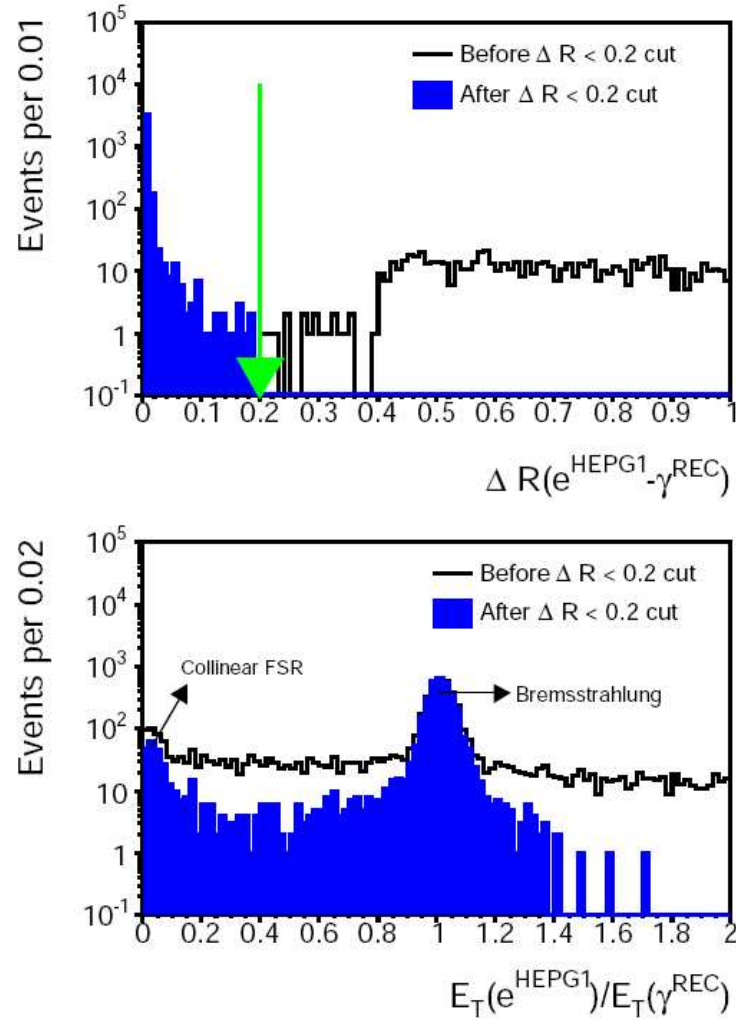


Рис. 5.1: Распределения для ΔR (вверху) и $\frac{E_T(e^{HEPG})}{E_T(\gamma^{REC})}$ (внизу) до и после наложения ΔR требования. e^{HEPG} – электрон из распада Z^0 после наложения радиационных поправок на генераторном уровне; γ^{REC} – восстановленный фотон, относящийся к данному электрону. Стрелкой показано требование на ΔR : $\Delta R < 0.2$.

На Рисунках 5.2 и 5.3 показаны распределения E_T электронов в событиях $ee \rightarrow \ell_T b$ и $\mu e \rightarrow \ell_T b$, соответственно, что затем корректируется на вычисленную вероятность рождения фотона из тормозного излучения электрона, $P_{e \rightarrow \gamma}$.

5.1.2 Фотоны из адронных струй

Высоко-энергетичные фотоны рождаются в большом количестве в распадах мезонов и барионов в адронных струях. Например, при распаде π^0 или η образуются фотоны, которые могут удовлетворять критериям отбора фотонов,

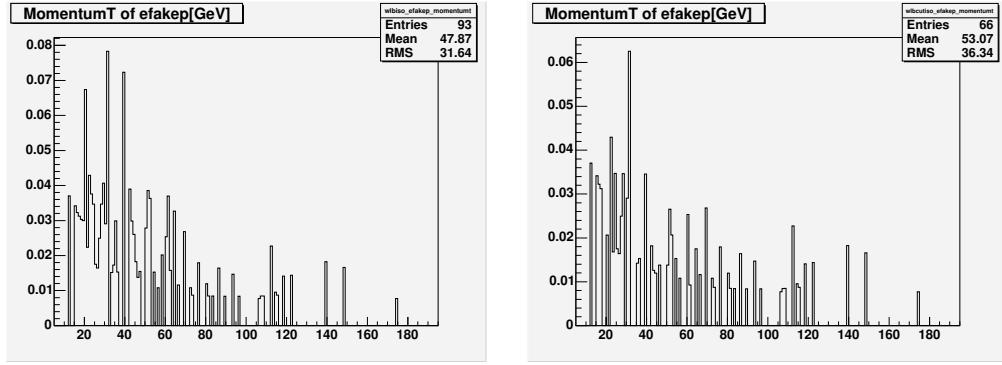
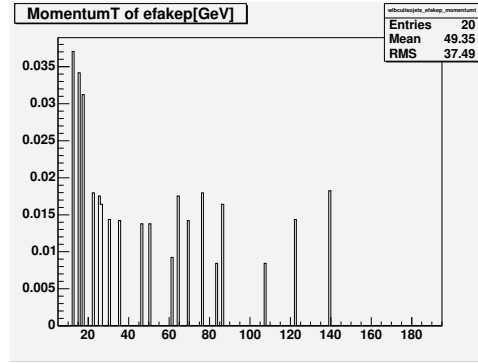
(a) eeE_Tb (b) $eeE_Tb + H_T > 200 \text{ GeV}$ (c) eeE_Tb in $t\bar{t}\gamma$, электронная выборка

Рис. 5.2: Распределения для оценки числа событий с фотоном из тормозного излучения электрона как функция E_T электрона в событиях с электронами ($e\gamma E_Tb$). Были отобраны события вида eeE_Tb , и затем, используя рассчитанную вероятность, определено число событий $e \rightarrow \gamma$ в данной выборке.

используемым в анализе. Для $\ell\gamma E_Tb$ и $t\bar{t}\gamma$ число событий, в которых фотон из распада адронной струи ошибочно измерен как фотон, рожденный напрямую в событии, определяется измерением распределения E_T струй в событиях $\ell j E_Tb$, и затем корректируется на вероятность того, что струя будет идентифицирована как фотон, $P_\gamma^{jet}(E_T)$. Для оценки ошибки на число таких событий используется измеренный спектр E_T адронных струй, и верхний и нижний пределы на вероятность неверной идентификации фотона как функцию E_T .

Метод расчета вероятности того, что струя будет идентифицирована как фотон, $P_\gamma^{jet}(E_T)$, приведен в [29, 59]. Фотон, образовавшийся в результате распада

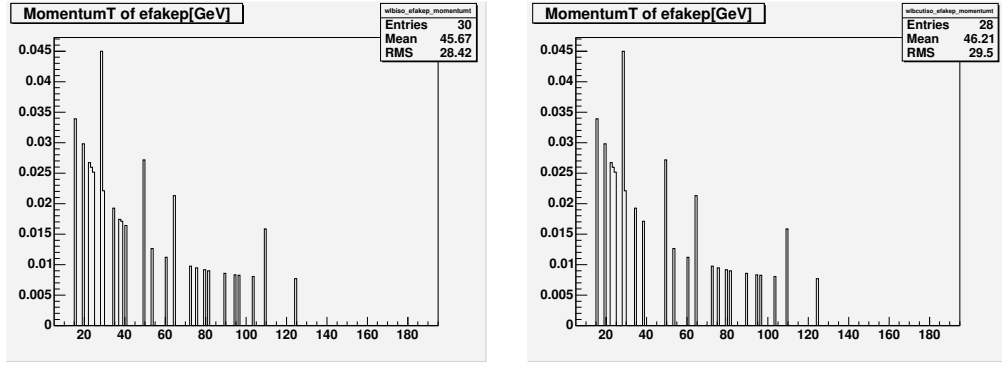
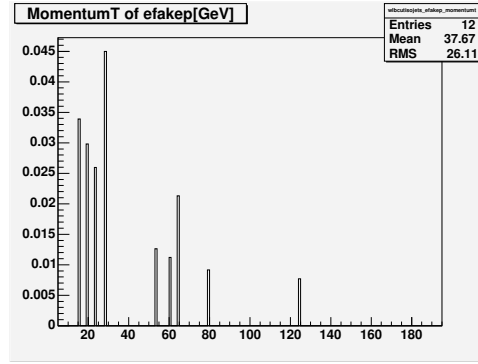
(a) $\mu e E_T b$ (b) $\mu e E_T b + H_T > 200 \text{ GeV}$ (c) $\mu e E_T b$ in $t\bar{t}$, мюонная выборка

Рис. 5.3: Распределения для оценки числа событий с фотоном из тормозного излучения электрона как функция E_T электрона в событиях с мюонами ($\mu\gamma E_T b$). Были отобраны события вида $\mu e E_T b$, и затем, используя рассчитанную вероятность, определено число событий $e \rightarrow \gamma$ в данной выборке.

мезона (например, $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, $\eta \rightarrow \gamma\gamma$), называется *вторичным* или *FAKE* фотоном, тогда как фотон, образовавшийся в результате неупругого рассеяния или же излученный из кварка или лептона называется *реальный* или *TRUE* фотон. Сначала измеряется непоправленная вероятность $P_{RAW}(E_T^{jet})$, которая определяется как отношение идентифицированных фотонов в j-выборке к полному числу адронных струй:

$$P_{RAW}(E_T^{jet}) = \frac{N_{\gamma-candidate}}{N_{jet}} = \frac{N_{\gamma}^{TRUE} + N_{\gamma}^{FAKE}}{N_{jet}} \quad (5.4)$$

Истинная (поправленная) вероятность $P_{TRUE}(E_T^{jet})$ (см. Рисунок 5.5)

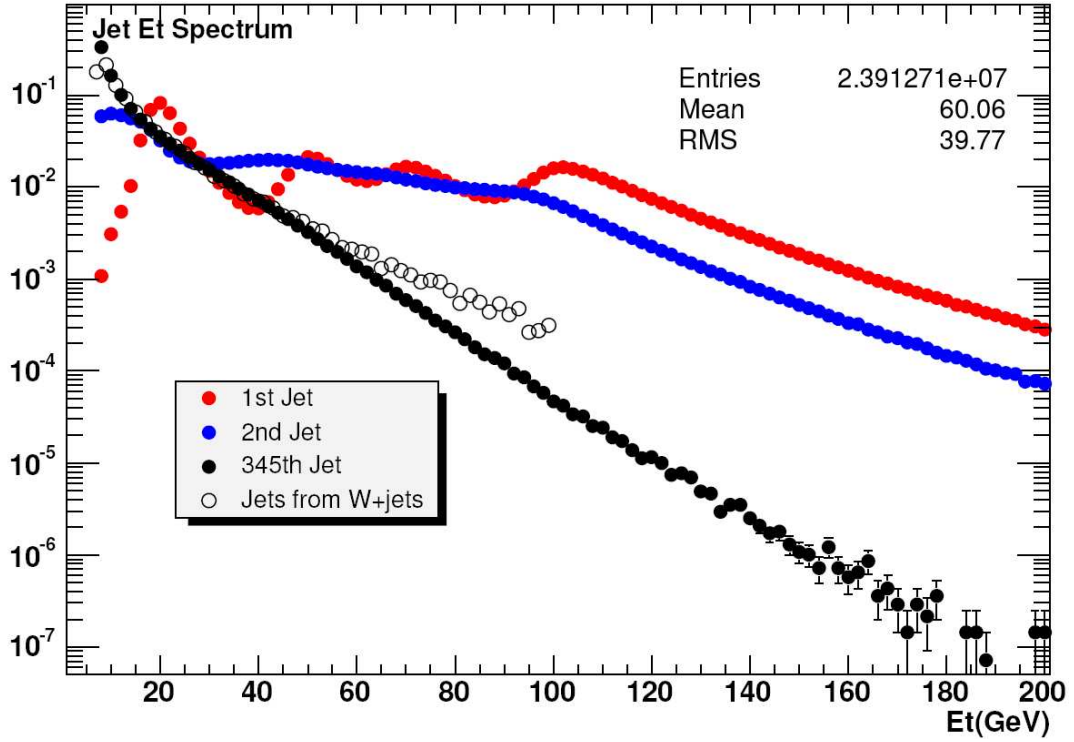


Рис. 5.4: Распределение dN/dE_T^{jet} относительно E_T^{jet} для струй в W выборке (белые точки) и в j -выборке (выборка адронных струй). 2-ая по величине E_T^{jet} струя в j -выборке показана синими точками, а 3-я, 4-я и 5-я показана черными точками.

определяется как

$$P_{TRUE}(E_T^{jet}) = P_{RAW}(E_T^{jet}) \times F_{QCD}, \quad F_{QCD} = \frac{N_{\gamma}^{FAKE}}{N_{\gamma}^{TRUE} + N_{\gamma}^{FAKE}} \quad (5.5)$$

Чтобы отличить γ от π^0 или других адронов, используются следующие переменные [29, 59]:

- CES χ^2 . Для идентификации фотонов, рожденные в распаде $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, используется переменная χ^2 , которая показывает насколько хорошо фотонный профиль ливня в CES совпадает с профилем ливня, полученным на данных тестового пучка. Фотоны из распада π^0 обычно обладают большим χ^2 , чем истинные фотоны.
- Изоляция в калориметре в конусе $R=0.4$ по $\eta \times \phi$ вокруг γ -кандидата: Сумма E_T в конусе вокруг γ из распада мезона обычно выше, чем для одиночного фотона в событии.
- Число измерений в CPR: CPR (Глава 2.2.4) находится между соленоидом и калориметром. γ конвертирует в катушке магнита, в CPR измеряется

выделенный заряд. Реальные и вторичные фотоны имеют различную вероятность конвертации: вероятность рождения фотоном пары e^+e^- при пролете сквозь трековую систему и магнит составляет около 60%, тогда как вероятность того, что по меньшей мере один из фотонов из распада $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ конвертирует, составляет 80% [29].

Для оценки вклада фотонов из адронных струй в событиях $\ell\gamma E_T b$ использовались инклюзивные лептонные выборки. Согласно [59] такой фотон обладает около 94% E_T адронной струи, и разрешение по E_T для него составляет около 5%. Используя эти значения, для адронных струй величина E_T масштабируется и размывается, чтобы получить соответствие между характеристиками фотона и струи. Затем отбираются струи, удовлетворяющие следующим критериям отбора:

- $|\eta| < 1.1$
- $E_T > 25$ ГэВ

После этого события со струями взвешиваются с $P_{TRUE}^{jet \rightarrow \gamma}(E_T^{jet})$.

Число и спектр ожидаемых событий с фотонами из адронных струй показаны на Рисунках 5.6 и 5.7 для событий типа $\ell\gamma E_T b$ и $t\bar{t}\gamma$ для электронного и мюонного каналов, соответственно. Для оценки ошибок использовалась параметризация из [59] на формы верхнего и нижнего пределов.

Категории	$\ell\gamma E_T b$	$t\bar{t}\gamma$
$e\gamma E_T b$	4.56 ± 1.92	2.37 ± 1.22
$\mu\gamma E_T b$	3.02 ± 1.19	1.42 ± 0.70
$\ell\gamma E_T b$	7.58 ± 3.11	3.79 ± 1.92

Таблица 5.1: Ожидаемое число событий с фотонами из адронных струй в разных подкатегориях. Статистические ошибки пренебрежимо малы. Систематическая ошибка составляет 50-80% (см.Рисунок 5.4), и предполагается что она коррелирована для электронного и мюонного каналов.

Подсчет событий вида лептон + фотон из адронных струй, взвешенных с $P_{TRUE}^{jet \rightarrow \gamma}(E_T^{jet})$, производится так же, как и для истинных фотонов. В Таблице 5.1 показано ожидаемое число событий с фотонами из адронных струй в разных подкатегориях в $\ell\gamma E_T b$ и $t\bar{t}\gamma$ событиях.

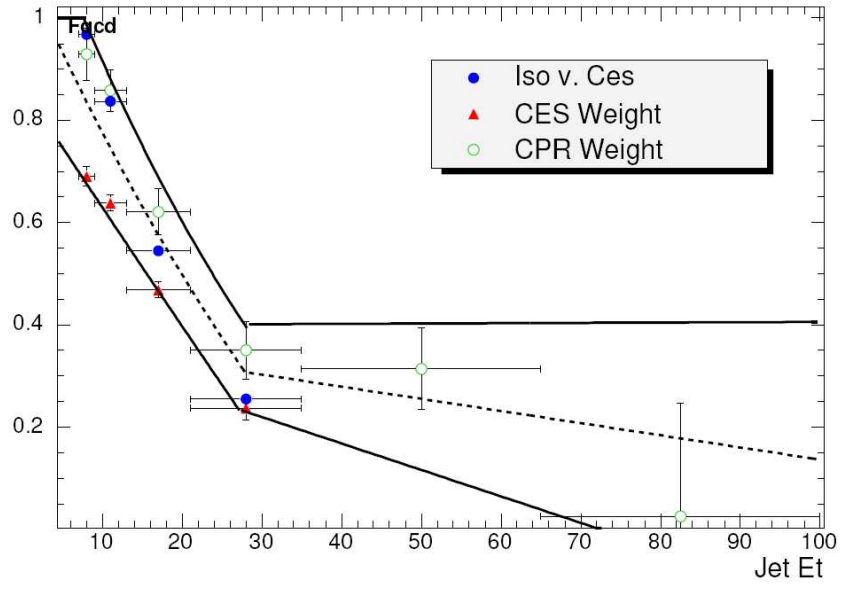
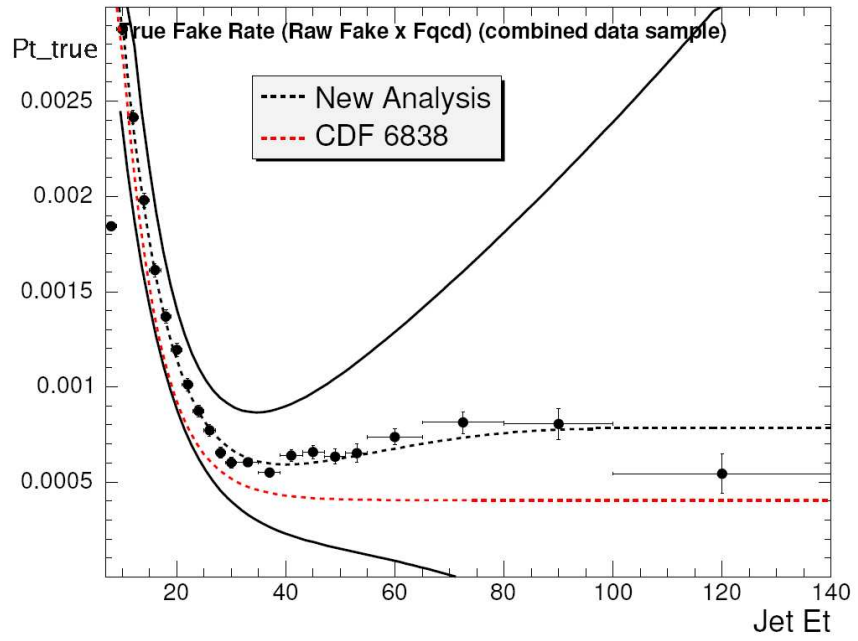
(a) F_{QCD} (b) $P_{TRUE}^{jet \rightarrow \gamma}$

Рис. 5.5: Фотоны из адронных струй: (a) F_{QCD} ; (b) вероятность идентификации струи как фотона $P_{TRUE}^{jet \rightarrow \gamma}$.

