

**Э. Э. Боос, В. Е. Буничев, Л. В. Дудко,
В. И. Саврин, А. В. Шерстнев**

**МЕТОД МОДЕЛИРОВАНИЯ СОБЫТИЙ
ЭЛЕКТРОСЛАБОГО РОЖДЕНИЯ t -КВАРКА В NLO
ПРИБЛИЖЕНИИ. МОНТЕ-КАРЛО ГЕНЕРАТОР
“SINGLETOP”**

Препринт НИИЯФ МГУ 2005-16/782

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
им. М.В.ЛОМОНОСОВА

НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
им. Д.В.СКОБЕЛЬЦЫНА

Э. Э. Боос, В. Е. Буничев, Л. В. Дудко,
В. И. Саврин, А. В. Шерстнев

МЕТОД МОДЕЛИРОВАНИЯ СОБЫТИЙ
ЭЛЕКТРОСЛАБОГО РОЖДЕНИЯ t -КВАРКА В NLO
ПРИБЛИЖЕНИИ. МОНТЕ-КАРЛО ГЕНЕРАТОР
“SINGLETOP”

Препринт НИИЯФ МГУ 2005-16/782

E. E. Boos, V. E. Bunichev, L. V. Dudko, V. I. Savrin, A. V. Sherstnev

*E-mail: boos@theory.sinp.msu.ru, bunichev@theory.sinp.msu.ru,
dudko@fnal.gov, savrin@theory.sinp.msu.ru, sherstnv@theory.sinp.msu.ru*

**A simulation method of the Electroweak Top Quark Production
Events in the NLO Approximation.
A Monte-Carlo Generator "SingleTop".**

Preprint SINP MSU 2005-16/782

Abstract

In the paper we describe a new method to simulate the electroweak top quark production processes and a realisation of the method in the Monte-Carlo generator "SingleTop". We pay special attention to correct matching of events for two different parts of the main t -channel process: $2 \rightarrow 2$, where b -quark appears in the initial state and $2 \rightarrow 3$, where an additional b -quark appears in the final state. This matching allows to create events samples, where NLO corrections are taken into account without double counting and events with negative weights. The generator "SingleTop" is based on the complete tree feynman diagram calculation by means of the package CompHEP.

Э. Э. Боос, В. Е. Буничев, Л. В. Дудко, В. И. Саврин, А. В. Шерстнев

**Метод моделирования событий электрослабого рождения
 t -кварка в NLO приближении.
Монте-Карло генератор "SingleTop".**

Препринт НИИЯФ МГУ 2005-16/782

Аннотация

В статье описывается новый метод моделирования процессов электрослабого рождения t -кварков и его программная реализация в Монте-Карло генераторе "SingleTop". Особенное внимание было уделено корректному объединению событий для двух частей основного t -канального процесса рождения: $2 \rightarrow 2$, где b -кварк появляется в начальном состоянии, и $2 \rightarrow 3$, где дополнительный b -кварк появляется в конечном состоянии. Объединение двух этих вкладов позволяет создать образцы событий с учетом NLO поправок без возникновения проблем двойного счета и событий с отрицательными весами. Генератор "SingleTop" основан на полном наборе древесных диаграмм Фейнмана, вычисленных посредством программного пакета CompHEP.

© НИИЯФ МГУ, 2005

© Э. Э. Боос, В. Е. Буничев, Л. В. Дудко, В. И. Саврин, А. В. Шерстнев, 2005

1 Введение

После открытия t -кварка на коллайдере Теватрон [1] и измерения его массы [2], основным вопросом в физике t -кварка становится детальное изучение его свойств в рамках Стандартной Модели и за ее пределами. Поскольку t -кварк обладает большой массой, именно в секторе физики t -кварка можно ожидать проявления отклонений от предсказаний Стандартной Модели с наибольшей вероятностью.

t -кварк был открыт в процессе парного рождения. В этот процесс дают вклад фейнмановские диаграммы, где t - и \bar{t} -кварки рождаются в КХД вершине взаимодействия с глюоном. Одиночное рождение t -кварка представляет собой независимый канал рождения t -кварка, обусловленный его электрослабым взаимодействием с W -бозоном и b -кварком. Как было отмечено в ряде статей, процессы с одиночным рождением t -кварка могут служить источником точной информации о вершинах взаимодействия t -кварка, в частности, о структуре Wtb вершины, ответственной за основной канал распада t -кварка в рамках Стандартной Модели (парциальная ширина распада $\approx 99\%$) и пропорциональной элементу матрицы ККМ V_{tb} . Причина высокой чувствительности в том, что в этих процессах t -кварк рождается в Wtb вершине, в отличие от парного рождения.

Полное сечение одиночного рождения t -кварка (ЛНС: ≈ 300 пбн, Теватрон: ≈ 2.8 пбн) [8] сравнимо по, порядку величины, с сечением парного КХД рождения (ЛНС: ≈ 800 пбн, Теватрон: ≈ 8 пбн) [8]. В следствие относительно большого сечения одиночного рождения t -кварков, эти процессы дают существенный вклад в полный фон ко многим другим интересным физическим процессам, например, к процессам рождения бозона Хиггса. Следовательно, детальное кинематическое описание всех процессов одиночного рождения t -кварков с максимально возможной точностью необходимо не только для исследования свойств самого t -кварка, но при решении ряда других проблем физики высоких энергий.

Существует три основных процесса одиночного рождения t -кварка на адронных коллайдерах. Фейнмановские диаграммы для всех процессов в ведущем порядке теории возмущений (далее LO приближение) представлены на рис. 1. На рис. 2 и 3 приведены наиболее существенные диаграммы Фейнмана для t -канального и s -канального процессов в следующем за главным порядке теории возмущений (NLO приближение).

Одиночное рождение t -кварка на адронных коллайдерах изучалось ранее в ряде работ [3]. Наиболее полный набор процессов в рамках Стандартной Модели, дающих вклад в одиночное рождение t -кварка, был изучен в работах [4, 5], а вычисления сечения в NLO приближении для s -канального и t -канального процессов были сделаны в работах [6, 7, 8, 9, 10, 12]. В работах [5, 11] представлен полный Монте-Карло анализ процессов рождения одиночного t -кварка с учетом влияния основных физических фонов.

Для моделирования процессов одиночного рождения t -кварка применялись Монте-Карло генераторы: ONETOP [13], TopReX [14], генераторы основанные на пакетах вычислений MadGraph [7, 15] и CompHEP [5, 16] и с использованием генератора PYTHIA [17]. Однако, ни одна из этих программ не решает всех проблем, связанных с точным и корректным моделированием процессов с участием одиночного t -кварка, часть из которых перечислена ниже.

- Объединение событий, соответствующих диаграммам (a-c) и (d) на рис. 2, дает

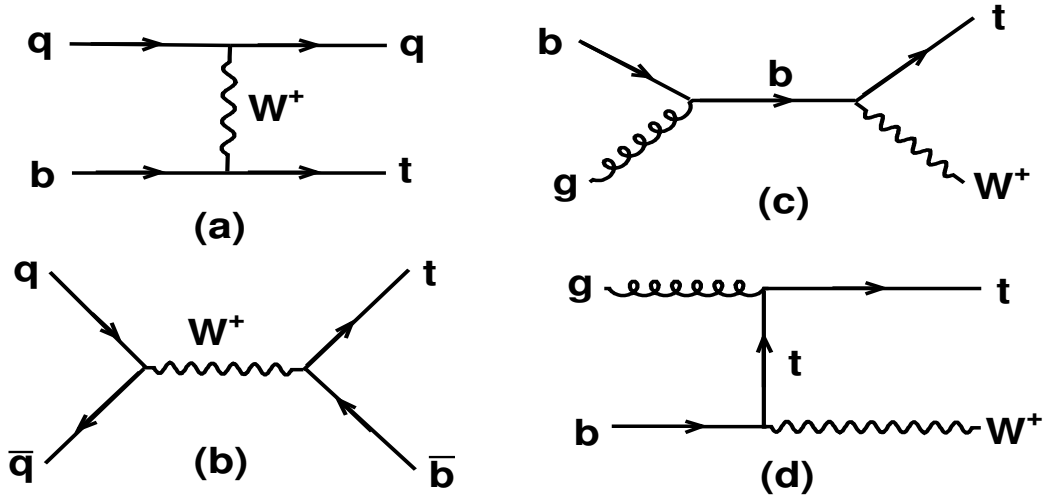


Рис. 1: Диаграммы Фейнмана рождения одиночного t -кварка в LO приближении.

двойной учет части мягкой области по P_T начального b -кварка, так как распределение b -кварков в протоне (далее PDF) вычисляется на основе ядра процесса $g \rightarrow b\bar{b}$, также используемого в древесной диаграмме (d). Прямое применение процедуры вычитания в t -канальном процессе приводит к тому, что часть смоделированных событий будет иметь отрицательный вес. Ситуация может быть улучшена, если вычесть первый член функции расщепления глюона $g^* \rightarrow b\bar{b}$ из PDF b -кварков в протоне и далее применять такую модифицированную функцию, как это было сделано в [5]. В таком подходе нет событий с отрицательными весами, но сама процедура приводит к проблемам в моделировании партонных ливней в начальном состоянии (ISR), в генераторе PYTHIA, так как используются не стандартные PDF. Однако, механизм ISR дает возможность применить другой метод позволяющий правильно вычислить дифференциальные сечения и смоделировать события для t -канального процесса с учетом NLO поправки.

