

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ «НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЯДЕРНЫЙ
УНИВЕРСИТЕТ «МИФИ» (НИЯУ МИФИ)

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ И ТЕХНОЛОГИЙ
КАФЕДРА №40 «ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ»

ОТЧЕТ
О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА
АССОЦИАТИВНОГО РОЖДЕНИЯ БОЗОНА
ХИГГСА С ОДИНОЧНЫМ ТОП-КВАРКОМ НА
БОЛЬШОМ АДРОННОМ КОЛЛАЙДЕРЕ

Научный руководитель

к.ф.-м.н.

_____ Н. А. Гусейнов

Научный консультант

к.ф.-м.н.

_____ И. Р. Бойко

Студент

_____ А. Э. Дадашова

Москва 2026

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	3
1 Исследования процесса $pp \rightarrow tH$ на БАК	3
2 Генерация и реконструкция событий в первом порядке теории возмущений	6
2.1 Реконструкция нейтрино	7
2.2 Струи от b-кварков	9
2.3 Реконструкция масс топ-кварка и бозона Хиггса	12
2.4 Передняя струя	19
2.5 Сгенерированная база данных	21
3 Генерация и реконструкция событий в следующем порядке теории возмущений	44
4 Генерация событий в рамках ИВТ модели	67
5 Оценка чувствительности экспериментов на БАК к процессу $pp \rightarrow tHbq$ для Run3 и предстоящего High-Luminosity Run	69
Заключение	71
Список литературы	74

ВВЕДЕНИЕ

Построение Стандартной модели (СМ) завершилось открытием бозона Хиггса в экспериментах ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) и CMS (Compact Muon Solenoid) на Большом Адронном коллайдере (БАК) [1, 2], поэтому в настоящее время эксперименты в области физики элементарных частиц направлены преимущественно на прецизионное измерение параметров СМ и поиск «новой физики» – явлений, не описывающихся СМ и выходящих за рамки ее теоретических предсказаний.

Две самые тяжелые частицы Стандартной модели – бозон Хиггса и топ-кварк, изучены с относительно невысокой точностью, поэтому исследование взаимодействия между ними представляет особый интерес, так как позволит лучше понять природу бозона Хиггса и, возможно, откроет дверь в «новую физику».

1. ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОЦЕССА $pp \rightarrow tH$ НА БАК

Основными каналами рождения бозона Хиггса в протон-протонных столкновениях, наблюдаемыми на БАК, являются (рис.1):

- $gg \rightarrow H$ (глюонное слияние);
- $VV \rightarrow H$ (слияние векторных бозонов, далее $V - W$ или Z бозоны);
- $pp \rightarrow VH$ (совместное рождение с векторным бозоном);
- $pp \rightarrow ttH$ (совместное рождение с парой топ-кварков).

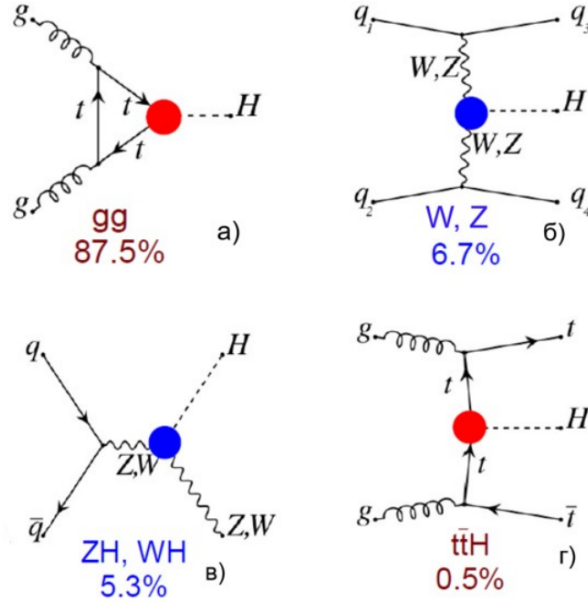


Рисунок 1 — Диаграммы в низшем порядке теории возмущения, дающие основной вклад в процессы рождения бозона Хиггса с указанием брэнчинга

Следующий по величине сечения канал рождения бозона Хиггса – рождение совместно с одиночным топ-кварком, в настоящее время все еще не обнаружен на БАК.

Сила взаимодействия между бозоном Хиггса и топ-кварком определяется константой Юкавы y_t . Если ее абсолютная величина была измерена в процессе $pp \rightarrow t\bar{t}H$ [3, 4], то комплексная фаза до сих пор неизвестна и может быть получена путем анализа процесса $pp \rightarrow tH$, диаграмма которого приведена на рисунке 2 и представляет собой в рамках первого порядка теории возмущения сумму двух диаграмм, соответствующих рождению бозона Хиггса в вершинах $t\bar{t}H$ и WWH . В СМ эти диаграммы деструктивно интерферируют из-за того, что их комплексные фазы противоположны [5]. Однако существует модель (Инвертированное взаимодействие топ-кварка, ИВТ), в которой комплексная фаза y_t изменена на 180° , что приводит к конструктивной интерференции диаграмм и, как следствие, увеличению сечения реакции более чем на порядок (рис.3) [6]. Поэтому исследуемый процесс рождения бозона Хиггса с одиночным топ-кварком чувствителен к знаку константы взаимодействия Юкавы, что позволяет проверить предсказания СМ и ИВТ.

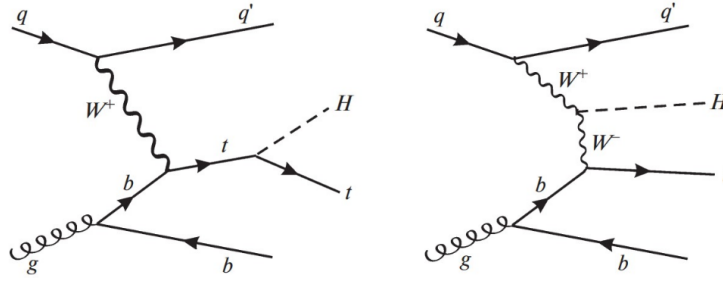


Рисунок 2 — Диаграммы $pp \rightarrow tH$ в первом порядке теории возмущений

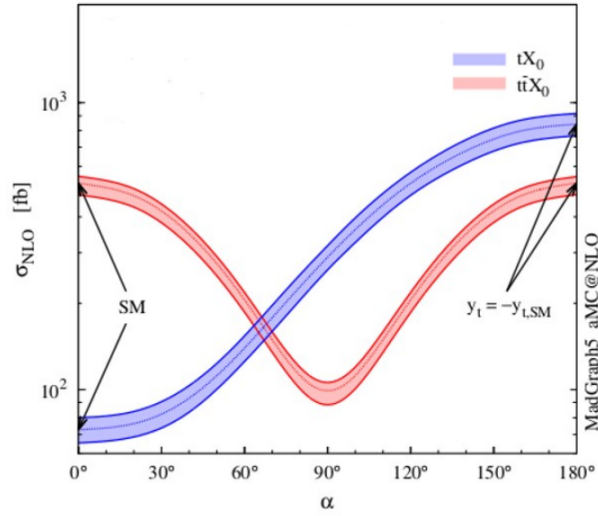


Рисунок 3 — Зависимость сечений процессов $pp \rightarrow tH$ и $pp \rightarrow ttH$ от комплексной фазы константы Юкавы

Основной проблемой анализа редких процессов является высокий уровень фона на БАК. Например, инклюзивное сечение рождения b-кварков на БАК на восемь порядков превосходит сигнальный процесс tH , для которого также характерно наличие b-кварков в конечном состоянии [7, 8]. Поэтому наиболее оптимальным каналом исследования для данной реакции является мода, в которой топ-кварк распадается по полулептонному каналу ($t \rightarrow l\nu b$), а бозон Хиггса - по своему основному каналу ($H \rightarrow bb$), на который приходится 58% всех распадов. Такие события характеризуются наличием заряженного лептона с большим поперечным импульсом и значительной недостающей поперечной энергией, уносимой нейтрино.

Следует отметить, что с развитием и усложнением экспериментальных установок усложняется и физический анализ, так как становится необходимо учитывать не только распределения измеряемых физических величин,

но и корреляции между ними. Одним из способов улучшения качества анализа экспериментальных данных является применение методов машинного обучения.

Поэтому целью данной работы является моделирование и исследование процессов рождения бозона Хиггса в ассоциации с одиночным топ-кварком ($tHbq$) и их основных фоновых процессов с использованием методов Монте-Карло. Полученные смоделированные данные имеют ключевое значение для текущего анализа, включая обучение нейронной сети, направленное на оптимизацию критериев отбора сигнального процесса в экспериментах на БАК.

2. ГЕНЕРАЦИЯ И РЕКОНСТРУКЦИЯ СОБЫТИЙ В ПЕРВОМ ПОРЯДКЕ ТЕОРИИ ВОЗМУЩЕНИЙ

В данной работе события сигнального и фоновых процессов моделировались Монте-Карло (MC) генератором MadGraph5_aMC@NLO (v3.5.5) [9] в лидирующем порядке теории возмущений. Распределение партонов в сталкивающихся пучках описывалось библиотекой CT10 из LHAPDF (v6.3) [10]. Развитие партонных ливней и адронизация моделировались MC Pythia (v8.310) [11]. Для кластеризации струй использовался пакет FastJet (v3.4.3) [12].

Была поставлена задача сгенерировать события без моделирования экспериментальной установки в формате насколько это возможно близком к формату экспериментальных данных. Поэтому объекты, с которыми проводилась работа и о которых записывалась информация – это заряженные лептоны, нейтрино и струи.

Естественным требованием на запись события является наличие трех или четырех b -струй (см. рис.2). Дополнительные условия, которым должно удовлетворять смоделированное событие, чтобы быть записанным в сгенерированную базу данных:

- $p_T^{lead} > 27$ ГэВ, где p_T^{lead} – поперечный импульс лидирующего лептона (заряженный лептон с наибольшим поперечным импульсом); данное ограничение соответствует одному из триггеров на запись события с заряженным лептоном в эксперименте ATLAS.
- $|\eta^{lead}| < 2.7$, где η^{lead} – псевдобыстрота лидирующего лептона; учет геометрии детектора ATLAS.
- $p_T^{\nu, reco} \geq 10$ ГэВ, где $p_T^{\nu, reco}$ – поперечный импульс реконструированного нейтрино; недостающий поперечный импульс восстанавливается в эксперименте ATLAS с разрешением порядка 10 ГэВ.
- $|\eta^{b-jet}| < 2.4$, где η^{b-jet} – псевдобыстрота b-струй; ограничение примерно соответствующее аксептансу трековых систем ATLAS и CMS.

В таблице 1 предоставлена информация о количестве смоделированных и отобранных для записи в базу данных событиях для сигнального и фоновых процессов.

Таблица 1 — Количество смоделированных и отобранных для записи в базу данных событий для сигнального и фоновых процессов; N^{events} – число сгенерированных событий; σ – сечение процесса; N^{sel} – число сгенерированных событий, прошедших описанный выше отбор; N^{weight} – число взвешенных событий, процедура взвешивания событий описана ниже

Процесс	N^{events}	σ (фб)	N^{sel}	N^{weight}
$tHbq$	22 000 000	12.45	2 567 765	202.08
tt	220 000 000	194 600.00	986 383	228 729.39
$ttbb$	65 979 470	4807.00	1 941 358	19 670.26
ttZ	22 000 000	34.10	2 532 704	545.80
ttH	22 000 000	103.40	2 948 179	1926.04
$tZbq$	22 000 000	31.37	2 336 142	463.02
ttW	22 000 000	212.20	157 993	211.82

2.1. РЕКОНСТРУКЦИЯ НЕЙТРИНО

Поперечный импульс нейтрино реконструировался как вектор, противоположный суммарному поперечному импульсу всех струй и заряженных

ЛЕПТОНОВ.

$$E_T^{miss,x} = - \sum p_{charged\ lepton}^x - \sum p_{jet}^x \quad (2.1)$$

$$E_T^{miss,y} = - \sum p_{charged\ lepton}^y - \sum p_{jet}^y \quad (2.2)$$

$$E_T^{miss} = p_T^\nu = \sqrt{(E_T^{miss,x})^2 + (E_T^{miss,y})^2} \quad (2.3)$$

Для определения продольной компоненты импульса нейтрино инвариантная масса лидирующего лептона и нейтрино приравнивалась к номинальной массе W -бозона ($m_W = 80.35$ ГэВ).

$$(p_{lead} + p_{\nu,reco})^2 = m_W^2, \quad (2.4)$$

где $p_{lead}, p_{\nu,reco}$ – четыре-импульсы лидирующего лептона и нейтрино соответственно.

Уравнение 2.4 имеет два решения:

$$p_{\nu,reco}^{z,\pm} = \frac{1}{(p_T^{lead})^2} \left(\mu p_{lead}^z \pm E_{lead} \sqrt{\mu^2 - (p_T^{lead} E_T^{miss})^2} \right), \quad (2.5)$$

где $\mu = \frac{m_W^2}{2} + p_{lead}^x E_T^{miss,x} + p_{lead}^y E_T^{miss,y}$

Информация о том, какое из двух имеющихся решений выбиралось для дальнейшей работы с смоделированными данными, будет представлено ниже.

На рисунке 4(а) приведено двумерное распределение по продольной компоненте импульса смоделированного и реконструированного нейтрино. Каждое событие представлено двумя точками для правильного (точки по диагонали) и неправильного (точки, образующие «крест») решения. На рисунке 4(б) представлено двумерное распределение по поперечной компоненте импульса смоделированного и реконструированного нейтрино. Точки в основном вблизи диагонали указывают на то, что реконструкция нейтрино осуществляется корректно.

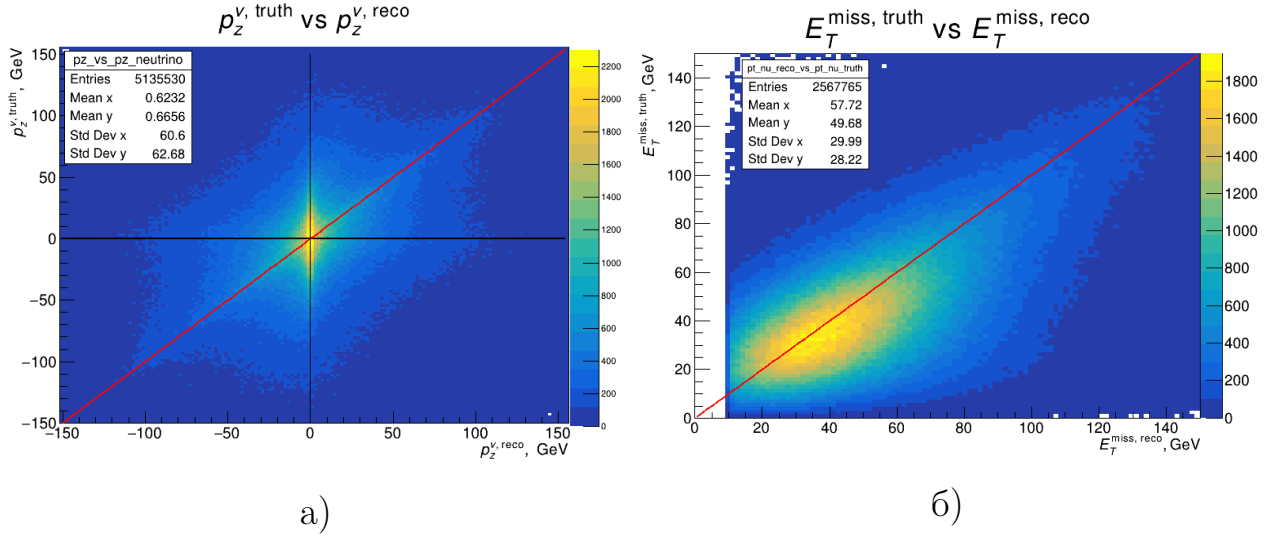


Рисунок 4 — Двумерное распределение распределение а) по продольной компоненте, б) по поперечной компоненте импульса смоделированного и реконструированного нейтрино

2.2. СТРУИ ОТ В-КВАРКОВ

Как было упомянуто выше, кластеризация и реконструкция струй из смоделированных фотонов и долгоживущих адронов была осуществлена с помощью пакета FastJet.

«Объединение» частиц в струю осуществляется следующим образом: четыре-импульс струи определяется как сумма четыре-импульсов всех частиц, приписанных данной струе, и в настоящее время именно эта схема используется во всех экспериментах на БАК.

Кластеризация струй проводилась при помощи алгоритма anti-KT [13] со следующими параметрами: минимальный поперечный импульс струи $p_T^{\text{min}} = 20$ ГэВ, характерная ширина струи $R = 0.5$, диапазон псевдобыстрот всех струй $|\eta| < 5.0$. Мера расстояния в этом алгоритме между i -ой и j -ой частицами определяется по формуле:

$$d_{ij} = \min \left(\frac{1}{p_{T,i}^2}, \frac{1}{p_{T,j}^2} \right) \frac{\Delta R_{ij}^2}{R^2} \quad (2.6)$$

где $\Delta R = \sqrt{(\Delta y)^2 + (\Delta \phi)^2}$.

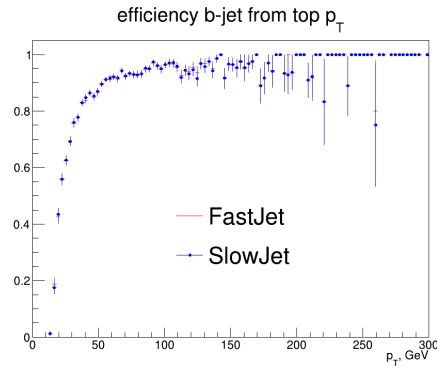
Если d_{ij} оказывается меньше, чем $d_{iB} = 1/p_{T,i}^2$, то частицы i и j объединяются в новый кластер, в обратном случае — частица i объявляется

центром финальной струи и не рассматривается более алгоритмом кластеризации. Благодаря зависимости $d_{ij} \sim 1/p_T^2$ более высокоэнергетичные частицы оказывают минимальное влияние на процесс объединения, в результате чего струи образованные данным алгоритмом имеют почти идеальную круглую форму в (y, ϕ) пространстве.

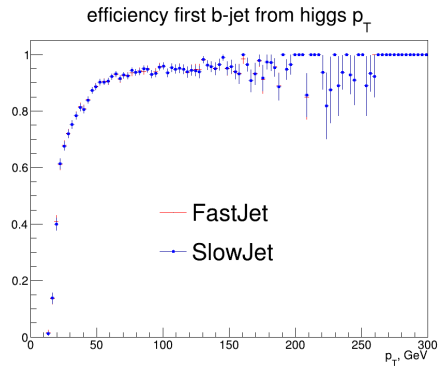
Метка «b-струя» приписывалась струе только в том случае, если расстояние между импульсом b-кварка и импульсом струи $\Delta R < 0.1$ и отношение энергии струи к энергии b-кварка лежит в диапазоне $0.5 \leq \frac{E_j}{E_b} \leq 1.5$.

Основным фоновым процессом исследуемого канала рождения бозона Хиггса является $pp \rightarrow tt$, с учетом требования одного заряженного лептона канал распада имеет вид $pp \rightarrow tt \rightarrow (bl\nu)(bqq')$ и в первом приближении фоновый процесс может быть подавлен условием на наличие как минимум трех b-струй в событии. Однако в реальности из-за ограниченной точности экспериментальных установок струя от c-кварка с вероятностью 12% может быть идентифицирована как b-струя в экспериментах ATLAS [14] и CMS [15]. Струи от легких кварков (u,d,s) ошибочно идентифицируются как b-струи с вероятностью 0.3%. Этот эффект был учтен при моделировании процесса $pp \rightarrow tt$.

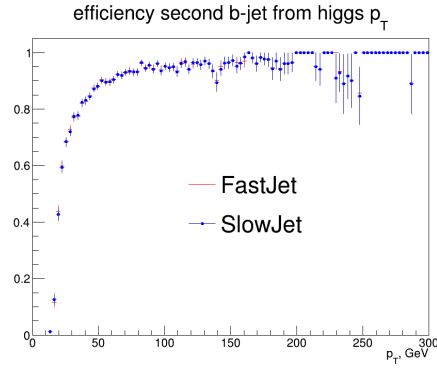
В используемом для адронизации MC Pythia существует свой встроенный класс для кластеризации и реконструкции струй – SlowJet, основной недостаток которого отражен в его названии – он очень медленный. В данной работе было проведено сравнение эффективности реконструкции b-струй от топ-кварка, бозона Хиггса и глюона в зависимости от поперечного импульса и псевдобыстроты b-кварков между FastJet и SlowJet. Из рисунка 5 видно, что оба класса по эффективности реконструкции мало чем отличаются друг от друга, однако FastJet затрачивает меньше временных ресурсов и предоставляет больше инструментов для работы со струями, чем SlowJet, поэтому в данной работе используется именно этот пакет.



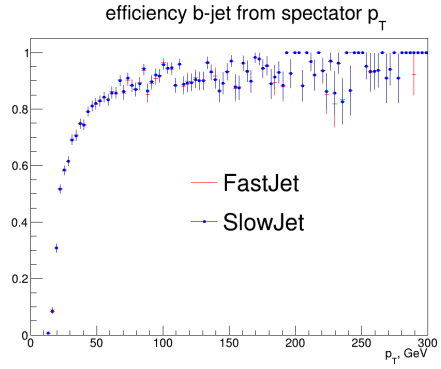
(а)



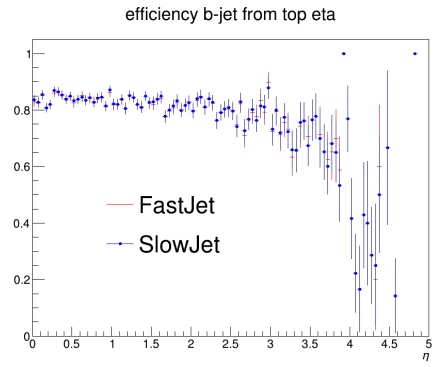
(б)



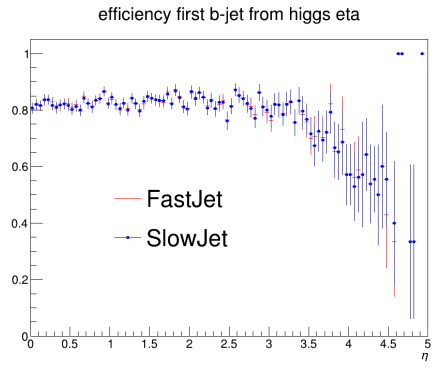
(в)



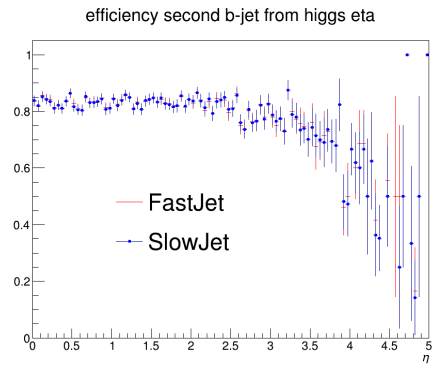
(г)



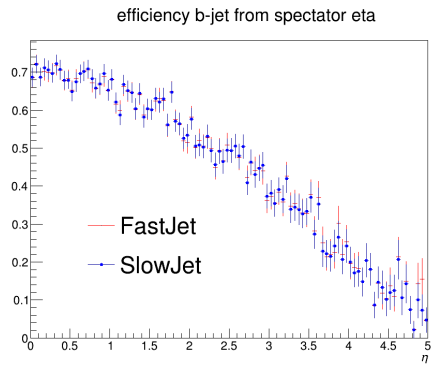
(д)



(е)



(ж)



(з)

Рисунок 5 — Эффективность реконструкции b-струй в зависимости от поперечного импульса (а,б,в,г) и от псевдобыстроты (д,е,ж,з) b-кварка от топ-кварка, бозона Хиггса и спектатора соответственно

2.3. РЕКОНСТРУКЦИЯ МАСС ТОП-КВАРКА И БОЗОНА ХИГГСА

Исследуемый процесс: $pp \rightarrow tHbq \rightarrow (bl\nu)(bb)bq$ характеризуется наличием трех или четырех b-струй. Для реконструкции события необходимо определить какие струи происходят от распада топ-кварка, и какие – от бозона Хиггса. Это осуществляется выбором комбинации, дающей наилучшее приближение реконструированных масс топ-кварка и бозона Хиггса к их номинальным значениям. Масса топ-кварка реконструируется из лидирующего лептона, нейтрино и b-струи, масса бозона Хиггса восстанавливается из оставшихся двух b-струй. Если число b-струй в событии равно четырем, то исходя из распределения по поперечному импульсу b-струй (рис.6), отбор трех из них с наибольшим p_T должен отбросить b-струю от спектатора, потому что преимущественно она имеет наименьший поперечный импульс.

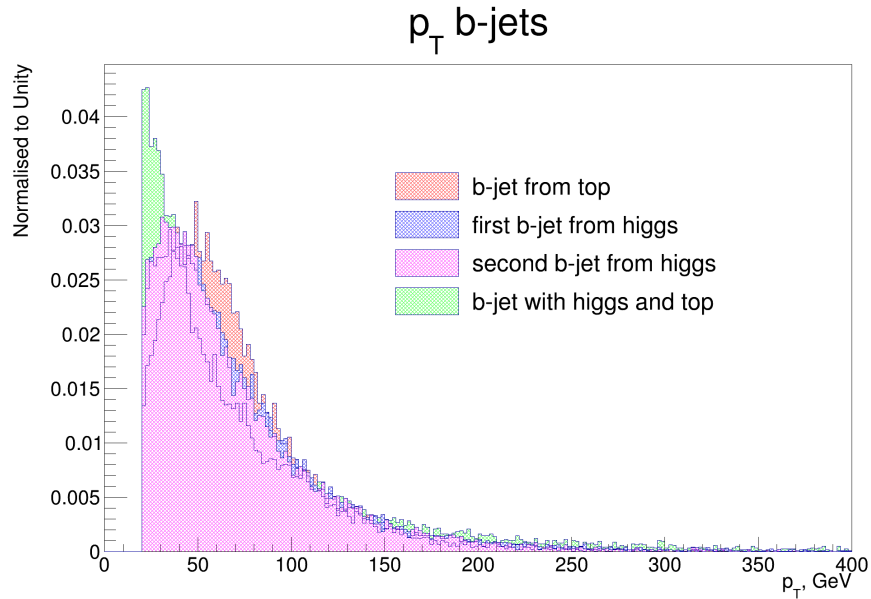


Рисунок 6 — Распределение по поперечному импульсу b-струй для процесса $pp \rightarrow tHbq$

Из трех b-струй и двух решений для импульса нейтрино можно составить шесть комбинаций для реконструкции масс топ-кварка и бозона Хиггса (рис.7), для каждой из которой рассчитывалась величина χ^2 по формуле:

$$\chi^2 = \left(\frac{m_{bb} - m_H}{\sigma_H} \right)^2 + \left(\frac{m_{bl\nu} - m_t}{\sigma_t} \right)^2, \quad (2.7)$$

где параметры $m_H, m_t, \sigma_H, \sigma_t$ определялись путем фитирования распределений для реконструированных масс, соответствующих заведомо правильной комбинации (рис.8).

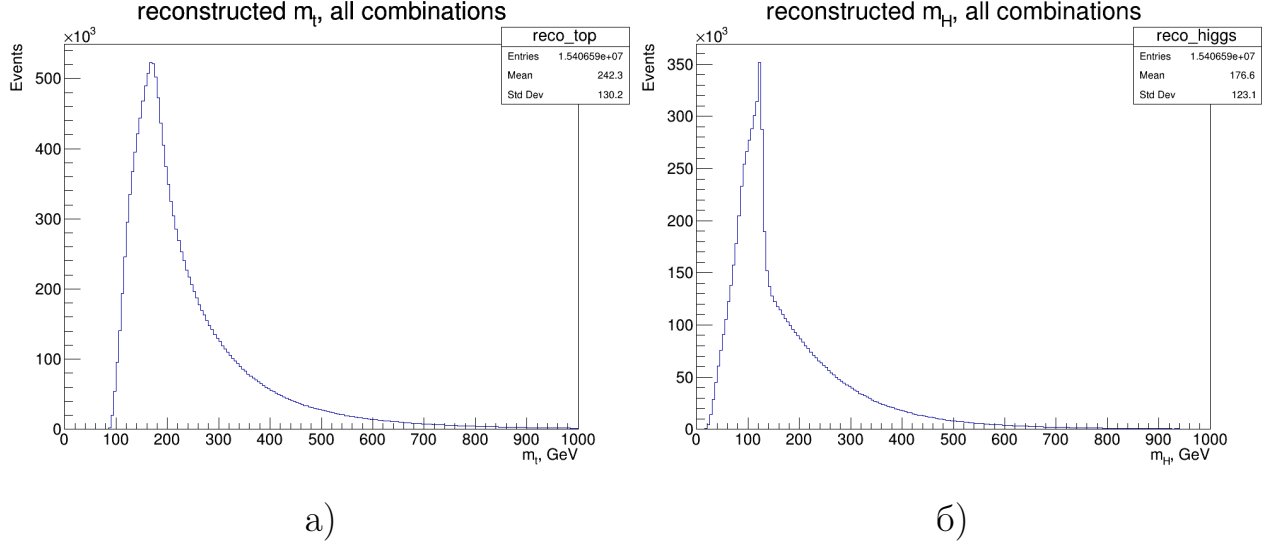


Рисунок 7 — Распределения реконструированной массы а)топ-кварка, б)бозона Хиггса для всех комбинаций для процесса $pp \rightarrow tHbq$

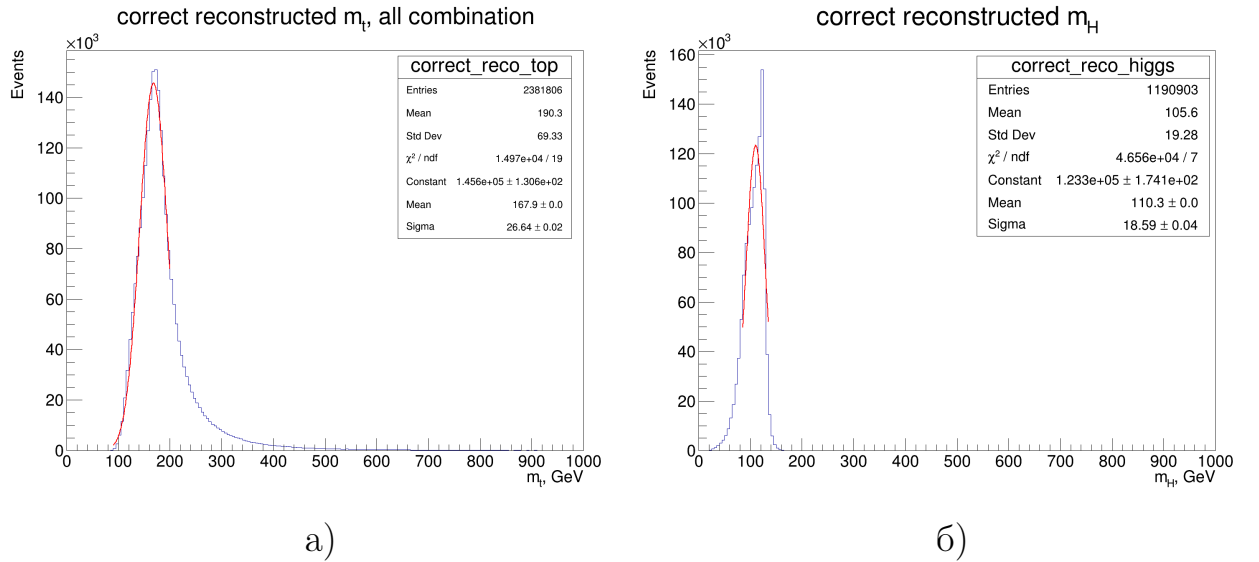


Рисунок 8 — Распределения реконструированной массы а)топ-кварка, б)бозона Хиггса для заведомо правильной комбинации для процесса $pp \rightarrow tHbq$

Реконструированные массы определялись из комбинации, соответствующей наименьшему χ^2 . Хвосты в распределениях на рис.9 объясняются

тем, что из отобранных для записи событий примерно в половине случаев в набор трех b-струй, из которых реконструируются массы топ-кварка и бозона Хиггса, входит b-струя от спектатора. Наглядно это можно увидеть по распределениям на рис.10, где рассматривались только те события, для которых набор b-струй не содержит b-струю от спектатора. В этих случаях хвосты отсутствуют.