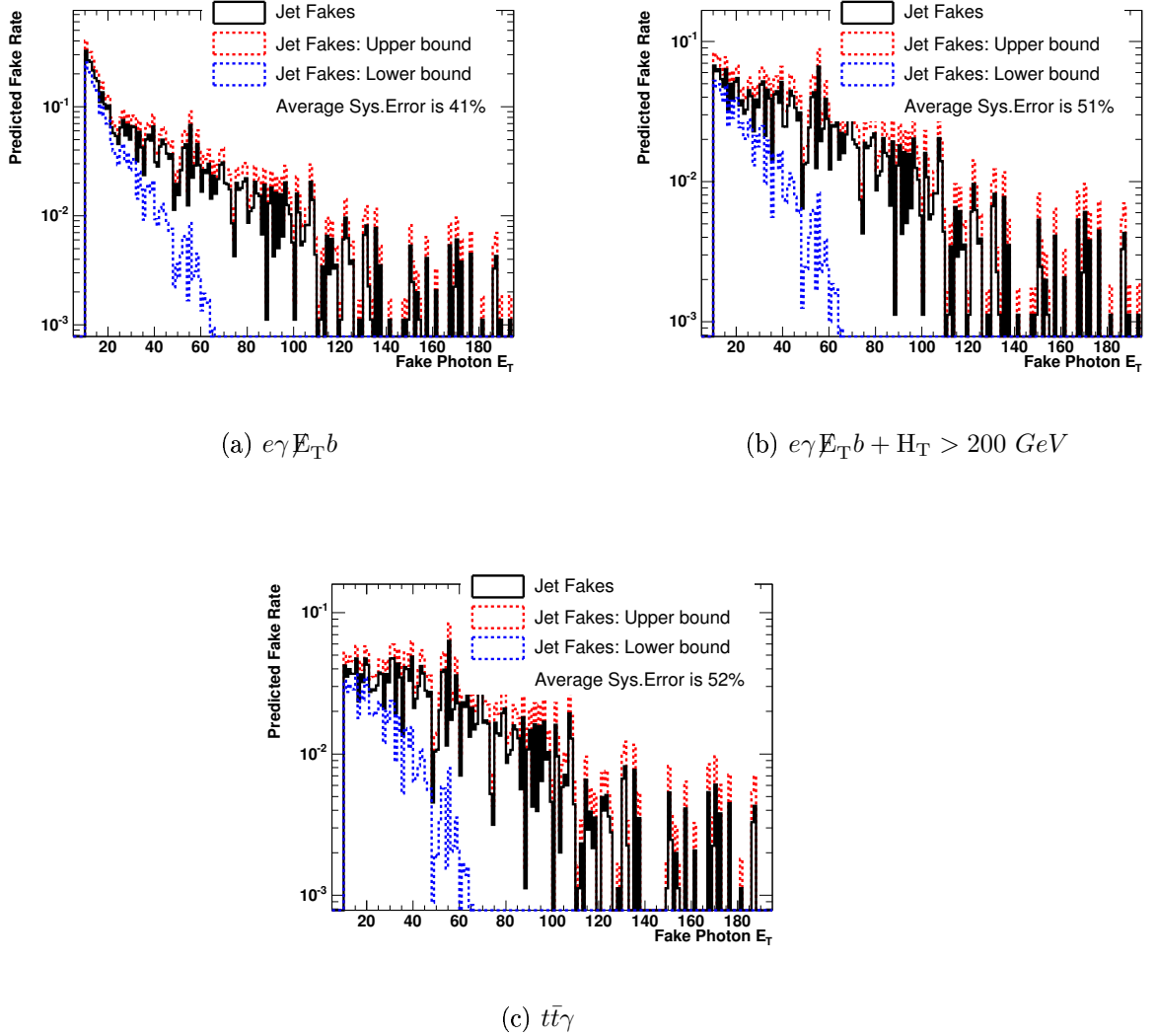


Рис. 5.6: Число и спектр событий с фотонами из адронных струй в зависимости от E_T для $e\gamma E_T b$ и $t\bar{t}\gamma$ для электронной выборки. Для оценки верхней и нижней ошибки использовалась параметризация из [29].

5.1.3 Фотоны из τ распадов

Еще один источник неверно идентифицированных фотонов – это τ -распад. Фотон, рожденный в τ распаде, может пройти критерии отбора для фотона, рожденного напрямую в событии. Схема рождения такого фотона:

$$\tau \rightarrow \text{hadron} \rightarrow \gamma. \quad (5.6)$$

Оценка фона произведена на основе Монте Карло Pythia $t\bar{t}$ выборки. Описание

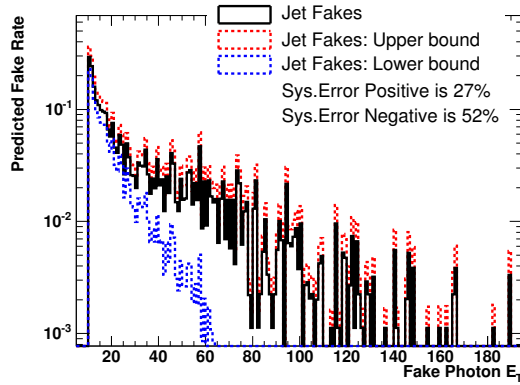
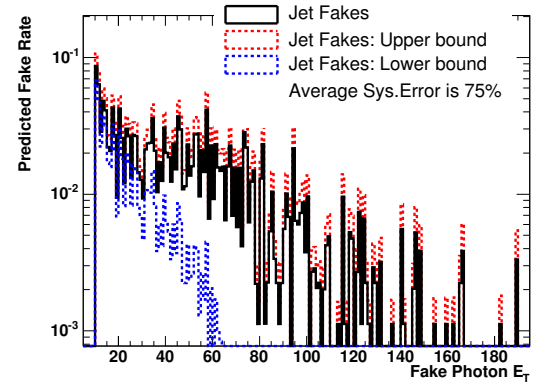
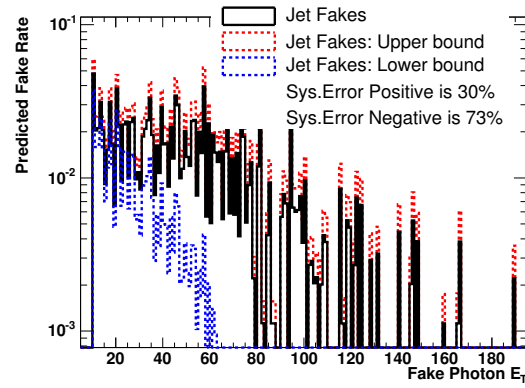
(a) $\mu\gamma E_T b$ (b) $\mu\gamma E_T b + H_T > 200 \text{ GeV}$ (c) $t\bar{t}\gamma$

Рис. 5.7: Число и спектр событий с ФАКЕ-фотонами из адронных струй в зависимости от E_T для $\mu\gamma E_T b$ и $t\bar{t}\gamma$ для мюонной выборки. Для оценки верхней и нижней ошибки использовалась параметризация из [29].

выборки приведено в таблице 5.2.

Образец	Число событий	Поперечное сечение, (pb)
Pythia $t\bar{t}$ (e и μ)	1146088	6.1

Таблица 5.2: $t\bar{t}$ Pythia выборка для оценки фона γ из τ распада.

Для оценки фона было определено число реконструированных фотонов,

которые удовлетворяют строгим критериям отбора, используемым в анализе, и затем на основе информации на генераторном уровне, отобрали фотоны, рожденные в τ распаде. Вклад от фотонов, рожденных в τ распаде, достаточно мал и составляет 0.22 ± 0.05 и 0.10 ± 0.01 событий для категорий $\ell\gamma E_T b$ и $t\bar{t}\gamma$, соответственно.

5.2 КХД фон

Путем требования присутствия в событии высоко-энергетичного изолированного лептона и потерянной поперечной энергии, значительно увеличивается число реальных W бозонов в отобранной выборке. Однако, КХД события, которые не содержат реальные W , могут пройти критерии отбора. Источниками фона от лептонов могут быть фотонная конверсия (для электронов), неверно идентифицированные пионы и каоны (для мюонов), так же как и полулептонный распад тяжелых кварков. В таких событиях E_T тоже может удовлетворять критериям отбора по причине неверно измеренных струй.

Для измерения фона от событий, несодержащих реальных W/Z , формируется КХД выборка, в которой ожидается минимум настоящих лептонов [60]: отбираются лептоны, проходящие нестрогие требования идентификации, и отсекаются события с W или Z кандидатами. Критерии отбора и процедура оценки фона детально описывается ниже. Проверка согласованности данного метода со стандартным методом, используемым в CDF [61] описана в [17].

5.2.1 КХД выборка

КХД выборка, состоящая из событий, несодержащие реальных W/Z , формируется следующим образом:

- Для электронов:
 - Каждое событие не должно содержать Z -кандидатов, таких, для которых число нестрогих электронов > 1)
 - Каждое событие не должно содержать W -кандидатов, таких, для которых число нестрогих электронов $= 1$, $E_T > 10$ ГэВ
 - Число струй, удовлетворяющих условиям
 - * $E_T^{jet} > 20$ ГэВ
 - * доля энергии в ЕМ калориметре < 0.8
 - * число треков $N_{tracks} > 2$,
 в событии должно быть ≥ 1 .

- Для мюонов:

- Каждое событие не должно содержать Z -кандидатов, таких, для которых число нестрогих мюонов > 1
- Каждое событие не должно содержать Z -кандидатов, таких, для которых число нестрогих мюонов $= 1 + \text{мюоноподобный трек}$
($P_T > 10 \text{ ГэВ}$, $E^{EM} < 3 \text{ ГэВ}$, $E^{HAD} < 9 \text{ ГэВ}$)
- Каждое событие не должно содержать W -кандидатов, таких, для которых число нестрогих мюонов $= 1$, $E_T > 10 \text{ ГэВ}$
- Число струй, удовлетворяющих условиям
 - * $E_T^{jet} > 20 \text{ ГэВ}$
 - * $0.1 > \text{EmFr}$ (доля энергии в ЕМ калориметре) < 0.8
 - * число треков $N_{tracks} > 2$,
 в событии должно быть ≥ 1 .

5.2.2 Метод оценки КХД фона

Для оценки КХД фона используется трековая изоляция для лептонов и несколько выборок, для которых распределение по трековой изоляции существенно отличаются. Предполагается, что для W , Z , $W\gamma$ и $Z\gamma$ структура фона события одинакова, включая струи (в первом приближении хорошее приближение в СМ, Рисунок 5.10).

Для расчета КХД фона используются 3 выборки:

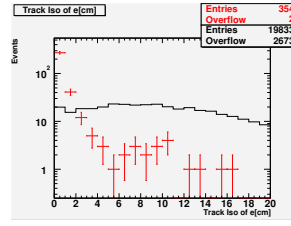
- **Сигнальная выборка:** $\ell\gamma E_T b$ или $t\bar{t}\gamma$
- **Строгие Лептоны:** $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ (оба лептона строгие центральные), $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ (оба мюона строгие). Массы $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ и $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ близки к массе Z^0
- **КХД выборка:** $1 \ell + \text{jet}(s)$, отсутствие W или Z кандидатов

Для этих выборок определяются три интервала по трековой изоляции TrackIso (сумма P_T треков в конусе $R=0.4$ по $\eta \times \phi$ вокруг направления лептонного трека).

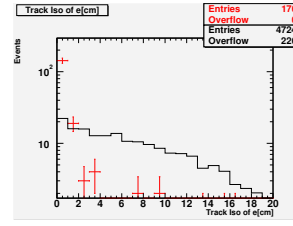
- **Изолированный трек :** $0 < \text{TrackIso} < 2$
- **Неизолированный трек:** $\text{TrackIso} > 4$
- **Промежуточный:** $2 < \text{TrackIso} < 4$

Далее, производится расчет КХД фона, следующим методом:

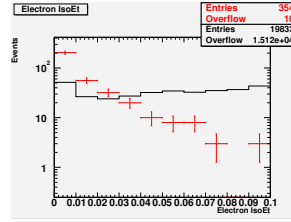
1. N_{TOT} : **Число событий в сигнальной выборке**
Подсчитывается число событий N_{TOT} в $\ell\gamma E_T b$ ($t\bar{t}\gamma$)



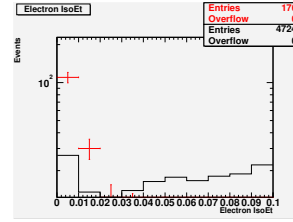
(a) Трек.изоляция



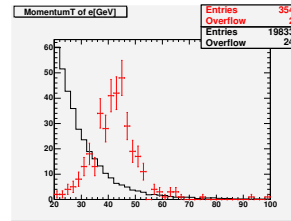
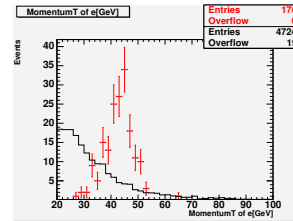
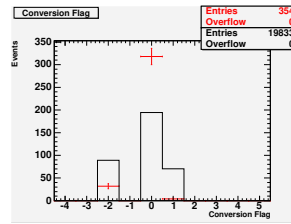
(b) Трек.изоляция



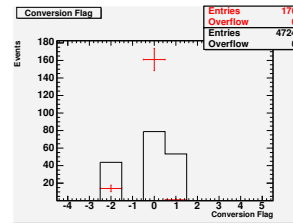
(c) Кало.изоляция



(d) Кало.изоляция

(e) E_T электрона(f) E_T электрона

(g) Флаг конверсии



(h) Флаг конверсии

Рис. 5.8: Сравнительные распределения для электронов из КХД выборки (гистограмма) и электронов из Z (точки). В правом столбце показаны распределения без применения стандартного требования на калориметрическую изоляцию. В левом столбце показан эффект этого требования.

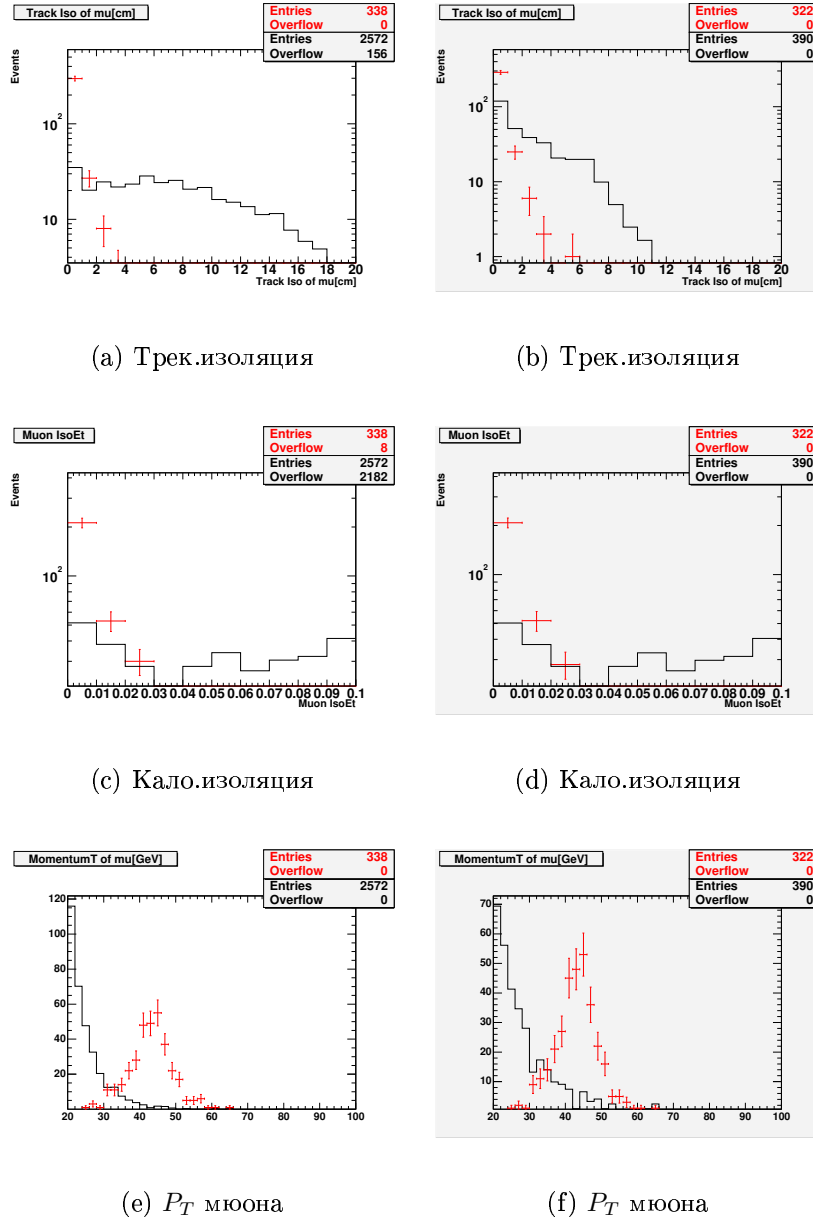


Рис. 5.9: Сравнительные распределения для мюонов из КХД выборки (гистограмма) и мюонов из Z (точки). В левом столбце показаны распределения без применения стандартного требования на калориметрическую изоляцию. В правом столбце показан эффект этого требования.

2. f_S : доля лептонов из Z с плохой трековой изоляцией

В выборке 'строгих лептонов' находится доля f_S лептонов с плохой трековой изоляцией (трековая изоляция $tiso > 4$).

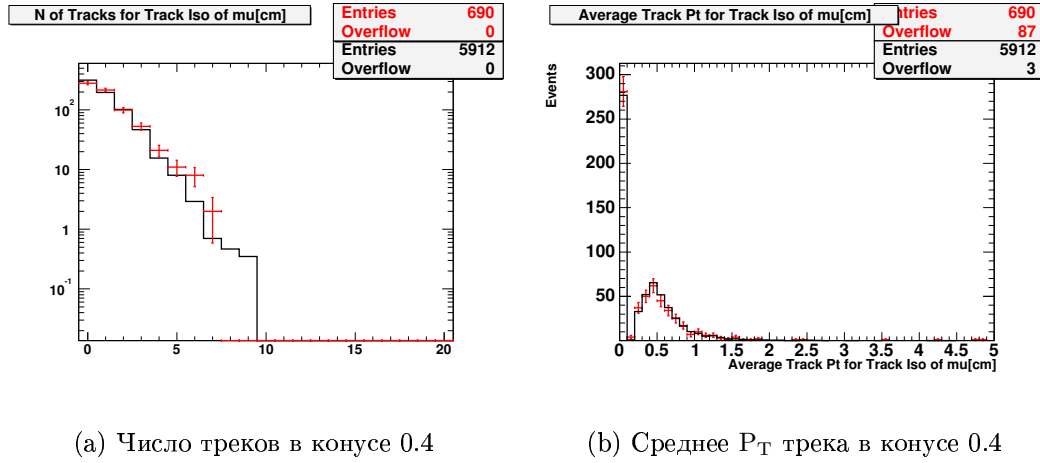


Рис. 5.10: Проверка предположения одинаковой структуры фона события: мюоны из $\mu\mu j$ (точки) сравниваются со 'строгим' Z (гистограмма).