- В предыдущих работах [18] уже было отмечено, что t -кварк в электрослабых процессах рождается сильно поляризованным, в следствие $(V-A)$ структуры Wtb вершины в Стандартной Модели. Этот факт, приводит к сильным спиновым корреляциям между рождением и распадом t -кварка. Следовательно, корректный Монте-Карло генератор должен учитывать эти корреляции.
- Как показано в работе [19], процессы с рождением одиночного t -кварка чувствительны к аномальным вкладам в Wtb структуру. Для изучения многих сценариев, отличных от Стандартной Модели, Монте-Карло генератор должен включать аномальные операторы в Wtb структуре, соответствующие этим вкладам. Наряду с такими операторами, необходимо включить другие аномальные вклады, например FCNC и т.д.
- На коллайдере ЛНС, одиночные t - и \bar{t} -кварки рождаются с различными сечения-

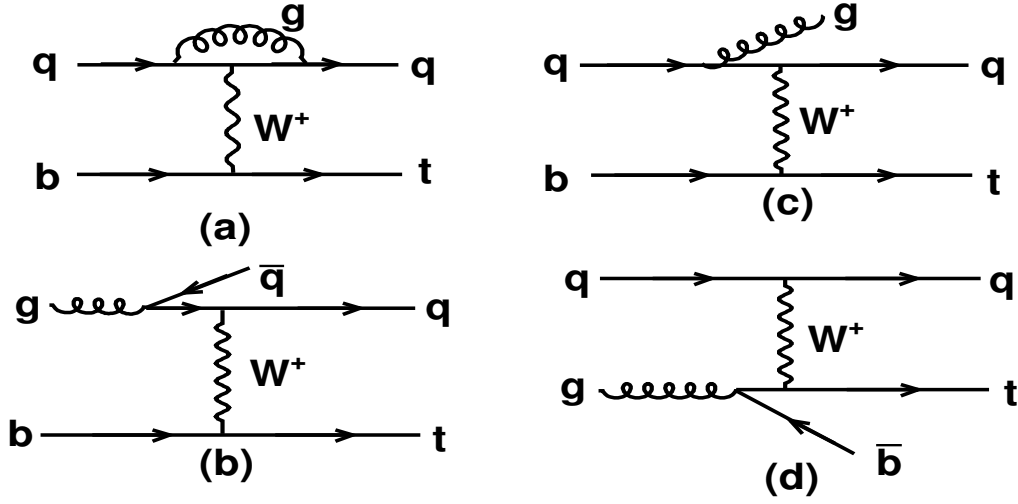


Рис. 2: Главные диаграммы Фейнмана рождения одиночного t -кварка в t -канальном процессе в NLO приближении.

ми. Соответствующая асимметрия в кинематических распределениях полезна для уменьшения систематических ошибок при измерении параметров t -кварка [19]. Следовательно, необходимо иметь возможность разделять моделирование рождения t - и \bar{t} -кварков на уровне генератора.

В данной статье, мы представляем разработанный нами метод эффективного NLO приближения для моделирования процессов электрослабого рождения t -кварков, позволяющий решить вышеперечисленные проблемы и получить события с учетом NLO поправки. Метод реализован в первой версии генератора "SingleTop" и активно применяется в исследованиях экспериментальных коллабораций, таких как D0 (коллайдер Теватрон) и CMS (строящийся коллайдер LHC). Впервые метод был применен в коллаборации CMS и описан в работе [20]. В разделе 2 приведены полные сечения процессов рождения одиночного t -кварка в LO и NLO приближениях и описаны компоненты, необходимые для создания генератора "SingleTop". Метод эффективного NLO приближения генерации событий для t -канального процесса описан в разделе 3. Сравнение метода эффективного NLO с точными NLO вычислениями проведено в разделе 4. Выводы сделаны в разделе 5.

2 Сечения основных процессов рождения t -кварка.

Процессы рождения одиночного t -кварка удобно классифицировать по виртуальности W -бозона Q_W^2 (квадрат 4-импульса W -бозона), участвующего в рождении t -кварка:

$Q_W^2 < 0$ – t -канальный процесс имеет наибольшее сечение как на коллайдере Теватрон, так и на коллайдере LHC. Мы будем называть $2 \rightarrow 2$ частью процесса подпроцессы с b -кварком в начальном состоянии, соответствующие диаграммам (a) на рис. 1 и

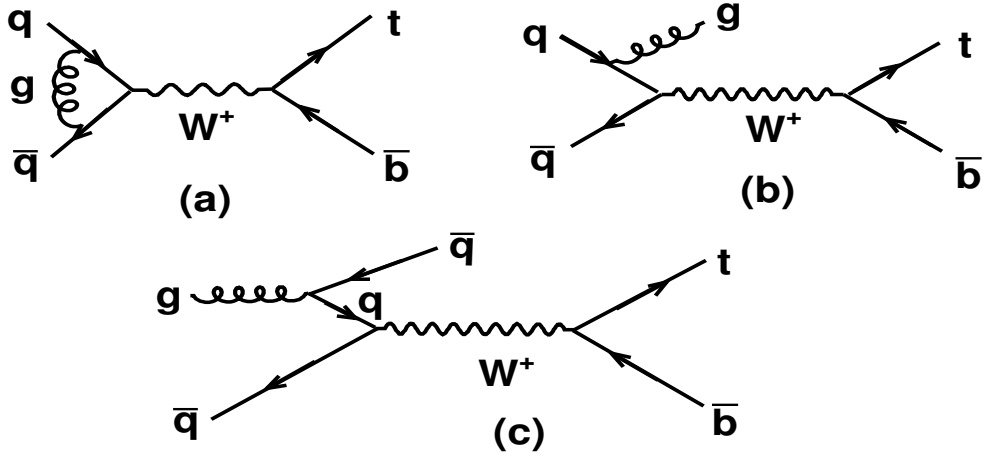


Рис. 3: Главные диаграммы Фейнмана рождения одиночного t -кварка в s -канальном процессе в NLO приближении.

(а-с) на рис. 2, и $2 \rightarrow 3$ частью подпроцесс, соответствующий диаграммам типа (d) на рис. 3, где добавлен b -кварк в конечном состоянии. Последний вклад также называют W - g слиянием, поскольку b -кварк в конечном состоянии появляется от расщепления начального глюона $g^* \rightarrow b\bar{b}$.

$Q_W^2 > 0$ – s -канальный процесс в лидирующем порядке описывается одной $2 \rightarrow 2$ диаграммой (диаграмма (b) на рис. 1), где t -кварк рождается вместе с b -кварком из виртуального W -бозона. В Стандартной Модели этот процесс на коллайдере Теватрон имеет сечение в 2.5 раза меньше, чем t -канальный процесс, на коллайдере ЛНС его сечение ожидается уже в 25 раз меньше, чем сечение t -канального процесса 5. Однако, этот процесс чувствителен к проявлениям возможных отклонений от предсказаний Стандартной Модели в секторе t -кварка.

$Q_W^2 = 0$ соответствует tW -процессу, где одиночный t -кварк рождается вместе с реальным W -бозоном в конечном состоянии. Этот процесс имеет исчезающе малое сечение на коллайдере Теватрон, по причине рождения двух массивных частиц в конечном состоянии. Однако, на коллайдере ЛНС сечение процесса уже значительно. Поскольку в простейшем варианте, этот процесс проходит с b -кварком в начальном состоянии, здесь тоже возникает проблема объединения $2 \rightarrow 2$ и $2 \rightarrow 3$ (где начальное состояние содержит граф $g \rightarrow b\bar{b}$) частей.

Первая версия МК генератора "SingleTop" включает события для s -канального и t -канального процессов. tW -процесс дает большой вклад в полное сечение одиночного рождения t -кварка на ЛНС, но имеет существенно отличную от других процессов сигнатуру конечного состояния, похожую на парное рождение t -кварков (что приводит к дополнительным проблемам в генерации событий [21]). В описываемую версию генератора tW -процесс не включен, поэтому далее рассматриваться не будет. Этот процесс мы добавим в следующую версию генератора "SingleTop".

Таблица 1: Полное сечение s -канального процесса рождения t -кварка в LO приближении с использованием NLO функций распределения партонов. Для LHC сечение процесса $pp \rightarrow t\bar{b}$ равно 4.96 пбн, для Теватрона сечение процесса $p\bar{p} \rightarrow t\bar{b}$ – 0.30 пбн (числа в скобках).

Подпроцессы, пбн			
$ud \rightarrow tb$	$du \rightarrow tb$	$dc \rightarrow tb$	$cd \rightarrow tb$
$u\bar{s} \rightarrow t\bar{b}$	$\bar{s}u \rightarrow t\bar{b}$	$\bar{s}c \rightarrow t\bar{b}$	$c\bar{s} \rightarrow t\bar{b}$
2.22 (0.291)	2.22 (0.006)	0.26(0.001)	0.26 (0.001)

Таблица 2: Полное сечение s -канального процесса рождения \bar{t} -кварка в LO приближении с использованием NLO функций распределения партонов. Для LHC сечение процесса $pp \rightarrow \bar{t}b$ равно 3.09 пбн, для Теватрона сечение процесса $p\bar{p} \rightarrow \bar{t}b$ – 0.30 пбн (числа в скобках).

Подпроцессы, пбн			
$d\bar{u} \rightarrow \bar{t}b$	$\bar{u}d \rightarrow \bar{t}b$	$\bar{c}d \rightarrow \bar{t}b$	$s\bar{c} \rightarrow \bar{t}b$
$s\bar{u} \rightarrow \bar{t}b$	$\bar{u}s \rightarrow \bar{t}b$	$d\bar{c} \rightarrow \bar{t}b$	$\bar{c}s \rightarrow \bar{t}b$
1.285 (0.291)	1.285 (0.006)	0.26(0.001)	0.26 (0.001)

В расчетах мы использовали следующие физические параметры:

- Массы и ширины распада: $m_t = 175.0$ ГэВ, $\Gamma_t = 1.547$ GeV, $m_b = 4.85$ ГэВ, $m_c = 1.65$ GeV, $m_s = 0.117$ GeV, $m_W = 79.958$ GeV, $\Gamma_W = 2.028$ GeV,
- $\alpha = 1/127.9$, $\sin \theta_W = 0.48076$, $\alpha_s(m_Z) = 0.117$ (значение и метод эволюции определяется набором PDF),
- Партонные функции распределения `steq6m` группы CTEQ [22]
- Значение параметра факторизации КХД выбрано согласно условию, что полное сечение в LO приближении было как можно ближе к полному сечению в NLO приближении [11]. Это дает характерный масштаб факторизации $Q_{QCD} \approx m_t/2$ для t -канального и $Q_{QCD} \approx m_t$ для s -канального процессов [19].

В работе [9] показано, что результаты NLO вычислений для s -канального процесса полностью совпадают с LO вычислениями с использованием вычисленного K -фактора. Поэтому процедура создания образцов событий для s -канала очень проста, мы приготовили образцы событий для процессов $pp \rightarrow t\bar{b}$ и $p\bar{p} \rightarrow \bar{t}b$ (для Теватрона начальное состояние – $p\bar{p}$) в лидирующем порядке, но с использованием NLO функций распределения партонов `steq6m` и, затем, нормировали на полное NLO сечение. LO и NLO сечения приведены в табл. 1, 2 и 5. Получившееся отношение сечений равно 1.3 для LHC и 1.5 для Теватрона.