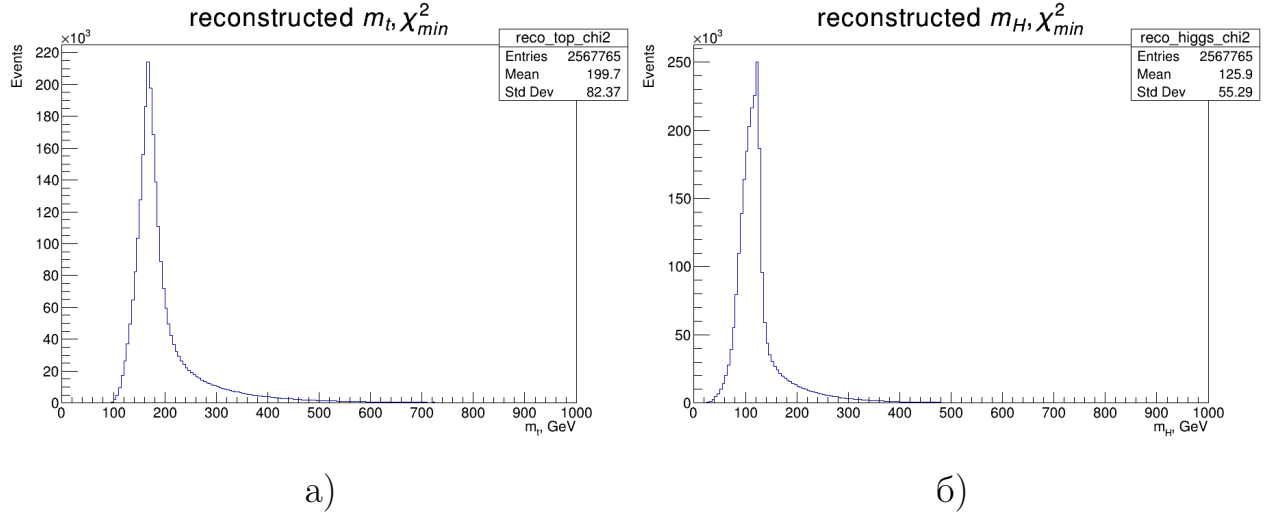


Рисунок 9 — Распределения реконструированной массы а)топ-кварка, б)бозона Хиггса для комбинации с наименьшим χ^2 , для процесса $pp \rightarrow tHbq$

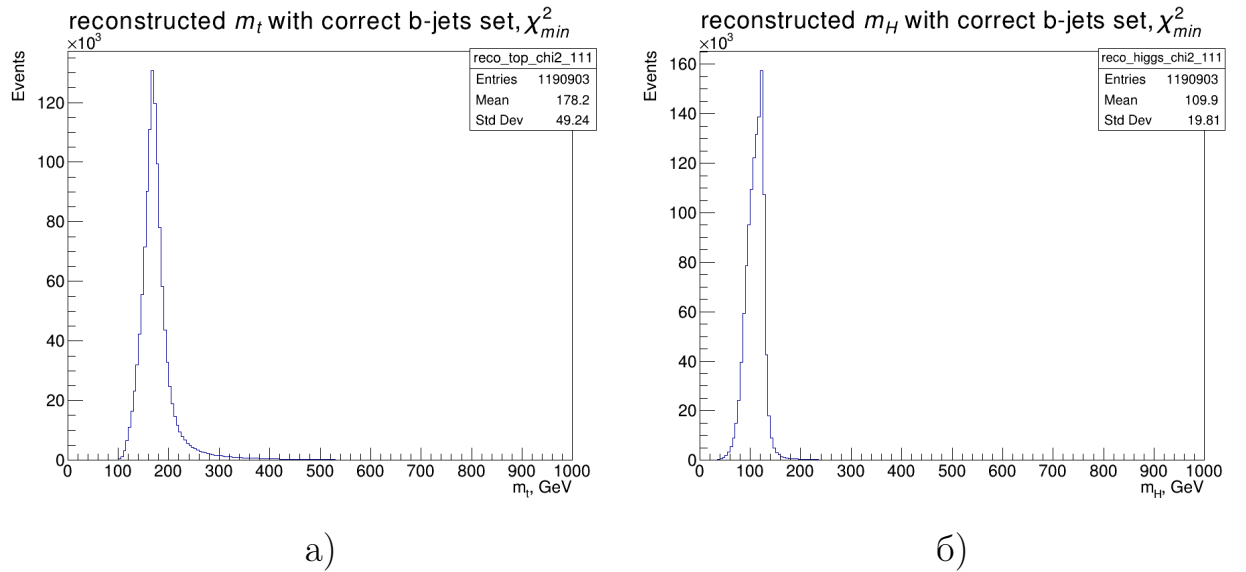


Рисунок 10 — Распределения реконструированной массы а)топ-кварка, б)бозона Хиггса для комбинации с правильным набором b-струй, соответствующей наименьшему χ^2 , для процесса $pp \rightarrow tHbq$

Распределения реконструированных масс топ-кварка и бозона Хиггса для комбинации с наименьшим χ^2 для сигнального и всех смоделированных фоновых процессов представлены на рисунках 11 и 12 соответственно.

Распределения с наложением всех процессов были построены с предварительным взвешиванием гистограмм для каждого процесса и нормировкой на гистограмму для tt , чтобы вклад каждого процесса соответствовал его сечению рождения. Вес событий рассчитывался по формуле:

$$\omega = \frac{\sigma \cdot L}{N^{events}}, \quad (2.8)$$

где σ – сечение, рассчитанное MadGraph5, L – светимость LHC ($L = 139 \text{ фб}^{-1}$), N^{events} – число сгенерированных событий (см. таблицу 1). Количество взвешенных событий $N^{weight} = \omega \cdot N^{event}$ отражает статистику, ожидаемую на коллайдере при интегральной светимости 139 фб^{-1} . Исключением является вес для фонового процесса tt . Общеизвестным является тот факт, что вычисления в лидирующем порядке теории возмущений (LO) приблизительно вдвое недооценивают полное сечение рождения пары топ-кварков, поэтому вес этого процесса был домножен на корректирующий коэффициент, являющийся отношением полного сечения из [16] к полному сечению, вычисленному генератором.

Из распределений сигнального процесса и суммарного фоновых процессов по какой-либо переменной можно вычислить разделительную способность (SP – Separation Power) данной переменной по формуле:

$$SP = \frac{1}{2} \sum_i \frac{(s_i - b_i)^2}{(s_i + b_i)}, \quad (2.9)$$

где $s_i(b_i)$ – число событий в i -том бине для сигнального и фонового процессов соответственно. Распределения сигнального и фоновых процессов должны быть нормированы на единичную площадь. Приблизительный физический смысл данной переменной – это доля статистики, которая позволила бы при полном отсутствии фона измерить сигнал с той же точностью, с которой сигнал фактически измеряется при наличии фона [17].

Вся изложенная выше логика построения гистограмм будет распространяться на все подобные распределения в этой работе.

Практически полное отсутствие хвоста в распределениях на рисунках 11

и 12 для процесса $pp \rightarrow tt$, а также близкое к сигнальному процессу значение реконструированной массы бозона Хиггса объясняется отсутствием четвертой b-струи и тем, что в основном фоновом процессе бозон Хиггса восстанавливается путем отбрасывания одной из трех струй, на которые распался топ-кварк. Эта струя несет кинетическую энергию, равную примерно половине массы W -бозона (~ 40 ГэВ). Если эту энергию вычесть из массы топ-кварка, то получается масса бозона Хиггса, что видно на распределении по инвариантной массе b и c кварков из адронного топ-кварка (рис.13). Это совпадение не позволяет отделять сигнальный процесс от tt по значению реконструированной массе бозона Хиггса.

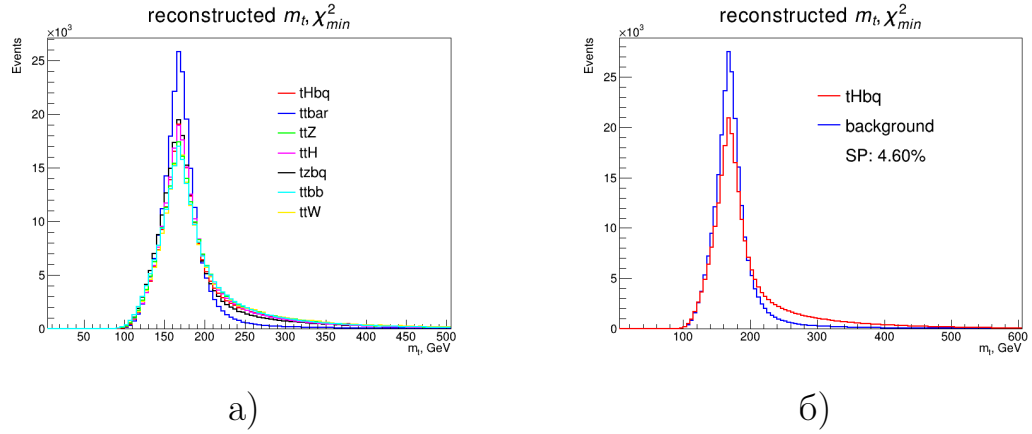


Рисунок 11 — Распределения реконструированной массы топ-кварка а)с отображением всех процессов, б)с отображением сигнального процесса и суммарного вклада фоновых процессов для комбинации с наименьшим χ^2

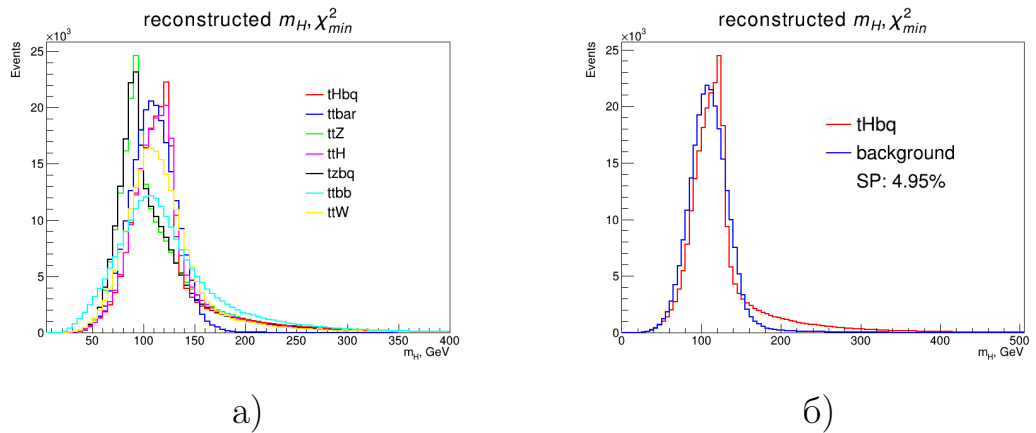


Рисунок 12 — Распределения реконструированной массы бозона Хиггса а)с отображением всех процессов, б)с отображением сигнального процесса и суммарного вклада фоновых процессов для комбинации с наименьшим χ^2

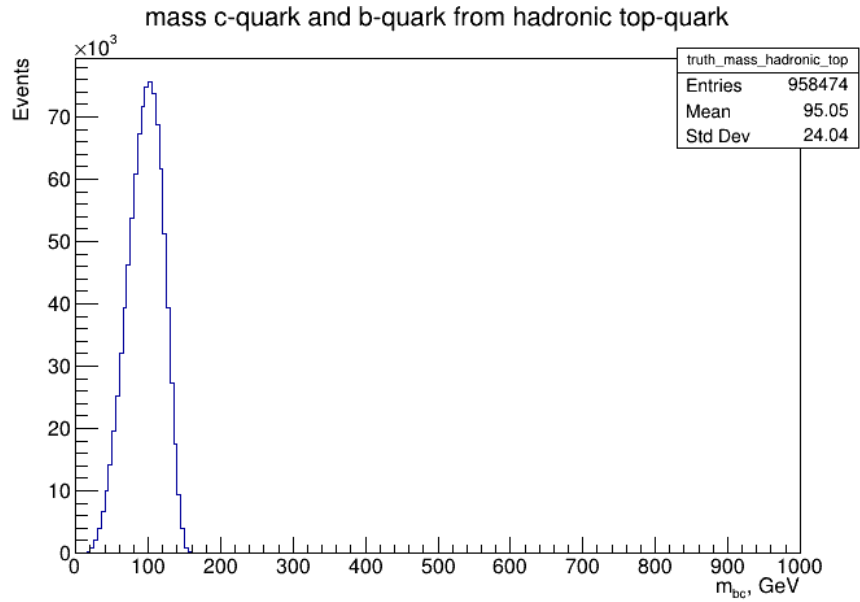


Рисунок 13 — Распределение по инвариантной массе b и c кварков из адронного топ-кварка

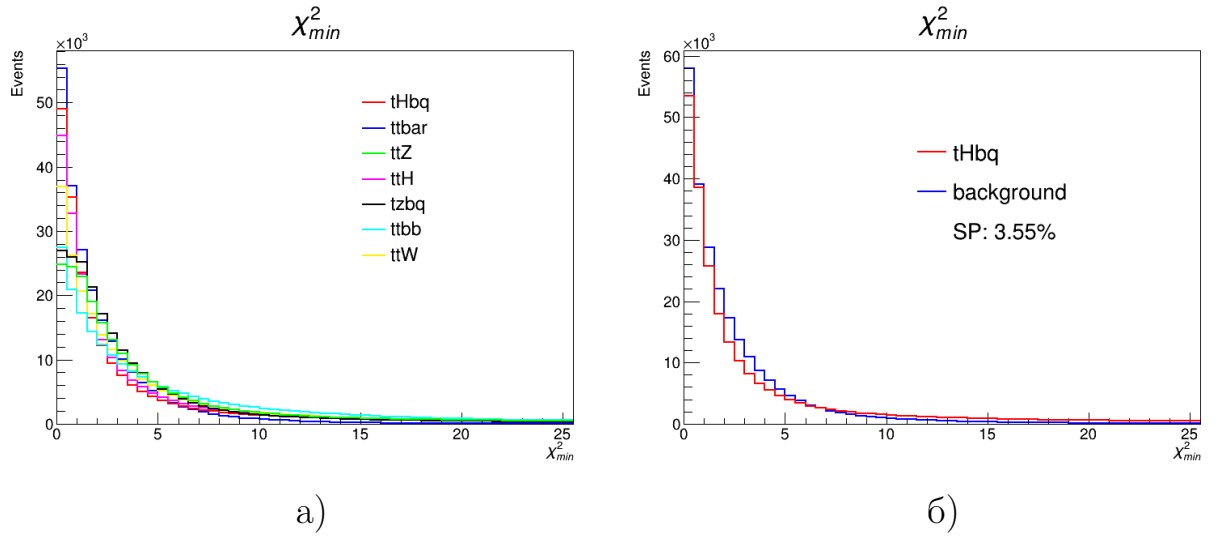
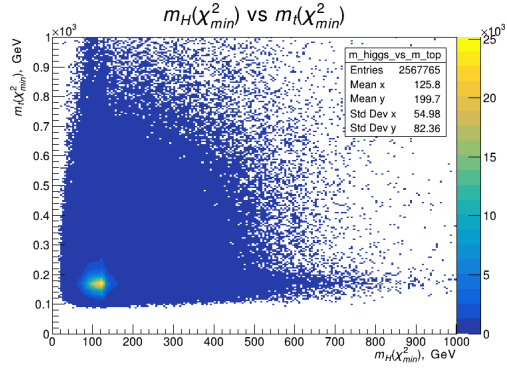
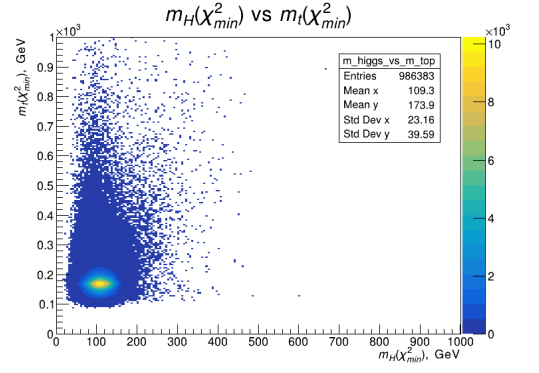


Рисунок 14 — Распределения по наименьшему χ^2 а) с отображением всех процессов, б) с отображением сигнального процесса и суммарного вклада фоновых процессов

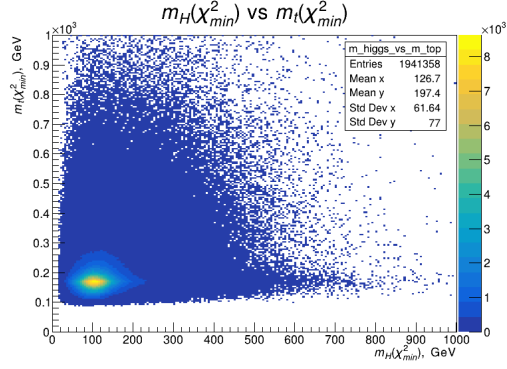
Также были построены двумерные распределения масс топ-кварка и бозона Хиггса для комбинации с наименьшим значением χ^2 (рис. 14), для всех смоделированных процессов (рис. 15), пики в области правильных масс указывают на корректную реконструкцию масс для всех рассматриваемых в данной работе процессов.



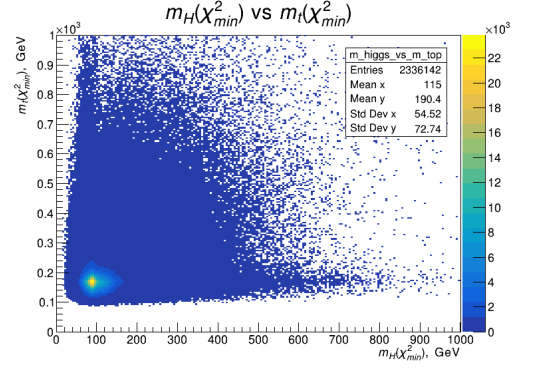
(a) $tHbq$



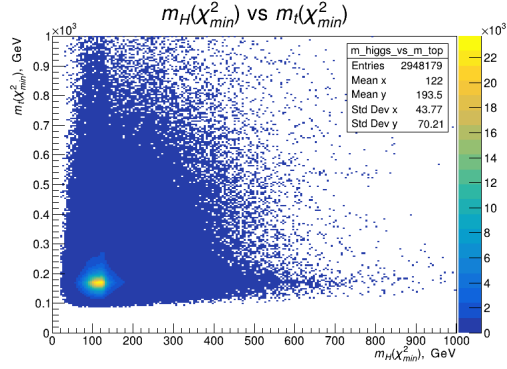
(б) tt



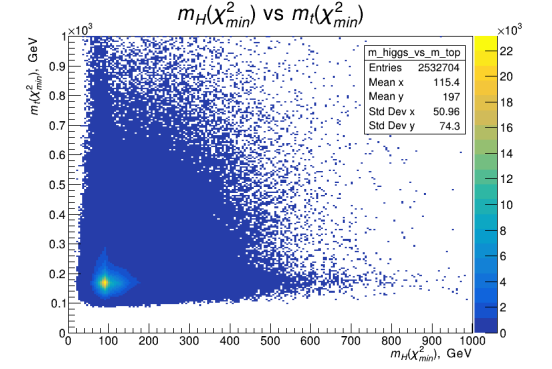
(B) $ttbb$



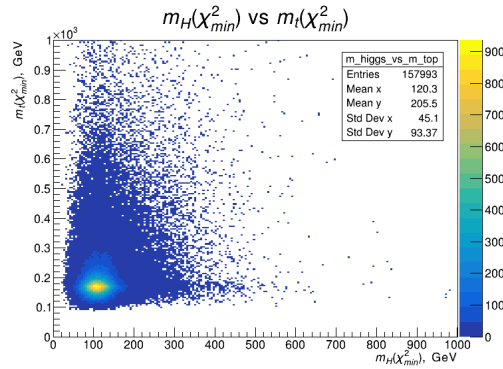
(г) $tZbq$



(д) ttH



(е) ttZ



(ж) ttW

Рисунок 15 — Двумерные распределения реконструированных масс топ-кварка и бозона Хиггса, соответствующих наименьшему χ^2 , для всех смоделированных процессов

2.4. ПЕРЕДНЯЯ СТРУЯ

В процессе $pp \rightarrow tH$ рождается «кварк-наблюдатель» (см. рис.2), импульс которого в основном направлен в сторону больших абсолютных значений псевдобыстрот ($|\eta| > 2.0$). Струя, порожденная этим кварком, может быть использована для выделения сигнального процесса tH [18].

В основном фоновом процессе $pp \rightarrow tt$ такая струя отсутствует, так как все струи в этой реакции возникают из распадов топ-кварков ($t \rightarrow qq', t \rightarrow b\nu$), однако есть большая вероятность того, что классическим алгоритмом поиска «передней» струи ($p_T^{FW} > 30$ ГэВ, $|\eta| > 1.74$) будет выделена струя не от «кварка-наблюдателя», а от топ-кварка из фонового процесса tt , то есть будет отобрано не сигнальное событие. В работе [19] был предложен альтернативный метод поиска «передней» струи: из не b-струй (из легких струй) выбирается та, которая дает наибольшую инвариантную массу с b-струей из лептонного распада топ-кварка, впредь такая струя будет называться "тагирующей". Распределения по поперечному импульсу и псевдобыстроте «передней» струи, отобранной двумя алгоритмами, представлены на рисунках 16-19. Использование альтернативного метода позволяет улучшить разделительную способность, что наглядно будет продемонстрировано в разделе ниже.

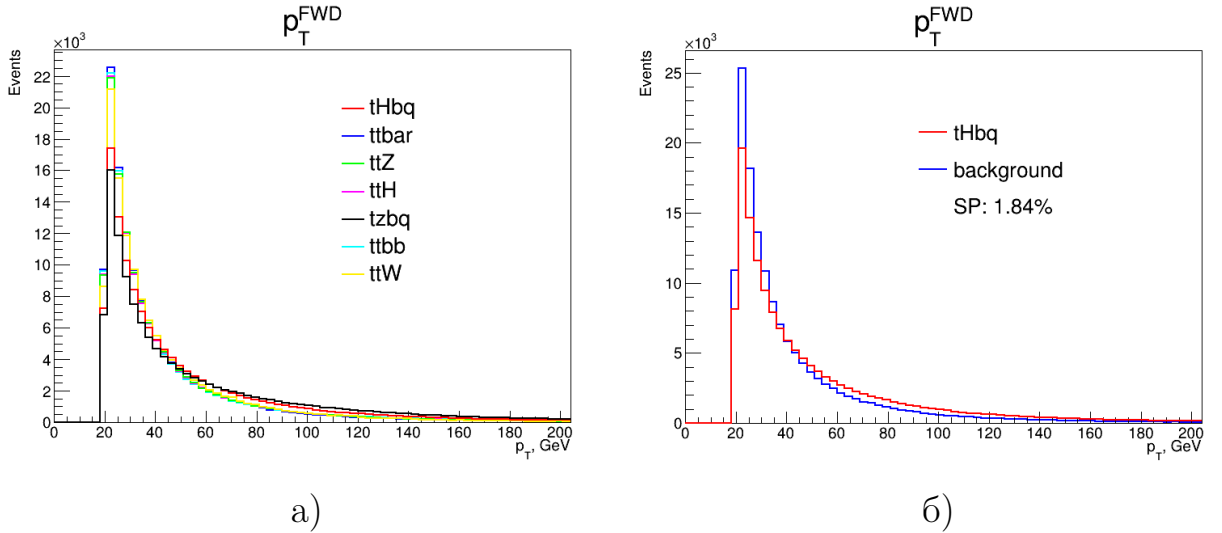


Рисунок 16 — Распределения по поперечному импульсу передней струи а) с отображением всех процессов, б) с отображением сигнального процесса и суммарного вклада фоновых процессов

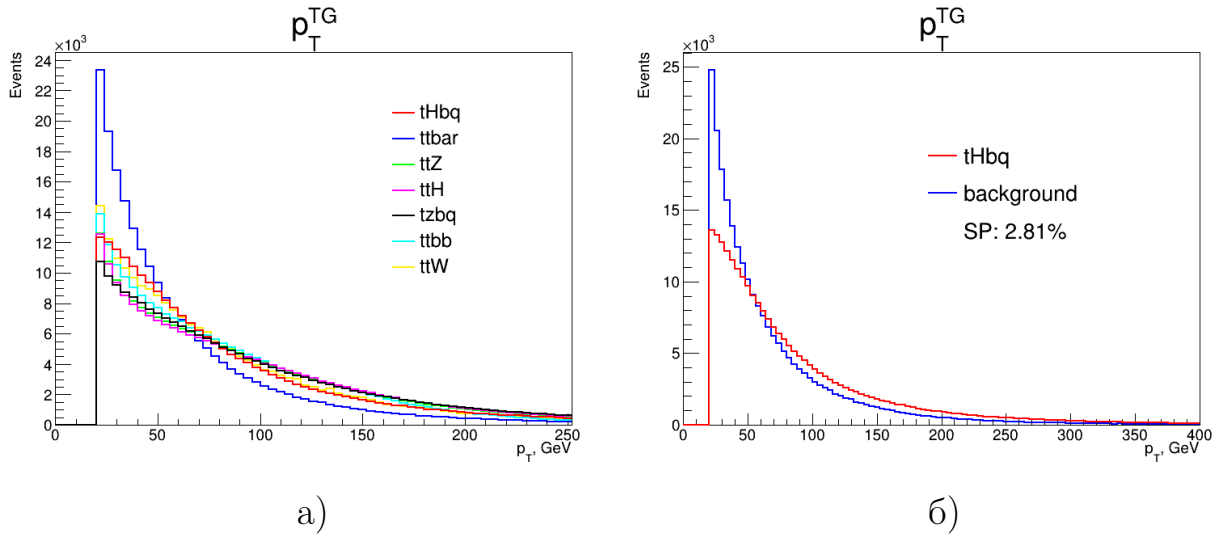


Рисунок 17 — Распределения по поперечному импульсу тагирующей струи а)с отображением всех процессов, б)с отображением сигнального процесса и суммарного вклада фоновых процессов

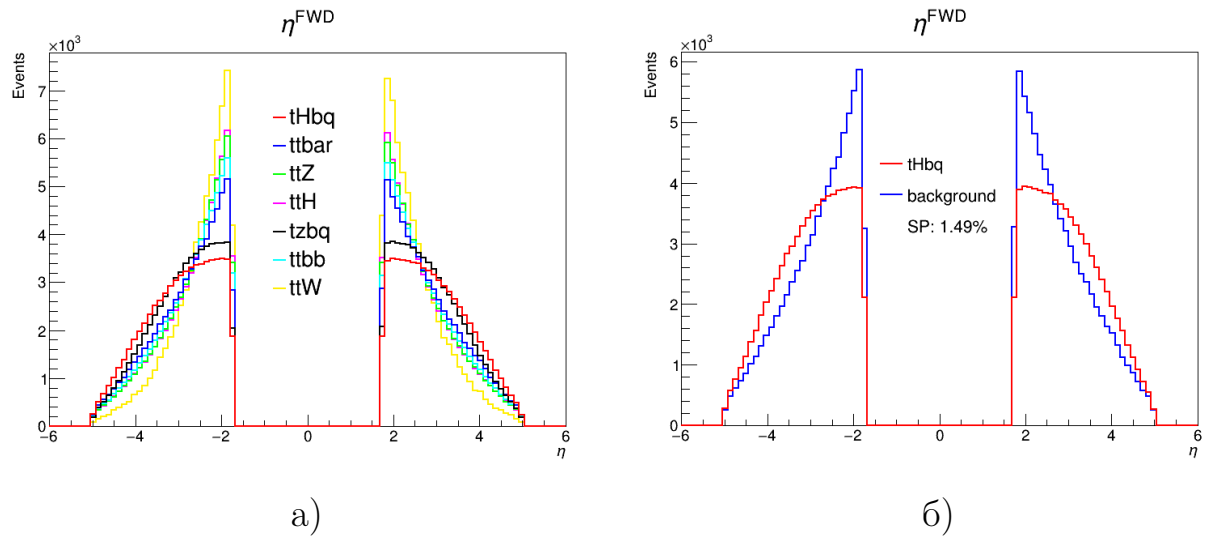


Рисунок 18 — Распределения по псевдобыстроте передней струи а)с отображением всех процессов, б)с отображением сигнального процесса и суммарного вклада фоновых процессов

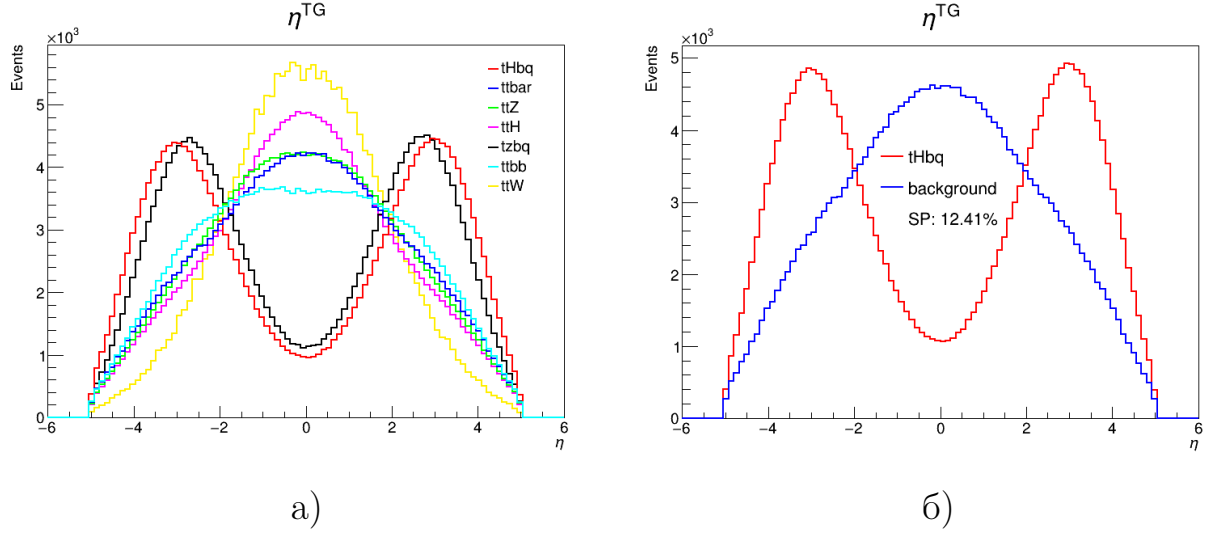


Рисунок 19 — Распределения по псевдобыстроте тагирующей струи а) с отображением всех процессов, б) с отображением сигнального процесса и суммарного вклада фоновых процессов

2.5. СГЕНЕРИРОВАННАЯ БАЗА ДАННЫХ

Ниже представлены распределения переменных, наиболее чувствительных к отбору событий сигнального процесса $pp \rightarrow tH$, которые вошли в сгенерированную базу данных для обучения нейронной сети.