3. $N_S^{tiso>4}$: **сигнал с $tiso > 4$**

$f_S \times N_{TOT}$ показывает число реальных лептонов, которые будут потеряны при фильтрации лептонов с $tiso > 4$ в $\ell\gamma E_T b (t\bar{t}\gamma)$ событиях. Ошибка составляет $(\delta f_S \times N_{TOT})$, следовательно

$$N_S^{tiso>4} = f_S \times N_{TOT} \pm \delta f_S \times N_{TOT}$$

4. R_B : **отношение числа событий в КХД выборке с хорошей трековой изоляцией к числу событий с плохой трековой изоляцией**

Из КХД выборки находится R_B , отношение числа событий с хорошей трековой изоляцией ($tiso < 2$) к числу событий с плохой трековой изоляцией ($tiso > 4$). Эта производится для оценки того, как много событий с $tiso < 2$ является КХД фоном.

$$R_B = \frac{Non-WZ^{tiso<2}}{Non-WZ^{tiso>4}}$$

5. $N_B^{tiso>4}$: **фон для $\ell\gamma E_T b (t\bar{t}\gamma)$ с $tiso > 4$**

Из $\ell\gamma E_T b (t\bar{t}\gamma)$ событий, фон с $tiso > 4$ оценивается как число кандидатов с $tiso > 4$ минус ожидаемо число реальных электронов с $tiso > 4$:

$$N_B^{tiso>4} = N_{data}^{tiso>4} - N_S^{tiso>4}$$

6. $N_B^{tiso<2}$: **фон для $\ell\gamma E_T b (t\bar{t}\gamma)$ с $tiso < 2$**

Фон с $tiso < 2$ рассчитывается как

$$N_B^{tiso<2} = (R_B)(N_B^{tiso>4}) \pm \delta N_B^{tiso<2}$$

7. $N_B^{2<tiso<4}$: **фон для $\ell\gamma E_T b (t\bar{t}\gamma)$ с $2 < tiso < 4$**

Из оценки фона с $tiso > 4$ $N_B^{tiso>4}$ и числа событий в КХД выборке с $2 < tiso < 4$ и $tiso > 4$ оценивается фон с $2 < tiso < 4$. Таким образом, фон с $2 < tiso < 4$ определяется как

$$N_B^{2< tiso < 4} = (N_B^{tiso>4}) \times \frac{Non-WZ^{2< tiso < 4}}{Non-WZ^{tiso>4}}$$

8. N_{QCD} : КХД фон

В результате КХД фон оценивается как

$$N_{QCD} = N_B^{tiso<2} + N_B^{2<tiso<4} + N_B^{tiso>4}$$

5.2.3 Результаты оценки КХД фона

Проверка согласованности использованного метода со стандартным методом, используемым в CDF [61] описана в [17]. Полученные значения согласуются со стандартными оценками КХД фона в CDF [61].

В Таблице 5.3 приведены числа лептонов в регионах с различной трековой изоляцией для различных выборок.

Лептоны из Z в основном обладают хорошей трековой изоляцией ($0 < tiso < 2$), тогда как 'лептоны' из КХД фона в основном неизолированы ($4 < tiso$).

5.2.4 Модифицированный метод оценки КХД фона

Из метода оценки $j \rightarrow \gamma$ получается оценка на фотон из адронной струи + W и фотон из адронной струи + не- W . Из метода оценки КХД фона получается оценка на реальный фотон + не- W , и возможно фотон из адронной струи + не- W :

1. γ из адронной струи + W (из $j \rightarrow \gamma$)
2. γ из адронной струи + не- W (также входит в $j \rightarrow \gamma$, и возможно часть КХД фона)
3. фотон + не- W (из КХД фона)

Если не- W является частью КХД фона, то трековая изоляция лептонов из таких W должна быть плохой. Лептоны из настоящих W из $W + \text{jet}$ должны обладать таким же распределением по трековой изоляции, как и лептоны из $W\gamma$.

Для того чтобы избежать переоценки фона (двойного подсчета), метод оценки КХД фона был модифицирован следующим образом: вклад лептона из $W + j \rightarrow \gamma$ ($Z + j \rightarrow \gamma$) вычитается из регионов трековой изоляции для лептона из $\ell\gamma E_T b$ ($t\bar{t}\gamma$). После этого процедура, описанная в Главе 5.2.2, повторяется с измененными значениями для трековой изоляции для $\ell\gamma E_T b$ и $t\bar{t}\gamma$ событий.

Эта процедура повторяется также вычитанием двойного вклада от $W + j \rightarrow \gamma$ ($Z + j \rightarrow \gamma$), так чтобы учесть 50-80% систематическую ошибку для вероятности неверной идентификации струи как фотона.

	$0 < tiso < 2$	$2 < tiso < 4$	$tiso > 4$	total
Электроны:				
Z_{tight}^{CC}	61457	3628	2879	67964
КХД (He-WZ)	1179	870	3709	5758
$t\bar{t}\gamma(e)$	5.56477	1.67619	1.92743	9.16838
$e\gamma E_T b$	9.97959	1.45647	3.32216	14.7582
$t\bar{t}j(e)$	2.43523	0.323814	1.07257	3.83162
$ej E_T b$	4.02041	0.543531	1.67784	6.24178
Мюоны:				
Z_{tight}	37211	1365	274	38850
КХД (He-WZ)	173	78	93	344
$t\bar{t}\gamma(\mu)$	6.33553	0.915431	0	7.09718
$\mu\gamma E_T b$	8.11936	0.863188	0	8.76207
$t\bar{t}j(\mu)$	1.66447	0.0845692	0.153782	1.90282
$\mu j E_T b$	2.88064	0.136812	0.220484	3.23793

Таблица 5.3: Число событий в различных регионах трековой изоляции для различных выборок. Лептоны из Z в основном обладают хорошей трековой изоляцией ($0 < tiso < 2$), тогда как 'лептоны' из КХД фона в основном неизолированы ($4 < tiso$).

В Таблице 5.4 представлены результаты оценки КХД фона для $\ell\gamma E_T b$ и $t\bar{t}\gamma$ для электронного и мюонного каналов в различных регионах трековой изоляции.

5.3 Неверно идентифицированные b-струи.

Существует несколько различных причин для неверной идентификации b-струй. Треки в пределах струи от распада легких ароматов могут удовлетворять условиям определения вторичной вершины, а следовательно струя может быть неверно идентифицирована как b-струя. Причинами, по которым такие струи могут быть неверно идентифицированы как b-струи являются:

- ограниченная разрешающая способность детектора
- распад долгоживущих частиц, таких как K_s и Λ
- взаимодействия с веществом детектора

Для оценки числа неверно идентифицированных b-струй из-за ограниченной разрешающей способности детектора используется SecVtx алгоритм (Глава 3.5).

Sample	$f_S^{tiso>4}$	$N_S^{tiso>4}$	R_B	$N_B^{tiso>4}$	$N_B^{tiso<2}$	$N_B^{2<tiso<4}$	N_B^{iso}	N_B^{tot}
$e\gamma E_T b$	0.042 ± 0.00095	0.63 ± 0.18	0.32 ± 0.014	2.7 ± 1.8	0.86 ± 0.62	0.63 ± 0.46	1.5 ± 0.77	4.2 ± 2
$t\bar{t}\gamma(e)$	0.042 ± 0.00095	0.29 ± 0.12	0.32 ± 0.014	0.95 ± 1.1	0.3 ± 0.37	0.22 ± 0.27	0.53 ± 0.46	1.5 ± 1.2
$\mu\gamma E_T b$	0.0071 ± 0.00046	0.062 ± 0.025	1.9 ± 0.33	0 ± 1	0 ± 0.8	0 ± 0.7	0 ± 1	0 ± 1.4
$t\bar{t}\gamma(mu)$	0.0071 ± 0.00046	0.046 ± 0.021	1.9 ± 0.33	0 ± 1	0 ± 0.8	0 ± 0.7	0 ± 1	0 ± 1.4

Таблица 5.4: Результаты оценки КХД фона для $\ell\gamma E_T b$ и $t\bar{t}\gamma$ для электронного и мюонного каналов в различных регионах трековой изоляции.

С помощью этого алгоритма определяется число струй, найденных в обратном направлении по отношению к направлению распада тяжелых кварков относительно координатной системы CDF. Иначе говоря, струи, для которых расстояние в $r - \phi$ пространстве между первичной и вторичной вершиной, L_{xy} , отрицательно ($L_{xy} < 0$) используются для предсказания числа струи легких ароматов, идентифицированных как b-струи. В дальнейшем в работе такие струи называются “негативные”.

Данный метод оценки был проверен на выборках данных, содержащих большое количество струй и перепроверен на других выборках [62]. Число негативных струй в первом приближении дает хорошую оценку для числа неверно идентифицированных струй.

Вероятность того, что струю легкого аромата будет неверно идентифицирована как b-струя определяется из вероятности рождения “негативной” струи, R_{pred}^- . Число негативных SecVtx струй зависит от следующих параметров:

- E_T струи
- число треков, удовлетворяющих критериям отбора вторичной вершины в SecVtx
- η струи
- ϕ струи
- суммарная E_T всех струй в событии

Однако, для конечной оценки неверно идентифицированных струй недостаточно учитывать только ограниченную разрешающую способность детектора. Предположение, что только струи с $L_{xy} < 0$ являются неверно идентифицированными, приводит к недооценке фона от неверно идентифицированных струй. Таким образом, применяется поправка на вероятность неверной идентификации из-за распада долгоживущих частиц, таких как K_s и Λ , или взаимодействия с веществом детектора, а также на реальные струи тяжелых кварков. Для таких струй L_{xy} является положительной величиной. Поправка A была измерена при использовании инклюзивного образца струй с $E_T > 50$ ГэВ и составляет $A = 1.2 \pm 0.1$.

Эта поправка была использована для получения полной оценки фона от неверной идентификации струй:

$$\frac{N_{light}^+}{N_{light}} = A \times R_{pred}^- = (1.2 \pm 0.1) \times R_{pred}^- \quad (5.7)$$

На Рисунке 5.11 показана зависимость неверной идентификации струи от E_T и η . Как видно, неверная идентификация составляет приблизительно 1-2% в зависимости от E_T струи. В связи с тем, что число неверно идентифицированных струй очень мало, вероятность того, что событие содержит более одной неверно идентифицированной струи очень мала. Таким образом, поправленное значение негативных струй дает хорошую оценку числа неверно идентифицированных струй.

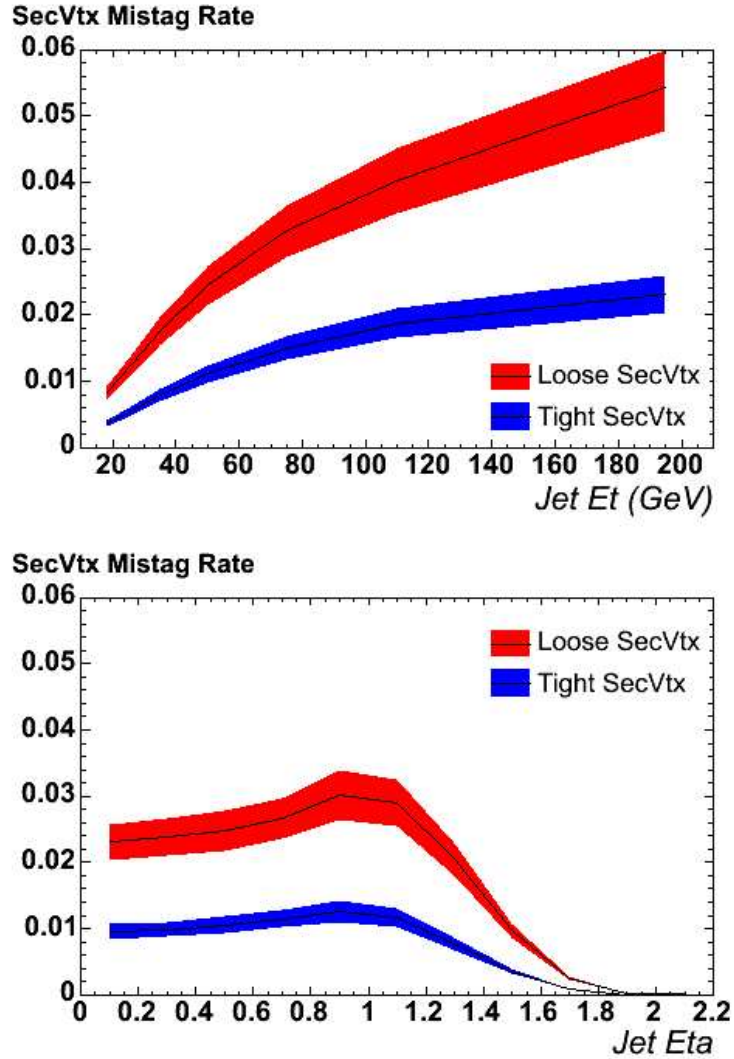


Рис. 5.11: Зависимость неверной идентификации от E_T (вверху) и η (внизу) струи.

6 Изучение систематических ошибок

Систематические ошибки подразделяются на экспериментальные (Глава 6.1), теоретические (Глава 6.2), а также ошибку в определении светимости (Глава 6.3). Вклад в систематические ошибки для предсказаний СМ (Глава 4) дают следующие составляющие:

- Ошибка на теоретические предсказания, включая неопределенности на NLO вычисления.
- Ошибка в определении светимости – 6%
- Ошибка в определении триггерных эффективностей – 2% для мюонов и 1% для электронов.
- $|z_{\text{vert}}| < 60$: 1%
- Эффективность идентификации мюона – 2%
- Эффективность идентификации электрона – 1%
- Эффективность идентификации фотона – 4%
- Эффективность идентификации b-струи – 5%

Систематические ошибки на СМ процессы включены в оценку вкладов СМ в категории $\ell\gamma E_{\text{T}}b$ и $t\bar{t}\gamma$ событий, как обсуждается в Главе 4 и Главе 5.

6.1 Экспериментальные систематические ошибки

Источники экспериментальных систематических ошибок [63, 29, 64] приведены в Таблице 6.1.

6.2 Теоретические систематические ошибки

Ограничения в точности теоретических вычислений приводят к усложнению задачи поиска физики за пределами СМ. Эффект этих ошибок на получаемые значения сечений рождения приводится в [63, 29, 64].

Основываясь на [63, 29, 64], теоретическая систематическая ошибка для моделированных событий WZ , $Z(\tau\tau)\gamma$ и $t\bar{t}$ оценивается как 10%. Для образцов $t\bar{t}\gamma$ (полулептонного и дилептонного), а также для всех моделированных событий $W\gamma + HF$, в дополнение к ошибкам на масштаб факторизации и функцию распределения партонов (PDF), рассматривается ошибка на поправочный коэффициент (k-фактор).

Суммарная теоретическая систематическая ошибка для $t\bar{t}\gamma$ (полулептонного и дилептонного) составляет 15%, а для образцов $W\gamma + HF$ – 50% в связи с большой ошибкой на k-фактор (Глава 4).

Source	%	Центр. e	CMUP μ	CMX μ
$j \rightarrow \gamma$	$\approx 50-80$	x	x	x
Z_0 cut эфф.	1.0	x	x	x
γ cut эфф.	2.0	x	x	x
энергия (γ)	3.0	x	x	x
импульс (μ)	2.0		x	x
аксептанс (e)	1.0	x		
аксептанс (μ)	2.0		x	x
центр. e ID	1.0	x		
центр. e триггер	1.0	x		
энергия (e)	1.0	x		
космика	0.01		x	x
b-струи	5.0	x	x	x
реконструкция COT трека	0.4	x	x	x
CMUP ID	0.7		x	
CMUP реконструкция	0.6		x	
CMUP триггер	0.7		x	
CMX ID	0.8			x
CMX реконструкция	0.3			x
CMX триггер	0.6			x

Таблица 6.1: Обзор экспериментальных систематических ошибок для $\ell\gamma E_T b$. 'x' означает, что данный канал следует учитывать при подсчете систематической ошибки.

6.2.1 Масштаб факторизации

Масштаб факторизации – это минимальное значение подсчитанного Q^2 [29, 64] для излучения фотона в программах MadGraph, Baug. Это значение влияет на максимальную величину Q^2 для последующей фрагментации полученных матричных элементов в программе Pythia. Значение масштаба факторизации по умолчанию – \hat{s} . Сечения рождения и аксептансы были измерены с использованием 4 других значений, а именно $2\hat{s}$, $3/2\hat{s}$, $2/3\hat{s}$ и $1/2\hat{s}$. Самое большое отклонение в полученном сечении рождения от значения Q^2 по умолчанию оказалось 2%.

6.2.2 Функция распределения партонов (PDF)

Поскольку протоны и антипротоны составные частицы, взаимодействия между протонами и антипротонами описывается с использованием функции

распределения партонов (PDF).

Выбранная изначально для генерации PDF была параметризация CTEQ5L PDF. Для оценки систематики, сечение для этой PDF сравнивалось с сечением для MRST 72 – 76 PDF-функций. Полученные значения для сечений для MRST находились в пределах 1.604 и 1.625 pb^{-1} , тогда как сечения для CTEQ5L было 1.72 pb^{-1} . Разница между двумя этими значениями взята как систематическая ошибка [29, 64] и составляет 6%.

6.2.3 К-фактор

Для моделированных событий $t\bar{t}\gamma$ (полулептонных и дилептонных) систематическая ошибка на k-фактор составляет 14%, как описано в Главе 4.

Для моделированных событий $W\gamma + HF$ k-фактор был получен на основе расчета поправок для W+струи и W+HF. Ошибка на k-фактор составляет 50%, как описано в Главе 4.

6.3 Систематическая ошибка в определении светимости

Систематическая ошибка в определении светимости составляет 6% (Глава 2.2.6). Эта ошибка включает неопределенность акцептанса и работы CLC, 4.4%, а также неопределенность теоретического расчета полного сечения $p\bar{p}$, 4.0% [35].

7 События $\ell\gamma E_T b$ и $t\bar{t}\gamma$

В этой главе описываются результаты поиска событий вида $\ell\gamma E_T b$ и $t\bar{t}\gamma$ в данных.

События вида $\ell\gamma E_T b$ должны удовлетворять следующим условиям:

- Как минимум один строгий мюон с $P_T > 20$ ГэВ и $TrackIso < 4$
- Как минимум один строгий центральный электрон с $E_T > 20$ ГэВ и $TrackIso < 4$
- потерянная поперечная энергия $E_T > 20$ ГэВ
- Как минимум одна b-струя с $P_T > 15$ ГэВ, удовлетворяющая нестрогим критериям таггирования (loose SecVtx) (Глава 3.5).
- Как минимум один фотон с $E_T > 10$ ГэВ

Для анализа были отобраны события с высоко-энергетичным электронным триггером для электронного канала и с высоко-энергетичным мюонным триггером для мюонного канала.

События вида $t\bar{t}\gamma$ должны удовлетворять следующим критериям отбора:

- Событие должно пройти критерии отбора для $\ell\gamma E_T b$
- Минимальное число струй в событии равно 3
- Полная энергия события $H_T > 200$ ГэВ (Глава 3.7)

В главах 7.1 показаны результаты поиска событий $\ell\gamma E_T b$ и $t\bar{t}\gamma$ в электронном и мюонном канале, а также суммарные значения.

Сравнение с ожиданиями СМ проводится в Главах 7.2 и 7.3.

7.1 Результаты поиска событий $\ell\gamma E_T b$ и $t\bar{t}\gamma$.