Для точного и корректного моделирования t -канального процесса рождения одиночного t -кварка необходимо учитывать значительный вклад реальной NLO поправки

Таблица 3: Сечение процесса $pp \rightarrow tq\bar{b}$ с учетом обрезания $P_T(b) > 10$ ГэВ с использованием NLO функций распределения партонов. Для LHC сечение равно 82.3 пбн, для Теватрона сечение процесса $p\bar{p} \rightarrow tq\bar{b} - 0.379$ пбн (числа в скобках). Выбор значения обрезания объяснен в следующем разделе.

Подпроцессы		
$ug \rightarrow dtb$	$ug \rightarrow stb$	$dg \rightarrow \bar{c}tb$
$gu \rightarrow dt\bar{b}$	$gu \rightarrow st\bar{b}$	$g\bar{d} \rightarrow \bar{c}t\bar{b}$
$cg \rightarrow dt\bar{b}$	$cg \rightarrow st\bar{b}$	$\bar{s}g \rightarrow \bar{c}t\bar{b}$
$gc \rightarrow dt\bar{b}$	$gc \rightarrow st\bar{b}$	$g\bar{s} \rightarrow \bar{c}t\bar{b}$
$\bar{d}g \rightarrow \bar{u}t\bar{b}$		
$g\bar{d} \rightarrow \bar{u}t\bar{b}$		
$\bar{s}g \rightarrow \bar{u}t\bar{b}$		
$g\bar{s} \rightarrow \bar{u}t\bar{b}$		
68.8 (0.328) пбн	7.6 (0.03) пбн	5.9 (0.021) пбн

с расщеплением глюона $g \rightarrow b\bar{b}$ (диаграмма (d) на рис. 2). Один из путей правильного учета этой поправки – объединение диаграмм $2 \rightarrow 2$ (с b-кварком в начальном состоянии) и диаграмм $2 \rightarrow 3$ с явным включением подграфа $g \rightarrow b\bar{b}$ в диаграмму. При таком объединении необходимо вычесть первый член в разложении функции расщепления глюона ($g \rightarrow b\bar{b}$), что бы избежать его двойного учета из PDF и древесного матричного элемента [3, 11, 4]. Однако из-за проблем, описанных в предыдущем разделе, мы разработали другой путь для моделирования этой поправки – метод эффективного NLO приближения, описанный в следующем разделе. Для его использования необходимы 3 ингредиента: события для процессов $pp \rightarrow tq(\bar{t}q)$ и $pp \rightarrow tq(\bar{t}q) + b$ и полное NLO сечение для $pp \rightarrow tq + \bar{t}q$ (для Теватрона начальное состояние – $p\bar{p}$).

В таблицах 3 и 4 приведены полные LO сечения рождения t-кварка и \bar{t} -кварка в t -канальном процессе соответственно.

Нужно отметить, что процесс $pp \rightarrow tbq$ имеет такое же конечное состояние, что и t -канальный процесс. Однако, естественно рассматривать его, как NLO поправку к s -канальному процессу рождения, и учитывать при расчете реакции s -канального рождения одиночного t-кварка. Поэтому мы не будем включать сечение $pp \rightarrow tbq$ в таблицы полных сечений t -канального процесса.

Для разработанной процедуры генерации событий нам нужны также события для процесса $pp \rightarrow tj(\bar{t}j)$, т.е. события в LO приближении. Однако, сечение этого процесса мы приводить не будем, так как, при объединении с событиями для $2 \rightarrow 3$, оно будет вычисляется из NLO сечения. Полные NLO сечения для s -канального и t -канального процессов мы взяли из работы [8]. Они собраны в таблице 5.

Для генерации событий мы использовали пакет символьных и численных вычислений CompHEP [16]. Генератор "SingleTop" создает события на партонном уровне для конечных частиц. После этого события подаются на вход генератора PYTHIA с помощью пакета CRUTH [25], интерфейсной библиотеки между программами CompHEP и PYTHIA. Программа PYTHIA используется для моделирования глюонного излучения (ISR/FSR), адронизации кварков и эффектов множественного взаимодействия. Далее,

Таблица 4: Сечение процесса $pp \rightarrow \bar{t}qb$ с учетом обрезания $P_T(b) > 10$ ГэВ с использованием NLO функций распределения партонов. Для ЛНС сечение равно 47.9 пбн, для Теватрона сечение процесса $p\bar{p} \rightarrow \bar{t}qb$ – 0.379 пбн (числа в скобках). Выбор значения обрезания объяснен в следующем разделе.

Подпроцессы		
$\bar{u}g \rightarrow d\bar{t}b$	$\bar{u}g \rightarrow s\bar{t}b$	$dg \rightarrow c\bar{t}b$
$g\bar{u} \rightarrow d\bar{t}b$	$g\bar{u} \rightarrow s\bar{t}b$	$gd \rightarrow c\bar{t}b$
$\bar{c}g \rightarrow d\bar{t}b$	$\bar{c}g \rightarrow s\bar{t}b$	$sg \rightarrow c\bar{t}b$
$g\bar{c} \rightarrow d\bar{t}b$	$g\bar{c} \rightarrow s\bar{t}b$	$gs \rightarrow c\bar{t}b$
$dg \rightarrow u\bar{t}b$		
$gd \rightarrow u\bar{t}b$		
$sg \rightarrow u\bar{t}b$		
$gs \rightarrow u\bar{t}b$		
36.2 (0.328) пб	4.9 (0.03) пб	6.8 (0.021) пб

Таблица 5: Полное сечение процесса рождения одиночного t -кварка в NLO приближении для $m_t=175$ [8]. Использовались функции распределения партонов `steq5m1`, а КХД масштаб равен M_{tb} для s -канального и $\sqrt{s} - (p_t - p_b)$ для линии легких кварков и $\sqrt{s} - (p_t - p_b + m_t^2)$ для линии тяжелых кварков в t -канальном процессе. Погрешность включает статистическую ошибку (0.1 ÷ 0.4%) и ошибку варьирования КХД масштаба (для Теватрона – ±5% и для ЛНС – ±2%).

Процесс		t -канальный	s -канальный
	t	152.6 ± 3.1	6.55 ± 0.14
ЛНС (пб)	\bar{t}	90.0 ± 1.9	4.1 ± 0.1
	$\bar{t}+t$	242.6 ± 3.6	10.6 ± 0.17
	t	0.95 ± 0.1	0.44 ± 0.04
Теватрон (пб)	\bar{t}	0.95 ± 0.1	0.44 ± 0.04
	$t+t$	1.9 ± 0.1	0.88 ± 0.05

события взаимодействия могут быть доведены до моделирования отклика реального детектора. В такой постановке задачи генератор сохраняет правильную спиновую структуру события и, поэтому, все спиновые корреляции в распадах учтены. Для дальнейшего исследования были подготовлены образцы событий для всех необходимых подпроцессов. Данные образцы представляют первую версию генератора "SingleTop" 1.0. Все файлы с событиями доступны в базах данных Монте-Карло событий коллабораций CMS [26] и D0 [27].

3 Метод моделирования событий в эффективном NLO приближении.

Сечения t -канального процесса (табл. 3 и 4) получены в древесном приближении с учетом полного набора диаграмм Фейнмана, где t -кварк появляется вместе с дополнительными b -кварком и легким кварком в конечном состоянии (процесс $2 \rightarrow 3$ ¹). Однако, расчет процесса $2 \rightarrow 3$ в древесном приближении не включает большие логарифмические КХД поправки, связанные с графом диаграммы $g \rightarrow b\bar{b}$ и возникающие в области малого поперечного импульса b -кварка. Эти поправки можно пересуммировать стандартным способом и включить в партонные распределения b -кварков в протоне. В этом случае LO приближением t -канального процесса будет реакция $2 \rightarrow 2$ с b -кварком в начальном состоянии (диаграмма (а) на рис. 1). Но, очевидно, в конечном состоянии все равно должен появиться b -кварк, так как b -кварки могут возникнуть в протоне только парно, из глюона, находящегося вне массовой поверхности ($g^* \rightarrow b\bar{b}$). Конечный b -кварк в процессе $2 \rightarrow 2$ можно смоделировать с помощью механизма ISR, партонного ливня, идущего от начального партона. Дополнительный конечный b -кварк появится в одном из ветвлений ливня, когда используется ядро $g^* \rightarrow b\bar{b}$ ². Один из двух b -кварков будет начальным партонном жесткой реакции, а второй уйдет в конечное состояние. Далее мы покажем, что комбинация событий для процессов $2 \rightarrow 2$ и $2 \rightarrow 3$ позволяет эффективно создать образцы событий NLO точности.

Расчет процесса $2 \rightarrow 3$ в древесном приближении не включает большие логарифмические поправки, связанные с процессом $g^* \rightarrow b\bar{b}$, но корректно моделирует поведение P_T b -кварка в жесткой области. Наоборот, с помощью введения партонного распределения b -кварков и моделирования конечного b -кварка механизмом ISR можно создать правильные события с мягким b -кварком, а вклад жесткой области по $P_T(b)$ будет серьезно недооценен. Таким образом, в различных областях по $P_T(b)$ нужно использовать разные приближения. К сожалению, невозможно прямое, наивное объединение образцов событий процессов $2 \rightarrow 2$ и $2 \rightarrow 3$, так как вклад некоторой области фазового пространства будет учитываться два раза. Решением проблемы двойного учета может быть разделение областей использования методов расчета по некоторому характерному кинематическому параметру.

¹Заметим, что все события подготовлены с распавшимся t -кварком, поэтому название $2 \rightarrow 3$ для этого процесса условно. На партонном уровне это процесс $2 \rightarrow 5$, три частицы – продукты распада t -кварка + два дополнительных кварка

²Обсуждение поведения b -кварков в мягкой области по поперечному импульсу можно посмотреть в работах [24, 23].