На рисунках 20-23 представлены распределения по апланарности (aplanarity) и сферичности (sphericity) всех струй и объектов. Sphericity является мерой равномерности распределения струй (объектов) в пространстве, aplanarity – мера отклонения струй (объектов) от одной общей плоскости. Обе этих переменных строятся на полном тензоре импульса:

$$M_{xyz} = \sum_i \begin{pmatrix} p_{xi}^2 & p_{xi}p_{yi} & p_{xi}p_{zi} \\ p_{yi}p_{xi} & p_{yi}^2 & p_{yi}p_{zi} \\ p_{zi}p_{xi} & p_{zi}p_{yi} & p_{zi}^2 \end{pmatrix}, \quad (2.10)$$

где сумма рассчитывается по всем струям (объектам). Далее вычисляются собственные значения матрицы 2.10, нормализуются и упорядочиваются таким образом, что $\lambda_1 > \lambda_2 > \lambda_3$ и $\sum_i \lambda_i = 1$. Через собственные значения aplanarity и sphericity выражаются как [20]:

$$S = \frac{3}{2}(\lambda_2 + \lambda_3), \quad (2.11)$$

$$A = \frac{3}{2}\lambda_3 \quad (2.12)$$

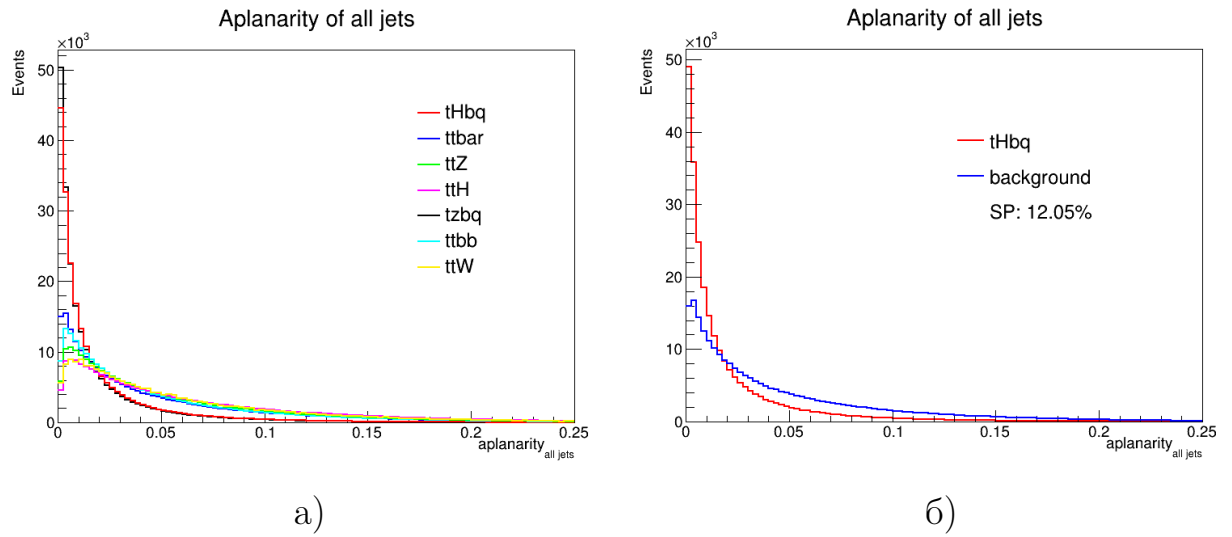


Рисунок 20 — Распределения по аplanarity струй а)с отображением всех процессов, б)с отображением сигнального процесса и суммарного вклада фоновых процессов

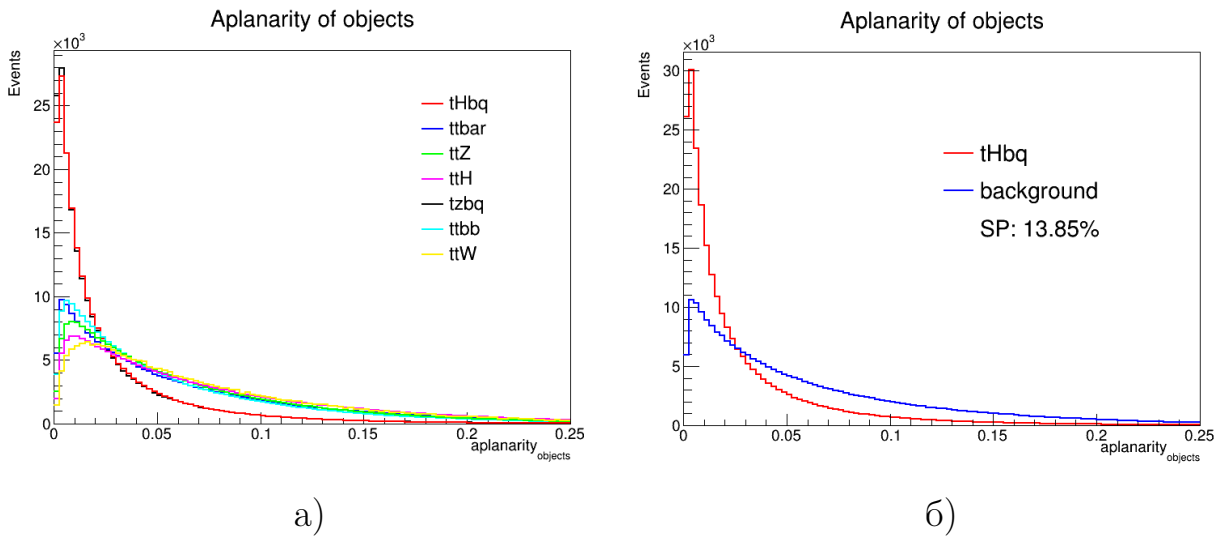
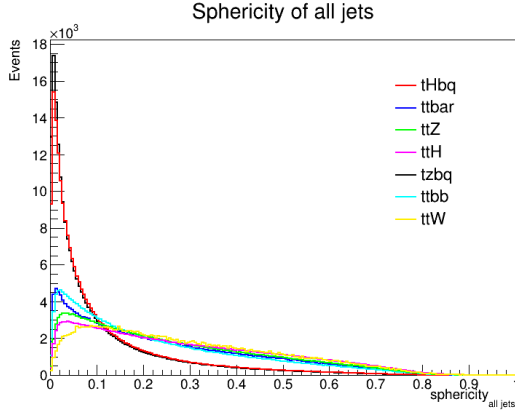
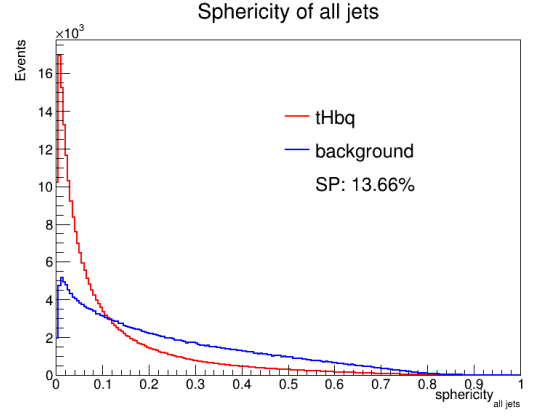


Рисунок 21 — Распределения по аplanarity объектов а)с отображением всех процессов, б)с отображением сигнального процесса и суммарного вклада фоновых процессов

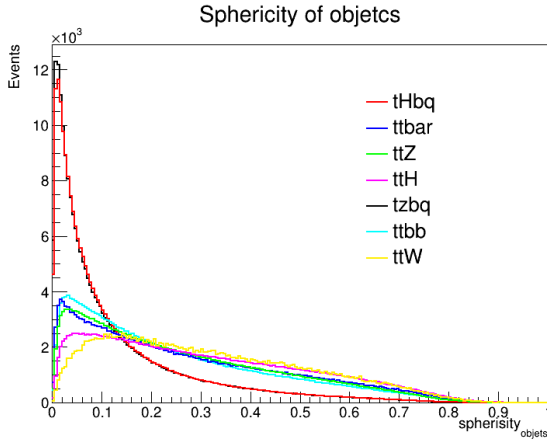


а)

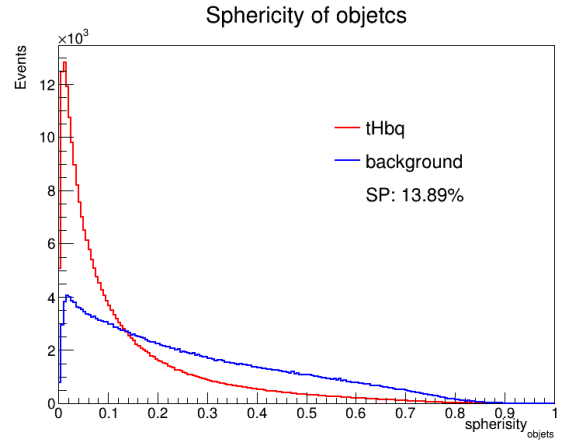


б)

Рисунок 22 — Распределения по sphericity струй а)с отображением всех процессов, б)с отображением сигнального процесса и суммарного вклада фоновых процессов



а)



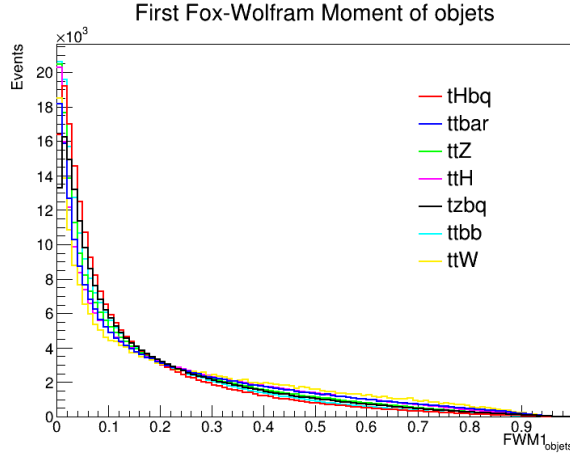
б)

Рисунок 23 — Распределения по sphericity объектов а)с отображением всех процессов, б)с отображением сигнального процесса и суммарного вклада фоновых процессов

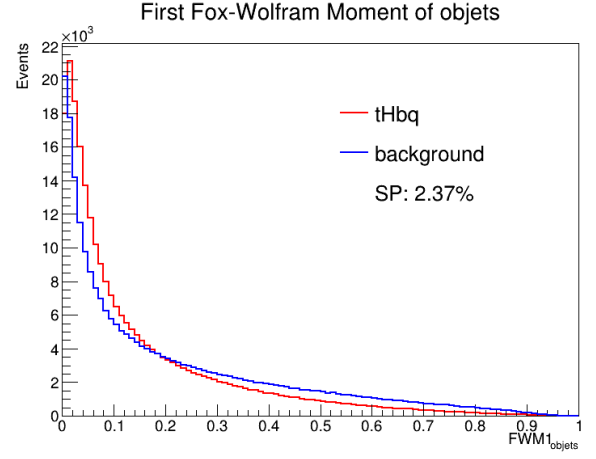
На рисунках 24-25 представлены распределения первого и второго моментов Фокса-Вольфрама. Моменты Фокса-Вольфрама количественно оценивают геометрическую форму распределения струй в пространстве в системе центра инерции и рассчитываются в данной работе по формуле:

$$H_l = \frac{\sum_{ij} p_T^i p_T^j P_l(\cos \theta_{ij})}{(\sum_i p_T^i)^2}, \quad (2.13)$$

где P_l – полином Лежандра порядка l .

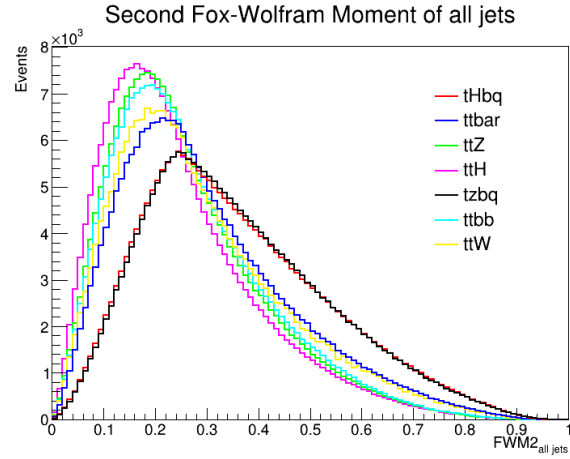


а)

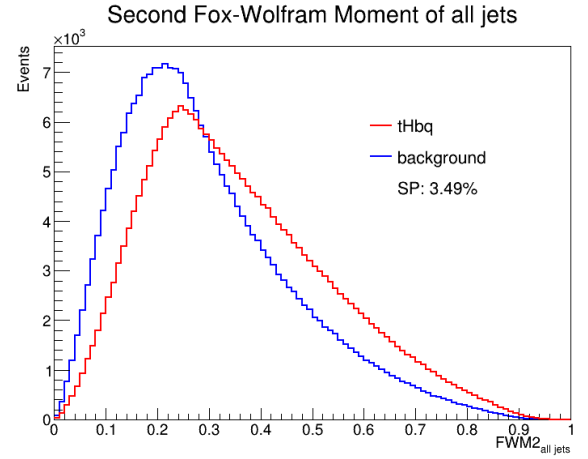


б)

Рисунок 24 — Распределения по первому моменту Фокса-Вольфрама а) с отображением всех процессов, б) с отображением сигнального процесса и суммарного вклада фоновых процессов



а)



б)

Рисунок 25 — Распределения по второму моменту Фокса-Вольфрама а) с отображением всех процессов, б) с отображением сигнального процесса и суммарного вклада фоновых процессов

На рисунках 26-27 представлены распределения по алгебраической сумме поперечных импульсов и суммарной поперечной массе всех струй соответственно. Распределение по поперечной массе для сигнального процесса более вытянуто в сравнении с основным фоновым процессом, так как для tH характерно большее количество жестких струй, в отличие от tt , для которого наблюдается более узкий пик в области меньших значениях m_T .

Такие же рассуждения распространяются на распределение по инвариантной массе трех струй с наибольшим p_T на рис. 28.

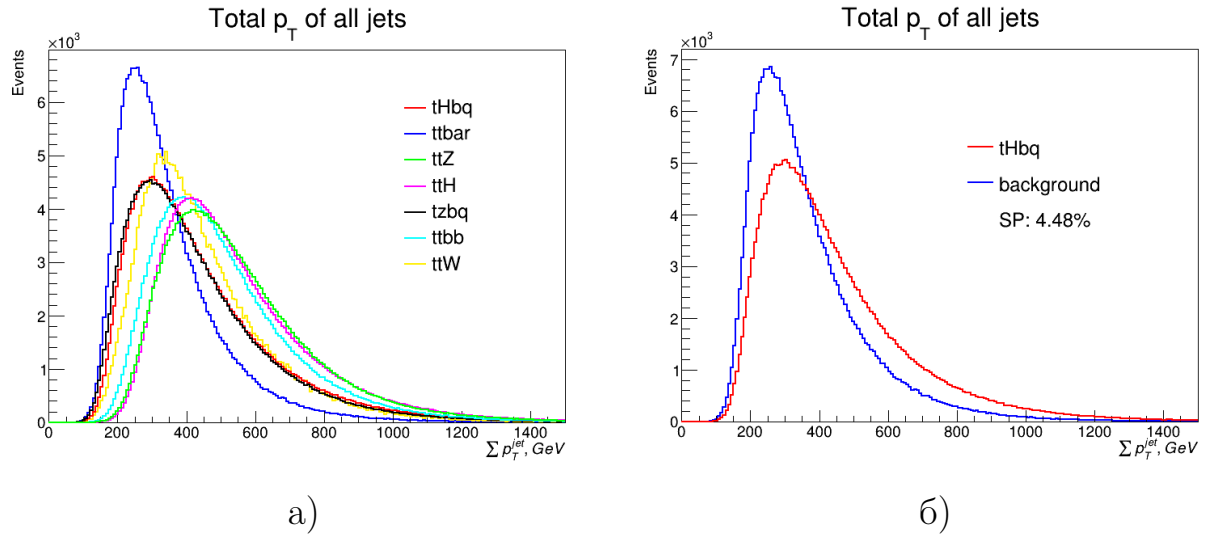


Рисунок 26 — Распределения по алгебраической сумме поперечных импульсов всех струй а)с отображением всех процессов, б)с отображением сигнального процесса и суммарного вклада фоновых процессов

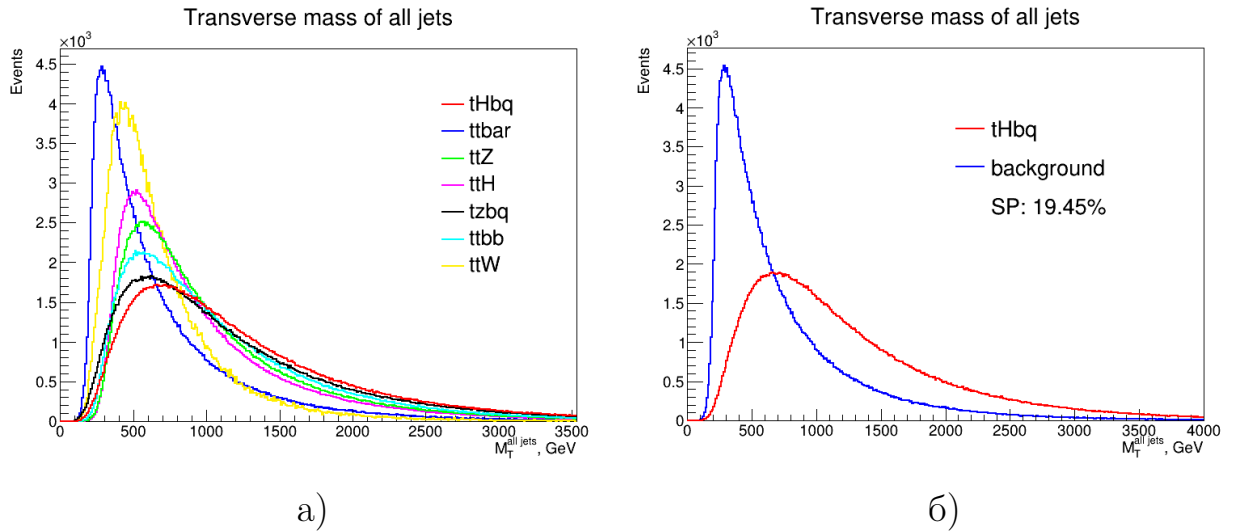


Рисунок 27 — Распределения по поперечной массе всех струй а)с отображением всех процессов, б)с отображением сигнального процесса и суммарного вклада фоновых процессов

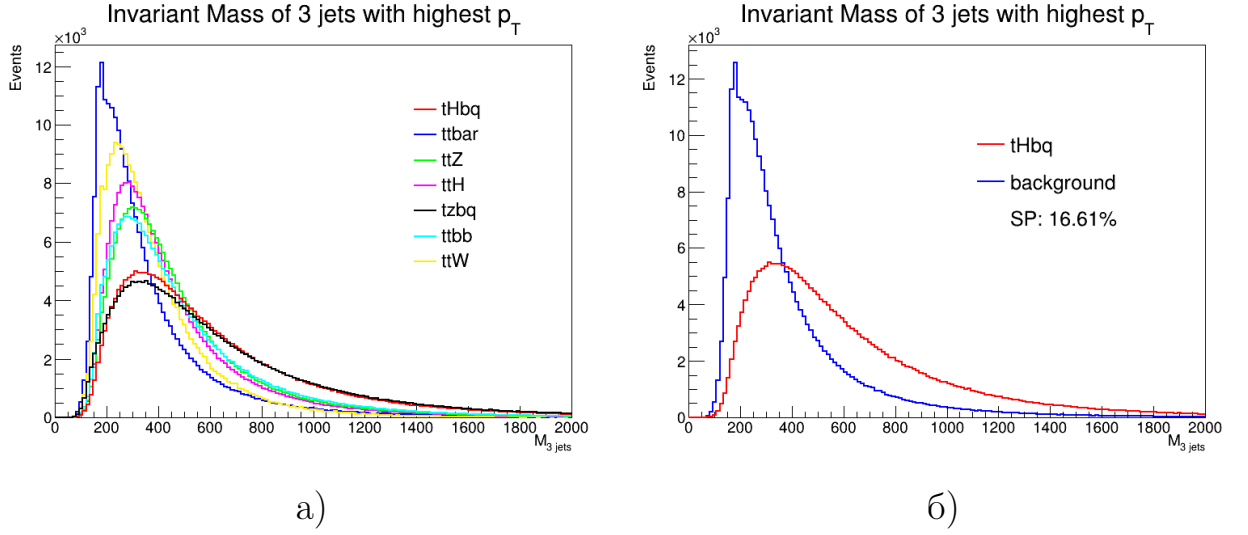
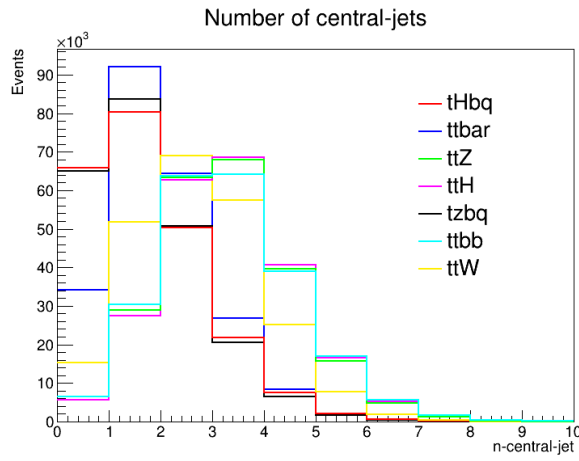
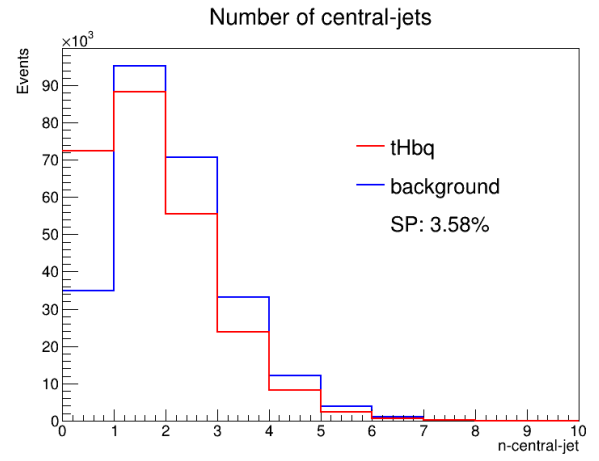


Рисунок 28 — Распределения по инвариантной массе трех струй с наибольшим p_T а) с отображением всех процессов, б) с отображением сигнального процесса и суммарного вклада фоновых процессов

На рисунке 29 представлено распределение по числу центральных струй, которые в данной работе определяются как: $\eta^{central-jet} \leq 1.74$. Выраженный пик в области массы топ-кварка на распределении по инвариантной массе реконструированного бозона Хиггса и центральной струи (рис. 30) объясняется тем, что топ-кварк, распадающийся полулептонно, практически не порождает легких струй, поэтому наиболее вероятно, что центральная струя будет происходить от распада адронного топ-кварка, от которого также реконструируется бозон Хиггса, поэтому инвариантная масса системы $higgs+central-jet$ преимущественно будет давать массу топ-кварка.

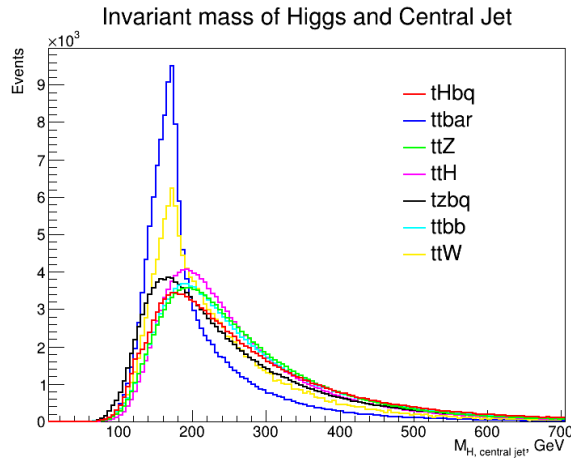


а)

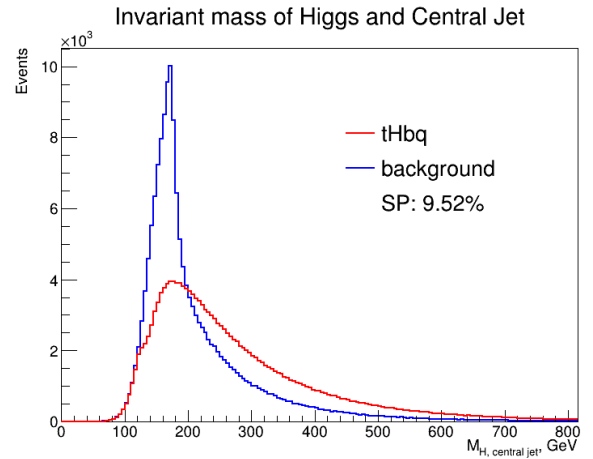


б)

Рисунок 29 — Распределения по числу центральных струй а)с отображением всех процессов, б)с отображением сигнального процесса и суммарного вклада фоновых процессов



а)



б)

Рисунок 30 — Распределения по инвариантной массе реконструированного бозона Хиггса и центральной струи с наибольшим p_T а)с отображением всех процессов, б)с отображением сигнального процесса и суммарного вклада фоновых процессов

На рисунках 31-43 представлены распределения переменных, связанных с передними и тагирующими струями, по которым прослеживается тенденция наличия более высокой разделительной способности для переменных с тагирующей струей. Однако будет неправильно исключать переменные с передней струей, потому что в отдельности тагирующая струя хоть и дает больший SP, но в совокупности с другими переменными при обучении нейронной сети может наоборот ухудшить разделительную способность.

Чем больше инвариантная масса системы, тем больше угол разлета между продуктами в двухчастичном распаде, так как в системе центра инерции дочерние частицы вылетают под углом 180° по отношению друг к другу, а при переходе в лабораторную систему отсчета лоренцевский буст будет менее выражен для более массивных распадающихся частиц. Способ установления тагирующей струи основан на поиске легкой струи, дающей наибольшую инвариантную массу с b -струей от полулептонного топ-кварка, что приблизительно соответствует поиску самой удаленной от нее струи. Поэтому само определение тагирующей струи подразумевает наличие выделенного направления для сигнального процесса. Конфигурация tt не предусматривает присутствие такой струи, поэтому для основного фонового процесса вылет тагирующей струи относительно топ-кварка носит произвольный характер. Описанные закономерности прослеживаются на распределениях модуля разности псевдобыстрот между тагирующей струей и реконструированным топ-кварком на рисунке 32. Распределение для передней струи (рис. 33) дает меньшую разделительную способность для этой же переменной из-за того, что она определена как струя с наибольшим p_T в диапазоне псевдобыстрот $|\eta^{forward-jet}| > 1.74$, а не как самая дальняя от топ-кварка легкая струя. Эти же рассуждения объясняют поведение распределений по модулю разности псевдобыстрот между реконструированным бозоном Хиггса и тагирующей (передней) струей на рисунке 34(35), а также распределений по инвариантной массе реконструированного топ-кварка и тагирующей (передней) струей на рисунке 36(37) и по инвариантной массе реконструированного бозона Хиггса и тагирующей (передней) струей на рисунке 38(39).