В категории $\ell\gamma E_T b$ обнаружено 28 событий, из которых 16 событий в электронном канале и 12 событий в мюонном канале. После наложения требования $N_T > 200$ ГэВ было обнаружено 19 событий (10 в электронном и 9 в мюонном канале). Для категории $t\bar{t}\gamma$, после наложения также требования на число струй, найдено 16 событий, удовлетворяющих критериям отбора, 8 для каждого, электронного и мюонного, канала.

Одно из событий, прошедших критерии отбора для $t\bar{t}\gamma$, является наиболее интересным. Событие содержит 4 высоко-энергетичных струи, 2 из которых b-струи (Таблица 7.1). Восстановленная масса t-кварка для данного события 166.5 ГэВ. На Рисунке 7.1 показаны EVD COT и LEGO дисплеи (Глава 8.2) для данного события.

В Приложении А приводятся списки $\ell\gamma E_T b$ и $t\bar{t}\gamma$ событий (Глава А.1, а также представлены дополнительные распределения для событий вида $\ell\gamma E_T b$ и $t\bar{t}\gamma$ (Глава А.2).

Период/Событие : 193396/1050006

 $\cancel{E}_T = 67.9$ ГэВ, $H_T = 292.3$ ГэВ

Электроны

Type	Triggered	E_T	Track P_T	ϕ	η	Ax/St/Si	Track z_0	E/P	Lshr	χ^2	ΔX	ΔZ	Iso E_T	Track Iso	
TCEM	1	39.3	41.3	-0.5	-0.6	4/4/11	-35.3	1.0	-0.0	0.7	0.1	0.3	0.0	0.2	

Фотоны

Type	Triggered	E_T	ϕ	η	Had/Em	χ^2	N Tracks	Track P_T	Iso E_T	Track Iso	2 Cluster E	CES X	CES Z	Fid.Chimney	Fid.Ele.	Cluster E
C	1	12.2	1.5	-0.4	0.0	1.5	0	0.0	0.4	0.0	0.0	-17.1	-70.3	1	1	12.5

Струи

Type	E_T	ϕ	η	EmFr	N Tracks	Tagged
C	65.5	2.7	0.8	0.6	13	0
C	54.4	-2.1	-0.2	0.4	7	1
C	33.1	-2.9	0.1	0.8	7	1
C	19.8	0.1	0.4	0.5	7	0

Таблица 7.1: $t\bar{t}\gamma$ событие.

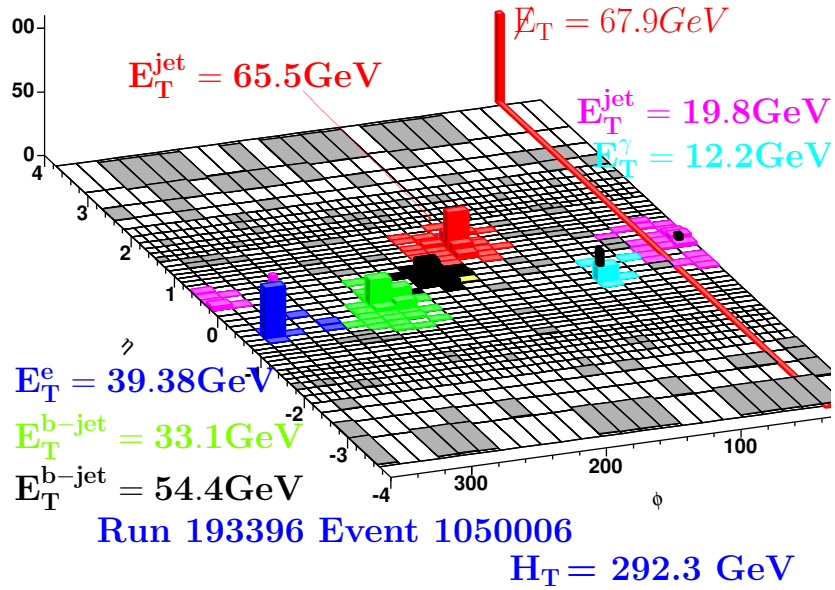
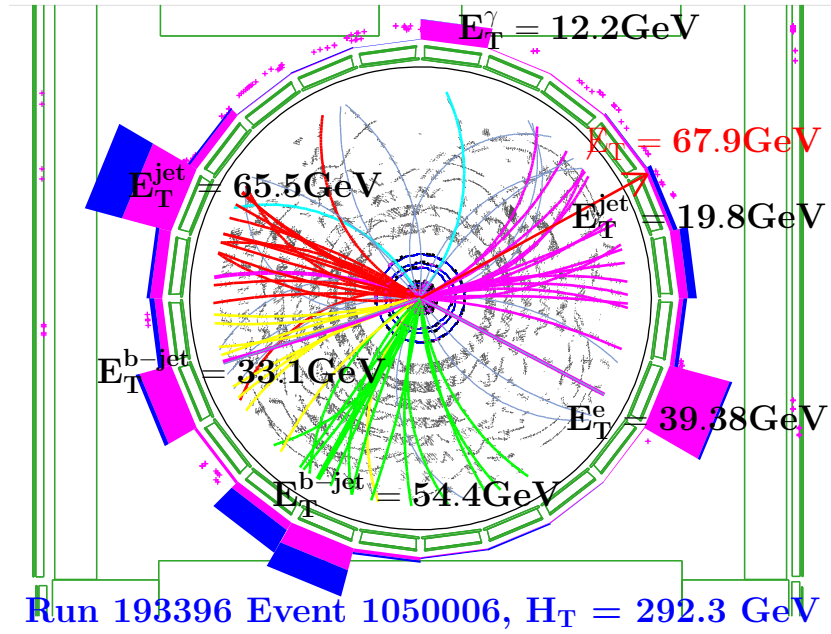


Рис. 7.1: Event Display COT (вверху) и LEGO (внизу) для $t\bar{t}\gamma$ события с 4 высокоэнергетичными струями, 2 из которых b-струи (Таблица 7.1). Восстановленная масса t-кварка для данного события 166.5 ГэВ.

7.2 Сравнение числа наблюдаемых и ожидаемых $\ell\gamma\cancel{E}_T b$ событий

В этой главе производится сравнение числа обнаруженных и ожидаемых $\ell\gamma\cancel{E}_T b$ событий, а также сравниваются кинематические распределения, полученные в данных, с ожидаемыми в рамках СМ.

Число наблюдаемых экспериментально и ожидаемых согласно СМ $\ell\gamma\cancel{E}_T b$ событий приводится в Таблице 7.2. В эксперименте обнаружено 28 $\ell\gamma\cancel{E}_T b$ событий, тогда как в рамках СМ ожидается $31.0^{+4.1}_{-3.9}$ событий (16 при ожидании 18.4 ± 2.4 в электронном канале и 12 при ожидании $12.6^{+1.9}_{-1.6}$ в мюонном канале).

На Рисунках 7.2, 7.3 и 7.4 показаны кинематические распределения для $t\bar{t}\gamma$. На Рисунке 7.2 суммарные распределения для электронного и мюонного канала вместе, на Рисунке 7.3 отдельно для электронного и на Рисунке 7.4 отдельно для мюонного каналов.

Lepton + Photon + \cancel{E}_T + b Events			
СМ	$e\gamma b\cancel{E}_T$	$\mu\gamma b\cancel{E}_T$	$(e + \mu)\gamma b\cancel{E}_T$
$t\bar{t}\gamma$ полулептонные	2.06 ± 0.38	1.52 ± 0.28	3.58 ± 0.65
$t\bar{t}\gamma$ дилептонные	1.30 ± 0.23	1.02 ± 0.18	2.32 ± 0.41
$W^\pm c\gamma$	1.58 ± 0.83	1.51 ± 0.80	3.09 ± 1.59
$W^\pm cc\gamma$	0.17 ± 0.12	0.46 ± 0.26	0.63 ± 0.35
$W^\pm bb\gamma$	1.30 ± 0.67	0.88 ± 0.46	2.18 ± 1.11
$Z(\tau\tau)\gamma$	0.13 ± 0.09	0.11 ± 0.08	0.24 ± 0.12
WZ	0.08 ± 0.04	0.01 ± 0.01	0.09 ± 0.04
$\tau \rightarrow \gamma$	0.12 ± 0.04	0.10 ± 0.03	0.22 ± 0.05
Jet faking γ	4.56 ± 1.92	3.02 ± 1.19	7.58 ± 3.11
Mistagged b -jets	4.11 ± 0.41	3.54 ± 0.37	7.65 ± 0.70
QCD	1.5 ± 0.8	$0.0^{+1.0}_{-0.0}$	$1.5^{+1.3}_{-0.8}$
$ee\cancel{E}_T b, e \rightarrow \gamma$	1.50 ± 0.28	–	1.50 ± 0.28
$\mu e\cancel{E}_T b, e \rightarrow \gamma$	–	0.45 ± 0.10	0.45 ± 0.10
Предсказания СМ	$18.4 \pm 2.4(tot)$	$12.6^{+1.9}_{-1.6}(tot)$	$31.0^{+4.1}_{-3.9}(tot)$
Наблюдено	16	12	28

Таблица 7.2: Число наблюдаемых экспериментально и ожидаемых согласно СМ $\ell\gamma\cancel{E}_T b$ событий. Фоны от WW, ZZ и одиночный t-кварк + γ процессов пренебрежимо малы.

7.3 Сравнение числа наблюдаемых и ожидаемых $t\bar{t}\gamma$ событий

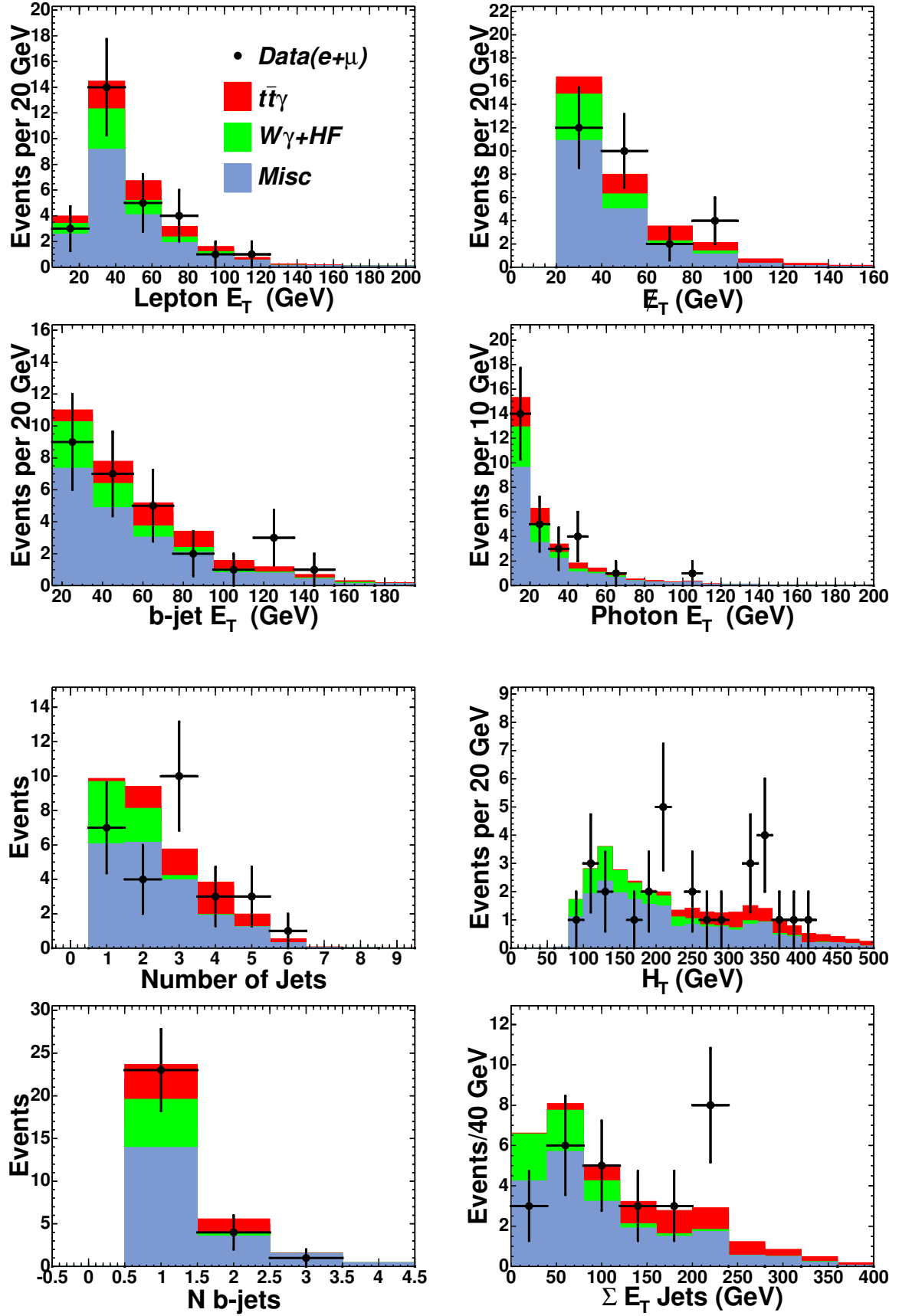
В этой главе производится сравнение числа обнаруженных и ожидаемых $t\bar{t}\gamma$ событий, а также сравниваются кинематические распределения, полученные в данных, с ожидаемыми в рамках СМ.

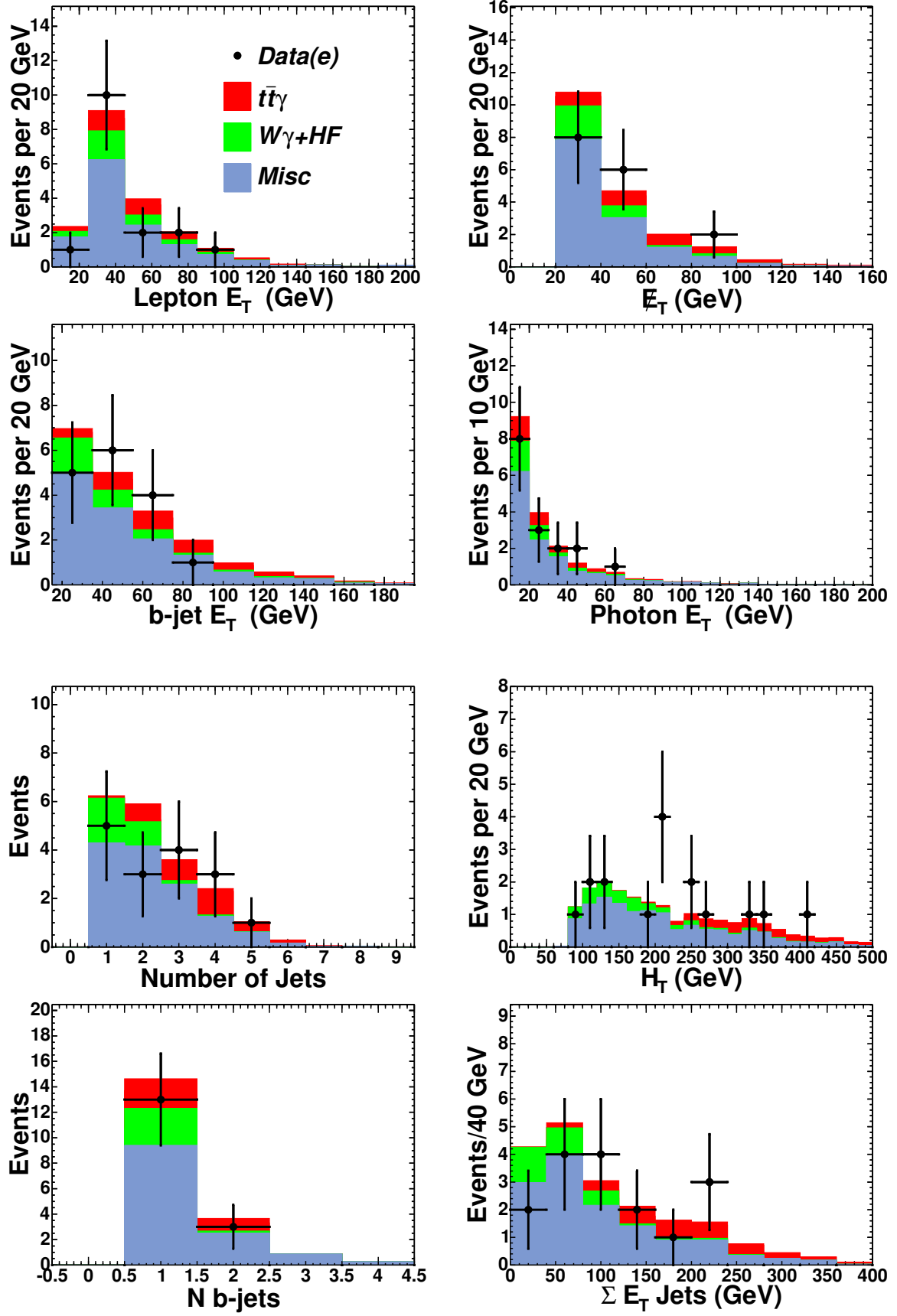
Число наблюдаемых экспериментально и ожидаемых согласно СМ $t\bar{t}\gamma$ событий приводится в Таблице 7.3. В эксперименте обнаружено 16 $t\bar{t}\gamma$ событий, тогда как в рамках СМ ожидается $11.2^{+2.3}_{-2.1}$ событий (8 при ожидании 6.7 ± 1.4 в электронном канале и 8 при ожидании $1.4^{+1.3}_{-0.8}$ в мюонном канале).

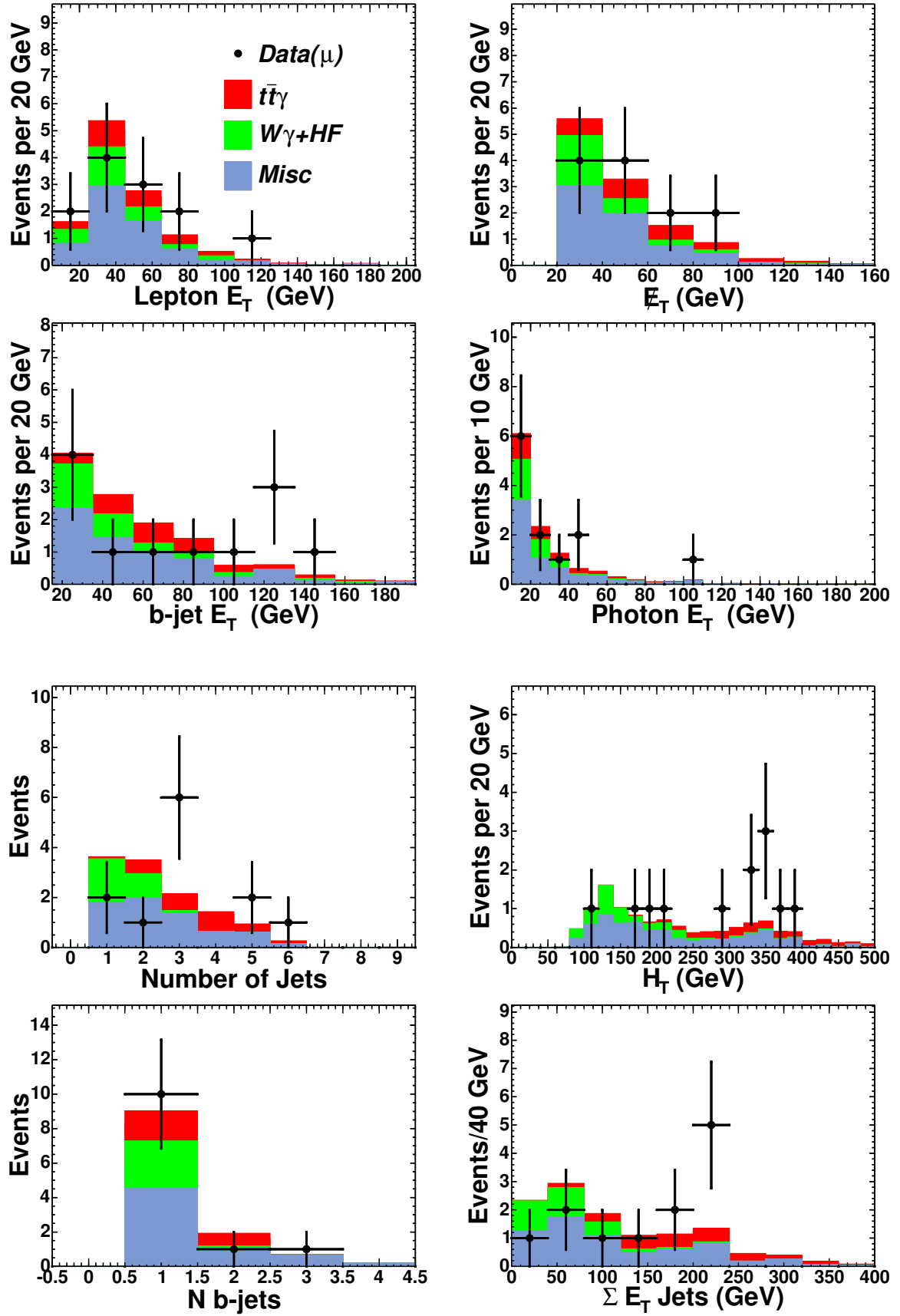
На Рисунках 7.5, 7.6 и 7.7 показаны кинематические распределения для $t\bar{t}\gamma$. На Рисунке 7.5 суммарные распределения для электронного и мюонного канала вместе, на Рисунке 7.6 отдельно для электронного и на Рисунке 7.7 отдельно для мюонного каналов.