На рис. 4–7 изображены нормированные на единицу распределения, созданные двумя различными способами расчета для коллайдеров ЛНС и Теватрон. Распределения по P_T и псевдобыстроте t -кварка и легкого кварка одинаковы, как для случая ЛНС (рис. 4), так и для коллайдера Теватрон (рис. 6). Однако, распределения для дополнительного b -кварка (идущего не от распада t -кварка) существенно различаются (рис. 5 и 7). Распределение по псевдобыстроте $\eta(b)$ имеет пики при больших значениях быстроты, по сравнению с распределениями, полученными при расчете с полным древесным матричным элементом $2 \rightarrow 3$, где b -кварки распределены в центральной области. А спектр $P_T(b)$, созданный с помощью механизма ISR в генераторе PYTHIA, как мы и ожидали, получился мягче. Если мы наложим кинематическое обрезание $P_T(b) > 20$ ГэВ, сечение для процесса $pp \rightarrow tq + \bar{b}$, созданного с учетом полного матричного матричного элемента (116 пбн), будет в несколько раз больше, чем для процесса $2 \rightarrow 2 + b_{ISR}$ (25.4 пбн). Соответствующие распределения представлены на рис. 5.

Основной вклад больших логарифмических поправок появляется в мягкой области по $P_T(b)$, поэтому разумно выбрать кинематическим параметром для разделения ”мягкой” и ”жесткой” областей именно поперечный импульс дополнительного b -кварка. Для получения событий в NLO приближении, мы применим следующую процедуру. В жесткой области по $P_T(b)$, выше некоторого порога P_T^0 , мы возьмем события для процесса $2 \rightarrow 3$ с сечением, вычисленным в CompHEP. А в мягкой области мы возьмем события для процесса $2 \rightarrow 2$, но с сечением умноженным на некоторый k -фактор для учета вклада петлевых поправок, слабо изменяющих кинематику. k -фактор можно вычислить из условия нормировки сечения получившегося образца событий на полное NLO сечение t -канального процесса:

$$\sigma_{NLO} = k \cdot \sigma_{PYTHIA}(2 \rightarrow 2)|_{P_T(b) < P_T^0} + \sigma_{CompHEP}(2 \rightarrow 3)|_{P_T(b) > P_T^0},$$

Из формулы видно, что коэффициент k будет функцией параметра шивки P_T^0 . Например, в случае ЛНС коллайдера мы имеем

$$\sigma_{CompHEP}(2 \rightarrow 3)|_{P_T^b > 20 \text{ ГэВ}} \approx 108.7 \text{ пб},$$

$$\sigma_{CompHEP}(2 \rightarrow 3)|_{P_T^b > 10 \text{ ГэВ}} \approx 125.7 \text{ пб}$$

и $k=0.89$ для $P_T^0 = 20$ ГэВ и $k=0.77$ для $P_T^0 = 10$ ГэВ, а для коллайдера Теватрон получаем

$$\sigma_{CompHEP}(2 \rightarrow 3)|_{P_T^b > 20 \text{ ГэВ}} \approx 0.46 \text{ пб}$$

$$\sigma_{CompHEP}(2 \rightarrow 3)|_{P_T^b > 10 \text{ ГэВ}} \approx 0.72 \text{ пб}.$$

и $k=1.32$ для $P_T^0 = 20$ ГэВ и $k=1.21$ для $P_T^0 = 10$ ГэВ.

Естественным условием правильно найденного значения параметра шивки $P_T^0(b)$ является гладкость распределения по P_T дополнительного b -кварка во всей кинематической области. На рис. 8 и 9 показаны результаты шивки при значении $P_T^0(b) = 20$ ГэВ. На распределениях по $P_T(b)$ можно видеть большую выпуклость в районе шивки. После некоторого исследования мы нашли, что при значении параметра шивки $P_T^0(b) = 10$ ГэВ, распределение по $P_T(b)$ становится гладким. Соответствующие распределения показаны на рис. 10 и 11. Следовательно, границей между ”жесткой” и ”мягкой”

областями будет $P_T^0(b) = 10$ ГэВ и построение процедуры генерации событий во всем фазовом объеме закончено. Этот алгоритм мы предлагаем назвать эффективным NLO приближением.

4 Сравнение эффективного NLO приближения и точных NLO вычислений.

Как уже было отмечено в разделе 2, в работе [9] продемонстрировано, что результаты NLO вычислений для s -канального процесса полностью совпадают с LO вычислениями с точностью до некоторого К-фактора. Поэтому распределения для LO и NLO будут совпадать.

Генератор "SingleTop", описанный в предыдущем разделе, реализует эффективную модель генерации событий рождения одиночного t -кварка с учетом NLO поправок. Для наглядного подтверждения правомерности такого подхода, мы сравнили наиболее показательные распределения, построенные на основе полученного образца событий, и распределения, полученные при учете точных NLO поправок. Мы провели сравнение с результатами двух независимых NLO вычислений. Программы ZTOP [9] и MCFM [10] могут строить кинематические распределения с учетом NLO поправок. В ZTOP t -кварк моделируется нераспавшимся, а MCFM учитывает NLO поправки также и в распаде t -кварка³. Поэтому мы сравнили распределения по поперечному импульсу и псевдобыстроте конечных кварков для программ ZTOP и "SingleTop". Они приведены на рис. 13 и находятся в хорошем согласии друг с другом. А распределения по поперечному импульсу и псевдобыстроте лептонов из распада t -кварка мы получили с помощью "SingleTop" и MCFM. Они приведены на рис. 12 и также практически совпадают.

Проведенное сравнение демонстрирует прекрасное согласие распределений, полученных с помощью генератора "SingleTop" и программ ZTOP и MCFM, для всех объектов конечного состояния в t -канальном процессе, что является дополнительным обоснованием предложенного подхода для генерации событий методом эффективного NLO приближения.

5 Заключение.

Разработан метод моделирования событий электрослабого рождения t -кварков, позволяющий эффективно учитывать NLO поправку теории возмущений на уровне генерации Монте-Карло событий и решить такие проблемы, как появление событий с отрицательными весами и двойной учет ряда фейнмановских диаграмм. На основе метода создана первая версия Монте-Карло генератора "SingleTop". С помощью созданного генератора, интерфейсного пакета CRYTH и генератора PYTHIA были приготовлены различные образцы событий рождения одиночного t -кварка в t -канальном и s -канальном процессах для коллайдеров Теватрон и LHC. Созданные события используются научными группами коллабораций D0 и CMS в экспериментальных анализах и доступны в

³Нужно отметить, что события в "SingleTop" создаются с партонами ливнями для конечных кварков, тем самым в "SingleTop" учтена большая часть NLO поправок к распаду t -кварка.

базах хранения образцов Монте-Карло событий FNAL MCDB [27] и CMS MCDB [26] соответственно.

Мы нашли, что значение $P_T^b = 10$ ГэВ является границей между ”жесткой” и ”мягкой” областями по P_T дополнительного конечного b -кварка в t -канальном процессе. ”Жесткая” и ”мягкая” области требуют различных методов расчета сечения и генерации событий. События с $P_T^b > 10$ создаются в генераторе ”SingleTop” частью кода, где учитывается полный набор древесных диаграмм для $pp(p\bar{p}) \rightarrow t\bar{b}j + \bar{t}bj$, а события с $P_T^b < 10$ ГэВ создаются частью кода для процесса $pp(p\bar{p}) \rightarrow tj + \bar{t}j$, где дополнительный b -кварк появляется в партонном ливне в начальном состоянии. Партонный ливень моделируется с помощью генератора PYTHIA. ”Жесткая” и ”мягкая” области образуют полный фазовый объем для процесса $pp(p\bar{p}) \rightarrow t\bar{b}j + \bar{t}bj$, а сечение в ”мягкой” области нормируется так, что полное сечение равно σ_{NLO} для t -канального процесса. Процедура шивки образцов событий названа методом моделирования событий в эффективном NLO приближении.

Генератор ”SingleTop”, основанный на пакете символьных и численных вычислений CompHEP, учитывает NLO поправки в рождении и распаде t -кварка, спиновые корреляции t -кварка, конечные ширины t -кварка и W -бозона. Он может отдельно моделировать процессы рождения t - и \bar{t} -кварков как в рамках Стандартной Модели, так и с учетом аномальных вкладов в Wtb вершину [19] ($V+A$ структуры и магнитных моментов частиц) и FCNC вершин. Генератор ”SingleTop” отражает все тонкости современного понимания процессов рождения одиночного t -кварка и является мощным инструментом для феноменологического анализа процессов с участием t -кварка.

6 Благодарности.

Работа была выполнена при поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований (гранты 04-02-16476 и 04-02-17448), программы ”Университеты России” (грант UR.02.03.028), программы Министерства Образования и Науки России ”Ведущие научные школы” (NS.1685.2003.3) и гранта Фонда ”Династия”.