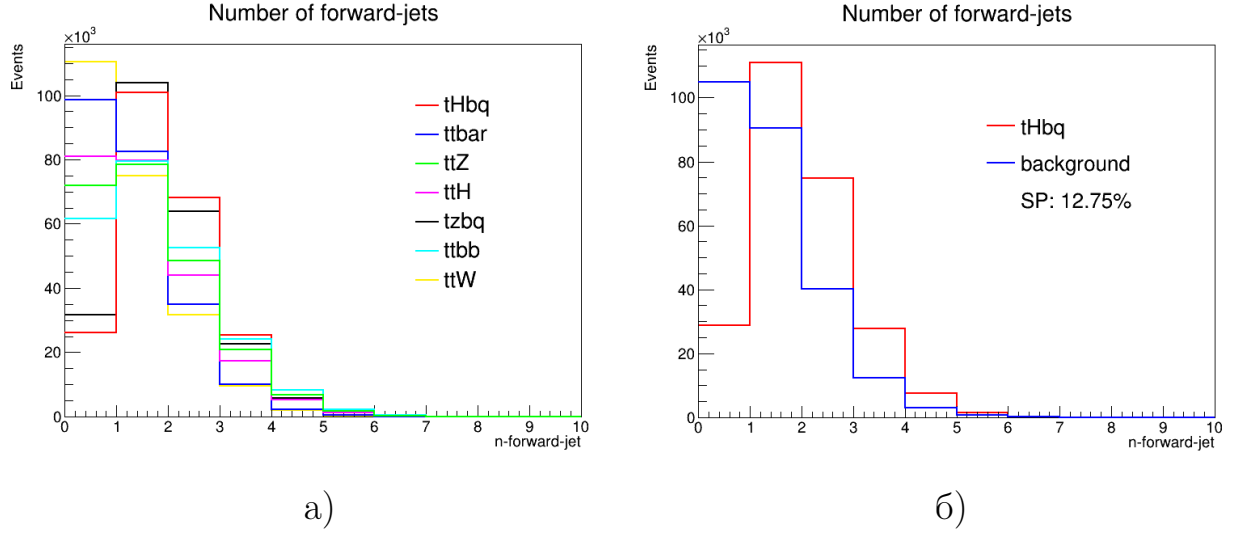


Рисунок 31 — Распределения по числу передних струй а)с отображением всех процессов, б)с отображением сигнального процесса и суммарного вклада фоновых процессов

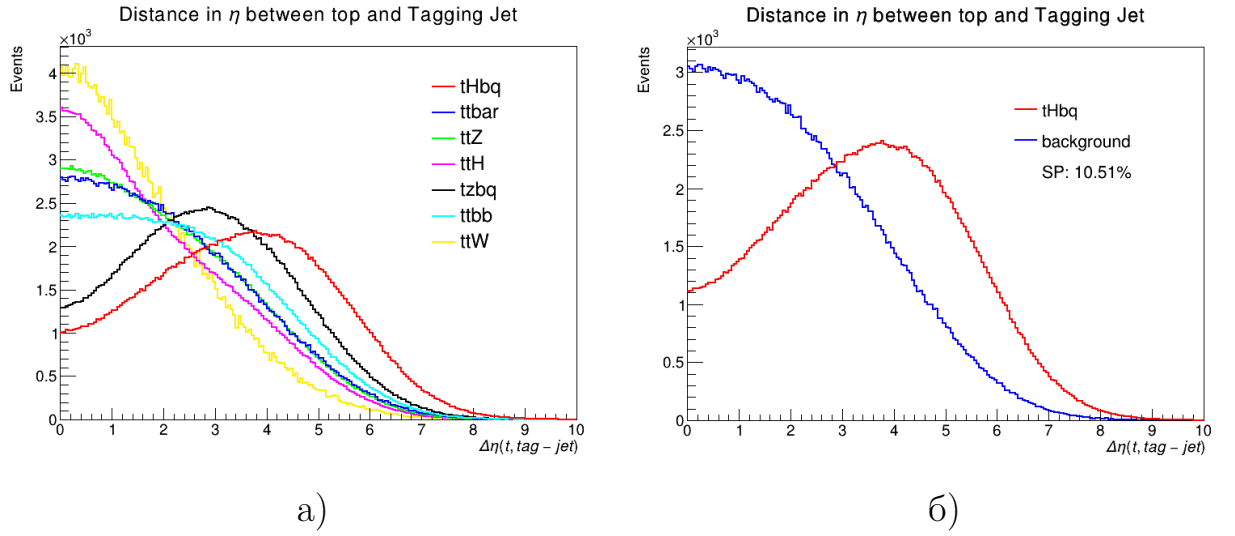
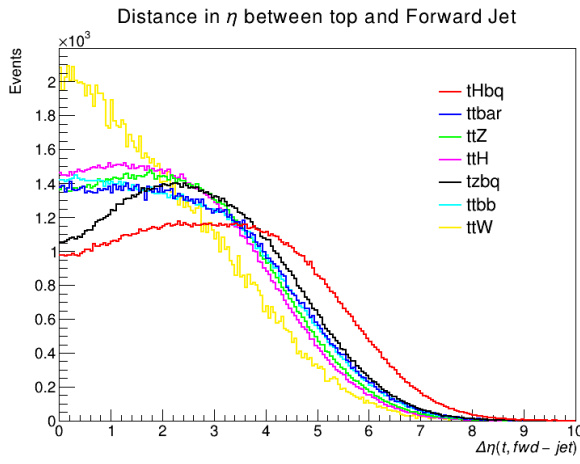
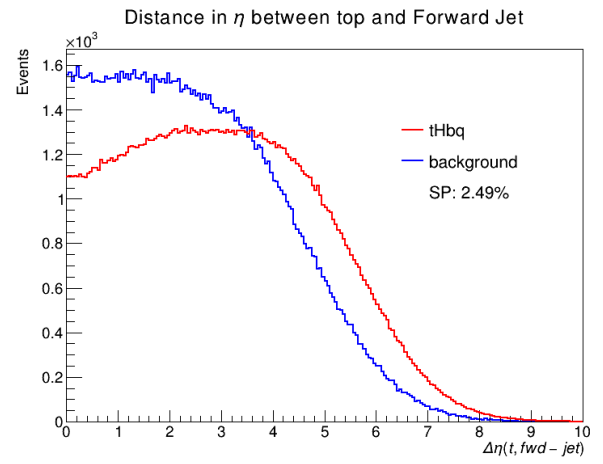


Рисунок 32 — Распределения по модулю разности псевдобыстрот между реконструированным топ-кварком и тагирующей струей а)с отображением всех процессов, б)с отображением сигнального процесса и суммарного вклада фоновых процессов

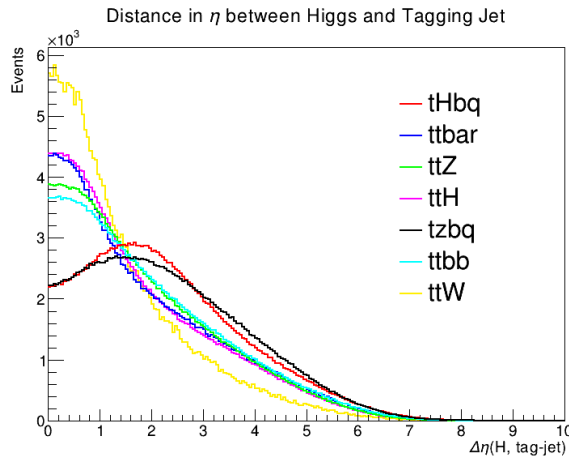


а)

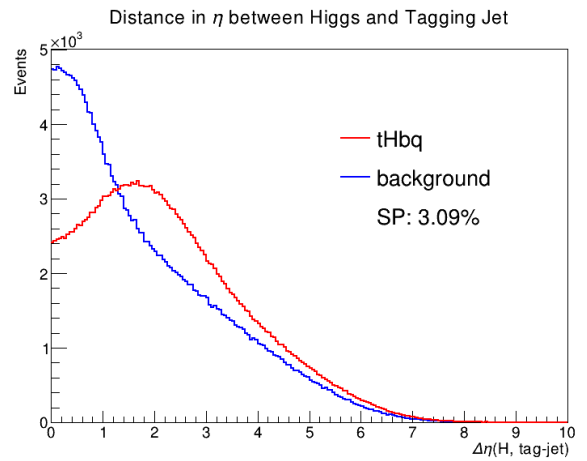


б)

Рисунок 33 — Распределения по модулю разности псевдобыстрот между реконструированным топ-кварком и передней струей а)с отображением всех процессов, б)с отображением сигнального процесса и суммарного вклада фоновых процессов

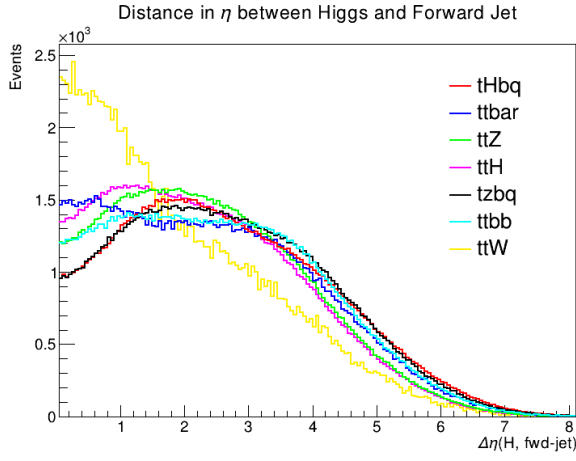


а)

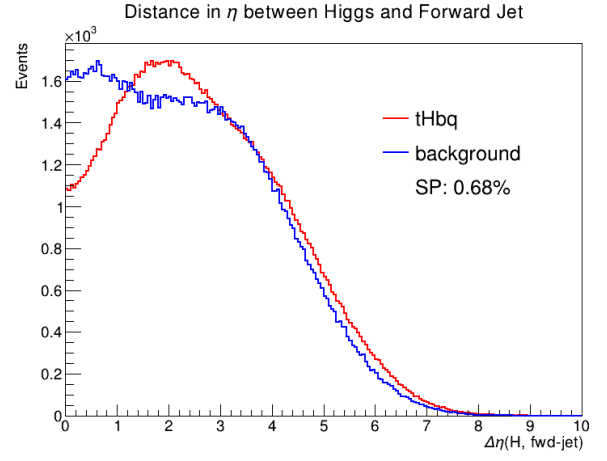


б)

Рисунок 34 — Распределения по модулю разности псевдобыстрот между реконструированным бозоном Хиггса и тагирующей струей а)с отображением всех процессов, б)с отображением сигнального процесса и суммарного вклада фоновых процессов

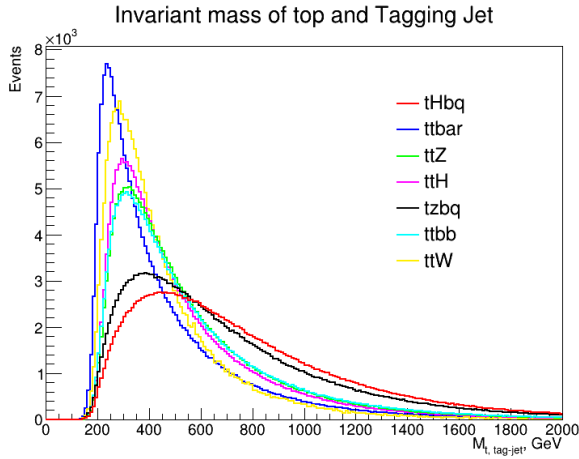


а)

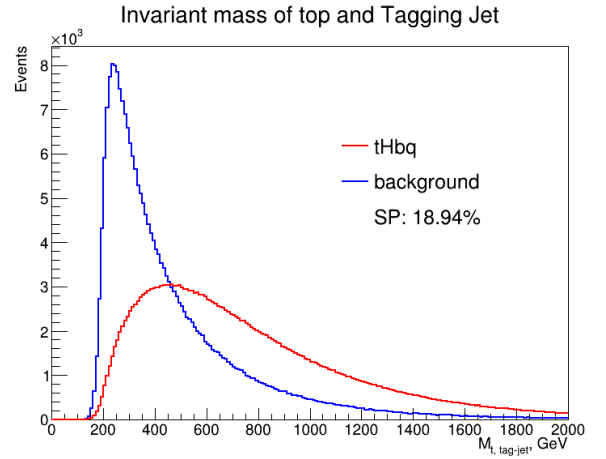


б)

Рисунок 35 — Распределения по модулю разности псевдобыстрот между реконструированным бозоном Хиггса и передней струей а)с отображением всех процессов, б)с отображением сигнального процесса и суммарного вклада фоновых процессов

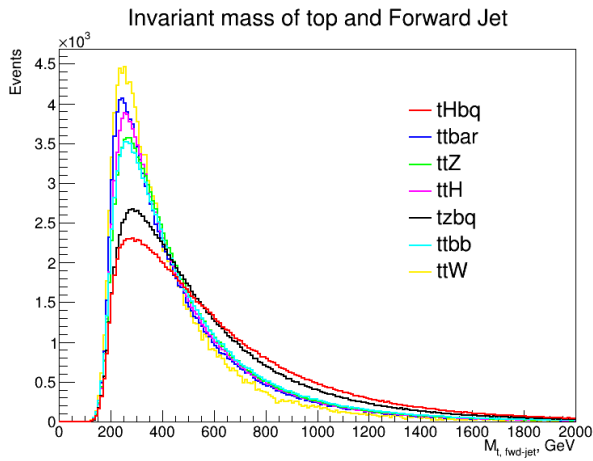


а)

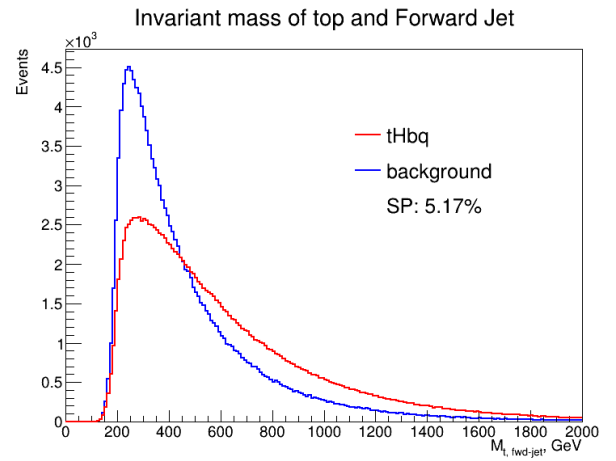


б)

Рисунок 36 — Распределения по инвариантной массе реконструированного топ-кварка и тагирующей струи а)с отображением всех процессов, б)с отображением сигнального процесса и суммарного вклада фоновых процессов

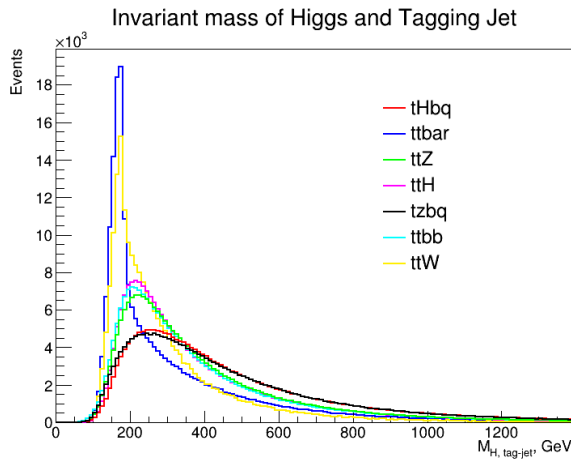


а)

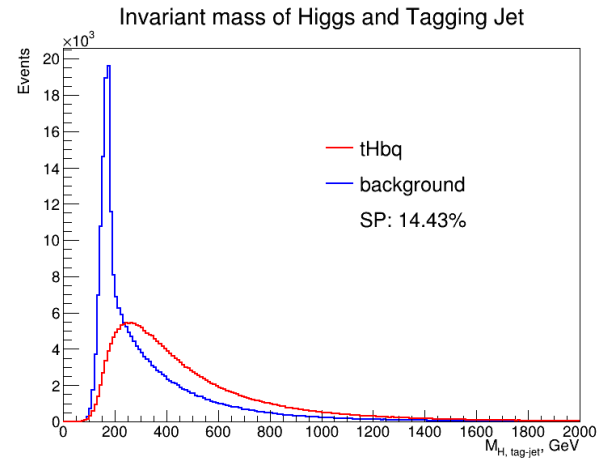


б)

Рисунок 37 — Распределения по инвариантной массе реконструированного топ-кварка и передней струи а)с отображением всех процессов, б)с отображением сигнального процесса и суммарного вклада фоновых процессов



а)



б)

Рисунок 38 — Распределения по инвариантной массе реконструированного бозона Хиггса и тагирующей струи а)с отображением всех процессов, б)с отображением сигнального процесса и суммарного вклада фоновых процессов

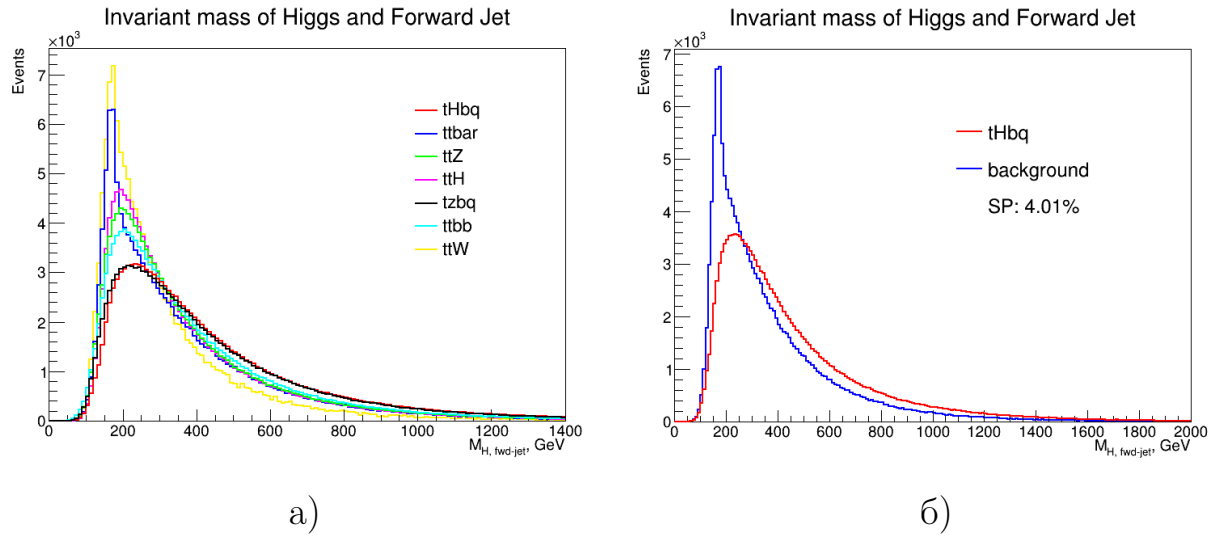


Рисунок 39 — Распределения по инвариантной массе реконструированного бозона Хиггса и передней струи а)с отображением всех процессов, б)с отображением сигнального процесса и суммарного вклада фоновых процессов

На рисунках 40-41 приведены распределения по ΔR между ближайшей к тагирующей b-струей и тагирующей струей, а также между ближайшей к передней b-струей и передней струей соответственно.

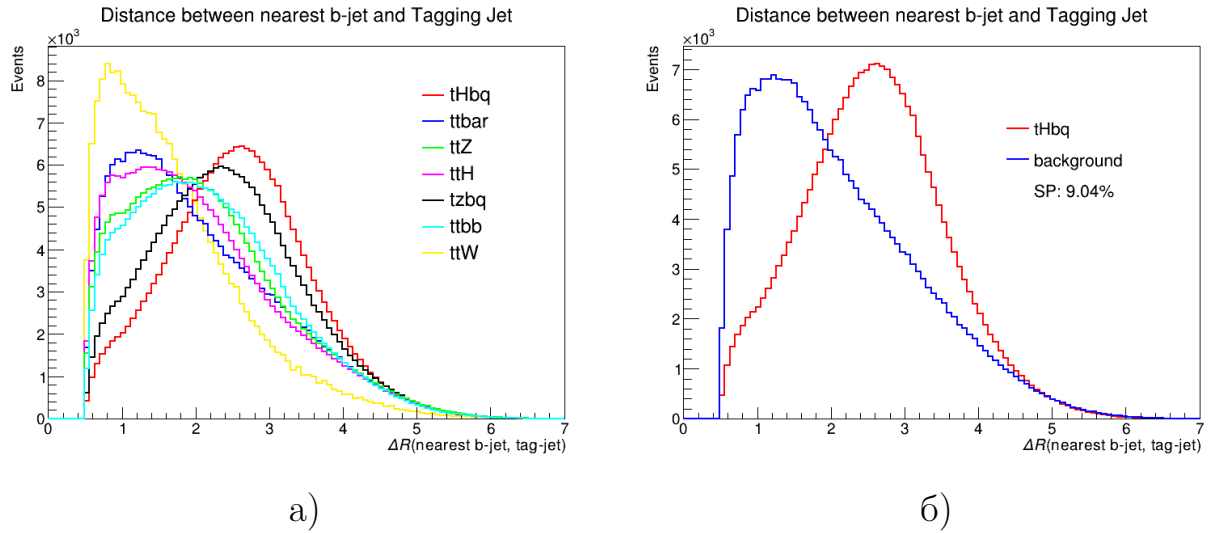


Рисунок 40 — Распределения по ΔR между ближайшей к тагирующей струе b-струей и тагирующей струей а)с отображением всех процессов, б)с отображением сигнального процесса и суммарного вклада фоновых процессов

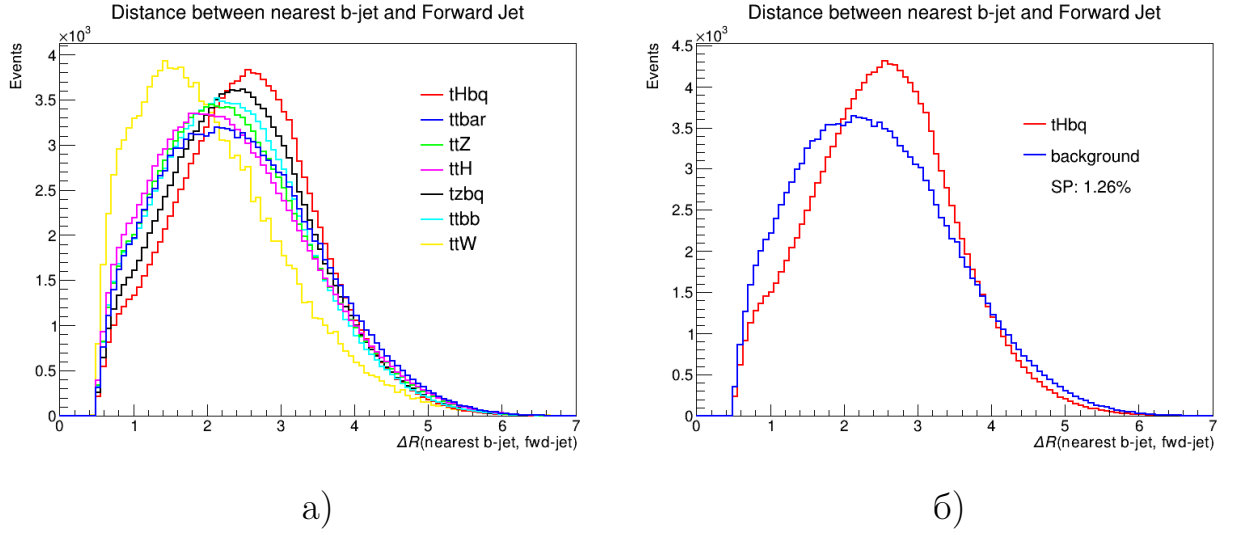


Рисунок 41 — Распределения по ΔR между ближайшей к передней струе b-струей и передней струей а)с отображением всех процессов, б)с отображением сигнального процесса и суммарного вклада фоновых процессов

На рисунках 42-43 представлены распределения по ΔR между b-струей с наибольшим p_T и тагирующей струей, а также между b-струей с наибольшим p_T и передней струей соответственно.

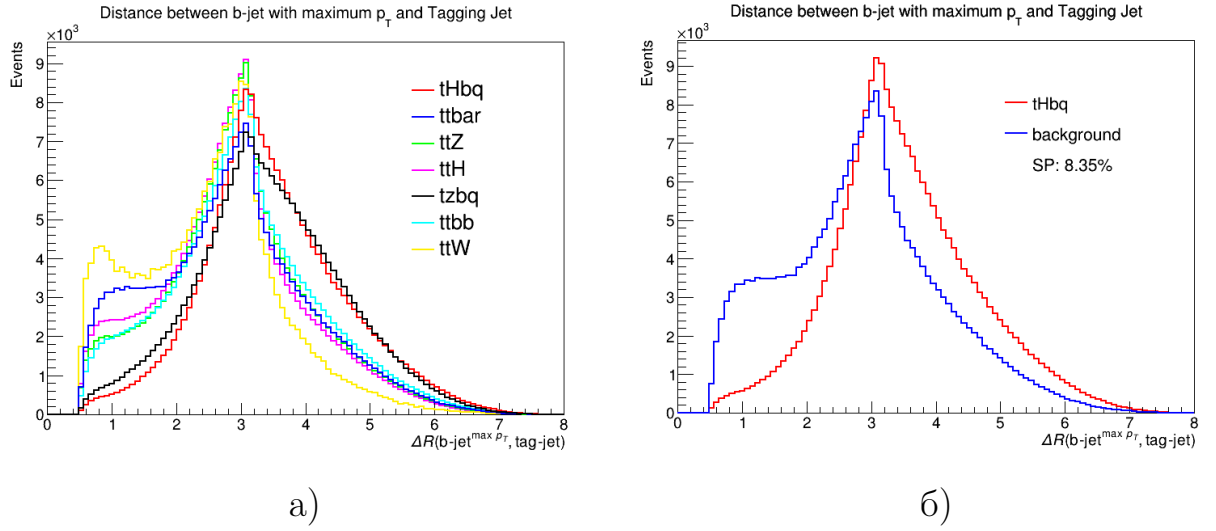
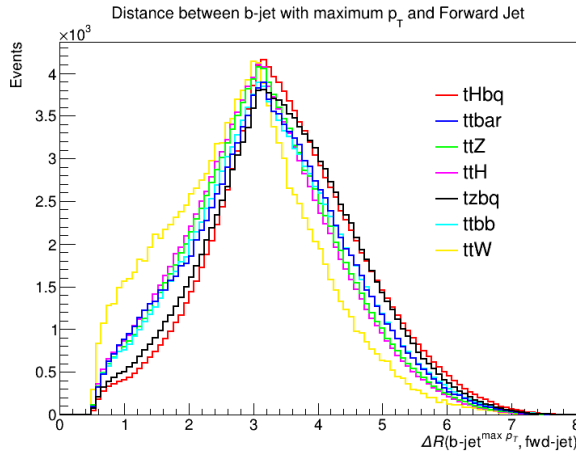
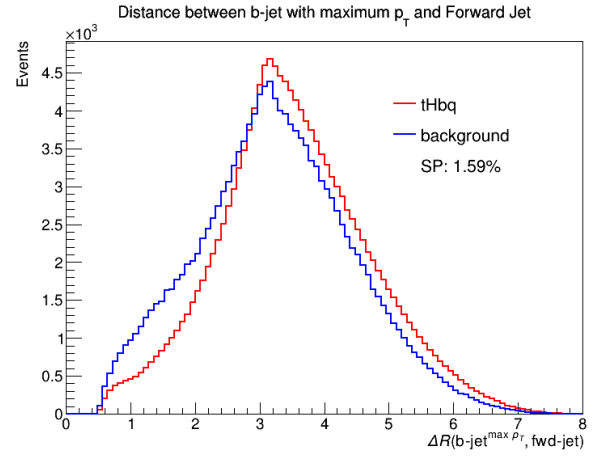


Рисунок 42 — Распределения по ΔR между b-струей с наибольшим p_T и тагирующей струей а)с отображением всех процессов, б)с отображением сигнального процесса и суммарного вклада фоновых процессов



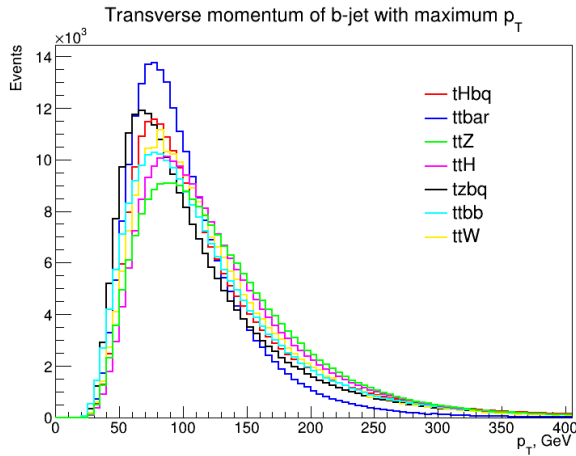
а)



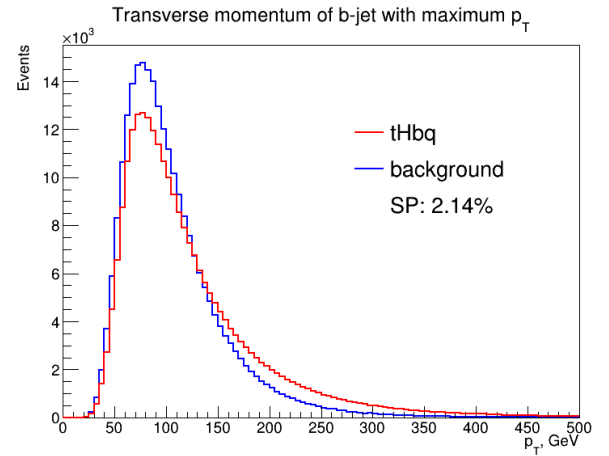
б)

Рисунок 43 — Распределения по ΔR между b-струей с наибольшим p_T и передней струей а)с отображением всех процессов, б)с отображением сигнального процесса и суммарного вклада фоновых процессов

На рисунках 44-49 приведены распределения кинематических характеристик b-струй.