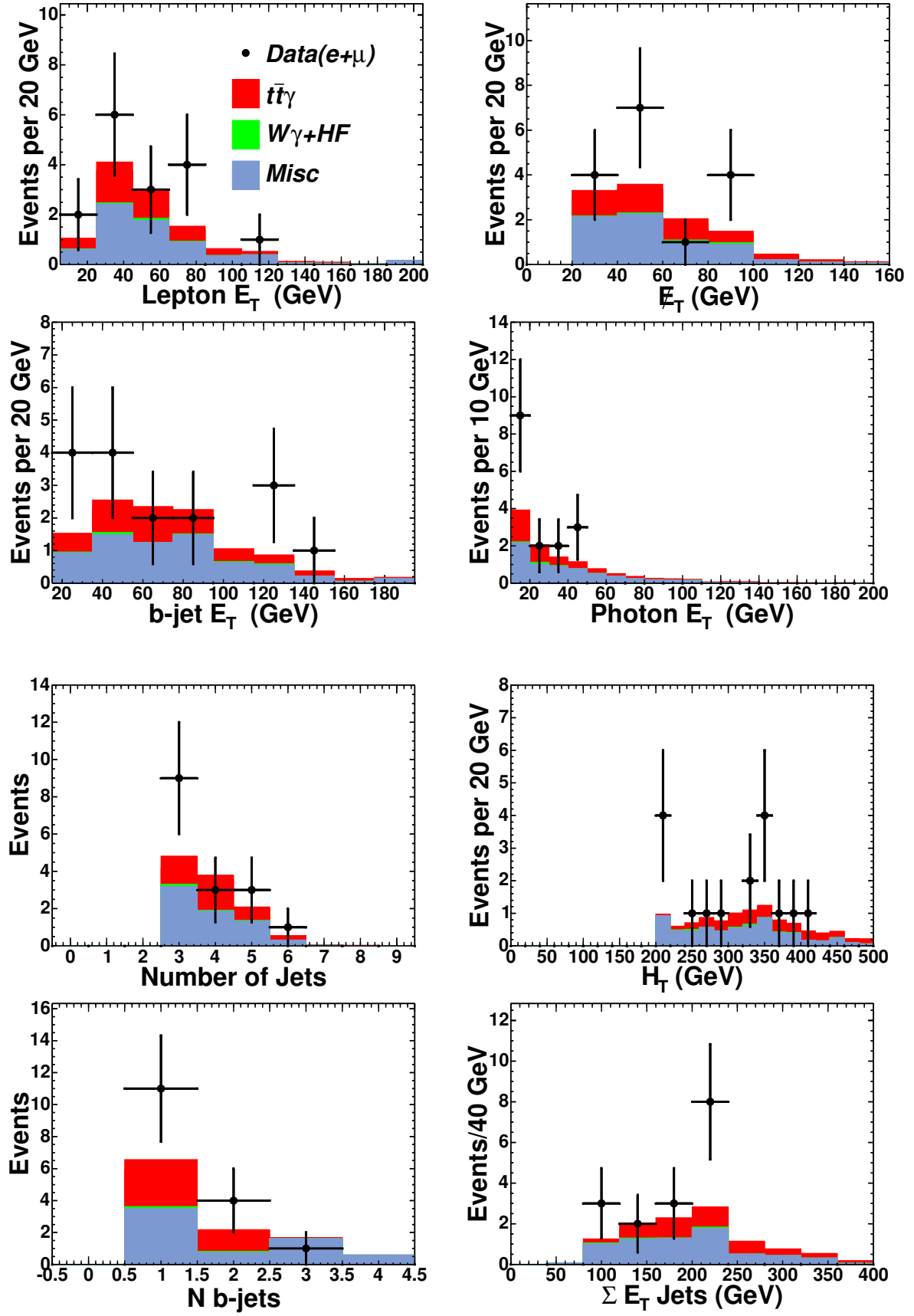
$t\bar{t}\gamma$			
СМ	$e\gamma b E_T$	$\mu\gamma b E_T$	$(e + \mu)\gamma b E_T$
$t\bar{t}\gamma$ полулептонные	1.97 ± 0.36	1.47 ± 0.27	3.44 ± 0.62
$t\bar{t}\gamma$ дилептонные	0.52 ± 0.10	0.43 ± 0.08	0.95 ± 0.17
$W^\pm c\gamma$	$0.0^{+0.05}_{-0}$	$0.0^{+0.05}_{-0}$	$0^{+0.07}_{-0}$
$W^\pm cc\gamma$	$0.0^{+0.04}_{-0}$	0.03 ± 0.03	$0.03^{+0.05}_{-0.03}$
$W^\pm bb\gamma$	0.13 ± 0.08	0.02 ± 0.02	0.15 ± 0.09
WZ	0.02 ± 0.02	$0.0^{+0.02}_{-0}$	0.02 ± 0.02
$\tau \rightarrow \gamma$	0.08 ± 0.01	0.02 ± 0.01	0.10 ± 0.01
Jet faking γ	2.37 ± 1.22	1.42 ± 0.70	3.79 ± 1.92
Mistagged b -jets	0.78 ± 0.20	0.83 ± 0.22	1.61 ± 0.31
QCD	0.5 ± 0.5	$0.0^{+1.0}_{-0.0}$	$0.5^{+1.1}_{-0.5}$
$ee E_T b, e \rightarrow \gamma$	0.34 ± 0.11	—	0.34 ± 0.11
$\mu e E_T b, e \rightarrow \gamma$	—	0.20 ± 0.06	0.20 ± 0.06
Предсказания СМ	$6.7 \pm 1.4(tot)$	$4.4^{+1.3}_{-0.8}(tot)$	$11.2^{+2.3}_{-2.1}(tot)$
Наблюдено	8	8	16

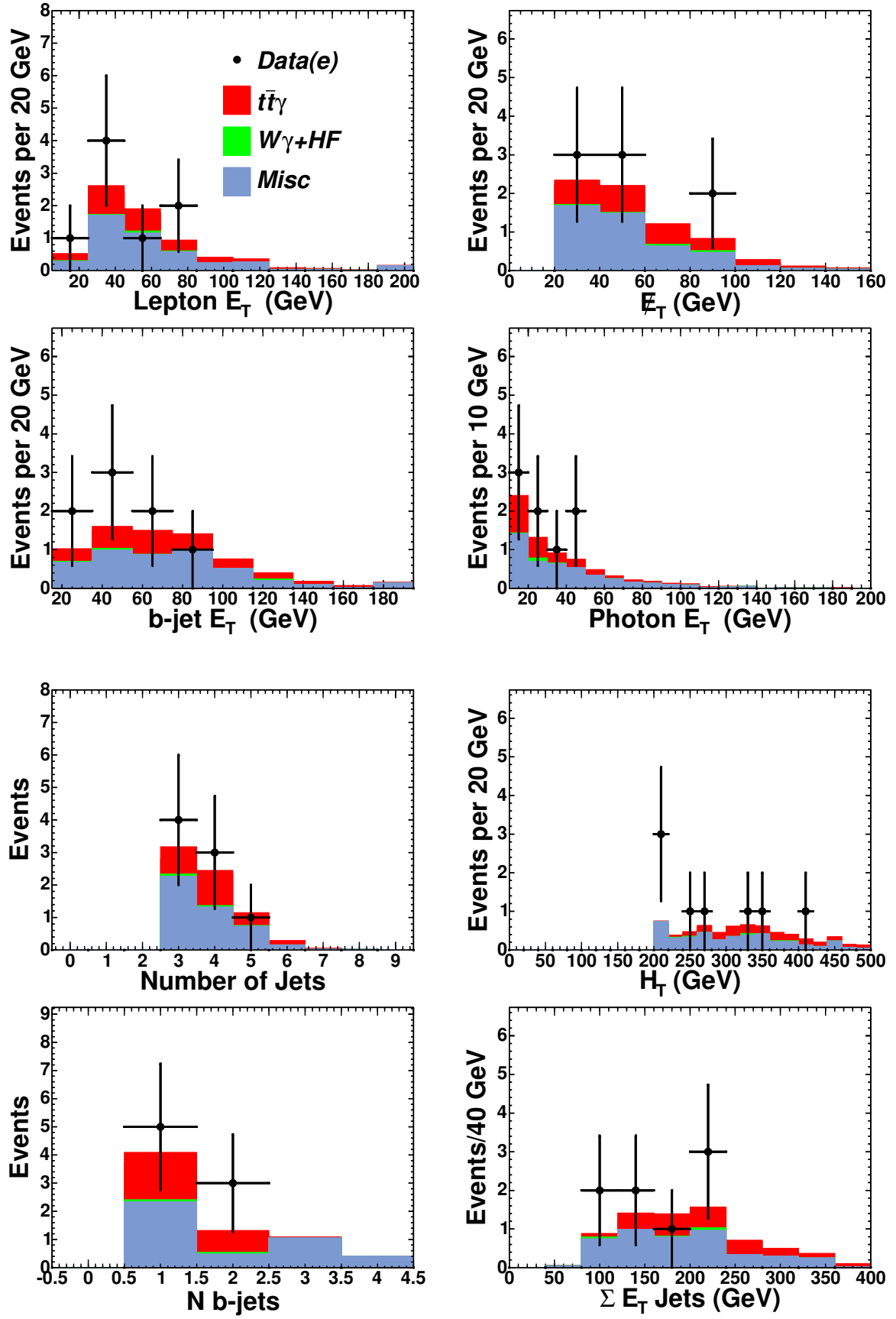
Таблица 7.3: Число наблюдаемых экспериментально и ожидаемых согласно СМ $t\bar{t}\gamma$ событий. Фоны от WW, ZZ и одиночный t-кварк + γ процессов пренебрежимо малы.

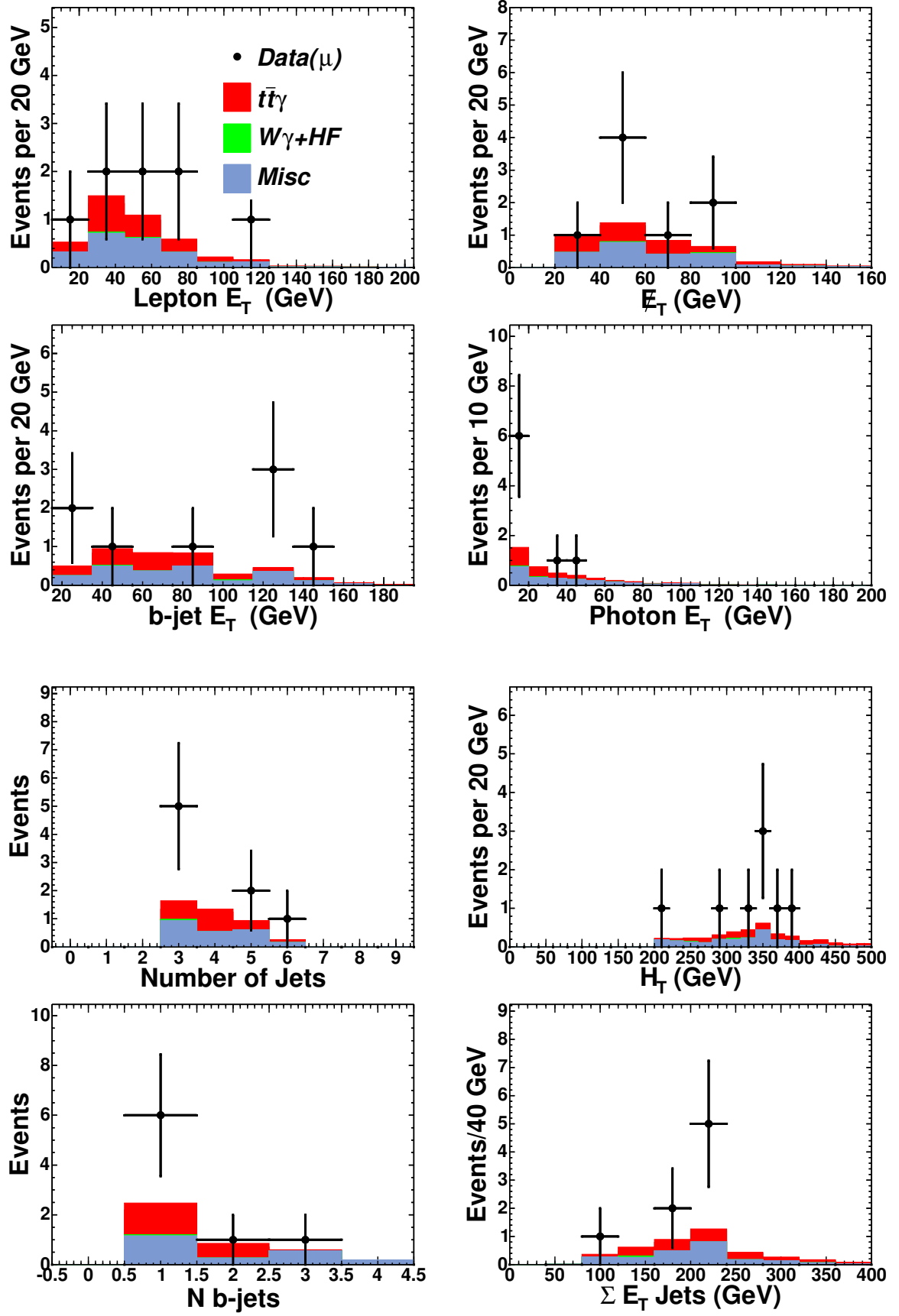
Рис. 7.2: $\ell\gamma E_T b$ электронный и мюонный каналы.

Рис. 7.3: $\ell\gamma E_T b$ электронный канал.

Рис. 7.4: $\ell\gamma\cancel{E}_T b$ мюонный канал.

Рис. 7.5: $t\bar{t}\gamma$: электронный и мюонный каналы.

Рис. 7.6: $t\bar{t}\gamma$: электронный канал.

Рис. 7.7: $t\bar{t}\gamma$: мюонный канал.

7.4 Измерение сечения рождения процесса $t\bar{t}\gamma$

В этой главе описываются результаты измерения сечения рождения процесса $t\bar{t}\gamma$, $\sigma_{t\bar{t}\gamma}$. Недостаток экспериментальных данных не позволяет оценить значение сечения процесса с большой точностью. Ожидается, что такая возможность появится на данных ЛНС или при гораздо большей статистике на Теватроне [21].

Формула для сечения рождения $t\bar{t}\gamma$ может быть записана в виде:

$$\sigma_{t\bar{t}\gamma} = \frac{N_{obs} - N_{bgd}}{A_{t\bar{t}\gamma} \times \epsilon_{t\bar{t}\gamma} \times \mathcal{L}} \quad (7.1)$$

где

- N_{obs} – число обнаруженных $t\bar{t}\gamma$
- N_{bgd} – число событий фона
- $A_{t\bar{t}\gamma}$ – аксептанс для $t\bar{t}\gamma$
- $\epsilon_{t\bar{t}\gamma}$ – эффективность отбора событий $t\bar{t}\gamma$
- \mathcal{L} – интегральная светимость.

Аксептанс и эффективность ($A_{t\bar{t}\gamma} \times \epsilon_{t\bar{t}\gamma}$) были рассчитаны с помощью MadGraph $t\bar{t}\gamma$ образца (Глава 4). Сечение для данного образца приведено в Таблице 4.2 и равно 0.073 pb . Полный образец, после симуляции и реконструкции, содержит 43724 события. Число событий, прошедших критерии отбора для $t\bar{t}\gamma$ категории, с учетом поправочных коэффициентов и триггерной эффективности, составляет 681.26 для электронного канала и 483.74 для мюонного канала.

Таким образом,

- для $t\bar{t}\gamma$, электронный канал, 681.63 событий: $A_{t\bar{t}\gamma} \times \epsilon_{t\bar{t}\gamma} = 0.02$
- для $t\bar{t}\gamma$, мюонный канал, 483.74 событий: $A_{t\bar{t}\gamma} \times \epsilon_{t\bar{t}\gamma} = 0.01$

Статистическая ошибка в расчете полной ошибки измерения сечения рождения $t\bar{t}\gamma$ является доминирующей в связи с очень малой статистикой. Согласно [17], ошибка на эффективность, аксептанс и светимость равна 11%.

Мы наблюдаем 8 событий в электронном и 8 событий в мюонном канале, интегральная светимость равна 1.9 fb^{-1} . Таким образом, сечение рождения для $t\bar{t}\gamma$ равна:

$$\sigma_{t\bar{t}\gamma} = \frac{(16 \pm 4.0) - (7.76 \pm 2.24)}{55.5 \pm 6.11} = 0.15 \pm 0.08 \text{ pb} \quad (7.2)$$

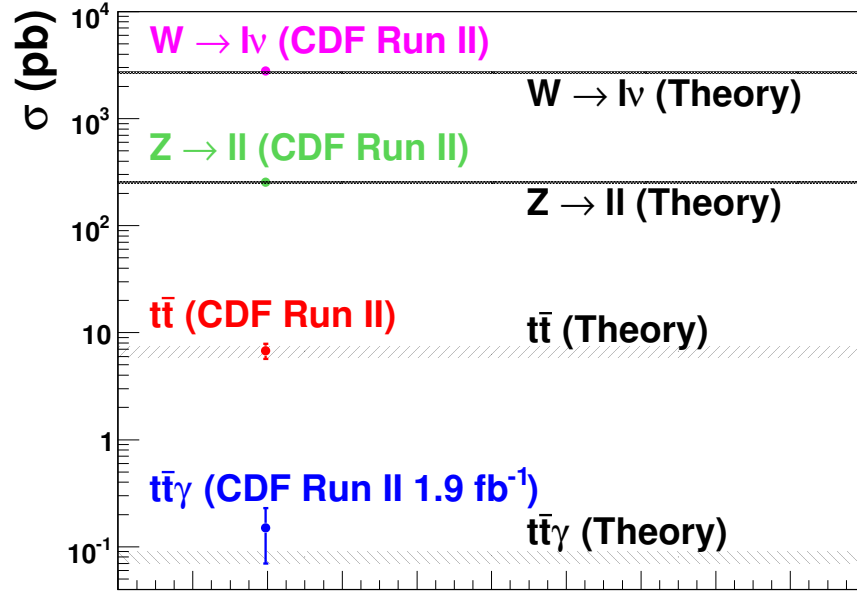


Рис. 7.8: Сравнение теоретических предсказаний и экспериментальных данных для сечения рождения $t\bar{t}\gamma$ и других процессов.