Список литературы

- [1] F. Abe *et al.* [CDF Collaboration], Phys. Rev. Lett. **74**, 2626 (1995) [arXiv:hep-ex/9503002]; S. Abachi *et al.* [D0 Collaboration], Phys. Rev. Lett. **74**, 2632 (1995) [arXiv:hep-ex/9503003]
- [2] P. A. Movilla Fernandez [CDF Collaboration], Nucl. Phys. Proc. Suppl. **142** (2005) 408 [arXiv:hep-ex/0409001]; V. M. Abazov *et al.* [D0 Collaboration], Nature **429** (2004) 638 [arXiv:hep-ex/0406031]
- [3] S. S. D. Willenbrock and D. A. Dicus, Phys. Rev. D **34** (1986) 155. C. P. Yuan, Phys. Rev. D **41**, 42 (1990). G. V. Jikia and S. R. Slabospitsky, Sov. J. Nucl. Phys. **55** (1992) 1387 [Phys. Lett. B **295** (1992 YAFIA,55,2491-2501.1992) 136]; R. K. Ellis and S. J. Parke, Phys. Rev. D **46** (1992) 3785. G. Bordes and B. van Eijk, Z. Phys. C **57** (1993) 81. G. Bordes and B. van Eijk, Nucl. Phys. B **435** (1995) 23. S. Cortese and R. Petronzio, Phys. Lett. B **253** (1991) 494; D. O. Carlson, E. Malkawi and C. P. Yuan, Phys. Lett. B **337** (1994) 145 [arXiv:hep-ph/9405277]; T. Stelzer and S. Willenbrock, Phys. Lett. B **357** (1995) 125 [arXiv:hep-ph/9505433]; R. Pittau, Phys. Lett. B **386** (1996) 397 [arXiv:hep-ph/9603265]; D. Atwood, S. Bar-Shalom, G. Eilam and A. Soni, Phys. Rev. D **54** (1996) 5412 [arXiv:hep-ph/9605345]; C. S. Li, R. J. Oakes and J. M. Yang, Phys. Rev. D **55** (1997) 1672 [arXiv:hep-ph/9608460]; C. S. Li, R. J. Oakes and J. M. Yang, Phys. Rev. D **55** (1997) 5780 [arXiv:hep-ph/9611455]; T. Stelzer, Z. Sullivan and S. Willenbrock, Phys. Rev. D **56** (1997) 5919 [arXiv:hep-ph/9705398]; S. Bar-Shalom, G. Eilam, A. Soni and J. Wudka, Phys. Rev. D **57** (1998) 2957 [arXiv:hep-ph/9708358]; . Tait and C. P. Yuan, arXiv:hep-ph/9710372
- [4] A. P. Heinson, A. S. Belyaev and E. E. Boos, Phys. Rev. D **56**, 3114 (1997) [arXiv:hep-ph/9612424]
- [5] A. S. Belyaev, E. E. Boos and L. V. Dudko, Phys. Rev. D **59**, 075001 (1999) [arXiv:hep-ph/9806332]
- [6] M. C. Smith and S. Willenbrock, Phys. Rev. D **54** (1996) 6696 [arXiv:hep-ph/9604223]
- [7] T. Stelzer, Z. Sullivan and S. Willenbrock, Phys. Rev. D **58**, 094021 (1998) [arXiv:hep-ph/9807340]
- [8] B. W. Harris, E. Laenen, L. Phaf, Z. Sullivan and S. Weinzierl, Phys. Rev. D **66**, 054024 (2002) [arXiv:hep-ph/0207055]
- [9] Z. Sullivan, Phys. Rev. D **70**, 114012 (2004) [arXiv:hep-ph/0408049]
- [10] J. Campbell, R. K. Ellis and F. Tramontano, Phys. Rev. D **70**, 094012 (2004) [arXiv:hep-ph/0408158]
- [11] T. Stelzer, Z. Sullivan and S. Willenbrock, Phys. Rev. D **56**, 5919 (1997) [arXiv:hep-ph/9705398]

- [12] Q. H. Cao, R. Schwienhorst and C. P. Yuan, Phys. Rev. D **71** (2005) 054023 [arXiv:hep-ph/0409040].
- [13] D. O. Carlson and C. P. Yuan, Phys. Lett. B **306** (1993) 386
- [14] S. R. Slabospitsky and L. Sonnenschein, Comput. Phys. Commun. **148** (2002) 87 [arXiv:hep-ph/0201292]
- [15] F. Maltoni and T. Stelzer, JHEP **0302**, 027 (2003) [arXiv:hep-ph/0208156]
- [16] E. Boos *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **534** (2004) 250 [arXiv:hep-ph/0403113]
- [17] T. Sjostrand, P. Eden, C. Friberg, L. Lonnblad, G. Miu, S. Mrenna and E. Norrbin, Comput. Phys. Commun. **135** (2001) 238 [arXiv:hep-ph/0010017]
- [18] G. Mahlon and S. J. Parke, Phys. Rev. D **55**, 7249 (1997) [arXiv:hep-ph/9611367]; G. Mahlon and S. J. Parke, Phys. Lett. B **476**, 323 (2000) [arXiv:hep-ph/9912458] E. E. Boos and A. V. Sherstnev, Phys. Lett. B **534** (2002) 97 [arXiv:hep-ph/0201271].
- [19] E. Boos, L. Dudko and T. Ohl, Eur. Phys. J. C **11**, 473 (1999) [arXiv:hep-ph/9903215]
- [20] E. Boos, L. Dudko and V. Savrin, CMS Note 2000/065
- [21] A. Belyaev and E. Boos, Phys. Rev. D **63**, 034012 (2001) [arXiv:hep-ph/0003260] T. M. P. Tait, Phys. Rev. D **61** (2000) 034001 [arXiv:hep-ph/9909352].
- [22] J. Pumplin, D. R. Stump, J. Huston, H. L. Lai, P. Nadolsky and W. K. Tung, JHEP **0207**, 012 (2002) [arXiv:hep-ph/0201195]
- [23] J. Campbell *et al.*, arXiv:hep-ph/0405302.
- [24] E. Boos and T. Plehn, Phys. Rev. D **69** (2004) 094005 [arXiv:hep-ph/0304034].
- [25] V. Ilyin *et al.*, arXiv:hep-ph/0101232
- [26] <http://cmsdoc.cern.ch/cms/generators/mcdb/>
- [27] <http://www-d0.fnal.gov/~dudko/mcdb/>

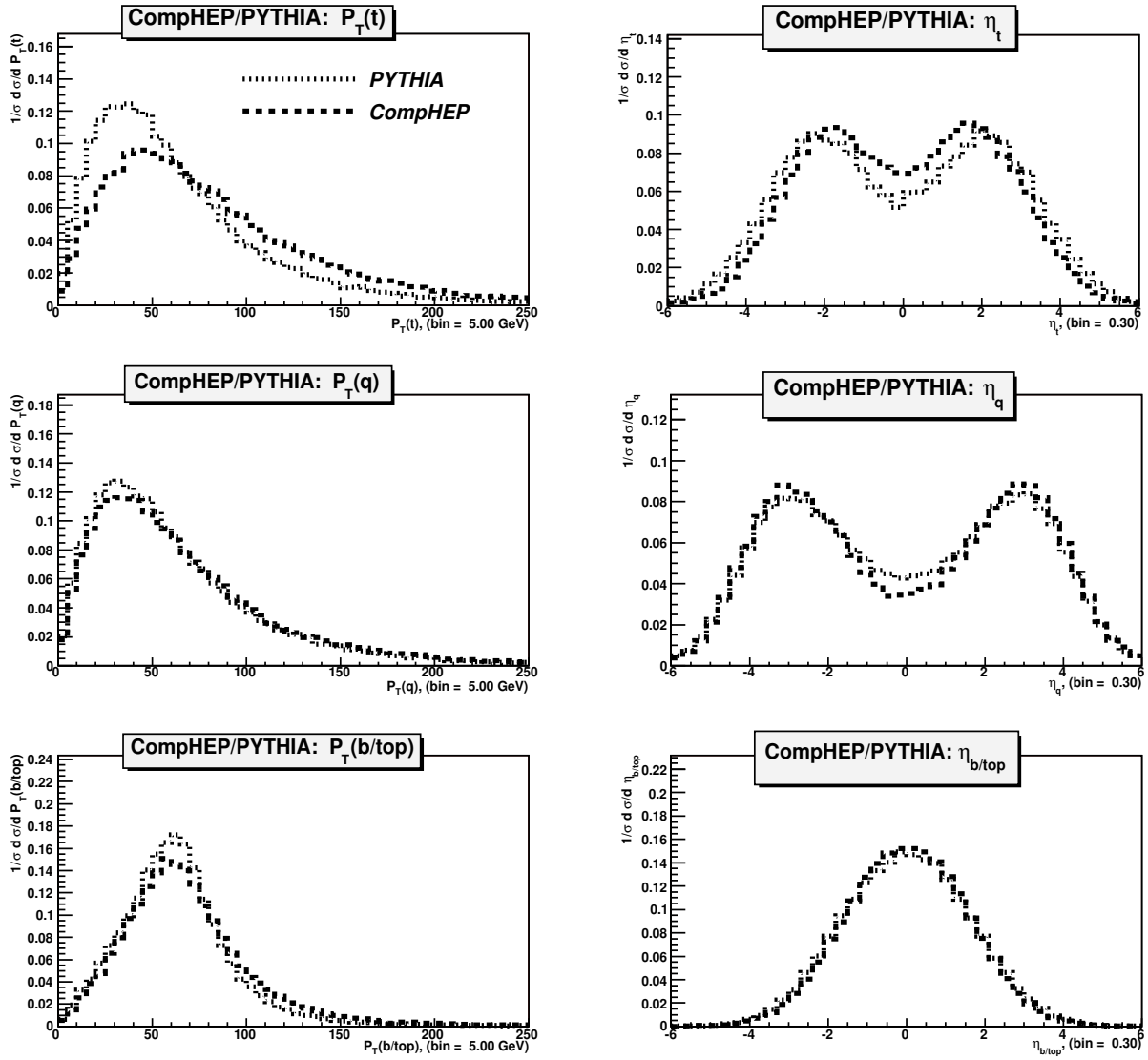


Рис. 4: Сравнение распределений по поперечному импульсу P_T и псевдобыстроте η частиц процессов $pp \rightarrow tq + \bar{b}_{ISR}$ (PYTHIA) и $pp \rightarrow tq + \bar{b}$ (CompHEP) для коллайдера LHC. Распределения нормированы на единицу. Кинематические обрезания не применены.