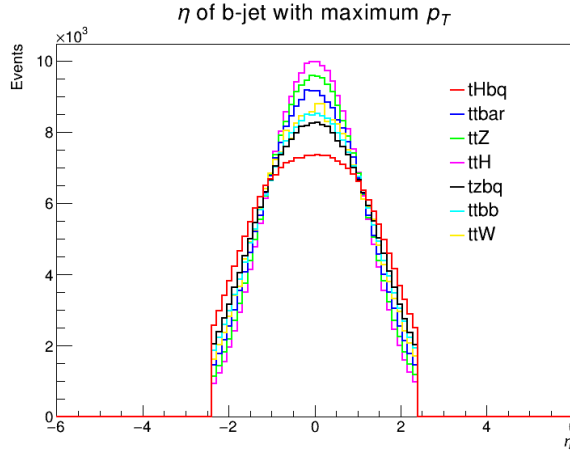


а)

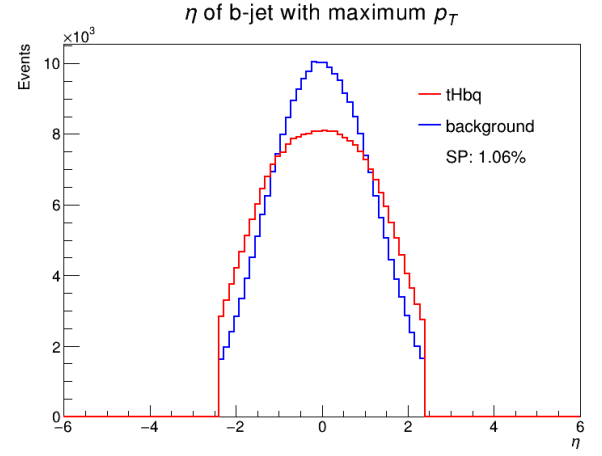


б)

Рисунок 44 — Распределения по поперечному импульсу b-струи с наибольшим p_T а)с отображением всех процессов, б)с отображением сигнального процесса и суммарного вклада фоновых процессов

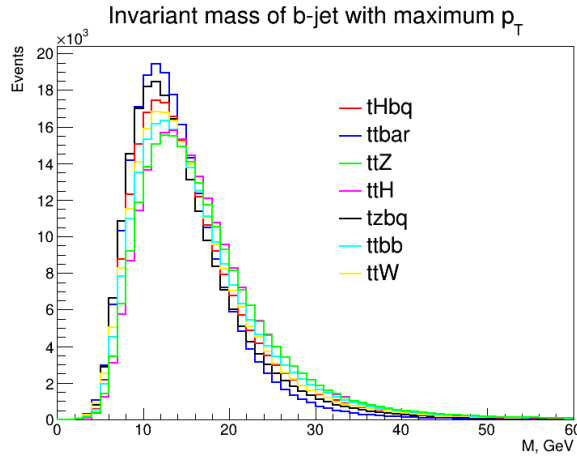


а)

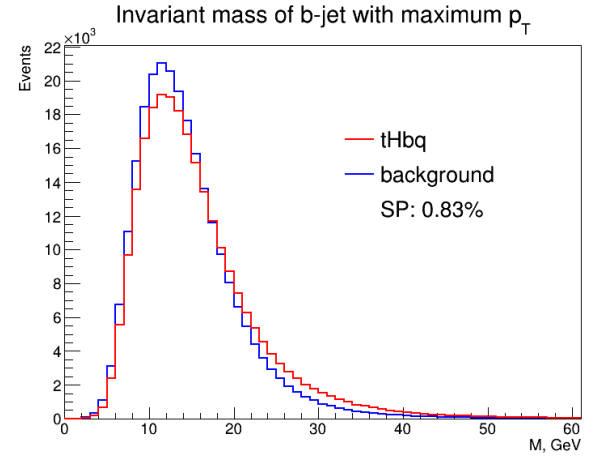


б)

Рисунок 45 — Распределения по псевдобыстроте b -струи с наибольшим p_T
а)с отображением всех процессов, б)с отображением сигнального процесса
и суммарного вклада фоновых процессов

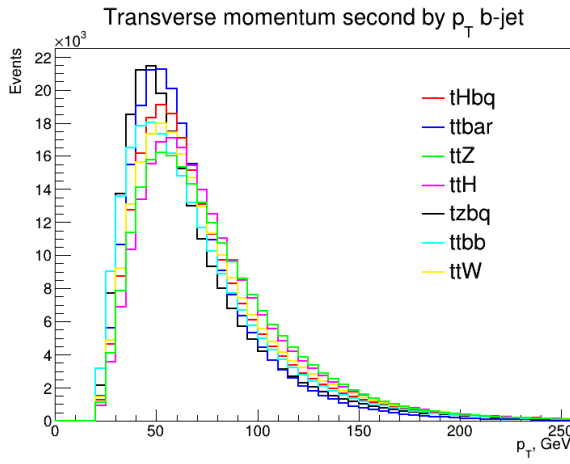


а)

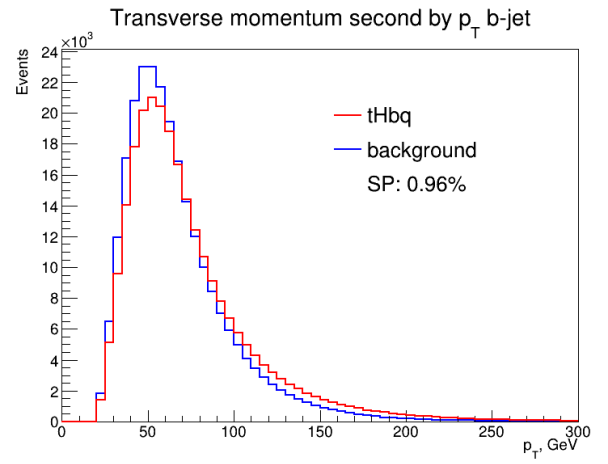


б)

Рисунок 46 — Распределения по инвариантной b -струи с наибольшим p_T
а)с отображением всех процессов, б)с отображением сигнального процесса
и суммарного вклада фоновых процессов

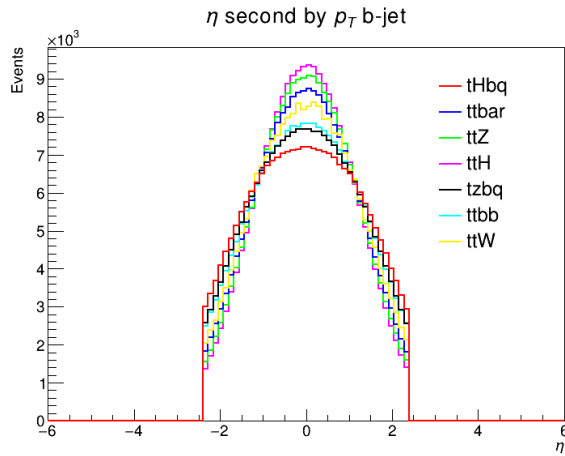


а)

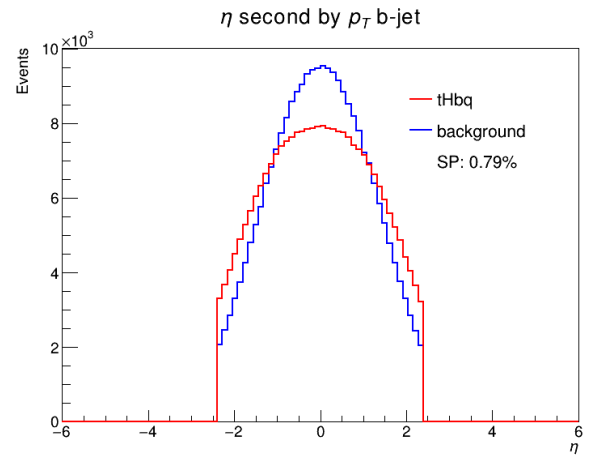


б)

Рисунок 47 — Распределения по поперечному импульсу b -струи со вторым по величине p_T а)с отображением всех процессов, б)с отображением сигнального процесса и суммарного вклада фоновых процессов

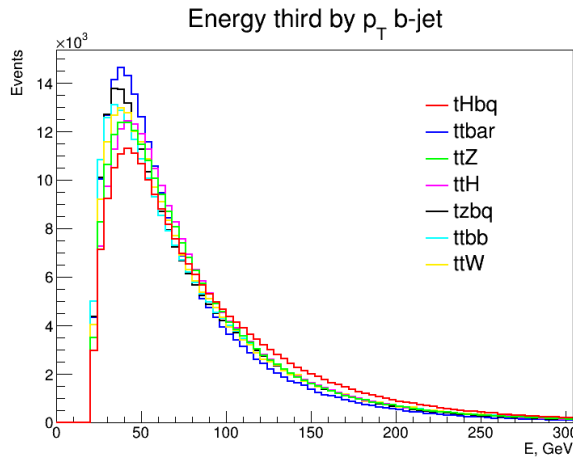


а)

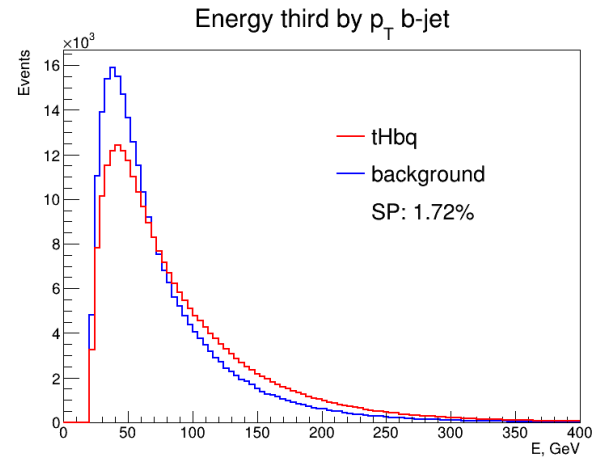


б)

Рисунок 48 — Распределения по псевдобыстроте b -струи со вторым по величине p_T а)с отображением всех процессов, б)с отображением сигнального процесса и суммарного вклада фоновых процессов



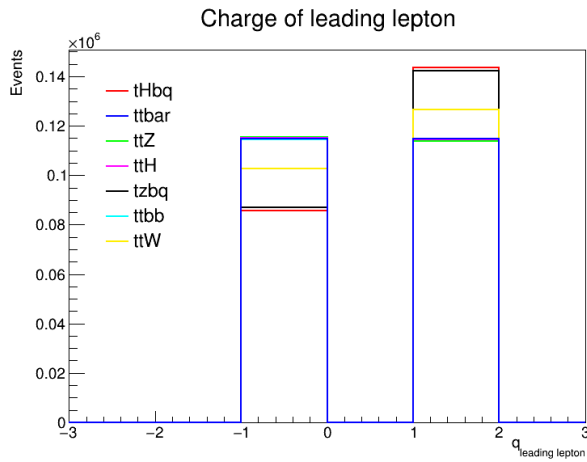
а)



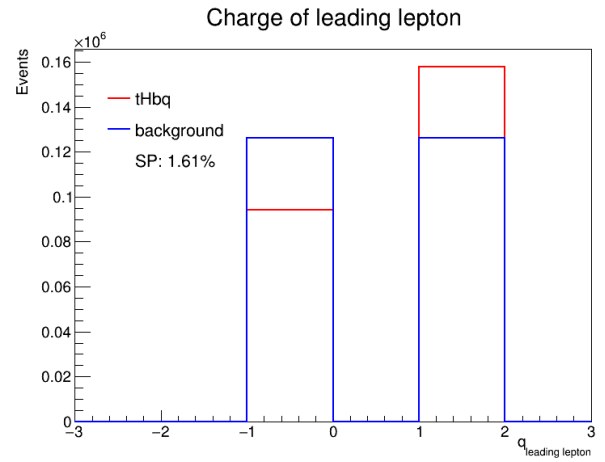
б)

Рисунок 49 — Распределения по энергии b -струи с третьим по величине p_T а) с отображением всех процессов, б) с отображением сигнального процесса и суммарного вклада фоновых процессов

На рисунках 50-52 представлены распределения переменных, относящихся к характеристикам лидирующего лептона.



а)



б)

Рисунок 50 — Распределения по заряду лидирующего лептона а) с отображением всех процессов, б) с отображением сигнального процесса и суммарного вклада фоновых процессов

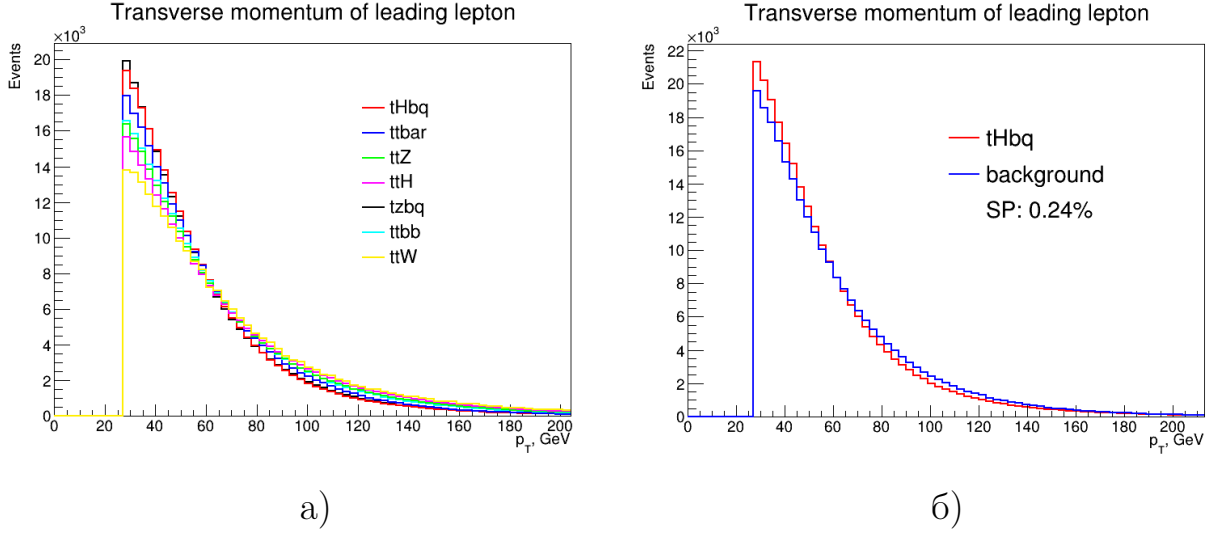


Рисунок 51 — Распределения по поперечному импульсу лидирующего лептона а)с отображением всех процессов, б)с отображением сигнального процесса и суммарного вклада фоновых процессов

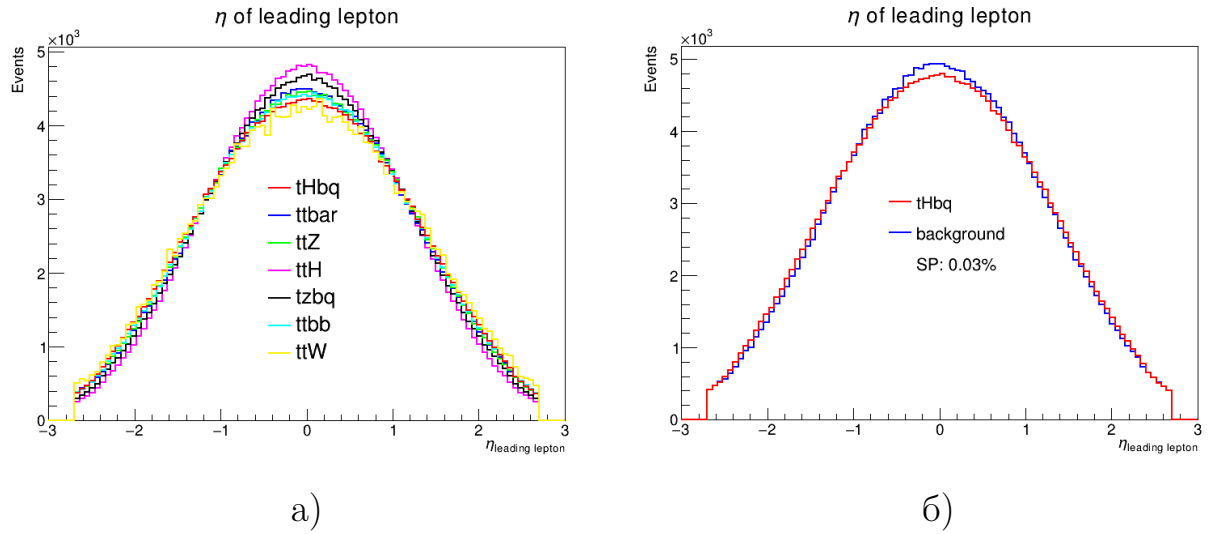


Рисунок 52 — Распределения по псевдобыстроте лидирующего лептона а)с отображением всех процессов, б)с отображением сигнального процесса и суммарного вклада фоновых процессов

В $pp \rightarrow tt$ W-бозон от адронного топ-кварка порождает две легкие струи. В данной работе для всех фоновых процессов производится реконструкция сигнального процесса. Построение переменной по ΔR между двумя легкими струями является обратной задачей – попытаться реконструировать основной фоновый процесс в сигнальном процессе. К нахождению этой переменной можно подойти двумя способами: 1) найти две легких

струи с наибольшим p_T (рис. 54); 2) найти две легких струи, инвариантная масса которых наиболее близка к массе W-бозона (рис. 53). Не выраженный пик в области малых значений ΔR на распределениях 54-53 может быть связан с ошибкой реконструкции одной струи как двух, если между двумя объектами, по которым происходит кластеризация, $\Delta R \geq 0.5$, что примерно соответствует области этого пика.

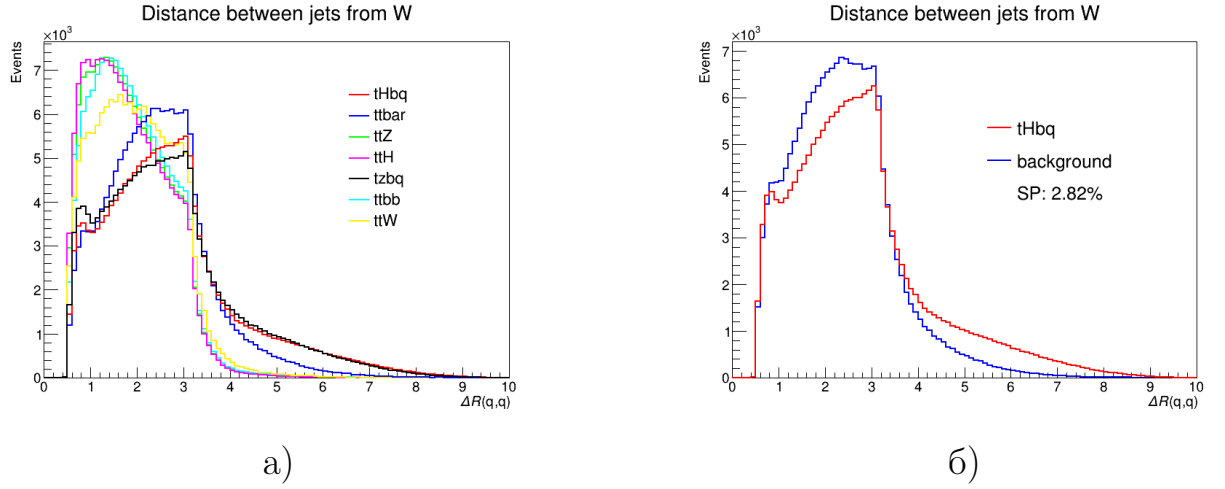


Рисунок 53 — Распределения по ΔR между легкими струями, инвариантная масса которых наиболее близка к массе W-бозона, а) с отображением всех процессов, б) с отображением сигнального процесса и суммарного вклада фоновых процессов

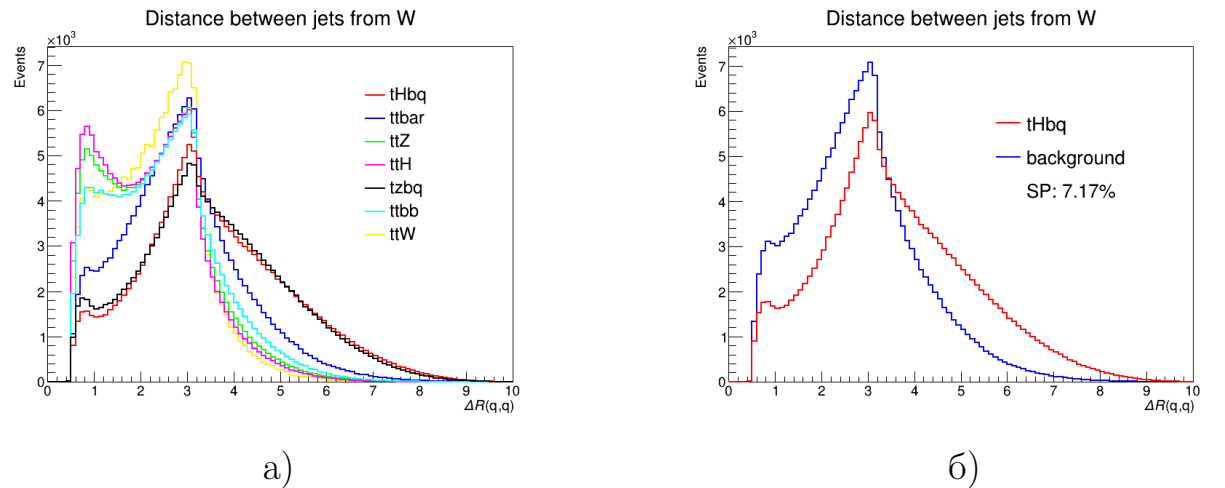


Рисунок 54 — Распределения по ΔR между двумя легкими струями с наибольшим p_T а) с отображением всех процессов, б) с отображением сигнального процесса и суммарного вклада фоновых процессов

На рисунках 55 представлено распределение по поперечному импульсу, на рисунке 56 – распределение по псевдобыстроте реконструированного бозона Хиггса.

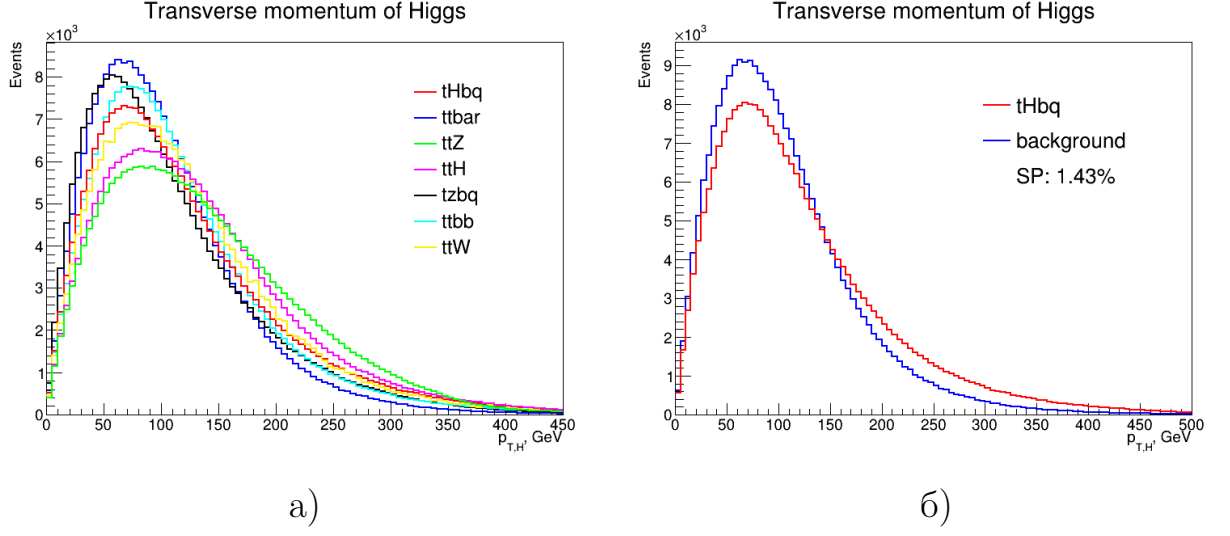


Рисунок 55 — Распределения по поперечному импульсу реконструированного бозона Хиггса а)с отображением всех процессов, б)с отображением сигнального процесса и суммарного вклада фоновых процессов

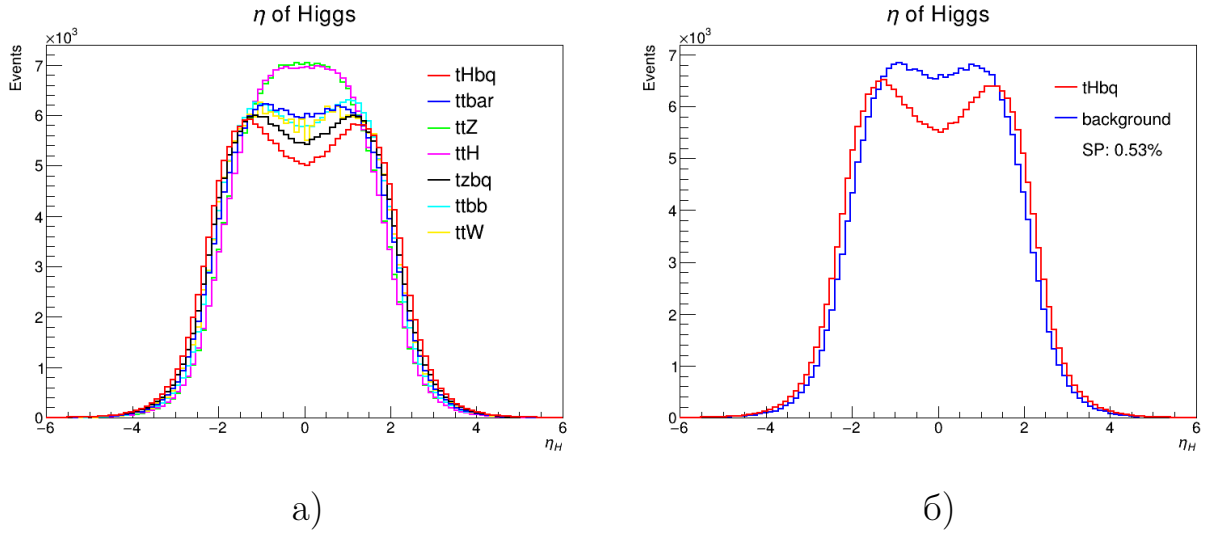


Рисунок 56 — Распределения по псевдобыстроте реконструированного бозона Хиггса а)с отображением всех процессов, б)с отображением сигнального процесса и суммарного вклада фоновых процессов

На рисунке 57 приведено распределение по инвариантной массе реконструированных бозона Хиггса и топ-кварка. Распределение для основного фонового процесса имеет более вытянутый пик левее сигнального процесса, потому что представляет собой не полную реконструкцию системы tt , которая в виду одинаковых масштабов энергии имела бы схожую с сигнальным процессом форму. На рисунках 58-59 представлены распределения по модулю разности псевдобыстрот и модулю разности азимутальных углов соответственно между реконструированными топ-кварком и бозоном Хиггса. Выраженный пик в районе 3.14 на распределении 59 для основного фонового процесса отвечает событиям, в которых число не b -струй равно нулю, так как в этом случае алгоритмы реконструкции бозона Хиггса и топ-кварка в данной работе приведут к точному равенству $p_{T,H} = -p_{T,top}$, откуда следует, что $|\Delta\phi(top, H)| = \pi$.

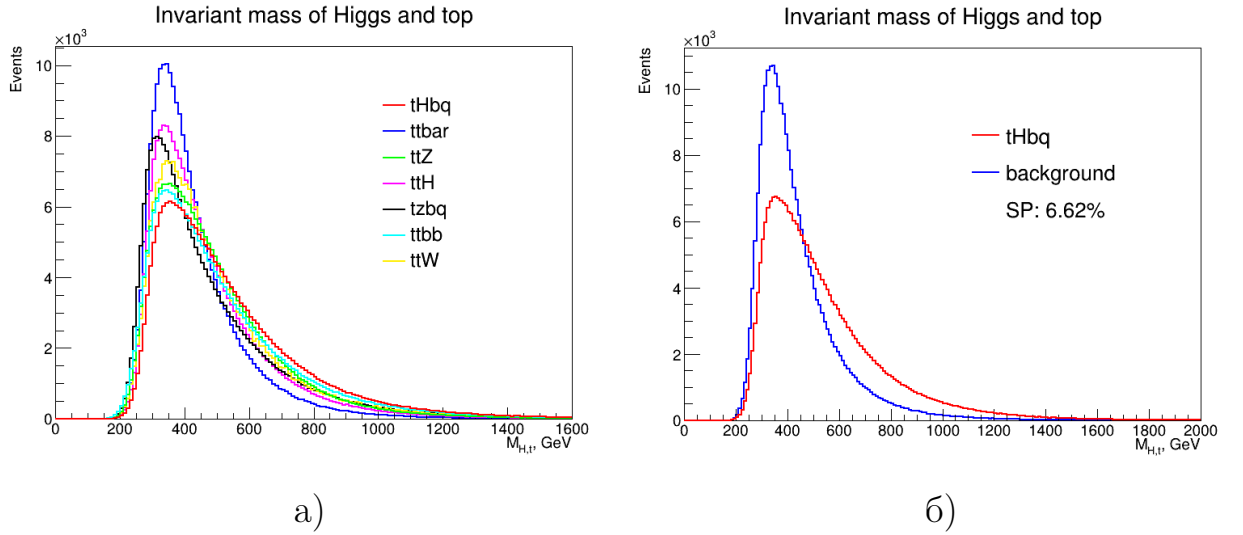


Рисунок 57 — Распределения по инвариантной массе реконструированных бозона Хиггса и топ-кварка а)с отображением всех процессов, б)с отображением сигнального процесса и суммарного вклада фоновых процессов

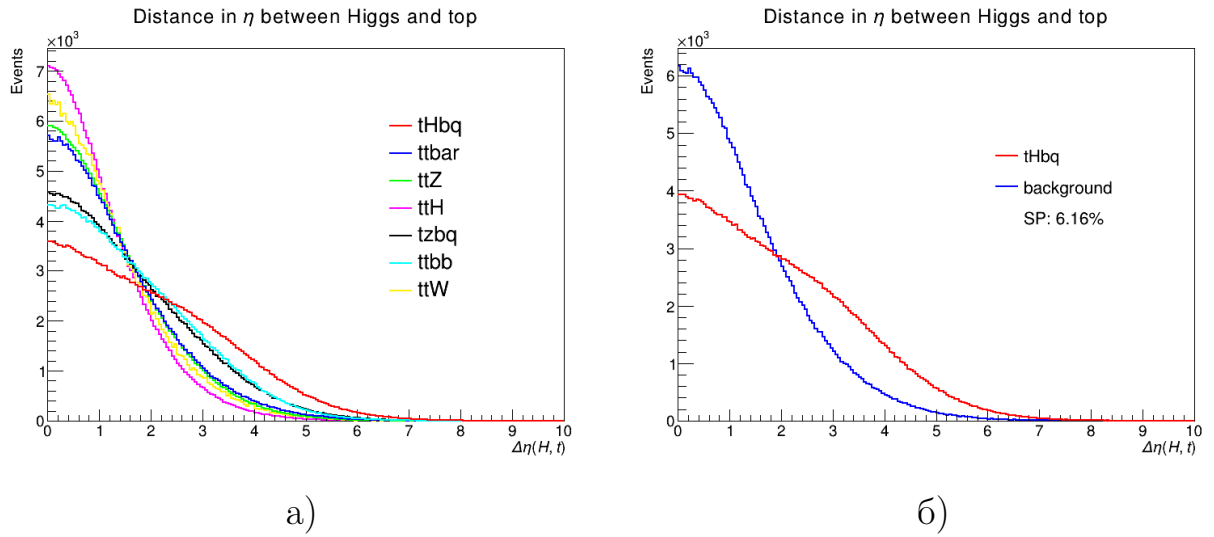


Рисунок 58 — Распределения по разности по модулю псевдобыстрот реконструированных бозона Хиггса и топ-кварка а)с отображением всех процессов, б)с отображением сигнального процесса и суммарного вклада фоновых процессов

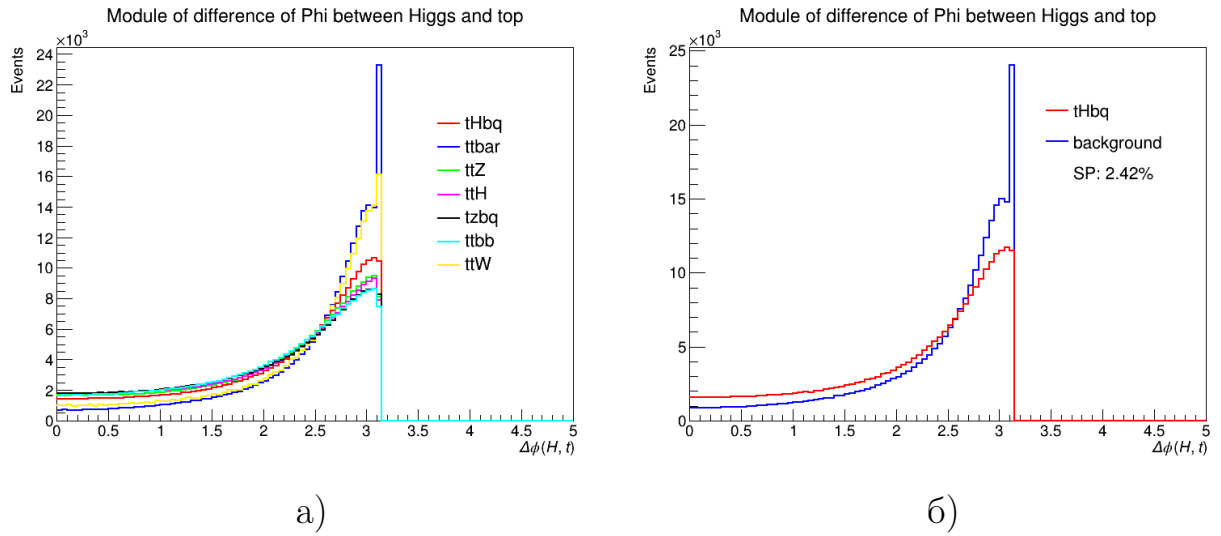


Рисунок 59 — Распределения по разности по модулю азимутальных углов реконструированных бозона Хиггса и топ-кварка а)с отображением всех процессов, б)с отображением сигнального процесса и суммарного вклада фоновых процессов

3. ГЕНЕРАЦИЯ И РЕКОНСТРУКЦИЯ СОБЫТИЙ В СЛЕДУЮЩЕМ ПОРЯДКЕ ТЕОРИИ ВОЗМУЩЕНИЙ

Представленные в разделе 2 результаты получены в рамках моделирования в ведущем порядке теории возмущений (Leading Order, LO). Для увеличения точности предсказаний и снижения теоретической неопределенности, критически важной при сравнении с экспериментальными данными, было выполнено моделирование сигнального процесса $pp \rightarrow tHbq$ и фоновых процессов с наибольшими сечениям ($t\bar{t}$, ttH , см. таблицу1) в приближении следующего после ведущего порядка теории возмущений (Next-to-Leading Order, NLO).