Теоретическое предсказание для сечения $t\bar{t}\gamma$ было получено из MadGraph полулептонного образца с использованием $\frac{NLO}{LO}$ поправочного коэффициента $k_{\frac{NLO}{LO}} = 1.10 \pm 0.15$ (Глава 4.3) и составляет $\sigma_{t\bar{t}\gamma} = 0.08 \pm 0.01 pb$.

Сравнение теоретических предсказаний и экспериментальных данных для сечения рождения $t\bar{t}\gamma$ и других процессов показаны на Рисунке 7.8.

8 Вклад диссертанта в развитие и работу CDF

8.1 Программа контроля высокого напряжения калориметра

Диссертант принял непосредственное участие в создании, развитии и поддержке программы контроля высокого напряжения (HV) для СЕМ, СНА и WHA калориметров (Глава 2.2.4).

8.1.1 Аппаратное обеспечение HV для калориметра

Аппаратное обеспечение HV для СНА, СЕМ и WHA калориметров 2.2.4 основано на низко-скоростных разветвителях напряжения “Pisabox” (PB), производства CAEN, Италия, расположенных в торцевой части каждого калориметрического модуля (Рисунок 8.1).

12 PB для каждой из 4 центральных арок калориметра соединены в гирляндную цепь; PB для восточной и западной частей WHA формируют две дополнительные гирляндные цепи. Высокое напряжение подается на PB с помощью 10 источников питания (GAMMAs) (Рисунок 8.2), из которых 4 обслуживают четыре СНА цепи, 4 – СЕМ цепи и 2 обеспечивают питание для двух WHA цепей.

На Рисунке 8.3 показано разветвление высокого напряжения для западной части центрального калориметра.

В Run II группой ИТЭФ была введена система настройки и контроля PB, позволившая значительно сократить время настройки напряжения. Аппаратное обеспечение контролируется при помощи CAMAC, который посредством SCSI-контроллера Jorgway Model 73A обеспечивает связь между компьютером и разветвителем.

8.1.2 Программное обеспечение HV для калориметра

Интеграция в Run II

Для Run II было создано программное обеспечение, разработанное на основе программного пакета Visual C++ и Visual Basic компании Microsoft (MCS), что позволило улучшить функциональность и стабильность работы программного обеспечения по сравнению с Run I, для которого программное обеспечение базировалось на языке FORTRAN. Использование данного программного пакета сделало возможным управление работой всех разветвителей. Также программное обеспечение Run II позволило идентифицировать и отсортировать



Рис. 8.1: Низко-скоростной разветвитель напряжения “Pisabox” (PB), расположенный в торцевой части каждого калориметрического модуля.



Рис. 8.2: Высоковольтные источники питания (GAMMAs).

фотоумножители по их основным параметрам. На основе этого была создана отсутствовавшая ранее электронная база данных, обращаясь к которой, с помощью ПО, можно выставить заданные значения высокого напряжения.

Развитие в ходе Run II

В ходе Run II было создано несколько версий ПО. Первые две версии

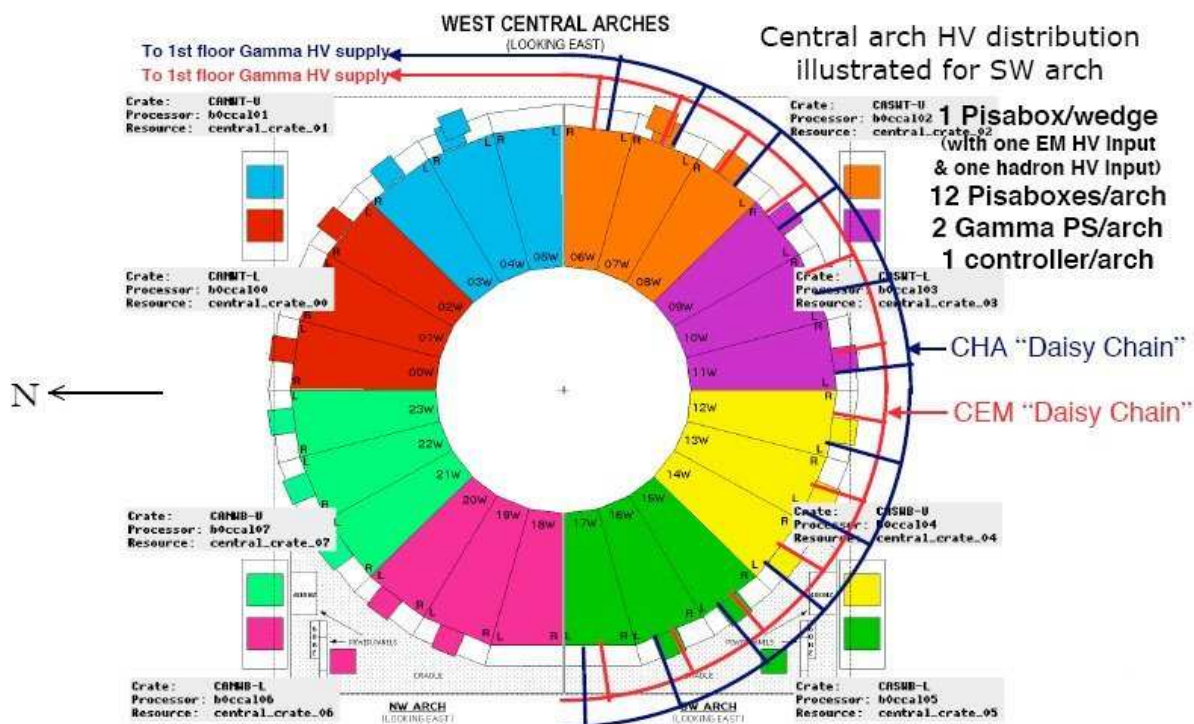


Рис. 8.3: Разветвление HV для западной части центрального калориметра.

программы изначально использовались для автоматического включения HV и идентификации проблем, связанных с аппаратным обеспечением, а также для последующего их устранения. Впоследствии, эти версии ПО были также использованы для калибровки СЕМ.

Последующая обновленная версия программы была интегрирована в Run II MCS среду и базировалась на коммерческом ПО для создания баз данных, iFIX. Эта версия ПО находилась в постоянном “AUTO-READ” состоянии, что обеспечивало выполнение следующих операций:

- последовательное считывание значения с СНА, СЕМ и WNA для контроля за HV.
- заполнение iFIX базы данных на локальном компьютере и на сервере, доступном для считывания информации в центре контроля CDF, что обеспечивало постоянный контроль за работой HV для калориметрии. Базы данных заполнялись после каждого последовательного считывания значений высокого напряжения.
- Время между считываниями составляло два часа, что позволяло осуществлять необходимую подстройку и своевременный ремонт


аппаратного обеспечения между последовательными считываниями.

Окончательная версия программы была значительно модифицирована по сравнению с предыдущими версиями. Она одновременно включила в себя функциональность всех предыдущих версий. Это позволило осуществлять проверку и тестирование HV как в автоматической моде для непрерывного контроля в режиме реального времени и записи значений в CDF базу данных, так и в независимой (“экспертной”) моде для управления, изменения HV, а также для диагностики необходимого ремонта. В дополнение, в автоматической моде ПО каждые 12 минут посылает сигнал на сервер, доступный в центре контроля CDF, который позволяет диагностировать случаи остановки работы ПО или компьютера, на котором ПО запущено. На Рисунках 8.4 и 8.5 показаны значения напряжения на GAMMA модулях, а также разветвителях Pisabox, представленные при помощи программы iFix в центре контроля CDF.

Перечисленные функции программы обеспечивают непрерывный контроль за HV для СЕМ, СНА и WNA калориметром, что позволяет избежать остановок в работе детектора и сборе данных в CDF.

GAMMA.GRF

12:02:00 PM
2/10/03



GAMMA VOLTAGE SOURCES

CLOSE




















DEVICE	DESCRIPTION	LO LIMITS	CURRENT VALUES	HI LIMITS	Audible Alarm
CSX NW	Voltage Indication Current Indication	2122 -2	2127 V -0 mA	2132 5	
CSX SW	Voltage Indication Current Indication	2113 10	2118 V 59 mA	2123 72	
CSX NE	Voltage Indication Current Indication	1974 10	1991 V 61 mA	2003 72	
CSX SE	Voltage Indication Current Indication	2135 10	2140 V 61 mA	2145 72	
DEM NW ARCH	Voltage Indication Current Indication	1240 10	1245 V 51 mA	1260 72	
CHA NW ARCH	Voltage Indication Current Indication	1727 10	1733 V 62 mA	1737 72	
DEM SW ARCH	Voltage Indication Current Indication	1243 10	1245 V 49 mA	1263 72	
CHA SW ARCH	Voltage Indication Current Indication	1746 -2	1751 V -0 mA	1756 72	
DEM NE ARCH	Voltage Indication Current Indication	1279 10	1286 V 49 mA	1289 72	
CHA NE ARCH	Voltage Indication Current Indication	1724 -2	1727 V -0 mA	1733 72	
DEM SE ARCH	Voltage Indication Current Indication	1234 10	1240 V 47 mA	1244 72	
CHA SE ARCH	Voltage Indication Current Indication	1729 -2	1734 V -0 mA	1739 72	
CSP NORTH	Voltage Indication Current Indication	2112 10	2120 V 50 mA	2122 72	
CSP SOUTH	Voltage Indication Current Indication	2113 10	2121 V 59 mA	2133 72	
SVX INCHWORM	Voltage Indication Current Indication	-2 -2	-0 V -0 mA	8 5	
MINISKIRT ARCH	Voltage Indication Current Indication	1916 10	1919 V 38 mA	1926 72	
WHA 1	Voltage Indication Current Indication	1063 10	1074 V 40 mA	1075 72	
WHA 2	Voltage Indication Current Indication	1186 10	1191 V 54 mA	1196 72	
WHA 3	Voltage Indication Current Indication	1286 -2	1290 V -0 mA	1296 72	
WHA 4	Voltage Indication Current Indication	1307 -2	1312 V 0 mA	1317 72	

Рис. 8.4: Значения напряжения на GAMMA модулях, представленные при помощи программы iFix в центре контроля CDF.

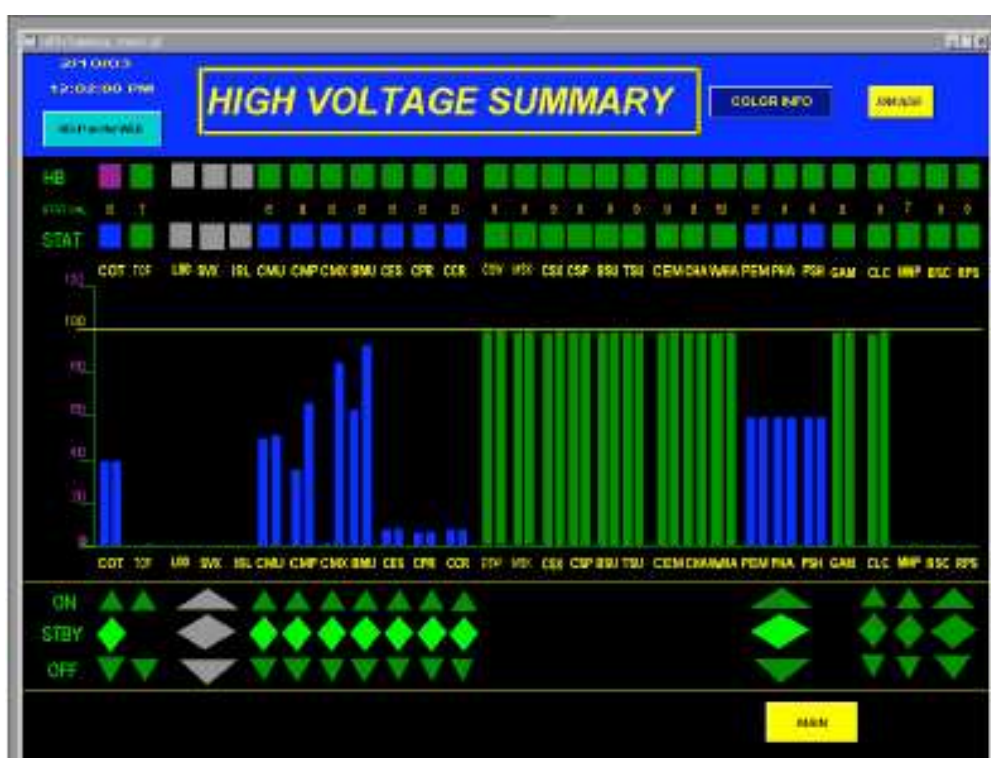


Рис. 8.5: Значения напряжения на разветвителях Pisabox, представленные при помощи программы iFix в центре контроля CDF.

8.2 Программный пакет визуализации событий Event Display

Разработка, развитие, усовершенствование и поддержка CDF Run II программного пакета для визуализации событий Event Display (EVD) – значимый вклад группы ИТЭФ в эксперимент CDF. Диссертант с 2008 года является лидером этого проекта и ответственным за его работу.

EVD является существенным вкладом в работу и отладку CDF Run II детектора, необходимый для бесперебойного и продуктивного функционирования системы. Программный пакет постоянно используется для контроля над сбором и обработкой данных в режиме реального времени, а также широко применяется для анализа событий.

Данные, полученные на Теватрон, воспринимаются детектором как последовательность импульсов. Обработка данных происходит с помощью программ распознавания и анализа. Стандартной формой представления физических результатов являются таблицы, графики, гистограммы, основанные, как правило, на статистическом анализе *множества* событий. Однако, графическое изображение одиночных событий являются важным средством для проверки алгоритмов реконструкции и анализа физических данных. Для быстрой оценки качества данных и диагностики проблем, а также для публичной демонстрации визуальное представление событий является наиболее эффективным способом передачи информации.

Программные пакеты визуализации – это необходимые инструменты анализа для экспериментов физики высоких энергий. Они помогают диагностировать аппаратуру, осмысливать геометрию детектора, постигать физику зарегистрированных взаимодействий, а также представлять материал для обозрения широкой публике. На Рисунке 8.6 показана интернет-страница EVD, используемая для отображения реальных событий, зафиксированных в процессе сбора данных. Данная интернет-страница доступна для широкой публики [12].

Цель EVD – наглядное изображение объектов, существующих в программном обеспечении CDF Run II. Также, в дополнение к визуальному представлению события, EVD дает доступ к необработанным и реконструированным данным. Как только событие проходит все три уровня триггерной системы CDF (Глава 2.2.7), оно попадает в подсистему регистрации данных. Подсистема регистрации данных записывает событие в банк данных для автономной обработки и передает на вход EVD, которых отображает событие в режиме реального времени, что позволяет проверять правильность работы детектора и триггерной системы в режиме

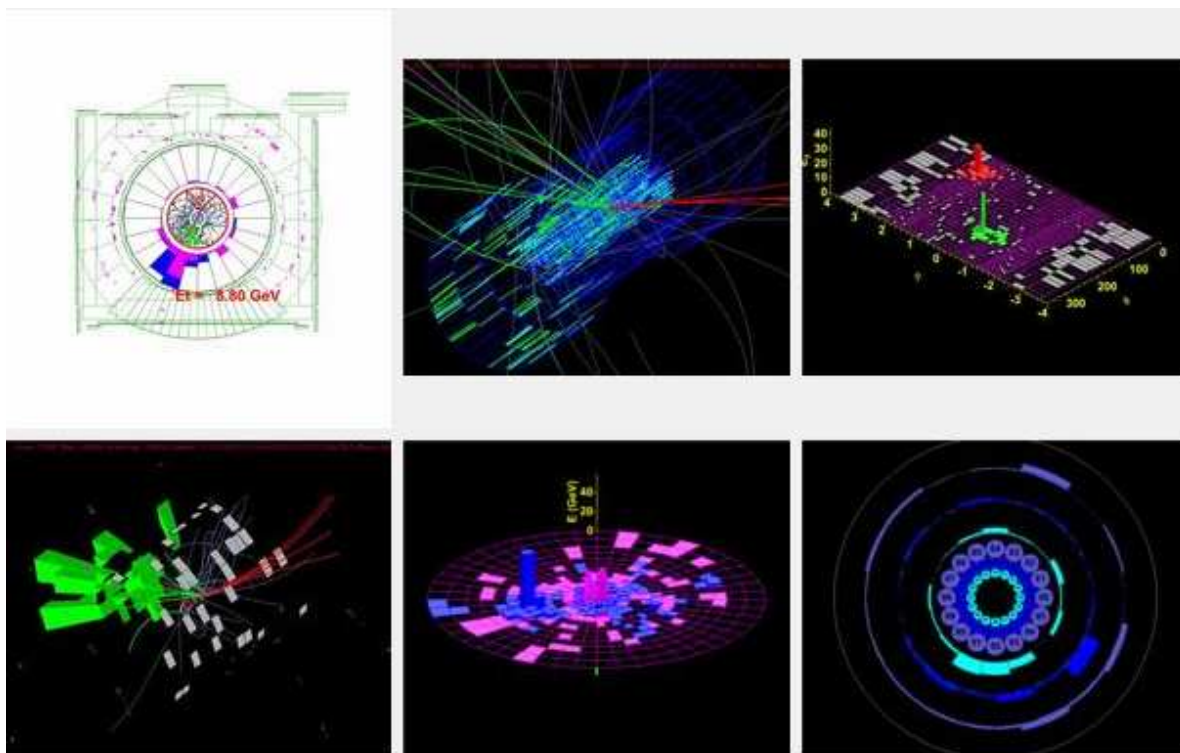


Рис. 8.6: Реальные события (интернет-страница для широкой публики).

реального времени.