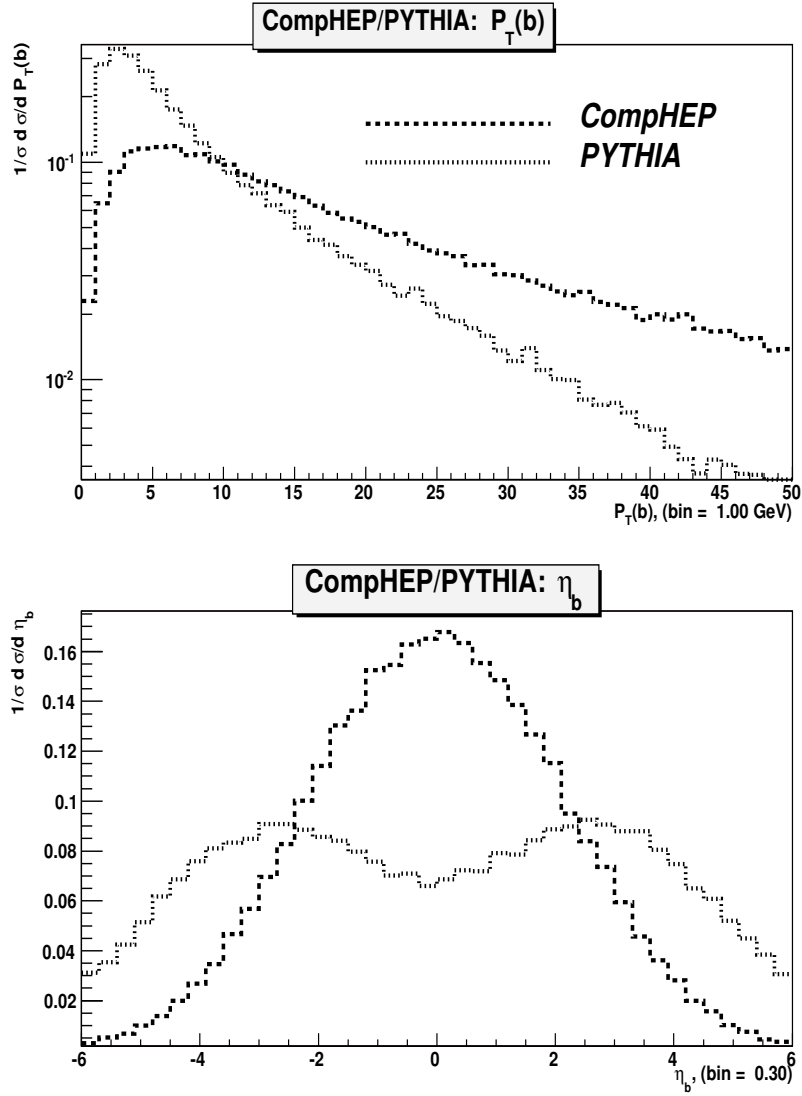


Рис. 5: Сравнение распределений поперечного импульса P_T и быстроты η дополнительного конечного b -кварка в t -канальном процессе для коллайдера LHC. CompHEP – процесс $pp \rightarrow tq + \bar{b}$, PYTHIA – процесс $pp \rightarrow tq + \bar{b}_{ISR}$. Распределения нормированы на единицу. Кинематические обрезания не применены.

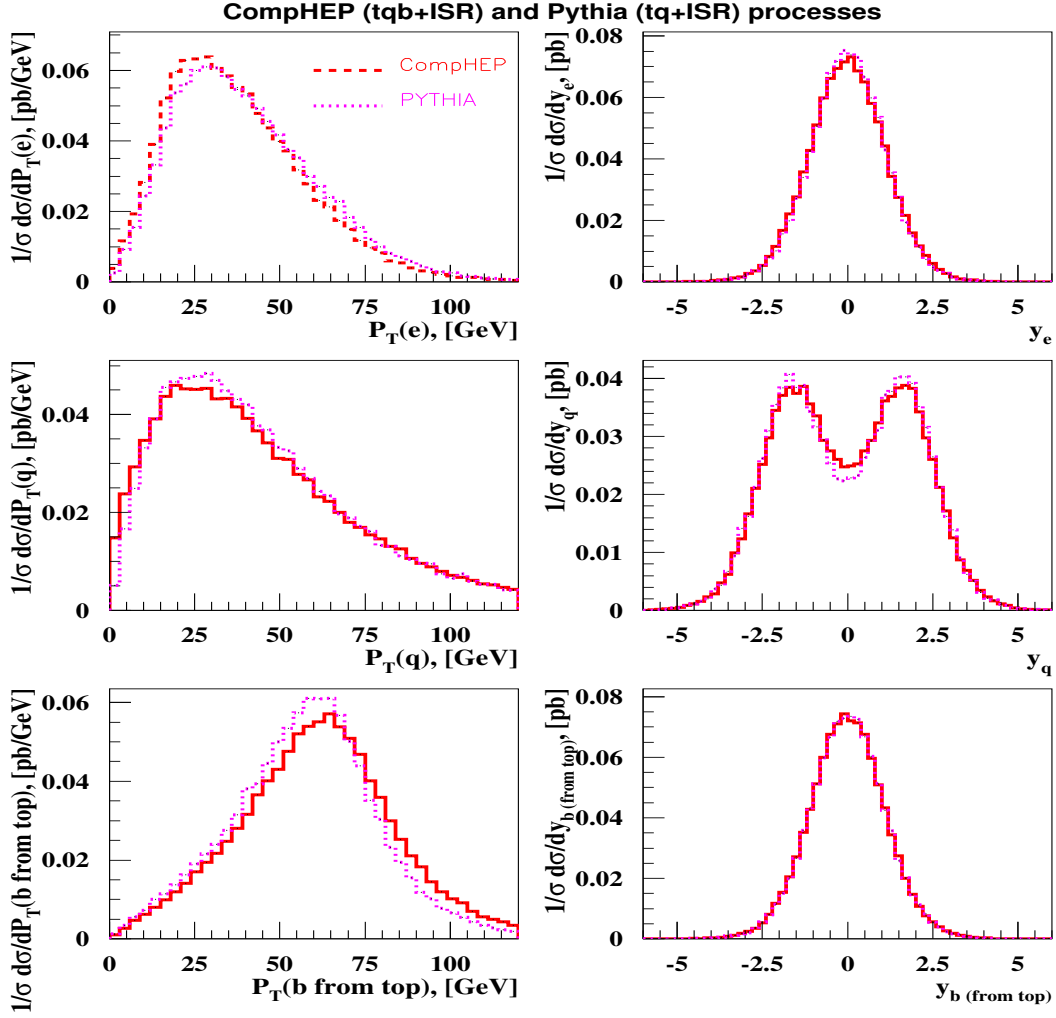


Рис. 6: Сравнение распределений по поперечному импульсу P_T и псевдобыстроте η частиц процессов $pp \rightarrow tq + \bar{b}_{ISR}$ (PYTHIA) и $pp \rightarrow tq + \bar{b}$ (CompHEP) для коллайдера Теватрон. Распределения нормированы на единицу. Кинематические обрезаия не применены.

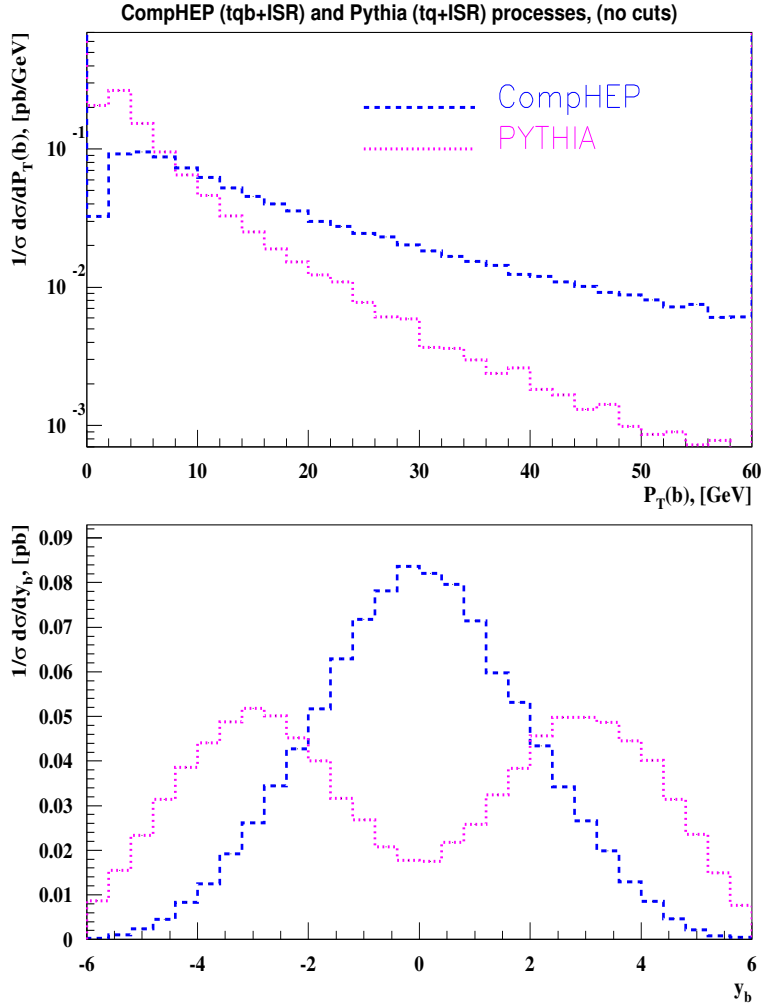


Рис. 7: Сравнение распределений поперечного импульса P_T и быстроты η дополнительного конечного b -кварка в t -канальном процессе для коллайдера Теватрон. CompHEP – процесс $pp \rightarrow tq + \bar{b}$, PYTHIA – процесс $pp \rightarrow tq + \bar{b}_{ISR}$. Распределения нормированы на единицу. Кинематические обрезания не применены.

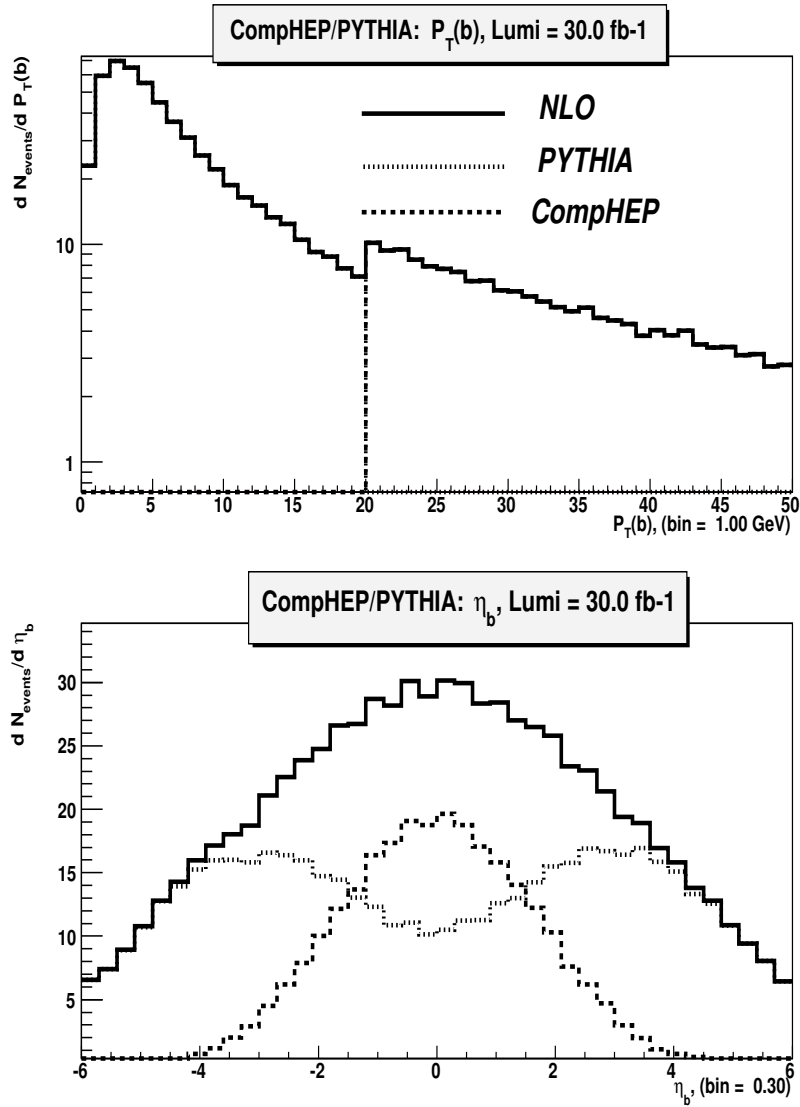


Рис. 8: Распределения для b-кварка после объединения событий процессов $pp \rightarrow tq + \bar{b}_{ISR}$ (PYTHIA) и $pp \rightarrow tq + \bar{b}$ (CompHEP) для коллайдера LHC с параметром сшивки $P_T^0(b) = 20$ ГэВ.