Сигнальный процесс и процесс $pp \rightarrow ttH$ моделировались с помощью MadGraph5_aMC@NLO + Pythia8. Для моделирования основного фонового процесса $pp \rightarrow t\bar{t}$ использовались MC-генераторы POWHEG [21] + Herwig7 [22].

Информация о количестве смоделированных и отобранных событиях, а также об используемых для генерации PDF для сигнального и фоновых процессов представлена в таблице2.

Таблица 2 — Количество смоделированных и отобранных для записи в базу данных событий для сигнального и фоновых процессов; N^{events} – число сгенерированных событий; N^{sel} – число сгенерированных событий, прошедших отбор (см. раздел 2)

Процесс	N^{events}	N^{sel}	PDF
$tHbq$	8 782 291	1 077 004	NNPDF30_nlo_as_0118_nf_4
$t\bar{t}$	30 000 000	559 135	NNPDF30_nlo_as_0118
ttH	2 750 000	174 976	NNPDF30_nlo_as_0118_nf_4

Хотя NLO-расчёты обеспечивают более точное предсказание сечений и кинематических распределений, их практическая реализация в автоматизированных MC-генераторах, таких как MadGraph5_aMC@NLO, сталки-

вается с определенными проблемами, а именно:

- В отличие от расчётов в ведущем порядке (LO), которые ограничиваются древовидными диаграммами, моделирование в следующем ведущем порядке (NLO) требует учёта двух новых классов диаграмм: петлевых диаграмм (учет виртуальных поправок) и диаграмм с реальным излучением дополнительной частицы (Real Emission). Расчёт виртуальных поправок сводится к численному интегрированию многомерных петель от сложных сингулярных функций, в то время как для поправок реального излучения необходимо проводить регуляризации инфракрасных и коллинеарных расходимостей с последующим согласованием с виртуальным вкладом. Совокупность этих факторов приводит к увеличению вычислительной сложности, что напрямую выражается в росте затрат CPU (Central Processing Unit).
- При совмещении вкладов от виртуальных поправок и реального излучения для устранения инфракрасных расходимостей используется процедура вычитания (Subtraction Method), следствием которой является наличие отрицательных весов у смоделированных событий, что, в свою очередь, приводит к увеличению флуктуаций и снижению эффективной статистики.
- При совмещении NLO-расчетов матричных элементов с процессом развития партонного ливня возникает риск учета одной и той же кинематической конфигурации дважды (Double Counting).

Первая проблема в данной работе была решена с помощью выполнения генерации событий на распределённой вычислительной системе (Grid-вычисления). Вторая проблема – это фундаментальная особенность NLO-расчетов, не имеющая универсального метода полного устранения. Общепринятая практика заключается в корректном учёте знака веса при построении итоговых распределений. Третья проблема для сигнального процесса устраняется путем исключения диаграмм с прямым рождением W -бозонов.

Для оценки влияния поправок более высокого порядка ниже приведено сравнение распределений кинематических переменных, включённых в

сгенерированную базу данных, полученных в рамках LO и NLO моделирования.

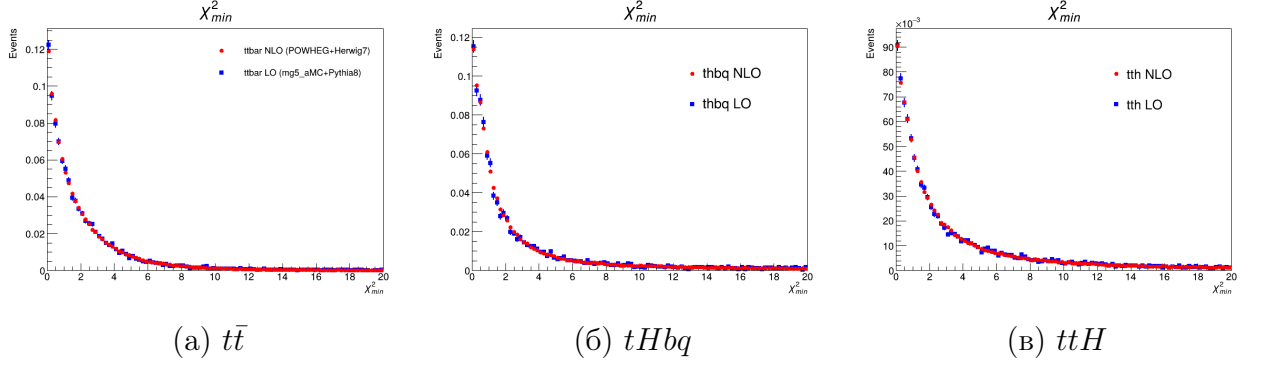


Рисунок 60 — Распределения по наименьшему χ^2 , синие точки - LO, красные - NLO

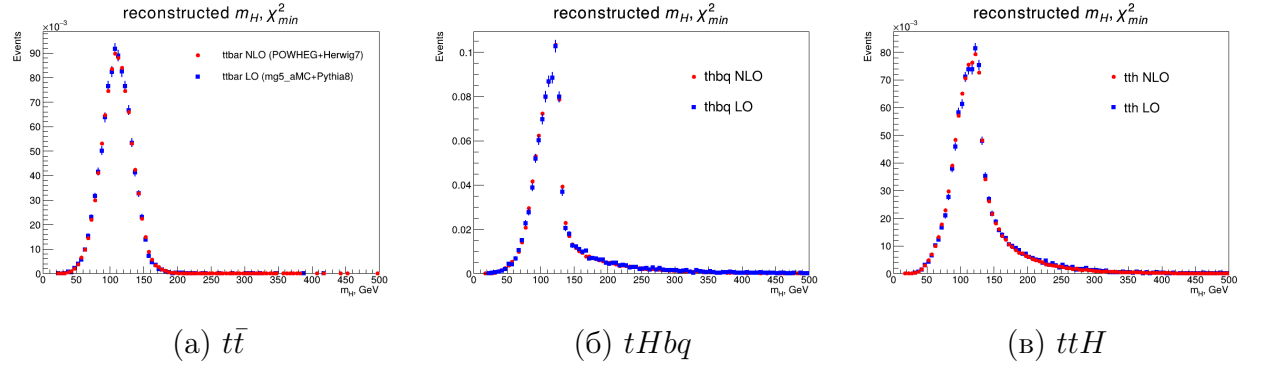


Рисунок 61 — Распределения реконструированной массы бозона Хиггса для комбинации с наименьшим χ^2 , синие точки - LO, красные - NLO

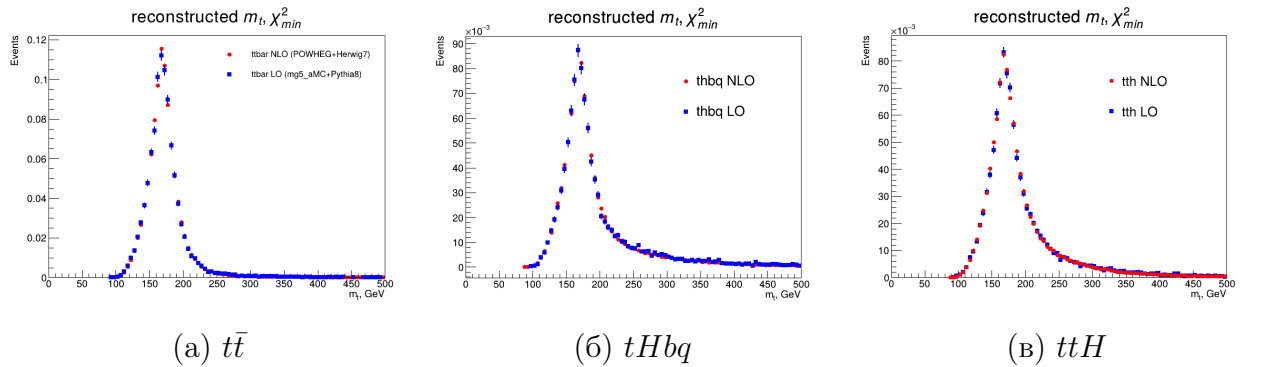
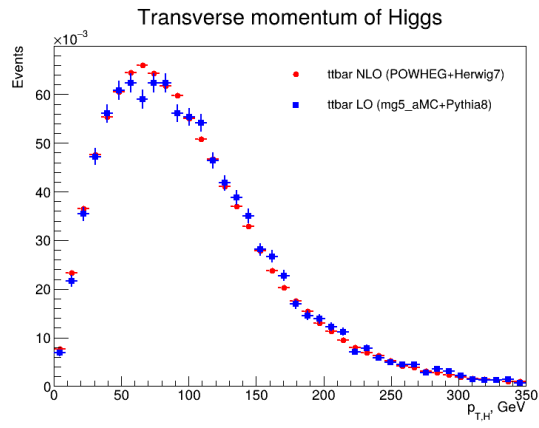
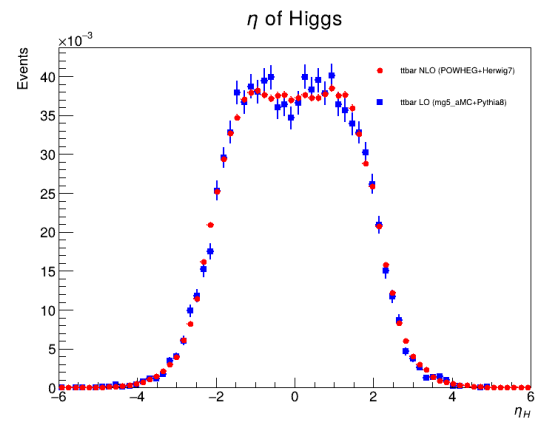


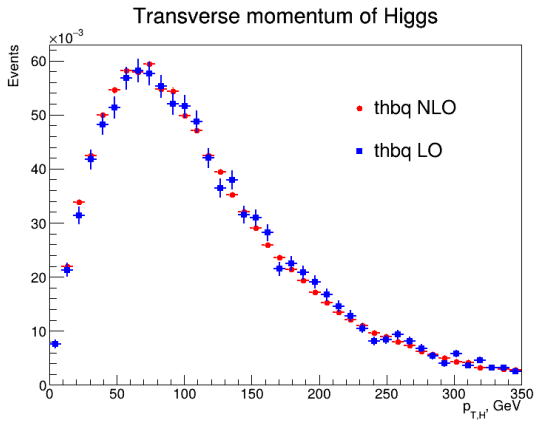
Рисунок 62 — Распределения реконструированной массы топ-кварка для комбинации с наименьшим χ^2 , синие точки - LO, красные - NLO



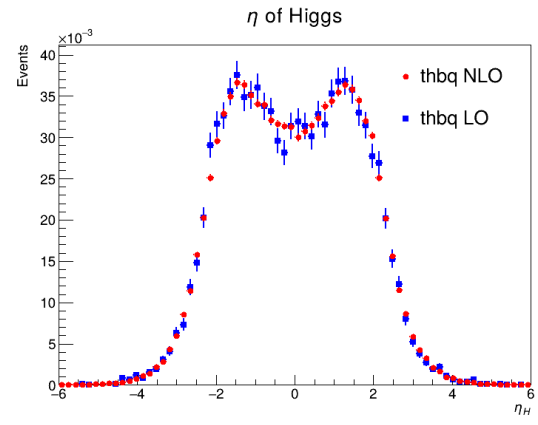
(a) $t\bar{t}$



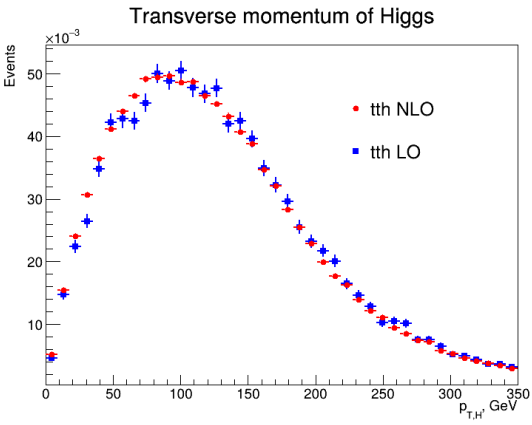
(б) $t\bar{t}$



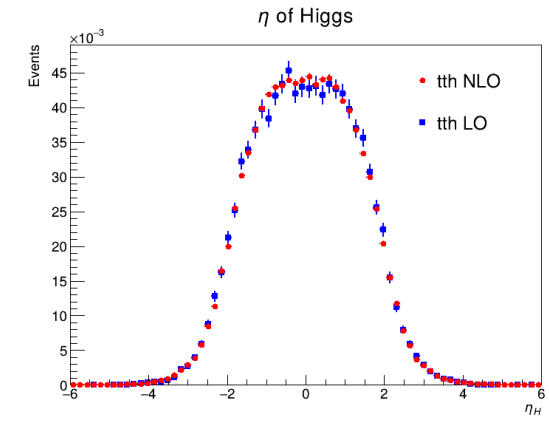
(в) $tHbq$



(г) $tHbq$



(д) $t\bar{t}H$



(е) $t\bar{t}H$

Рисунок 63 — Распределения по поперечному импульсу (а,в,д) и псевдо-быстроте (б,г,е) реконструированного бозона Хиггса, синие точки - LO, красные - NLO

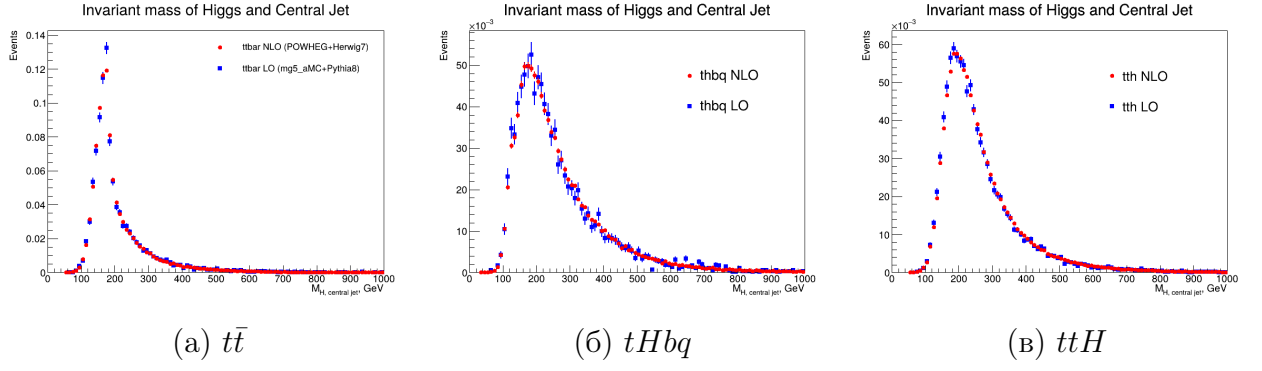


Рисунок 64 — Распределения по инвариантной массе реконструированного бозона Хиггса и центральной струи с наибольшим p_T , синие точки - LO, красные - NLO

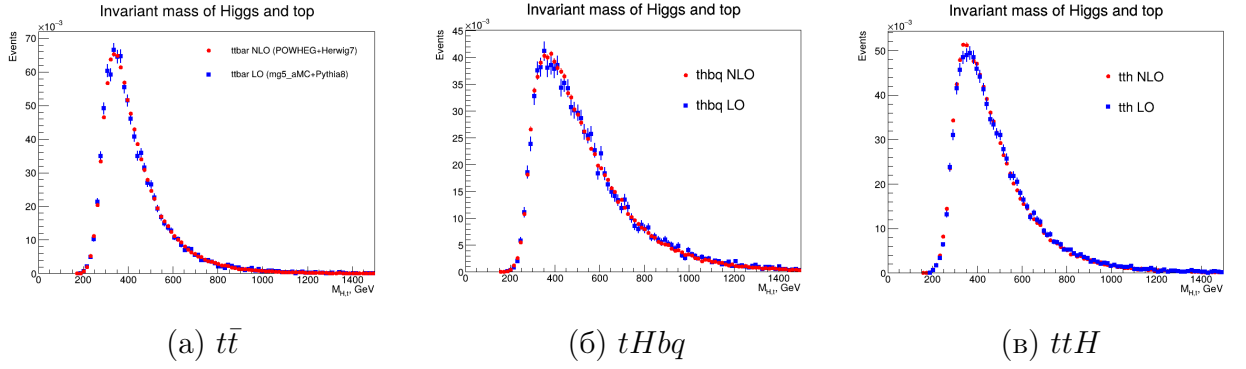


Рисунок 65 — Распределения по инвариантной массе реконструированных бозона Хиггса и топ-кварка, синие точки - LO, красные - NLO

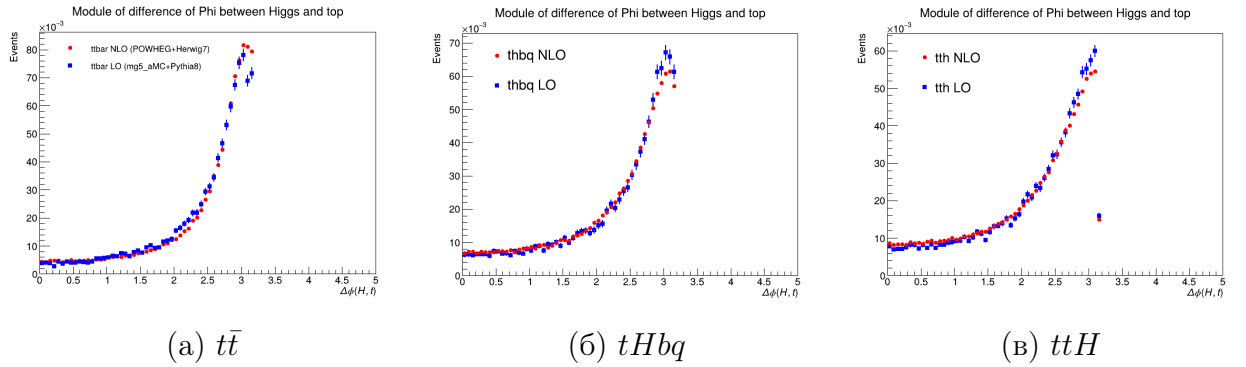


Рисунок 66 — Распределения по разности по модулю азимутальных углов реконструированных бозона Хиггса и топ-кварка, синие точки - LO, красные - NLO

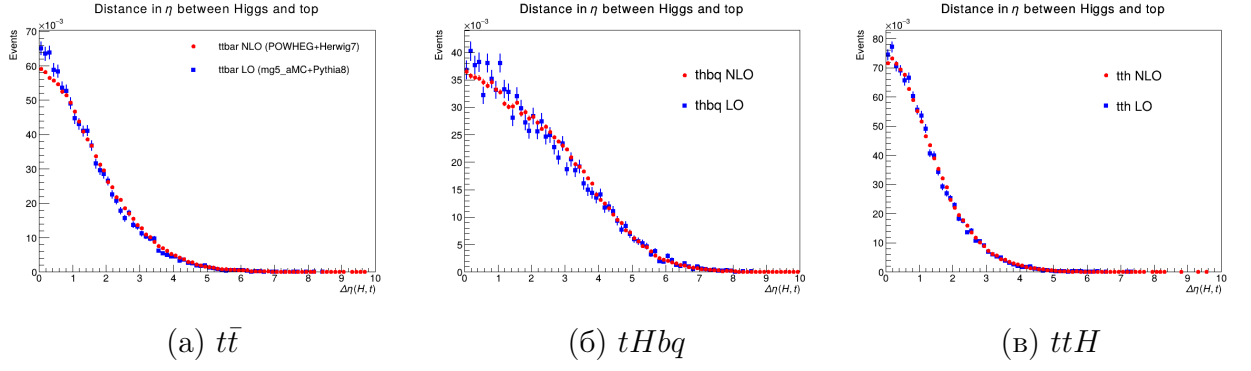


Рисунок 67 — Распределения по разности по модулю псевдобыстрот реконструированных бозона Хиггса и топ-кварка, синие точки - LO, красные - NLO

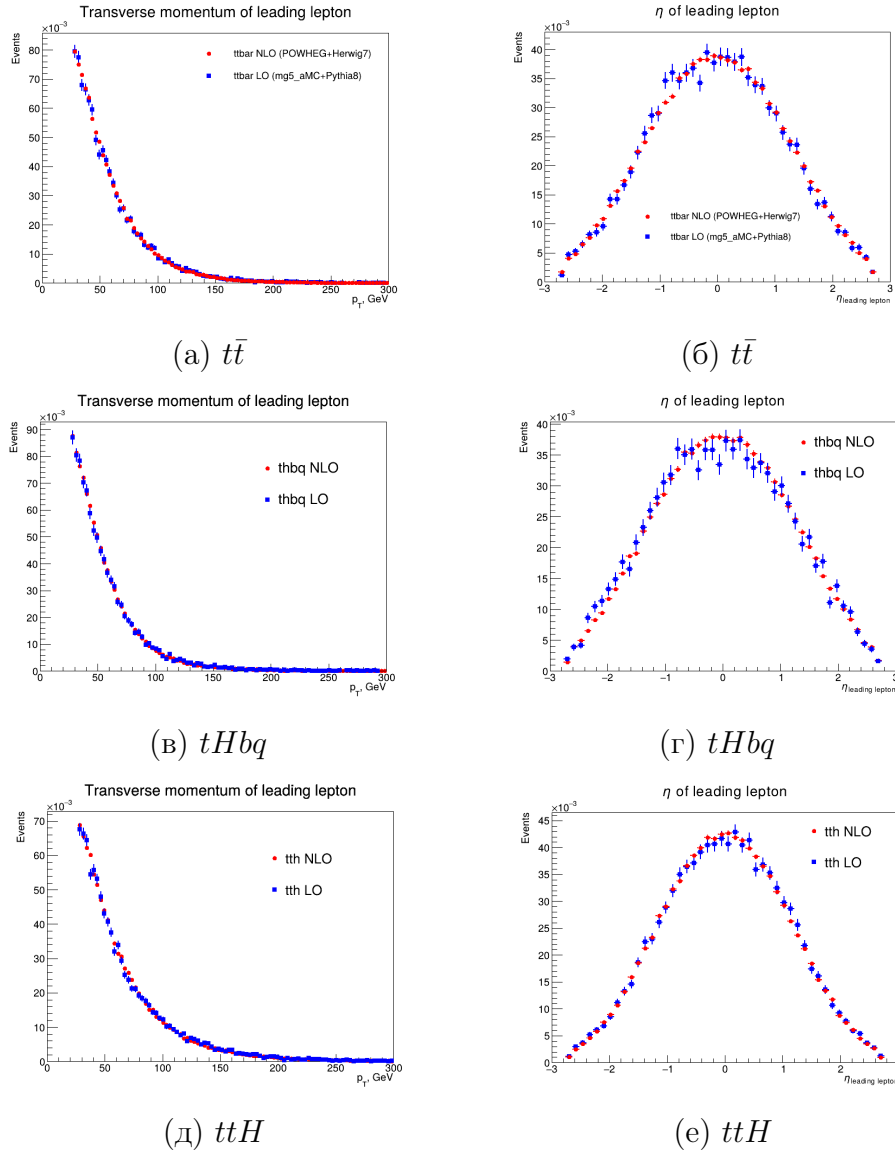


Рисунок 68 — Распределения по поперечному импульсу (а,в,д) и псевдобыстроте (б,г,е) лидирующего лептона, синие точки - LO, красные - NLO

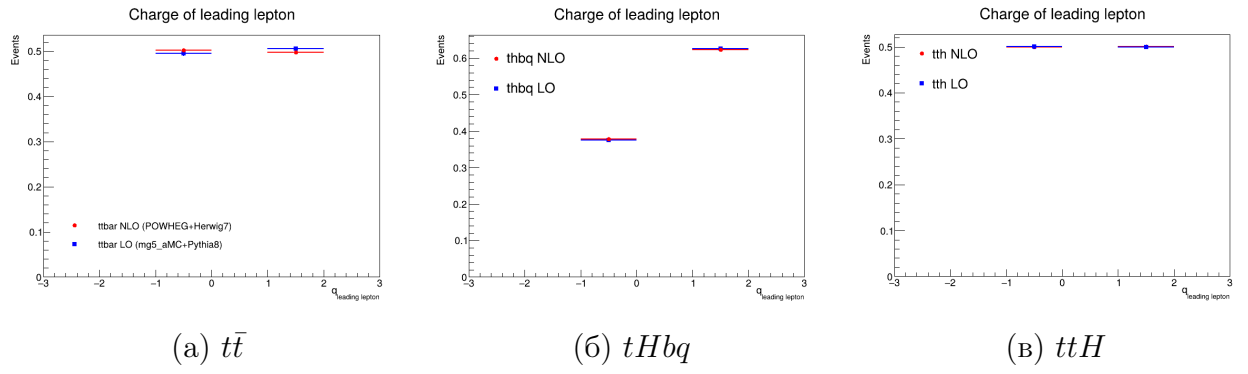


Рисунок 69 — Распределения по заряду лидирующего лептона, синие точки - LO, красные - NLO

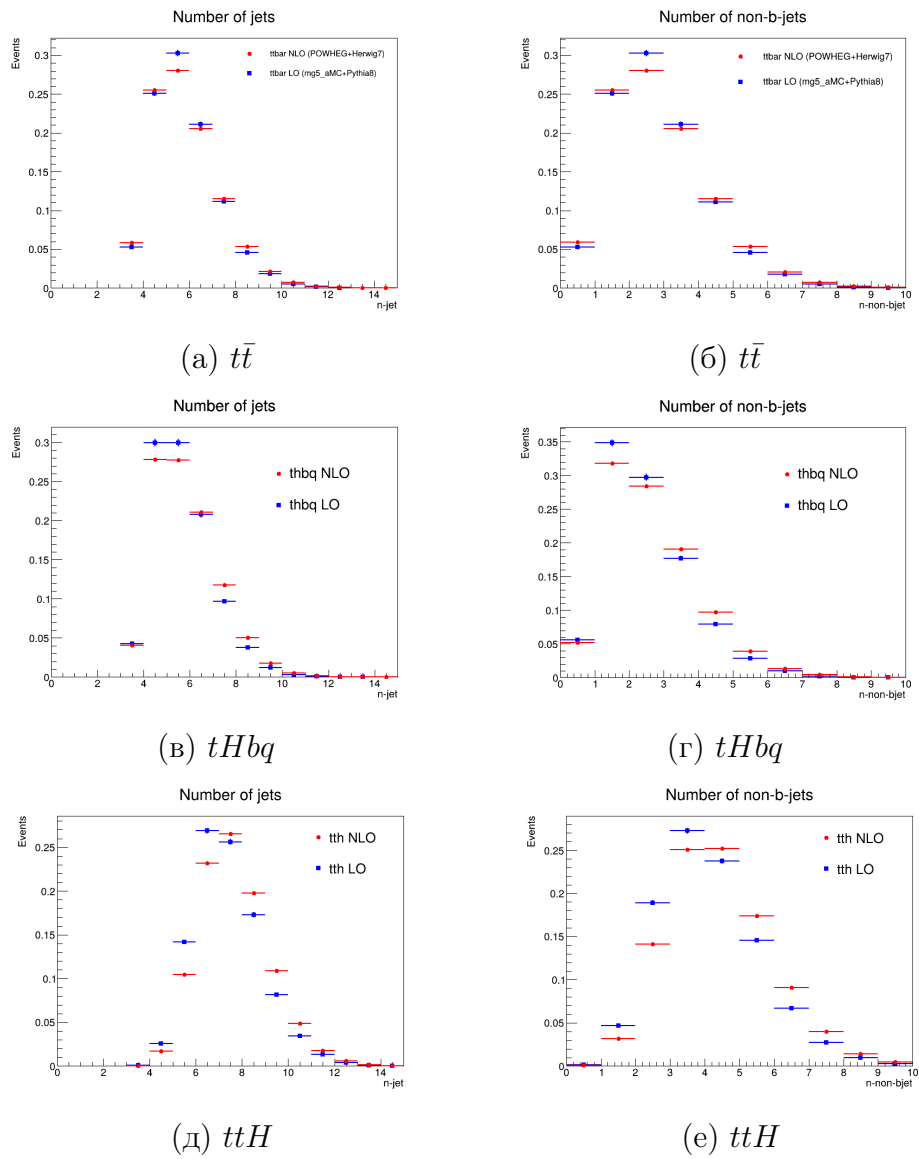


Рисунок 70 — Распределения по числу струй (а,в,д) и по числу не b-струй (б,г,е), синие точки - LO, красные - NLO