Заключение

1. В данной работе представлен поиск физики за пределами Стандартной Модели (СМ) при максимально доступной на сегодняшний день энергии столкновения $p\bar{p}$ в эксперименте CDF Run II на данных с общей светимостью 1.9 fb^{-1} на ускорителе Теватрон. Областью исследования стали события вида $\ell\gamma E_T b$ и $t\bar{t}\gamma$, содержащие лептоны и фотоны высокой энергии. Помимо СМ, согласно предсказаниям которой такие события достаточно редки, рождение таких событий возможно в разных моделях Новой Физики (НФ), таких как Суперсимметрия (SUSY). Следовательно, на первую роль выходит хорошее предсказаний понимание СМ – фона для событий такого вида в рамках НФ.
2. Был осуществлен поиск событий вида $\ell\gamma E_T + b$ -кварк в эксперименте CDF Run II на данных с общей светимостью 1.9 fb^{-1} на ускорителе Теватрон.
3. Был осуществлен поиск событий вида $t\bar{t}\gamma$. При наложении дополнительных условий на число струй и полную поперечную энергию в событиях вида $\ell\gamma E_T b$, основной вклад вносит радиационное рождение пары $t\bar{t}$ – события вида $t\bar{t}\gamma$.
4. Было проведено сравнение полученных результатов с предсказаниями СМ. На основе изученных данных для событий вида $\ell\gamma E_T b$ и $t\bar{t}\gamma$ можно сделать вывод, что на данной стадии эксперимента не было обнаружено отклонений от предсказаний СМ. Число обнаруженных $\ell\gamma E_T b$ событий равно 28, тогда как в рамках СМ ожидается $31.0^{+4.1}_{-3.9}$ событий. Для $t\bar{t}\gamma$ в эксперименте обнаружено 16 $t\bar{t}\gamma$ событий, при ожидании $11.2^{+2.3}_{-2.1}$ событий. Таким образом, было установлено, что число событий в категориях $\ell\gamma E_T b$ и $t\bar{t}\gamma$ соответствует предсказаниям СМ.
5. Было измеряно сечение рождения процесса $t\bar{t}\gamma$, что составило $\sigma_{t\bar{t}\gamma} = 0.15 \pm 0.08 \text{ pb}$ по сравнению с теоретическими предсказаниями $\sigma_{t\bar{t}\gamma} = 0.08 \pm 0.01 \text{ pb}$. Более точная оценка поперечного сечения не представляется возможной на данной стадии эксперимента в связи с очень низкой статистикой.
6. Исследованные каналы событий важны как для проверки СМ, так и для поиска событий, интерпретируемых в рамках НФ при большей энергии столкновения. Важно, что радиационное рождение пары $t\bar{t}$ может быть использовано как контрольный класс событий для изучения ассоциативного рождения $t\bar{t}H^0$ на ЛНС. Ожидается, что с началом работы ЛНС и гораздо большей статистикой, радиационное рождение $t\bar{t}$ может быть измерено на

экспериментах ATLAS и CMS с гораздо большей точностью, что позволит измерить заряд топ-кварка [21].

7. Была произведена разработка и поддержка программного обеспечения, которое позволило осуществлять непрерывный контроль за высоким напряжением калориметрической системы CDF, а также поддержка и развитие программы визуализации событий EVD.

Благодарности

В первую очередь хочу выразить глубокую признательность своему научному руководителю Андрею Африкановичу Ростовцеву за постановку интересных задач, за поддержку и критику, а также за создание стимулирующей научной атмосферы.

Особую благодарность хочу выразить профессору Университета Чикаго H.J. Frisch за совместную работу над физическим анализом и выпуском статей, а также за помощь в организации моих визитов в CDF.

Я бесконечно признательна Андрею Логинову за помощь и сотрудничество, за критику и поддержку, за терпение и понимание.

Я благодарна Т. Steltzer, S. Mrenna, F. Maltoni и J. Alwall за развитие и поддержку MadGraph и Pythia. U. Baur оказал большую помощь с работой над $t\bar{t}\gamma$ и Baur MC, а также предоставил К-факторы для оценки $t\bar{t}\gamma$ SM предсказаний.

Я приятно поблагодарить сотрудников CDF А.Парамонова, и С. Wolfe, Y. Shin-Shan, S. Levy, C. Pilcher, R. Culbertson, М. Гончарова, А. Пранько, Н. Hayward, B. Heinemann, , М. Kirby, J. Nachtman, А. Сафонова, С. Neu, D. Toback, J. Tsui, S. Tsuno, S.M. Wang, S. Hahn, А. Иванова и Un-Ki Yang за их вклад в работу.

Я благодарна рецензентам моей научной работы в сотрудничестве CDF R. Blair, T. Schwarz, T. Phillips за помощь в подготовке статьи [2] к печати.

Я признательна своим коллегам из ИТЭФ Г. Сафронову, А. Кропивницкой, С. Семенову, П. Пахлову, Е. Тарковскому, В. Егорычеву, Л. Литовкиной, Е. Филимоновой, В. Егорычеву, Е. Минервиной, А. Жокину и А. Крохотину за многочисленные полезные обсуждения и помощь.

Мне бы хотелось поблагодарить моих друзей Н. Криволапова, Г. Старкову, А. Никитина, Е. Мишину, E Garcia, A. Gustafsson, П. Морозову за помощь и поддержку.

Хочу выразить безграничную благодарность моим близким: моим родителям Л. Шрейбер и В. Шрейбер, моему брату Д. Шрейбер, и конечно F. Tesker, без помощи и поддержки которых выход данной работы был бы невозможен.

А Приложение

А.1 Список $\ell\gamma E_T b$ и $t\bar{t}\gamma$ событий

Ниже приводятся списки событий для категорий $\ell\gamma E_T b$ для электронов (Таблица А.1) и мюонов (Таблица А.2). События из списка $\ell\gamma E_T b$ с $H_T > 200$ ГэВ и содержащие более двух струй, из которых как минимум одна b-струя, входят также в категорию $t\bar{t}\gamma$.

run/event	$P_T(\ell)$	E_T	$M(\ell E_T)$	$P_T(\gamma)$	$M(W\gamma)$	H_T	$P_T(\ell\gamma)$	$M(\ell\gamma)$	jets	b tags
183097/3014435	24.29	27.32	46.84	30.91	81.67	105.48	39.02	55.54	1	1
196879/3659187	22.03	44.62	44.46	40.89	77.91	272.77	62.83	21.71	4	1
196892/77507	37.88	41.17	74.72	14.71	89.41	138.17	52.04	43.56	1	1
197321/1409712	27.36	57.74	51.78	20.42	62.56	323.96	46.91	18.62	5	1
193396/1050006	39.31	86.54	56.02	12.25	74.13	349.52	35.89	37.30	4	2
194261/123993	51.81	21.72	54.99	13.95	76.58	139.79	51.08	44.01	1	1
207488/2477561	73.01	89.01	6.43	13.62	23.96	413.75	84.99	17.48	4	2
209436/523779	66.52	20.21	73.30	15.80	95.24	213.13	57.07	60.20	3	1
209850/2864478	40.56	59.57	70.66	62.93	159.08	259.32	73.28	85.57	2	1
210008/3097811	61.57	36.04	83.79	39.43	119.28	221.48	93.02	54.15	3	1
222835/7771229	66.94	21.69	41.06	35.33	109.30	243.99	40.11	94.72	3	1
223494/10133378	30.90	28.91	56.38	10.34	63.60	91.90	39.49	12.23	1	1
227377/11344663	53.97	29.02	78.48	10.23	86.21	116.46	63.48	24.03	1	1
231294/19688018	28.33	21.17	5.52	10.38	26.43	117.61	34.20	22.50	2	1
232226/1187677	37.45	23.52	59.19	32.60	86.34	134.06	55.72	68.69	1	1
233110/55577	88.95	29.68	96.10	10.04	105.16	187.45	90.74	39.83	1	1
233798/1492655	51.20	29.35	59.20	43.12	123.08	206.84	30.16	89.42	3	1
234663/13735055	39.13	56.83	81.25	18.65	100.18	206.77	57.63	29.17	3	2
236965/6459811	44.66	44.31	62.77	27.05	84.38	200.71	45.36	66.81	2	1
237144/6756612	141.20	42.16	152.22	48.44	204.42	345.70	151.43	125.40	1	1
237478/34732412	28.46	28.07	7.68	27.26	28.46	219.67	53.49	20.93	3	1

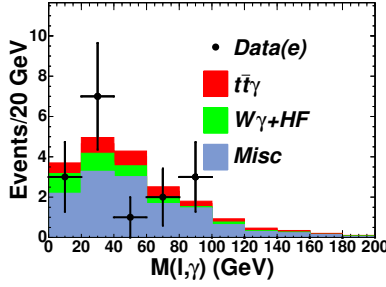
Таблица А.1: Список событий $\ell\gamma E_T b$ в электронном канале. События из списка с $N_T > 200$ ГэВ и содержащие более двух струй, из которых как минимум одна b -струя, входят также в категорию $t\bar{t}\gamma$.

run/event	$P_T(\ell)$	E_T	$M(\ell E_T)$	$P_T(\gamma)$	$M(W\gamma)$	H_T	$P_T(\ell\gamma)$	$M(\ell\gamma)$	jets	b tags
160591/847583	70.10	23.20	26.48	11.11	28.70	282.57	80.61	12.99	5	1
155996/1456579	27.42	31.06	51.75	21.88	74.81	107.33	46.60	26.19	1	1
197287/7739046	48.69	82.20	21.88	37.14	78.33	385.24	77.19	63.27	3	1
199620/711826	46.02	27.41	70.38	107.97	158.19	321.51	61.95	182.40	2	1
195343/9039070	27.59	53.02	68.64	45.81	97.28	213.05	67.14	37.49	3	1
206828/3127590	122.91	45.52	50.90	17.39	81.35	353.99	132.36	49.65	3	2
209532/76676	26.49	65.50	15.64	28.99	92.49	194.06	19.15	52.09	1	1
209819/2062462	46.11	72.74	7.19	16.51	17.70	342.24	61.45	15.28	3	1
209862/445276	37.65	47.25	55.31	13.75	84.58	332.52	31.44	47.38	3	1
218692/305924	22.25	32.01	49.37	46.57	94.67	162.16	34.96	59.28	3	1
221201/7636658	68.58	47.08	67.79	12.87	98.84	367.00	55.75	60.49	6	1
221723/9869061	22.44	98.04	19.44	13.77	67.72	351.00	27.08	32.02	5	3

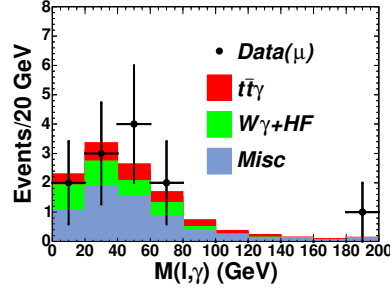
Таблица А.2: Список событий $\ell\gamma E_T b$ в мюонном канале. События из списка с $H_T > 200$ ГэВ и содержащие более двух струй, из которых как минимум одна b -струя, входят также в категорию $t\bar{t}\gamma$.

А.2 Дополнительные кинематические распределения

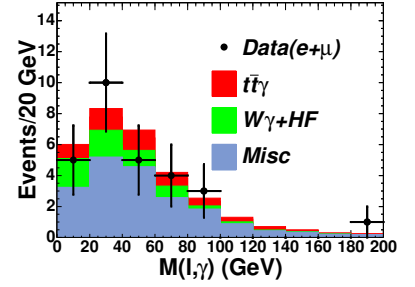
А.2.1 $\ell\gamma\cancel{E}_T b$



(a) $M(e\gamma)$

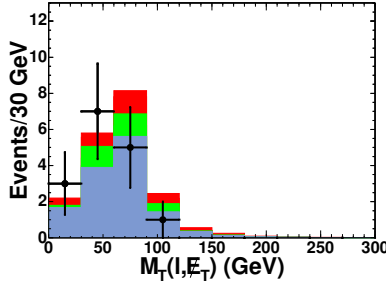


(b) $M(\mu\gamma)$

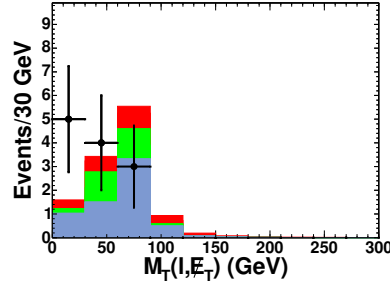


(c) $M(l\gamma)$

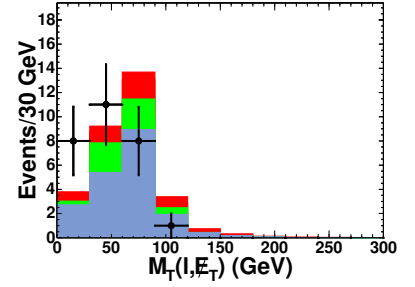
Рис. А.1: Инвариантная масса системы лептон-фотон для $\ell\gamma\cancel{E}_T b$: (a) $M(e\gamma)$, (b) $M(\mu\gamma)$, (c) $M(l\gamma)$.



(a) $M_T(e\cancel{E}_T)$

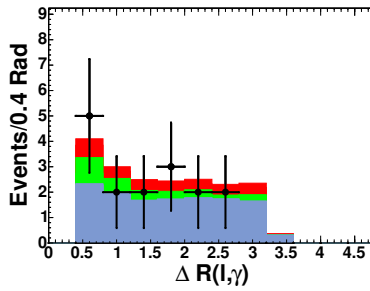


(b) $M_T(\mu\cancel{E}_T)$

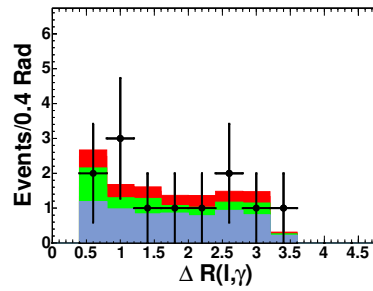


(c) $M_T(l\cancel{E}_T)$

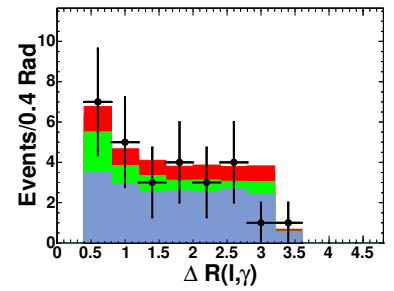
Рис. А.2: Поперечная $\ell - \cancel{E}_T$ масса для $\ell\gamma\cancel{E}_T b$: (a) $M_T(e\cancel{E}_T)$, (b) $M_T(\mu\cancel{E}_T)$, (c) $M_T(l\cancel{E}_T)$.



(a) $\Delta R(e\gamma)$



(b) $\Delta R(\mu\gamma)$



(c) $\Delta R(l\gamma)$

Рис. А.3: $\Delta R(l\gamma)$ для $\ell\gamma\cancel{E}_T b$: (a) $\Delta R(e\gamma)$, (b) $\Delta R(\mu\gamma)$, (c) $\Delta R(l\gamma)$.

A.2.2 $t\bar{t}\gamma$

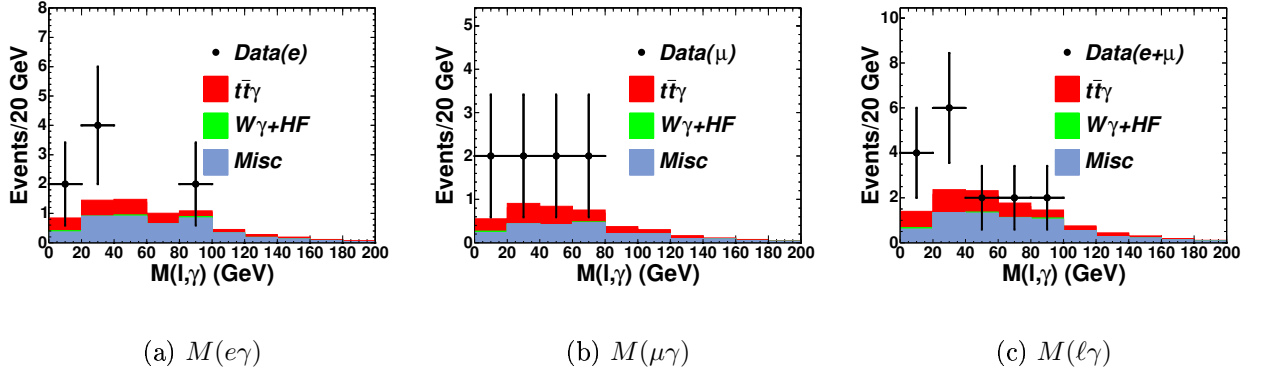


Рис. А.4: Инвариантная масса системы лептон-фотон для $t\bar{t}\gamma$: (a) $M(e\gamma)$, (b) $M(\mu\gamma)$, (c) $M(\ell\gamma)$.

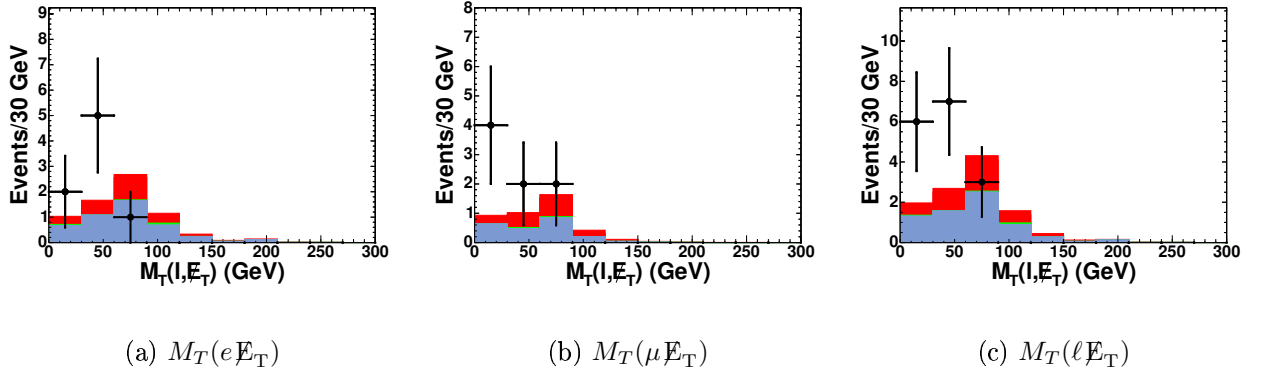


Рис. А.5: Поперечная $\ell - E_T$ масса для $t\bar{t}\gamma$: (a) $M_T(eE_T)$, (b) $M_T(\mu E_T)$, (c) $M_T(\ell E_T)$.