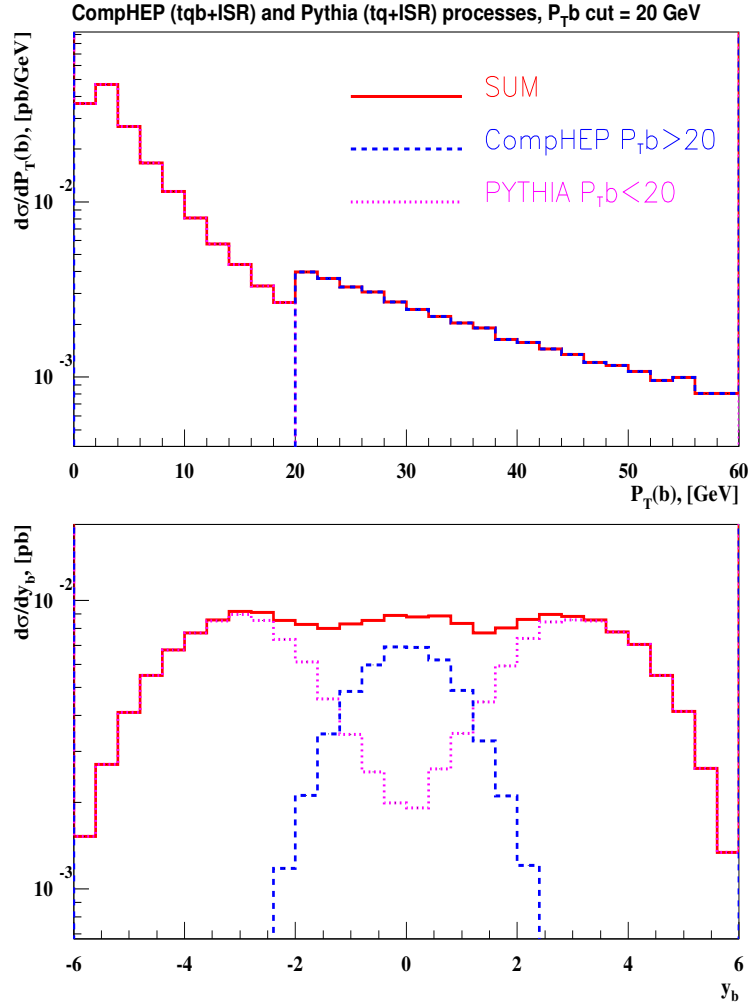


Рис. 9: Распределения для b-кварка после объединения событий процессов $pp \rightarrow tq + \bar{b}_{ISR}$ (PYTHIA) и $pp \rightarrow tq + \bar{b}$ (CompHEP) для коллайдера Теватрон с параметром сшивки $P_T^0(b) = 20$ ГэВ.

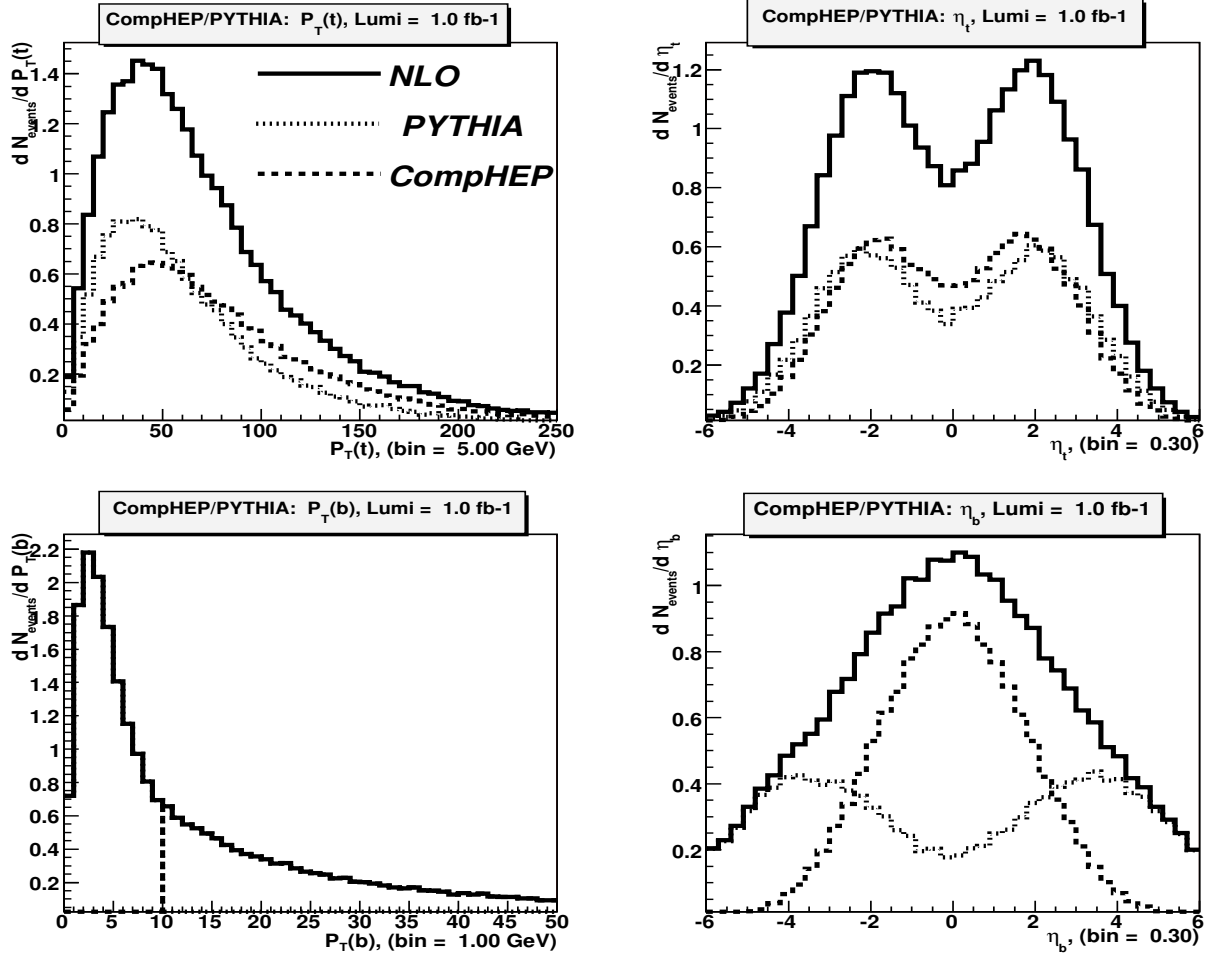


Рис. 10: Распределения после объединения событий процессов $pp \rightarrow tq + \bar{b}_{ISR}$ (PYTHIA) и $pp \rightarrow tq + \bar{b}$ (CompHEP) для случая коллайдера LHC с параметром сшивки $P_T^0(b) = 10 \text{ ГэВ}$.

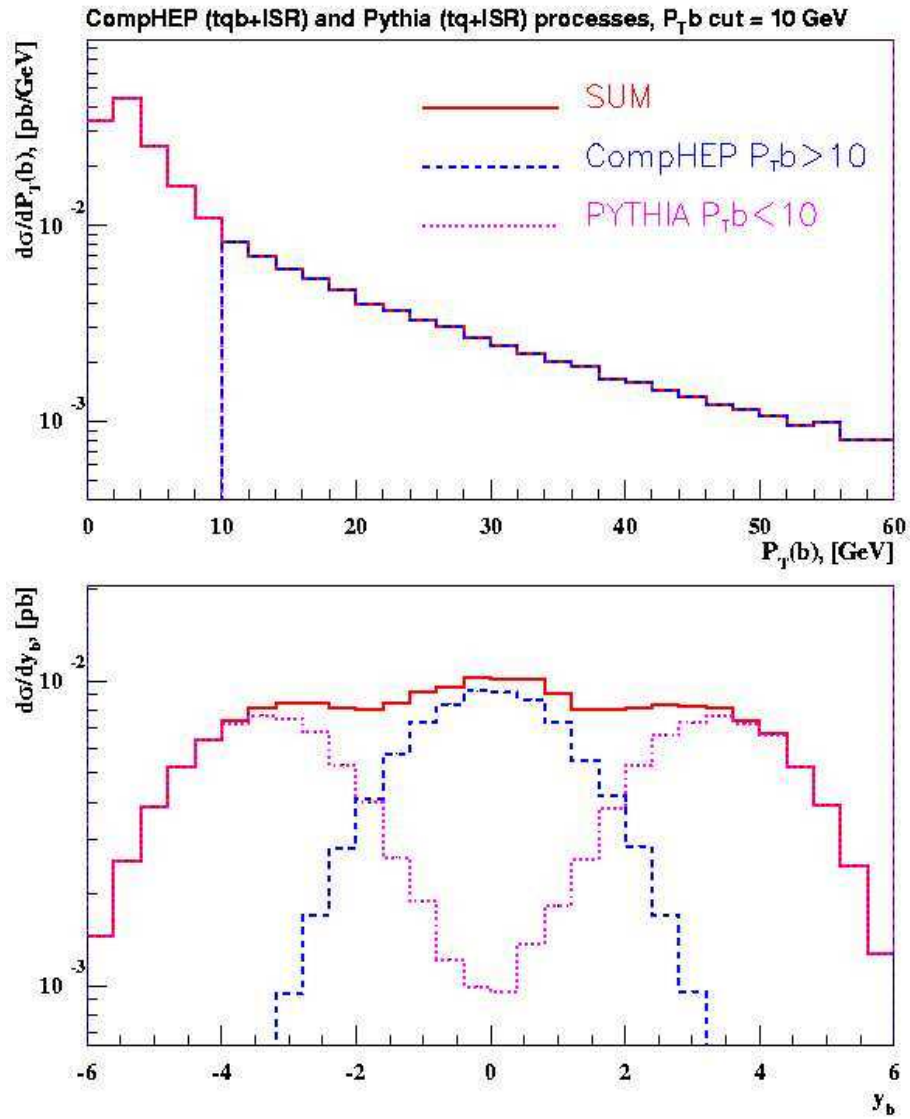


Рис. 11: Распределения после объединения событий процессов $pp \rightarrow tq + \bar{b}_{ISR}$ (PYTHIA) и $pp \rightarrow tq + \bar{b}$ (CompHEP) для коллайдера Теватрон с параметром сшивки $P_T^0(b) = 10$ ГэВ.