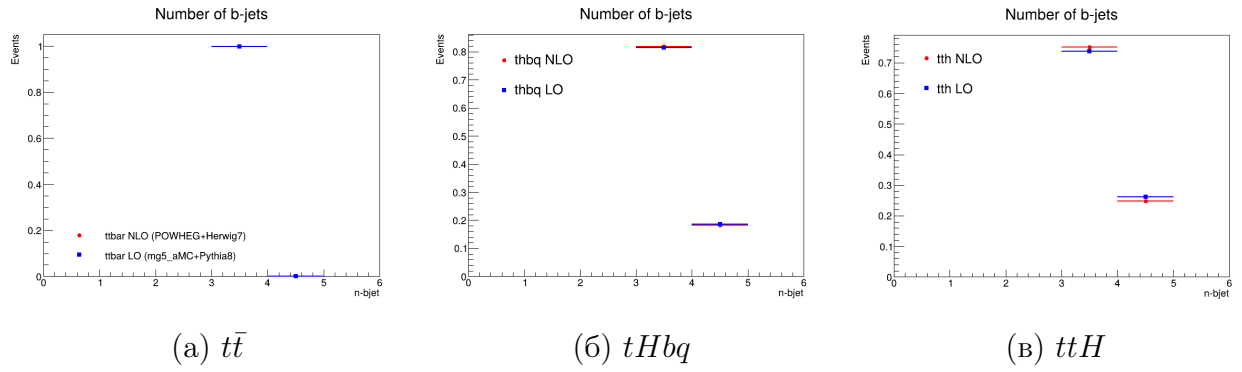


Рисунок 71 — Распределения по числу b -струй, синие точки - LO, красные - NLO

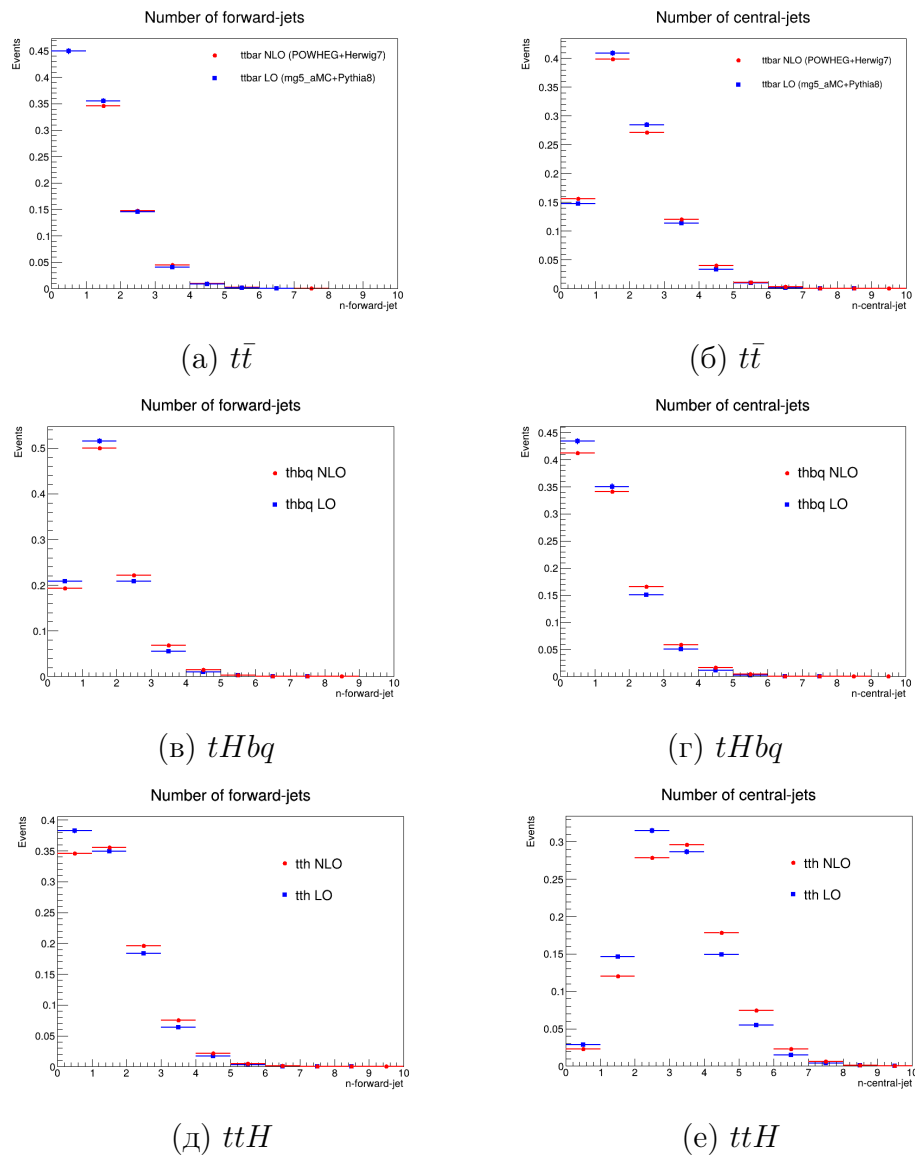
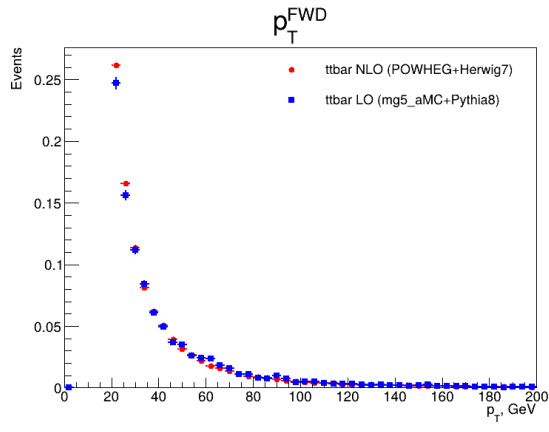
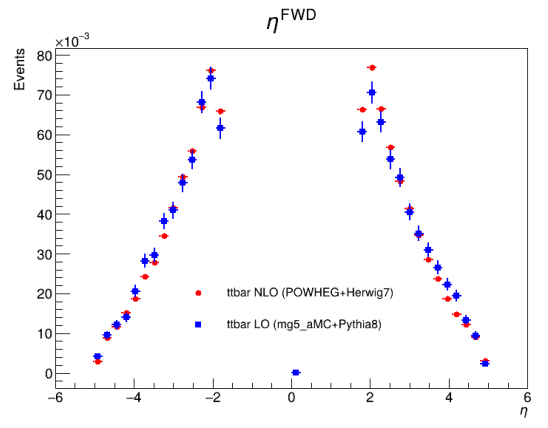


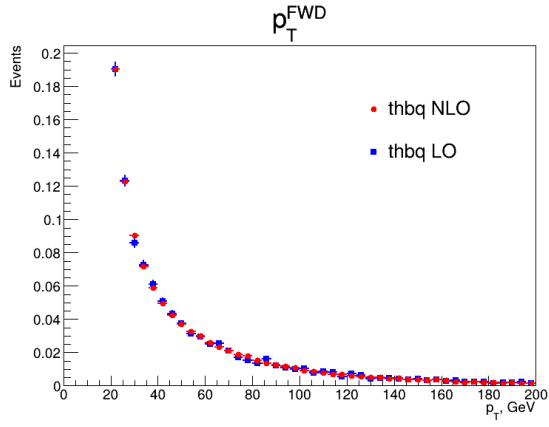
Рисунок 72 — Распределения по числу передних струй (а,в,д) и по числу центральных струй (б,г,е), синие точки - LO, красные - NLO



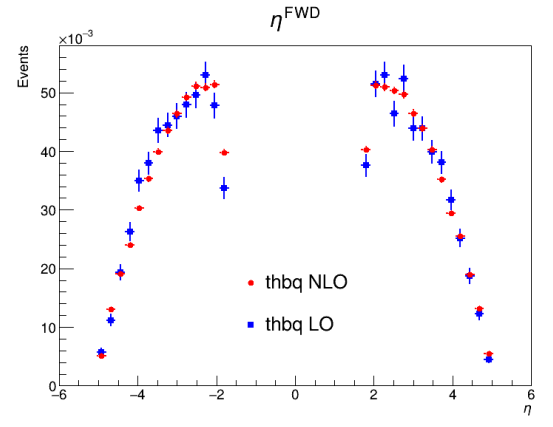
(a) $t\bar{t}$



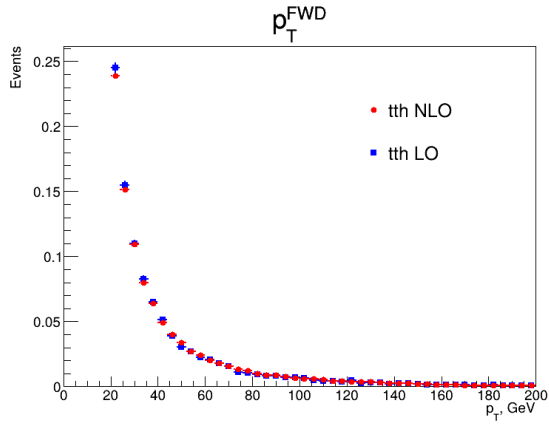
(б) $t\bar{t}$



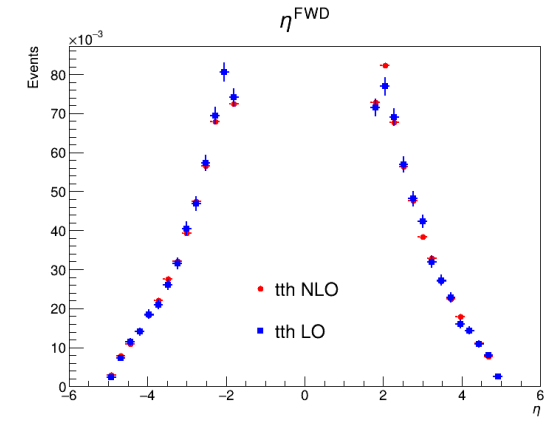
(в) $tHbq$



(г) $tHbq$

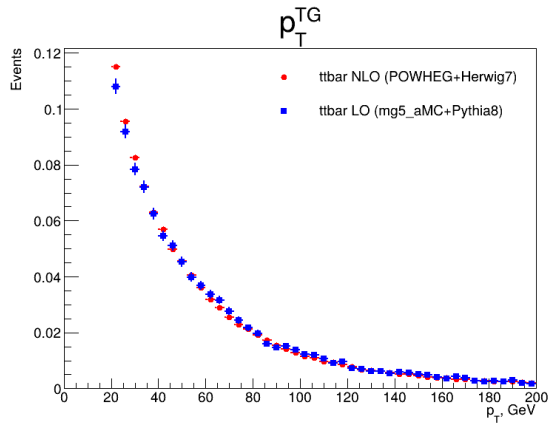


(д) $t\bar{t}H$

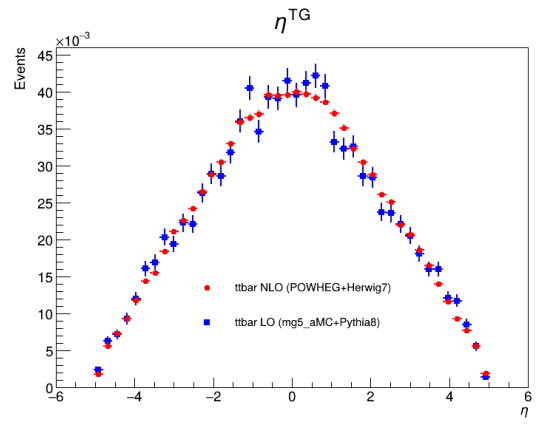


(е) $t\bar{t}H$

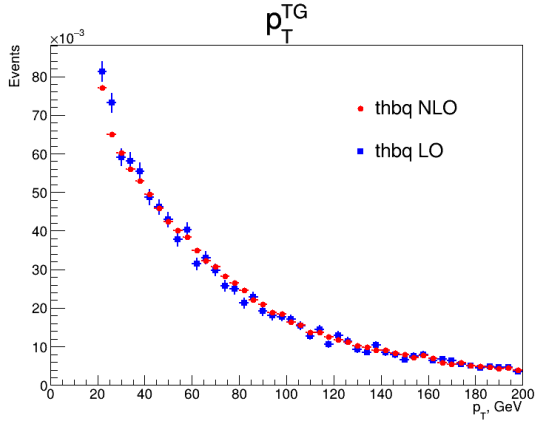
Рисунок 73 — Распределения по поперечному импульсу (а,в,д) и псевдо-быстроте (б,г,е) передней струи, синие точки - LO, красные - NLO



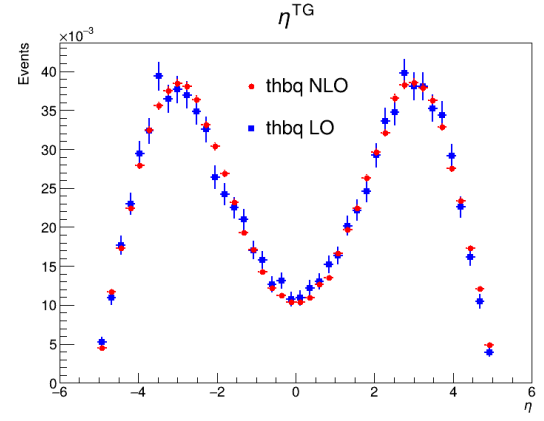
(a) $t\bar{t}$



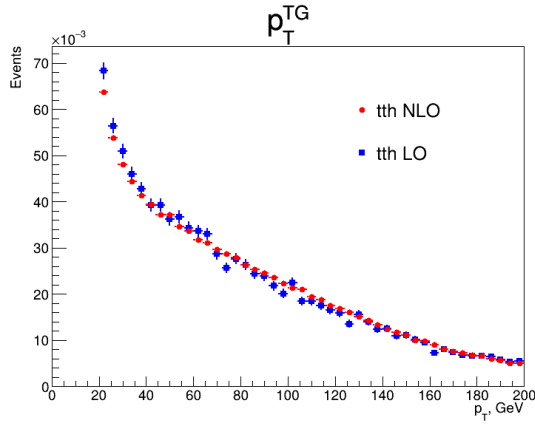
(б) $t\bar{t}$



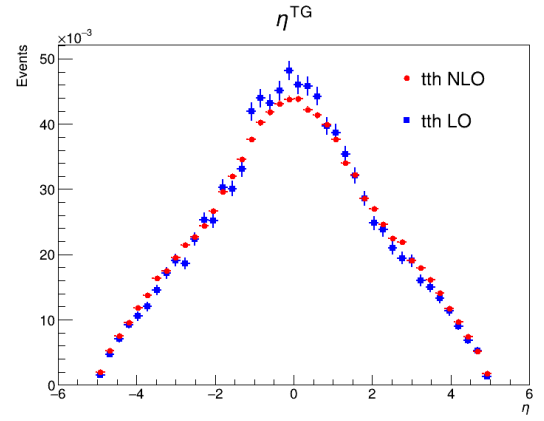
(в) $tHbq$



(г) $tHbq$

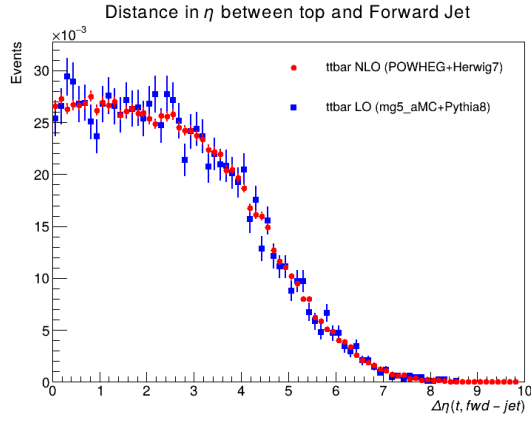


(д) $t\bar{t}H$

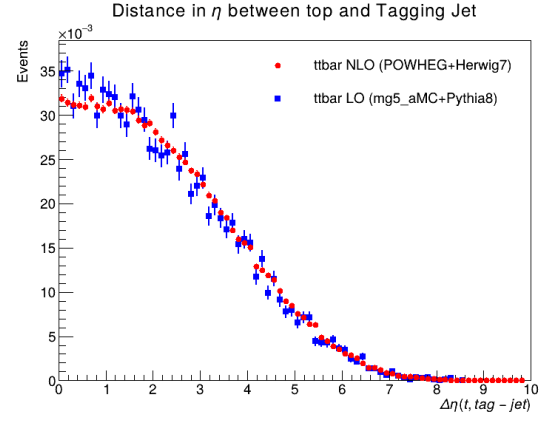


(е) $t\bar{t}H$

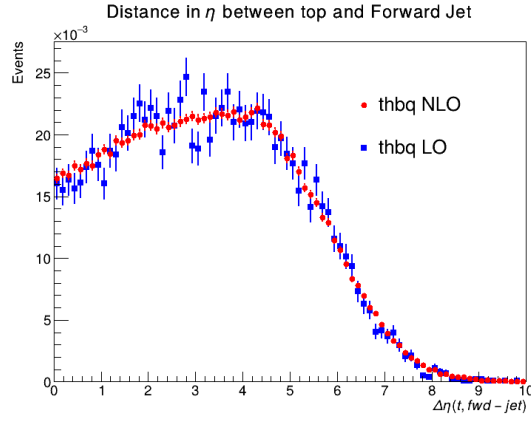
Рисунок 74 — Распределения по поперечному импульсу (а,в,д) и псевдо-быстроте (б,г,е) таггирующей струи, синие точки - LO, красные - NLO



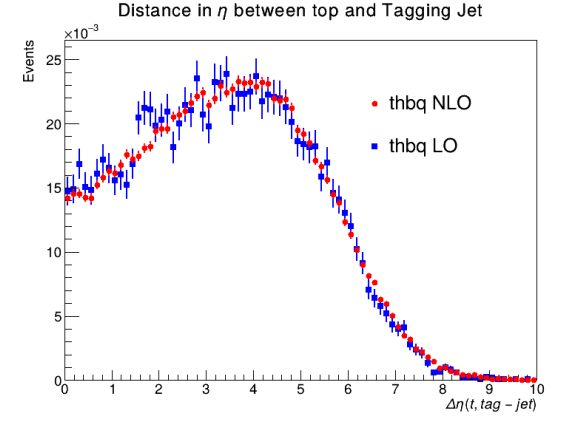
(а) $t\bar{t}$



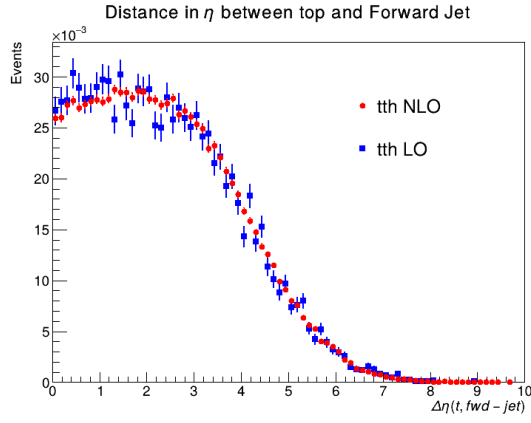
(б) $t\bar{t}$



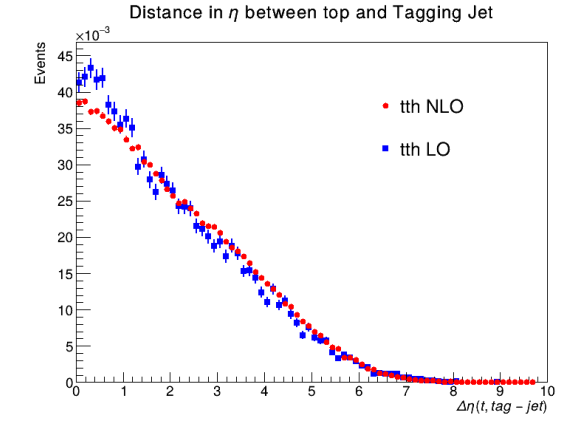
(в) $tHbq$



(г) $tHbq$

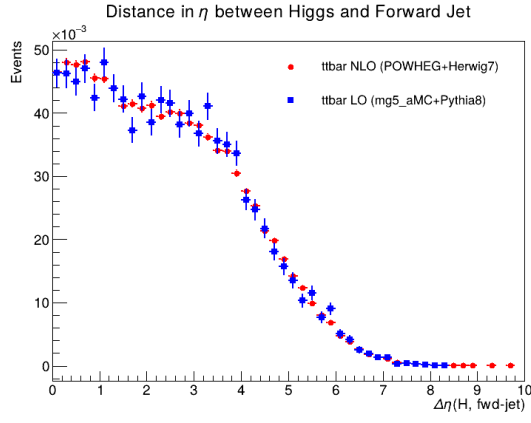


(д) $t\bar{t}H$

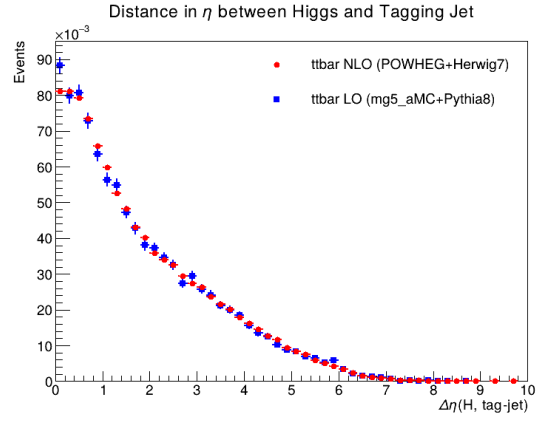


(е) $t\bar{t}H$

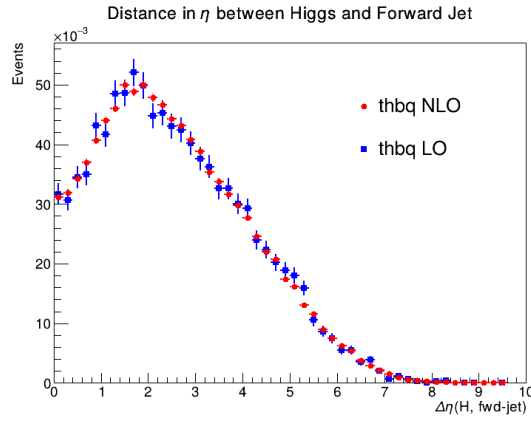
Рисунок 75 — Распределения по модулю разности псевдобыстрот между реконструированным топ-кварком и передней струей (а,в,д), между реконструированным топ-кварком и тагирующей струей (б,г,е), синие точки - LO, красные - NLO



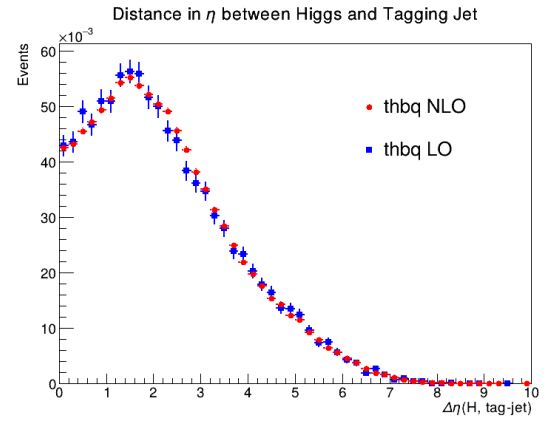
(a) $t\bar{t}$



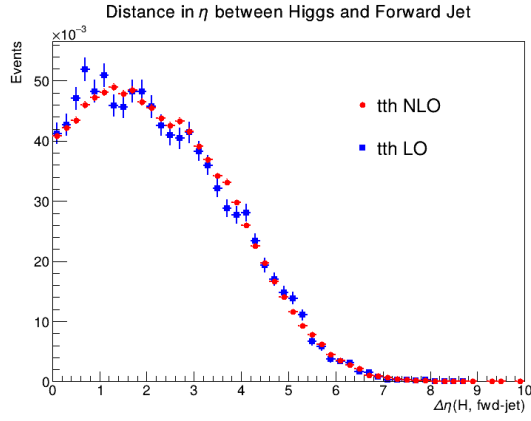
(б) $t\bar{t}$



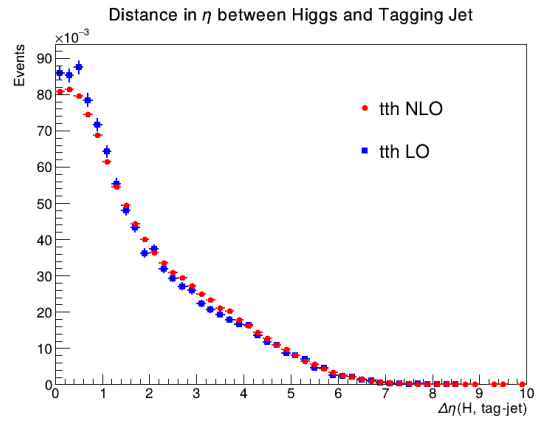
(в) $tHbq$



(г) $tHbq$

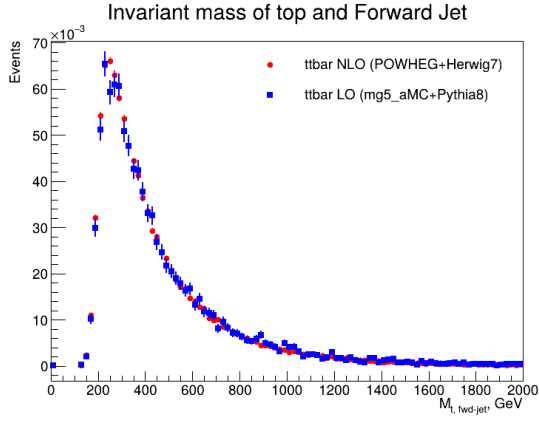


(д) ttH

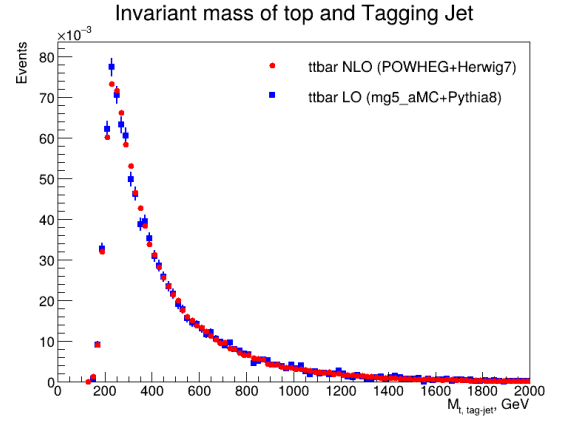


(е) ttH

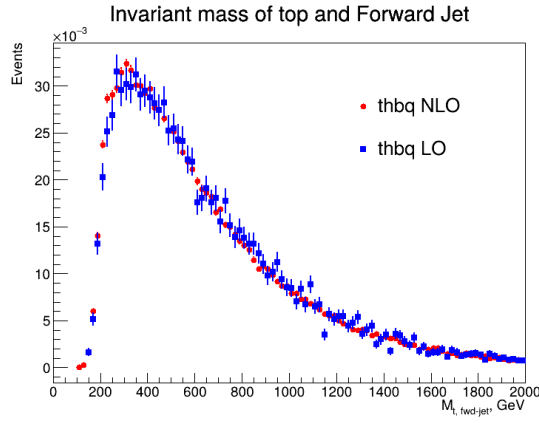
Рисунок 76 — Распределения по модулю разности псевдобыстрот между реконструированным бозоном Хиггса и передней струей (а,в,д), между реконструированным бозоном Хиггса и тагирующей струей (б,г,е), синие точки - LO, красные - NLO