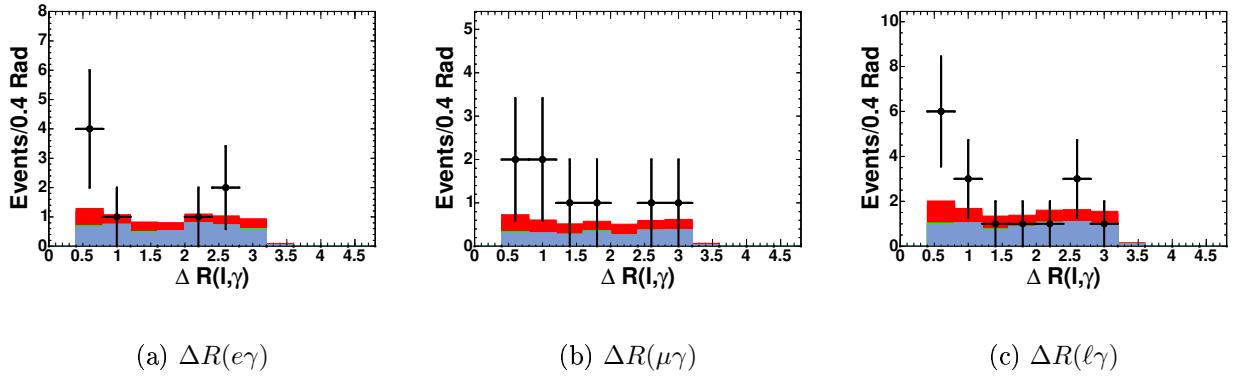
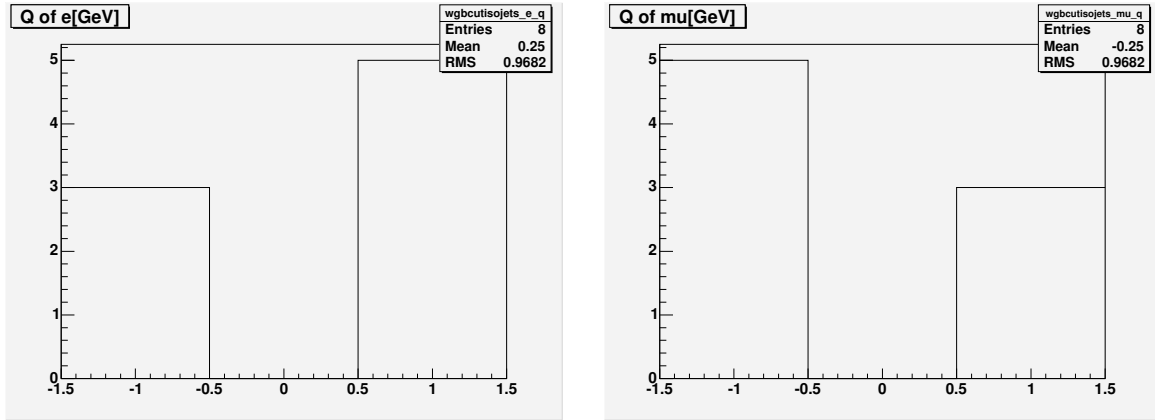


Рис. А.6: $\Delta R(l\gamma)$ для $t\bar{t}\gamma$: (a) $\Delta R(e\gamma)$, (b) $\Delta R(\mu\gamma)$, (c) $\Delta R(\ell\gamma)$.

А.3 Заряд лептона в $t\bar{t}\gamma$ событиях

(a) Q_e в $t\bar{t}\gamma$ электронных событиях(b) Q_μ в $t\bar{t}\gamma$ мюонных событияхРис. А.7: Заряд лептона в $t\bar{t}\gamma$ событиях

А.4 Поправочные коэффициенты и триггерная эффективность

Мы “взвешиваем” события в Монте Карло Образцах, используя приведенные ниже поправочные коэффициенты и триггерную эффективность.

```
// muon weights
// scale factors(sf)
// cdf7367, p.12
fCmupTightSF      = 0.8738; // 0.8738 +- 0.0086
fCmxTightSF       = 0.9889; // 0.9889 +- 0.0063
fCmupLooseSF      = 0.8921; // 0.8921 +- 0.0088
fCmxLooseSF       = 0.9990; // 0.9990 +- 0.0060
fStublessSF       = 0.9760; // 0.9760 +- 0.0026

// trigger efficiencies(te)
fCmupTE           = 0.9078; // 0.9078 +- 0.0047
fCmxTE            = 0.9649; // 0.9649 +- 0.0040

// electron weights
// scale factors(sf)
```

```
fCentralTightSF      = 0.999; // 0.999 +- 0.006
fCentralLooseSF       = 1.001; // 1.005 +- 0.005
fPhoenixTightSF       = 0.948; // 0.95  +- 0.01

//electron trigger efficiencies:
fCemTE                = 0.97 ;//different periods for xft, on average it's 0.97
//
fBTagging              = 0.95;  // 0.95 +- 0.05 (tot), cdf8366, cdf8265
```

Список иллюстраций

1.1	Элементарные частицы	6
1.2	Диаграммы Феймана для $t\bar{t}H^0$	10
2.1	Схематический вид Теватрон	12
2.2	Продольный разрез экспериментальной установки CDF	14
2.3	Трековая система эксперимента CDF	17
2.4	Кремниевый трековый детектор	18
2.5	Центральная дрейфовая камера (COT)	18
2.6	Калориметрическая система CDF	19
2.7	Секции CEM/CES/CHA	21
2.8	Схематический вид PEM/PES/PHA	21
2.9	Проволоки и полосы CES	23
2.10	U и V слои в PES	23
2.11	Расположение мюонных детекторов по ϕ и η	24
2.12	η - ϕ Схематический вид дрейфовых трубок CMU, CMP и CMX	25
2.13	η - ϕ вид модуля CMU	26
2.14	Схема расположения системы CLC	26
2.15	Диаграмма триггерной системы	28
2.16	Диаграмма триггерной системы для уровней L1и L2	30
2.17	Диаграмма триггерной системы эксперимента CDF для уровня L3	31
3.1	Схематичное изображение положения первичной и вторичной вершин	46
3.2	Эффективность определения b-струй	46
5.1	Распределения для ΔR и $\frac{E_T(e^{HEPG})}{E_T(\gamma_{REC})} \cdot e\nu\gamma$ и $e^+e^-\gamma$	53
5.2	Распределения для оценки числа событий с фотоном из тормозного излучения электрона для $e\gamma E_T b$	54
5.3	Распределения для оценки числа событий с фотоном из тормозного излучения электрона для $\mu\gamma E_T b$	55
5.4	Распределение dN/dE_T^{jet} относительно E_T^{jet} для струй	56
5.5	Фотоны из адронных струй	58
5.6	Число и спектр ожидаемых событий с фотонами из адронных струй для электронной выборки	59
5.7	Число и спектр ожидаемых событий с фотонами для мюонной выборки	60
5.8	Распределения для электронов из КХД выборки и Z	63
5.9	Распределения для мюонов из КХД выборки и Z	64
5.10	Проверка предположения одинаковой структуры фона события	65
5.11	Зависимость неверной идентификации от E_T и η струи.	70
7.1	Event Display для $t\bar{t}\gamma$ события	77

7.2	$\ell\gamma E_T b$ электронный и мюонный каналы	80
7.3	$\ell\gamma E_T b$ электронный канал	81
7.4	$\ell\gamma E_T b$ мюонный канал	82
7.5	$t\bar{t}\gamma$: электронный и мюонный каналы	83
7.6	$t\bar{t}\gamma$: электронный канал	84
7.7	$t\bar{t}\gamma$: мюонный канал	85
7.8	Сравнение теоретических предсказаний и экспериментальных данных для сечения рождения $t\bar{t}\gamma$	87
8.1	Низко-скоростной разветвитель напряжения “Pisabox”	89
8.2	Высоковольтные источники питания	89
8.3	Разветвление HV для западной части центрального калориметра . .	90
8.4	Значение напряжения на GAMMA модулях	92
8.5	Значения напряжения на разветвителях Pisabox	93
8.6	Реальные события (интернет-страница для широкой публики) . . .	95
A.1	Инвариантная масса системы лептон-фотон для $\ell\gamma E_T b$	102
A.2	Поперечная $\ell - E_T$ масса для $\ell\gamma E_T b$	102
A.3	$\Delta R(l\gamma)$ для $\ell\gamma E_T b$	102
A.4	Инвариантная масса системы лептон-фотон для $t\bar{t}\gamma$	103
A.5	Поперечная $\ell - E_T$ масса для $t\bar{t}\gamma$	103
A.6	$\Delta R(l\gamma)$ для $t\bar{t}\gamma$	103
A.7	Заряд лептона в $t\bar{t}\gamma$ событиях	104

Список таблиц

2.1	Основные параметры трековой системы эксперимента CDF.	16
2.2	Мюонные детекторы CDF	24
3.1	Критерии идентификации электронов в центральной части калориметра	33
3.2	Критерии идентификации электронов в торцевой части калориметра	34
3.3	Центральные электроны по мере применения идентификационных требований	35
3.4	Критерии идентификации мюонов	38
3.5	“Строгие” мюоны по мере применения идентификационных требований	40
3.6	Критерии идентификации фотонов в центральной части калориметра	41
3.7	Центральные фотоны по мере применения идентификационных требований в электронном канале	42

3.8	Центральные фотоны по мере применения идентификационных требований в мюонном канале	43
4.1	Кинематические критерии, использованные для создания полулептонной $t\bar{t}\gamma$ выборки	48
4.2	Полулептонная $t\bar{t}\gamma$ MadGraph выборка	49
4.3	Описание дополнительных моделированных выборок	49
5.1	Ожидаемое число событий с фотонами из адронных струй	57
5.2	$t\bar{t}$ Pythia выборка для оценки фона γ из τ распада	60
5.3	Число событий в различных регионах трековой изоляции	67
5.4	Результаты оценки КХД фона для $\ell\gamma E_T b$ и $t\bar{t}\gamma$	68
6.1	Обзор экспериментальных систематических ошибок для $\ell\gamma E_T b$	72
7.1	$t\bar{t}\gamma$ событие	76
7.2	Число $\ell\gamma E_T b$ событий	78
7.3	Число $t\bar{t}\gamma$ событий	79
A.1	Список событий $\ell\gamma E_T b$ в электронном канале	100
A.2	Список событий $\ell\gamma E_T b$ в мюонном канале	101

Список литературы

- [1] S.L. Glashow, Nucl. Phys. **22** 588, (1961); S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19** 1264, (1967); A. Salam, Proc. 8th Nobel Symposium, Stockholm, (1979).
- [2] T. Aaltonen et al. Searching the Inclusive Lepton + Photon + Missing ET + b- quark Signature for Radiative Top Quark Decay and Non- Standard-Model Processes. *Phys. Rev.*, D80:011102, 2009.
- [3] Irina Shreyber. Searching for new physics at CDF (Crimea, 2006). FERMILAB-CONF-06-410-E.
- [4] A. Abulencia et al. Search for new physics in lepton + photon + X events with 929 pb⁽⁻¹⁾ of $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ -TeV. *Phys. Rev.*, D75:112001, 2007.
- [5] D.Litvintsev, A.Loginov, I.Shreyber. The CDF Run II Event Display. *CDF Note 7054*; <http://www-cdf.fnal.gov/upgrades/computing/projects/display/EventDisplay.html>, 2006.
- [6] A. Pronko. Search for new physics with photons at CDF (ICHEP2006). FERMILAB-CONF-06-537-E.
- [7] Andrey Loginov. CDF Searches for New Physics with Photons (SUSY2007). arXiv:0710.1964.
- [8] Mario Campanelli. Photon final states at the Tevatron (DIS 2008). Prepared for 16th International Workshop on Deep Inelastic Scattering and Related Subjects (DIS 2008), London, England, 7-11 Apr 2008; 10.3360/dis.2008.151.
- [9] Max Goncharov. Searches for New Physics at CDF (ICHEP08) . arXiv:0810.3692.
- [10] CDF Run II Event Display Code is available at:
<http://cdfkits.fnal.gov/CdfCode/source/RootEventDisplay/>
<http://cdfkits.fnal.gov/CdfCode/source/RootMods/>.
- [11] CDF Run II Event Display Team:
 James Bellinger (UoW, Madison)
 Jong-young Chung (OSU)
 YeonSei Chung (UR)
 Elena Gerchtein (ITEP)
 Robert Harr (WSU)
 Konstantin Kotelnikov (ITEP)

- Dmitry Litvintsev (ITEP, Project Leader 1998-2001)
Andrei Loginov (ITEP, Project Leader 2001-2006)
Irina Shreyber (ITEP, Project Leader 2008-present time)
Akiya Miyamoto (KEK)
Pasha Murat (Fermilab)
Carsten Rott (Purdue)
Kurt Rinnert (University of Karlsruhe)
Tony Vaiciulis (UR)
Elena Vataga (New Mexico Univ.) .
- [12] A.Loginov, Yen-Chu Chen for CDF Collaboration. The CDF Run II Live Events. *Live Events Page*, 2006.
- [13] Sally Dawson John F. Gunion (Editor) Howard E. Haber, Gordon Kane. *Higgs Hunter's Guide*. Westview Press, 2000.
- [14] Kenneth Lane and Estia Eichten. Natural topcolor–assisted technicolor. *Physics Letters B*, 352:382, 1995.
- [15] S. Ambrosanio and G.L. Kane and Graham D. Kribs and Stephen P. Martin and S. Mrenna. Supersymmetric Analysis and Predictions Based on the CDF E E Gamma Gamma Plus Missing Transverse Energy Event. *Phys. Rev. Lett.*, 76:3498, 1996.
- [16] Savas Dimopoulos, Michael Dine, Stuart Raby, and Scott Thomas. Experimental signatures of low energy gauge mediated supersymmetry breaking. *Physical Review Letters*, 76:3494, 1996.
- [17] Andrei Loginov. Search for anomalous production of events with a high energy lepton and photon at the Tevatron. Thesis.
- [18] D. Toback, Ph.D. thesis, University of Chicago, 1997.
- [19] J. Berryhill, Ph.D. thesis, University of Chicago, 2000.
- [20] T. Affolder et al. Searches for new physics in events with a photon and b-quark jet at CDF. *hep-ex/0106012*, Phys. Rev. D65:052006, 2002.
- [21] U. Baur. Probing electroweak top quark coupling at hadron colliders. *Phys. Rev. D*, 71, 2005.
- [22] S. P. Martin. *A Supersymmetry Primer*, in *Perspectives on Supersymmetry*, G. Kane, editor. Singapore: World Scientific, 1998.

- [23] Charles W. Schmidt. The fermilab 400-mev linac upgrade. Presented at 1993 Particle Accelerator Conference (PAC 93), Washington, DC, 17-20 May 1993.
- [24] Fermilab Beam Division. Main Injector at Tevatron. Technical Report <http://www-bd.fnal.gov/runII/index.html>.
- [25] D. Acosta *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. **A518**:605-608, 2004.
- [26] L. Balka *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. **A267**, 272 (1988).
- [27] S. Bertolucci *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. **A267**, 301 (1988).
- [28] M.G. Albrow *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. **A480**, 524 (2002).
- [29] Helen Hayward. Measurement of $Z^0\gamma$ Production in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s}=1.96$ TeV. Thesis.
- [30] F. Abe et al. The CDF 2 detector technical design report. CDF Note FERMILAB-Pub-96/390-E, CDF, 1996.
- [31] CDF Collaboration. CDF Run II Muon Chambers. http://www-cdfonline.fnal.gov/cdf_muon/chambers.html.
- [32] T.Dorigo. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, Vol 461, 1, 2001.
- [33] D. Acosta. The CDF Cherenkov luminosity monitor. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, Vol 461, Issues 1-3, p540-544, 2001.
- [34] E811 Collaboration. A Measurement of the Proton Anti-Proton Total Cross Section at $S^{*}(1/2) = 1.8$ TeV. *Phys.Lett.B445:419-422*, 1999.
- [35] S. Klimenko, J. Konigsberg, T.M. Liss. Averaging of the inelastic crosssections measured by the CDF and E811 experiments. *Fermilab-FN-0741*.
- [36] A. Bardi *et al.* SVT: An Online Silicon Vertex Tracker For The CDF Upgrade. *Nucl.Instrum.Meth.A*, 409:658–661, 1998.
- [37] G.Punzi, L.Ristori. SVT - THE SILICON VERTEX TRACKER. CDF Note 1872, CDF, 1992.
- [38] P. Onyisi and the UC CDF Physics Group. <http://hep.uchicago.edu/cdf/flatntuple>. 2004.

- [39] UC CDF Physics Group. The ucntuple DATA and MC sets. <http://hep.uchicago.edu/cdf/datasets/>.
- [40] D. Acosta *et al.* (CDF Collaboration), Phys. Rev. D **71**, 032001 (2005).
- [41] C. Hill, J. Incandela, and C. Mills. Electron identification in offline release 5.3. CDF Note 7309, CDF, 2005.
- [42] P.J. Wilson. Calorimeter Isolation and Lateral Shower Leakage for Photons and Electrons. CDF Note 4170, CDF, 1997.
- [43] Victoria Martin. High pt muons, recommended cuts and efficiencies for release 5.3.1. CDF Note 7031, CDF, 2005.
- [44] Victoria Martin. High-pt muon id cuts and efficiencies for use with 5.3.1 data and 5.3.3 mc. CDF Note 7367, CDF, 2005.
- [45] Anyes Taffard. Run II Cosmic Ray Tagger. CDF Note 6100, CDF, 2003.
- [46] Anyes Taffard. Run II Cosmic Ray Tagger Performances. CDF Note 6255, CDF, 2003.
- [47] A. Bhatti *et al.*, submitted to Nucl. Instrum. Methods, Oct. 2005; hep-ex/0510047.
- [48] T. Stelzer and W. F. Long, Comput. Phys. Commun. **81**, 357 (1994); F. Maltoni and T. Stelzer, JHEP **302**, 27 (2003); hep-ph/0208156.
- [49] T. Sjostrand, Comput. Phys. Commun. **82** (1994) 74; S. Mrenna, Comput. Phys. Commun. **101** (1997) 232. Используется версия v6.216.
- [50] Н.П. Бусленко и др., “Метод статистических испытаний (метод Монте Карло)”, Москва (1962).
- [51] S. Tsuno, A.S. Thompson. A CDF-interface module for Les Houches Accords. CDF Note 6333, CDF, 2003.
- [52] R.Culbertson, R.Field, H.Frisch, A.Goshaw, B.Heinemann, M.Kirby, A.Loginov, S.Mrenna, P.Murat, S.Tsuno, Un-Ki Yang. Pythia Settings for Generating $W\gamma$, $Z\gamma$, $W\gamma\gamma$, $Z\gamma\gamma$ Monte Carlo. SM Matching. CDF Note 8126, CDF, 2006.
- [53] U. Baur, T. Han, and J. Ohnemus, Phys. Rev. D **48**, 5140 (1993); J. Ohnemus, Phys. Rev. D **47**, 940 (1993).
- [54] K. Melnikov A. Lazopoulos and F. J. Petriello. Nlo qcd corrections to the production of $t\bar{t}z$ in gluon fusion. *Phys. Rev. D*, 77, 2008.

- [55] A. Ivanov, T. Schwarz, R. Erbacher. Calibration of Heavy-Flavor Content in W + Jets Data. CDF Note 9403, CDF, 2008.
- [56] T. Aaltonen et al. Measurement of the single top quark production cross section at cdf. *Phys. Rev. Lett.*, 101, 2008.
- [57] Stelzer T.J. Mangano, M.L. Tools for the simulation of hard hadronic collisions. *Ann.Rev.Nucl.Part.Sci.*, 555:555–588, 2005.
- [58] R. Culbertson, A. Pronko, Shin-Shan Eiko Yu . The Probability of an Electron Faking an Isolated Prompt Photon in CEM, number = 8220, year = 2006. Technical report.
- [59] C. Lester, J. Deng, A. Goshaw, B. Heinemann, J. Kist , A. Nagano, T. Phillips. Measurement of the rate of jets faking central isolated photons using 1 fb⁻¹ of data. CDF Note 9033, CDF, 2007.
- [60] Sacha Kopp. Measurement of the Ratio $R = \sigma * B(\text{ppbar} \rightarrow W \rightarrow e\nu) / \sigma * B(\text{ppbar} \rightarrow Z \rightarrow ee)$ in ppbar Collisions at $\sqrt{s} = 1800$ GeV. Thesis.
- [61] D. Acosta et al. First measurements of inclusive W and Z cross sections from Run II of the Tevatron collider. *Phys. Rev. Lett.*, 94:091803, 2005.
- [62] Christopher Neu. CDF b-tagging: Efficiency and Mistags. *PoS*, TOP2006:015, 2006.
- [63] D. Acosta *et al.* Measurement of W gamma and Z gamma Production in p anti-p Collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV. *Phys. Rev. Lett.* 94, 041803 (2005), 2005.
- [64] Michael Kirby. Measurement of W+gamma Production in Proton-Antiproton Collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV. Thesis.