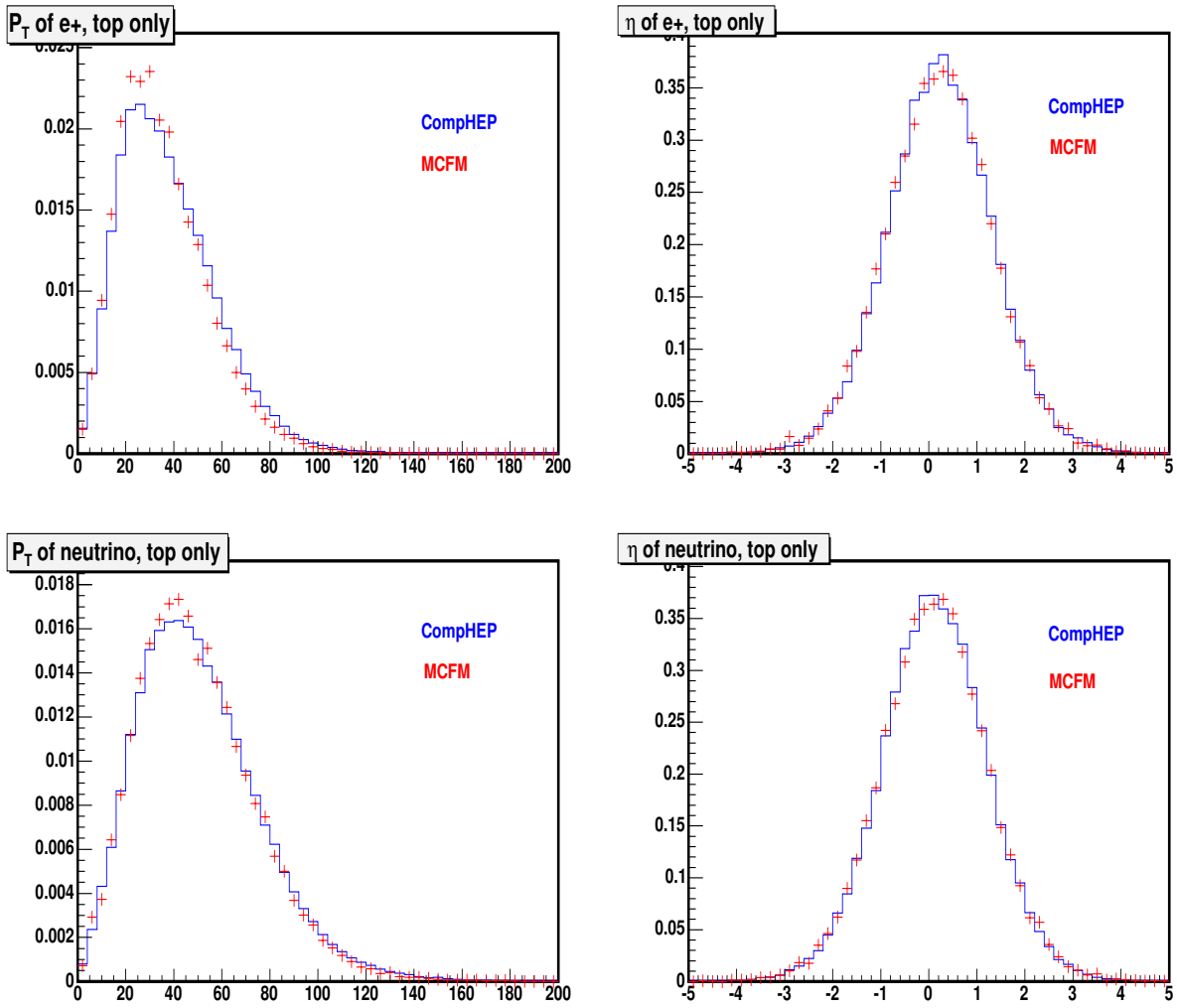


Рис. 12: Распределения по поперечному импульсу и псевдобыстроте лептона и нейтрино из распавшегося t -кварка в эффективном NLO приближении ("SingleTop") и при точном NLO вычислении (программа MCFM) для коллайдера Теватрон.

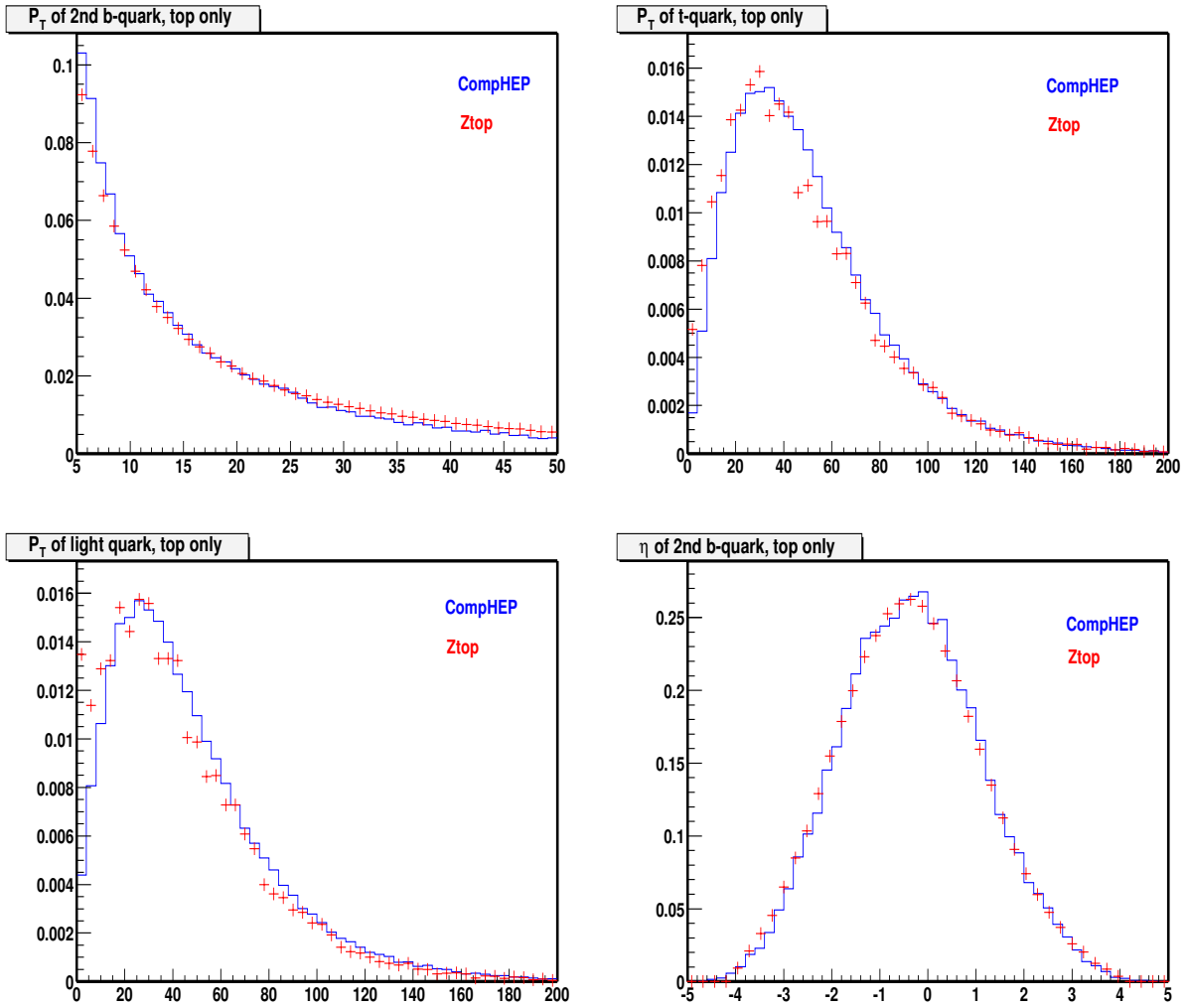


Рис. 13: Распределения по поперечному импульсу и псевдобыстроте конечных кварков в эффективном NLO приближении ("SingleTop") и при точном NLO вычислении (программа ZTOP) для коллайдера Теватрон.

**Эдуард Эрнстович Боос
Вячеслав Евгеньевич Буничев
Лев Владимирович Дудко
Виктор Иванович Саврин
Александр Владимирович Шерстнев**

**Метод моделирования событий электрослабого рождения
t-кварка в NLO приближении. Монте-Карло генератор
“SingleTop”**

Препринт НИИЯФ МГУ 2005-16/782

Работа поступила в ОНТИ 25 июня 2005 г.

**Издательство УНЦ ДО
ИД №00545 от 06.12.1999 г.**

117246, Москва, ул. Обручева, 55А
Тел./факс (095) 718-6966, 718-7767, 718-7785
e-mail: izdat@abiturcenter.ru
<http://www.abiturcenter.ru/izdat/>

Подписано в печать 27.05.2005 г. Формат 60×90/16
Бумага офсетная № 1. Усл.печ.л. 1.62
Тираж 50 экз. Заказ № 818

Отпечатано в Мини-типографии УНЦ ДО
<http://www.abiturcenter.ru/print/>
в полном соответствии с качеством
представленного оригинала-макета