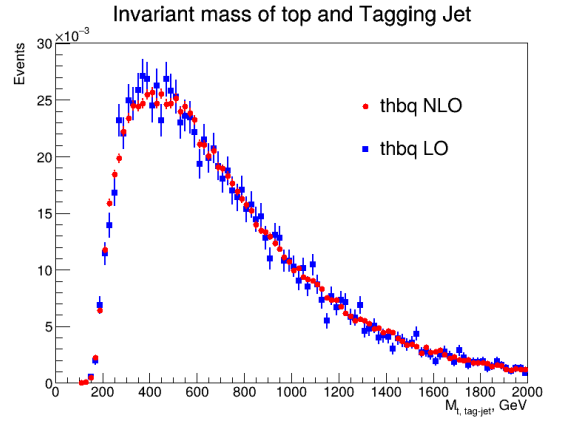
(а) $t\bar{t}$



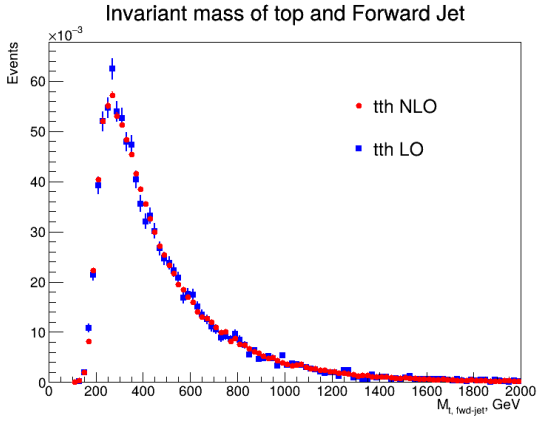
(б) $t\bar{t}$



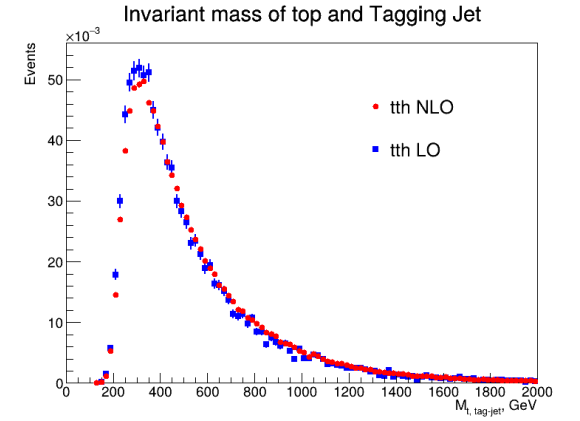
(в) $tHbq$



(г) $tHbq$

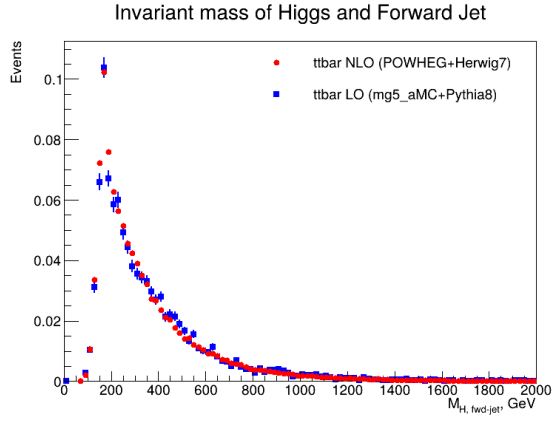


(д) $t\bar{t}H$

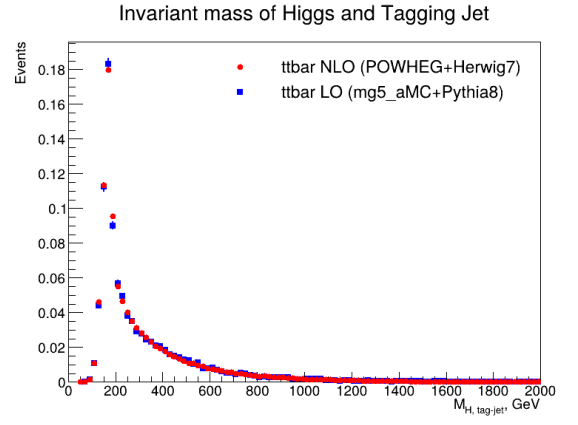


(е) $t\bar{t}H$

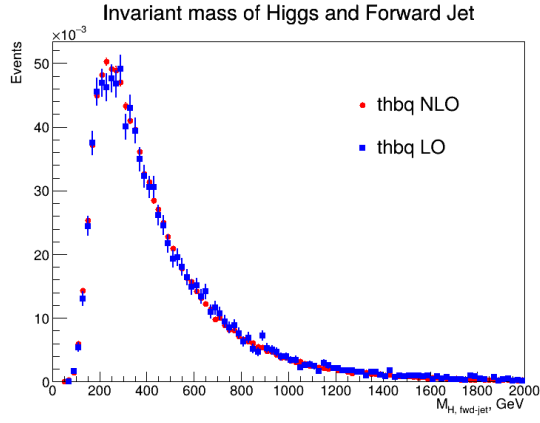
Рисунок 77 — Распределения по инвариантной массе реконструированного топ-кварка и передней струи (а,в,д), реконструированного топ-кварка и тагирующей струи (б,г,е), синие точки - LO, красные - NLO



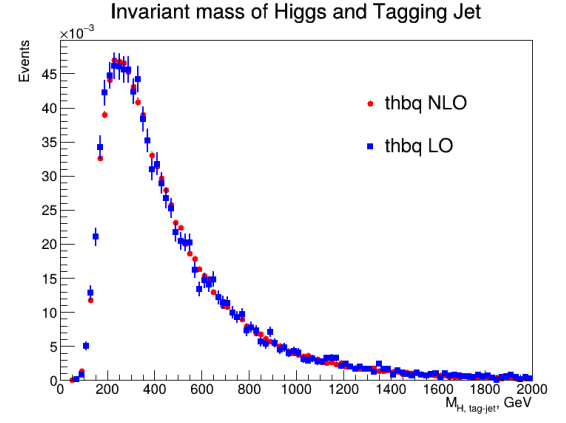
(а) $t\bar{t}$



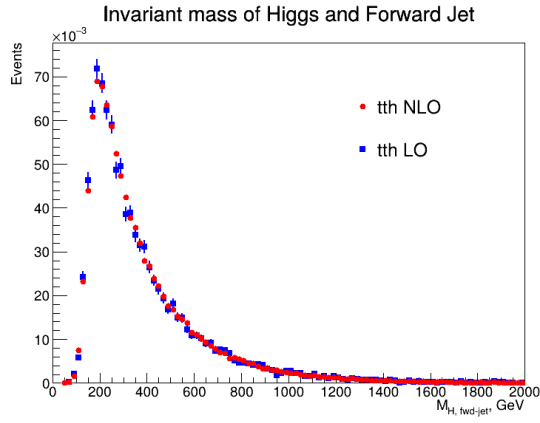
(б) $t\bar{t}$



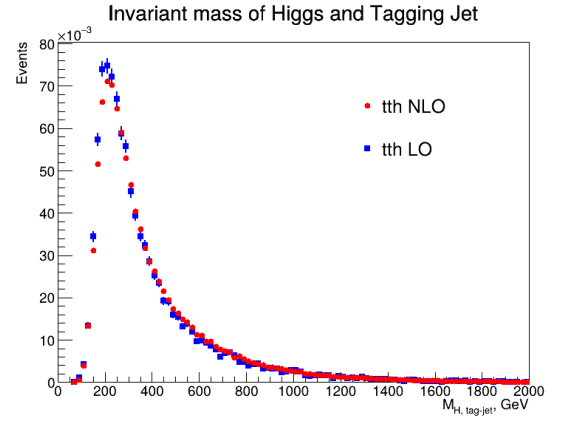
(в) $tHbq$



(г) $tHbq$

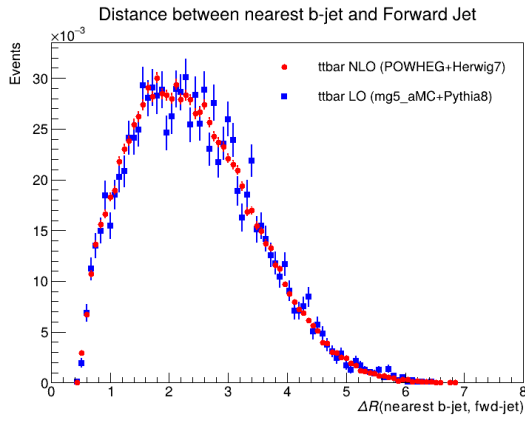


(д) $t\bar{t}H$

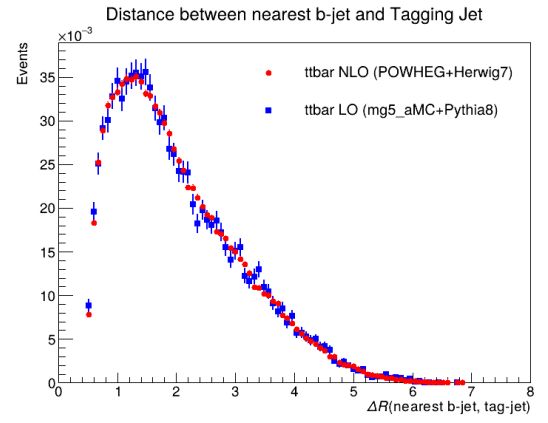


(е) $t\bar{t}H$

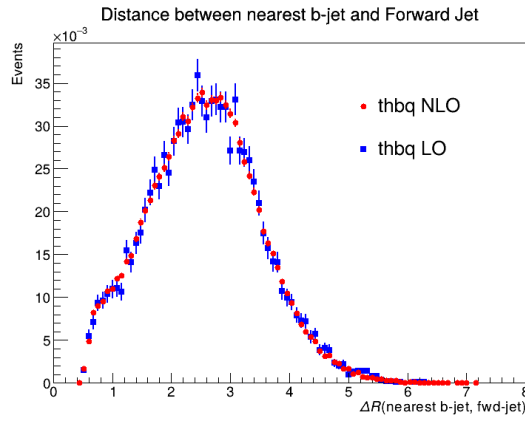
Рисунок 78 — Распределения по инвариантной массе реконструированного бозона Хиггса и передней струи (а,в,д), реконструированного бозона Хиггса и тагирующей струи (б,г,е), синие точки - LO, красные - NLO



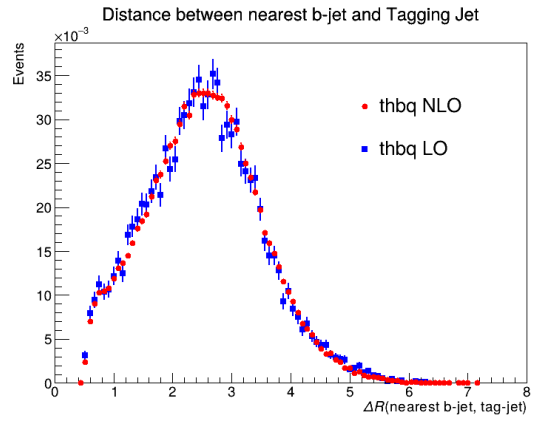
(а) $t\bar{t}$



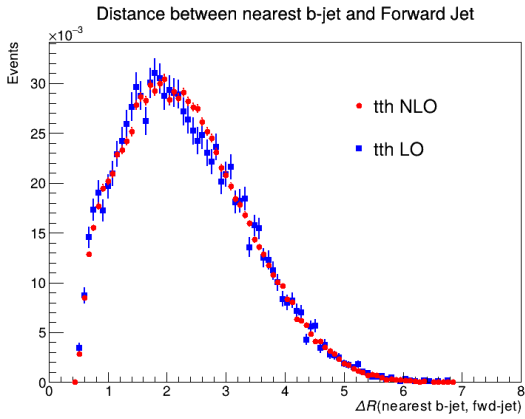
(б) $t\bar{t}$



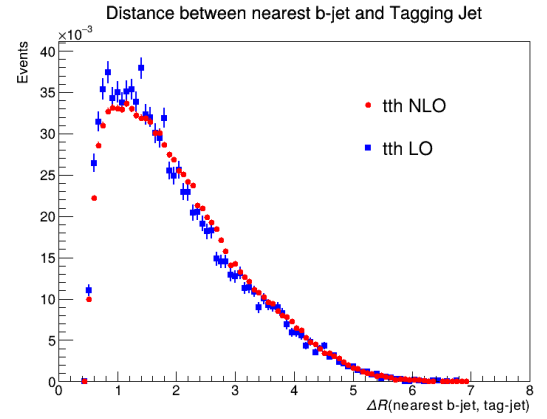
(в) $tHbq$



(г) $tHbq$

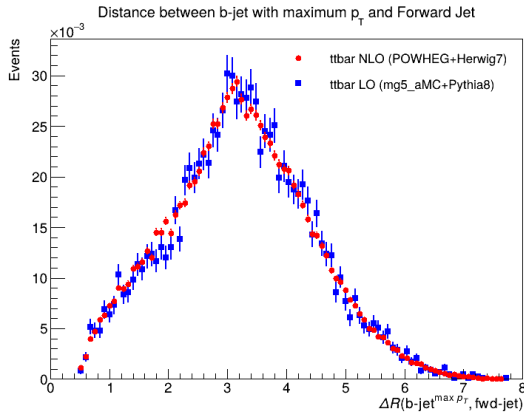


(д) $t\bar{t}H$

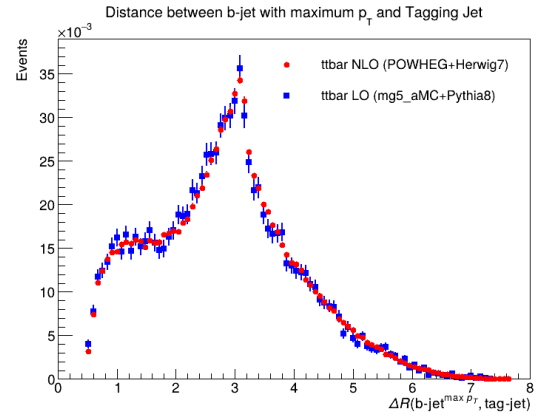


(е) $t\bar{t}H$

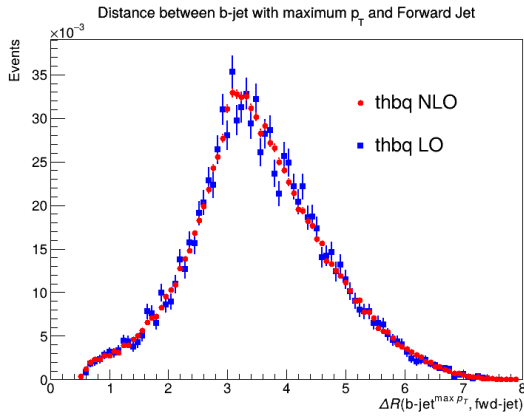
Рисунок 79 — Распределения по ΔR между ближайшей к передней струе b-струей и передней струей (а,в,д), ближайшей к передней струе b-струей и тагирующей струей (б,г,е), синие точки - LO, красные - NLO



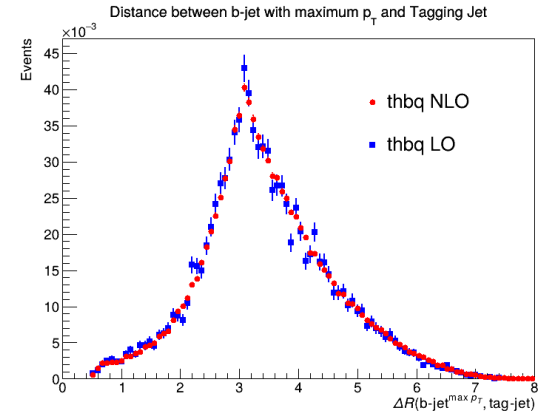
(a) $t\bar{t}$



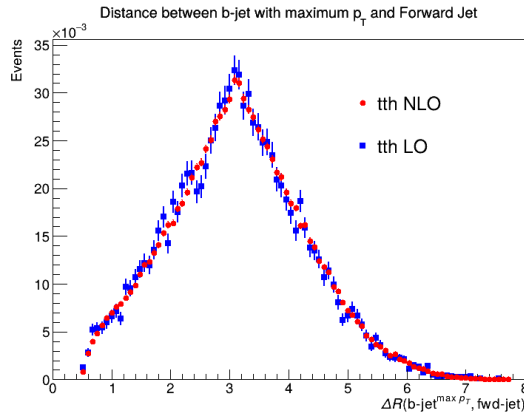
(б) $t\bar{t}$



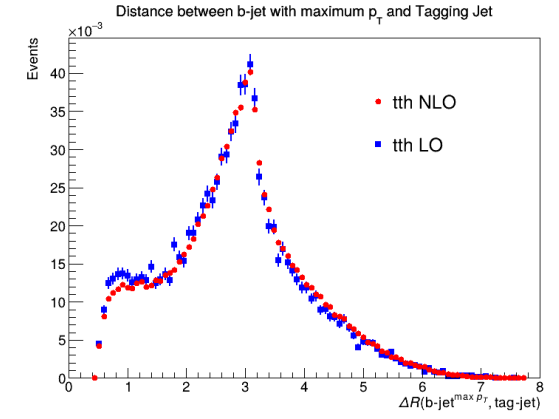
(в) $tHbq$



(г) $tHbq$

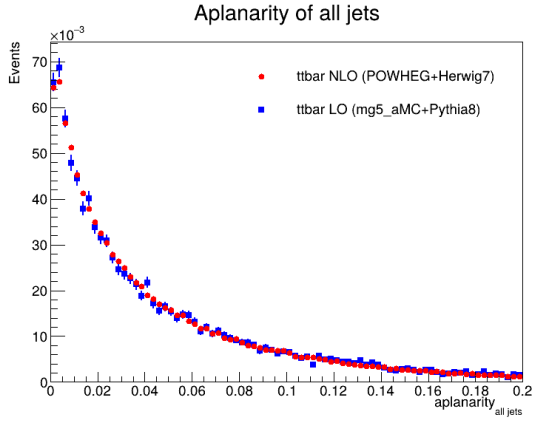


(д) $t\bar{t}H$

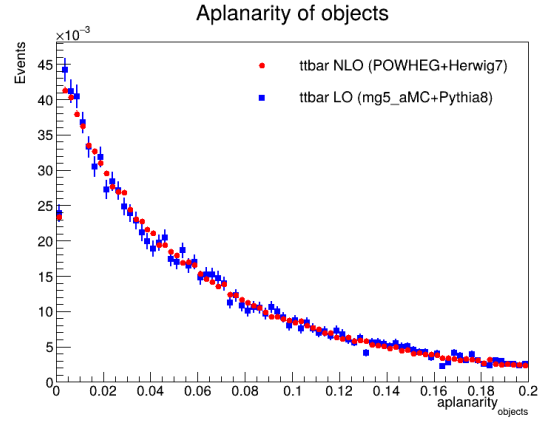


(е) $t\bar{t}H$

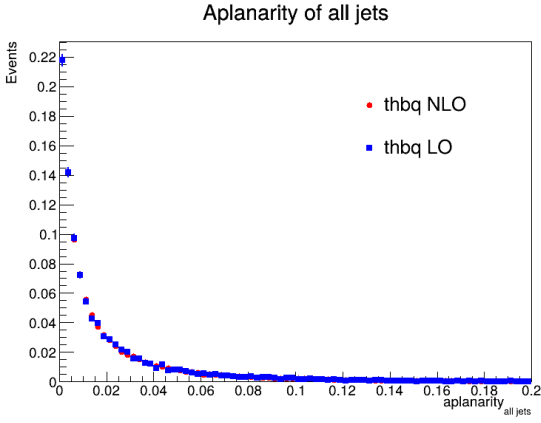
Рисунок 80 — Распределения по ΔR между b-струей с наибольшим p_T и передней струей (а,в,д), b-струей с наибольшим p_T и таггирующей струей (б,г,е), синие точки - LO, красные - NLO



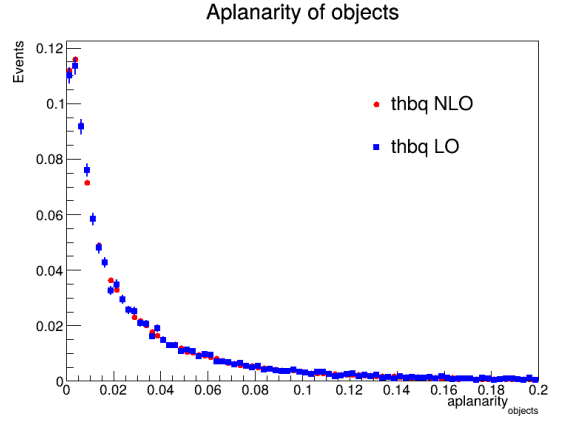
(а) $t\bar{t}$



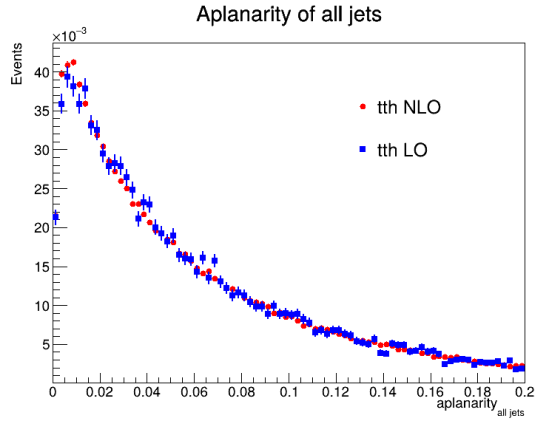
(б) $t\bar{t}$



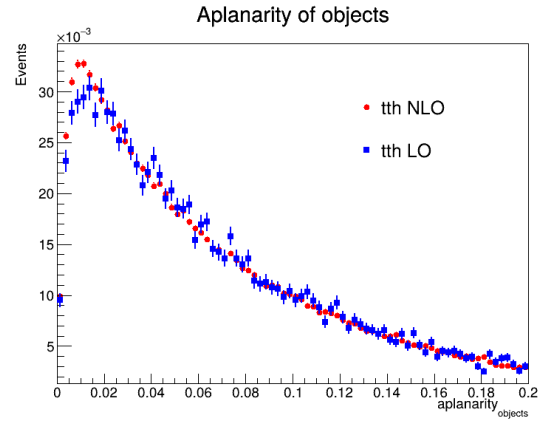
(в) $tHbq$



(г) $tHbq$

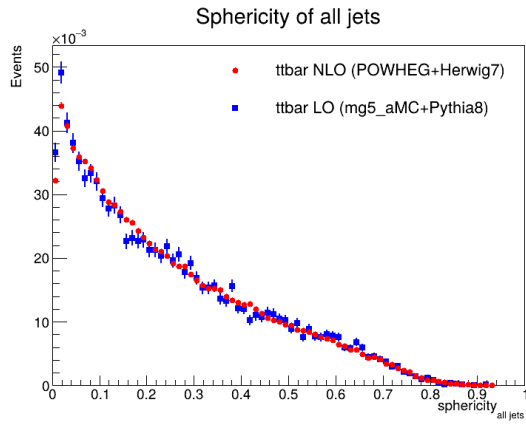


(д) $t\bar{t}H$

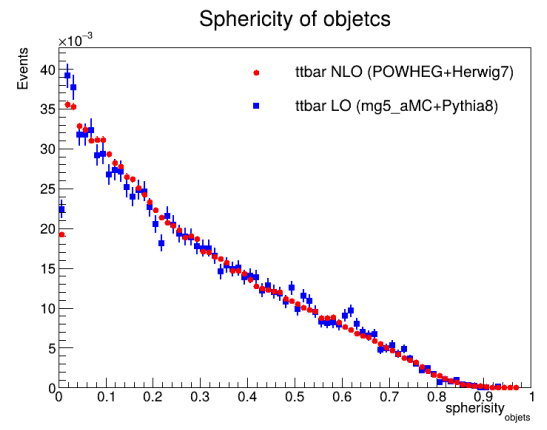


(е) $t\bar{t}H$

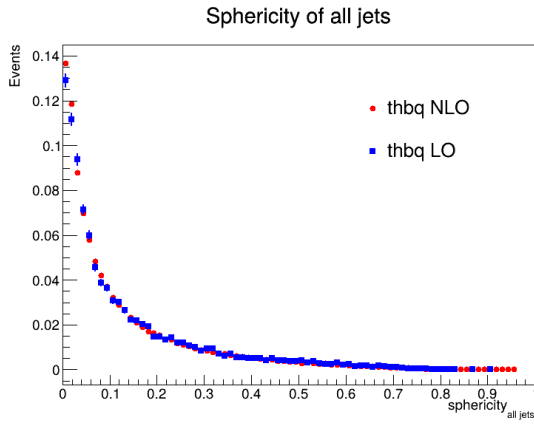
Рисунок 81 — Распределения по aplanarity струй (а,в,д), по aplanarity объектов (б,г,е), синие точки - LO, красные - NLO



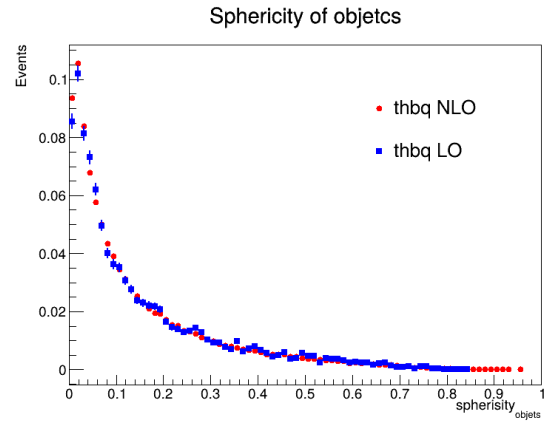
(a) $t\bar{t}$



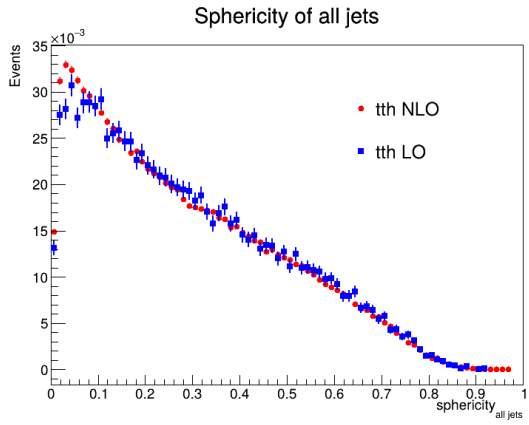
(б) $t\bar{t}$



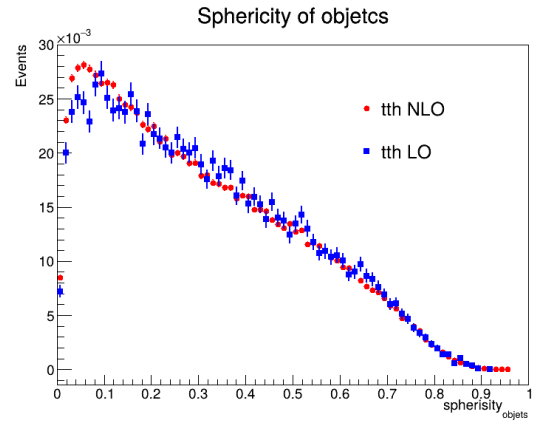
(в) $tHbq$



(г) $tHbq$

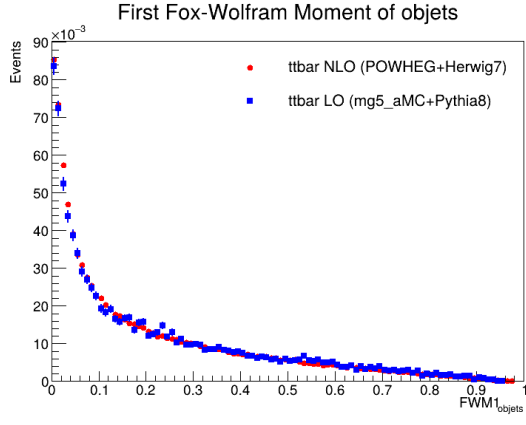


(д) $t\bar{t}H$

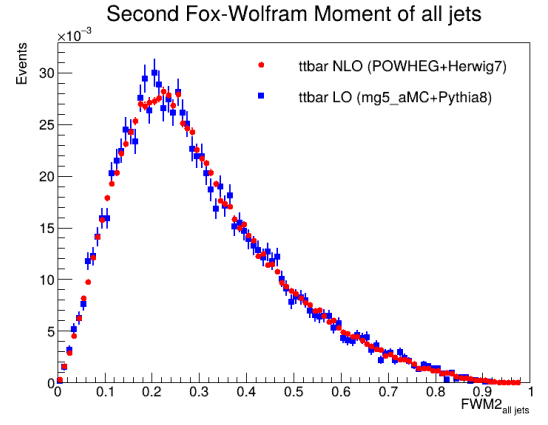


(е) $t\bar{t}H$

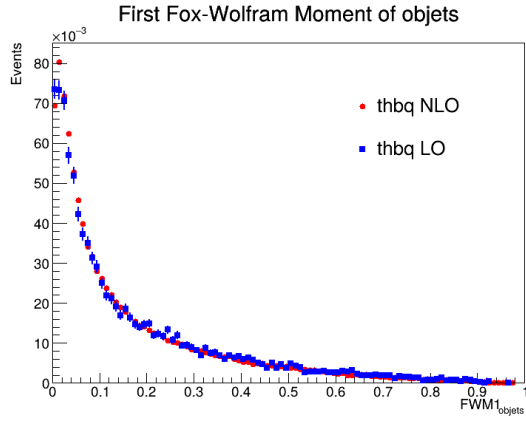
Рисунок 82 — Распределения по sphericity струй (а,в,д), по sphericity объектов (б,г,е), синие точки - LO, красные - NLO



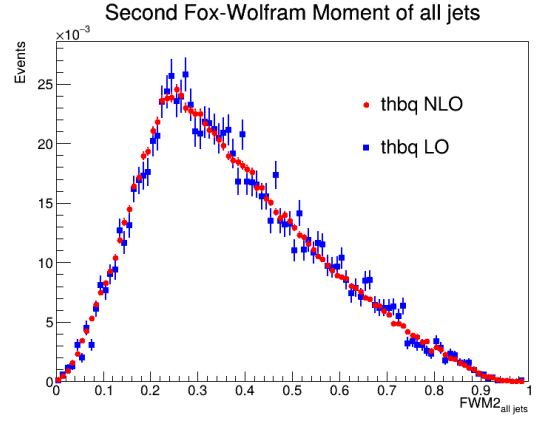
(a) $t\bar{t}$



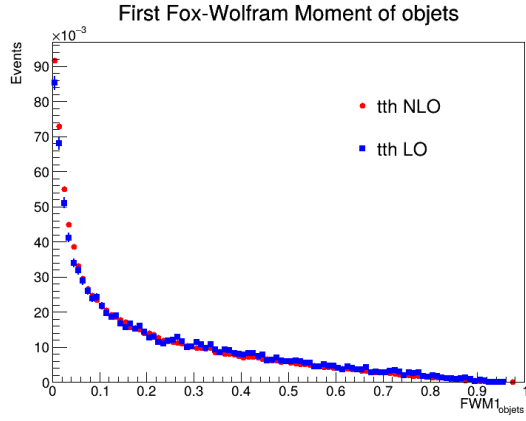
(б) $t\bar{t}$



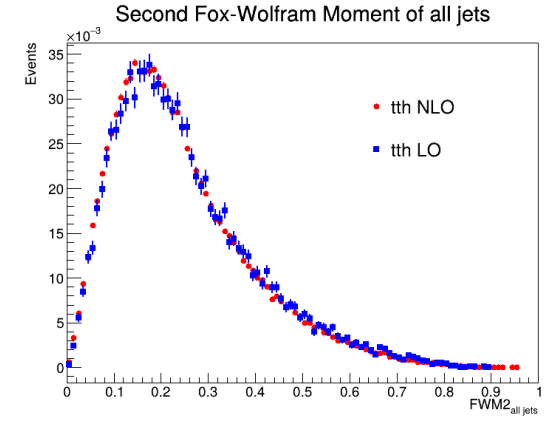
(в) $tHbq$



(г) $tHbq$

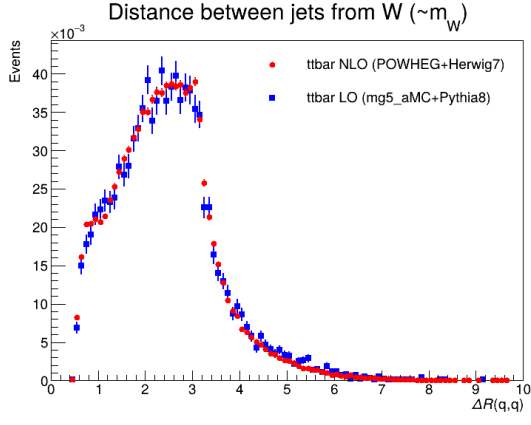


(д) $t\bar{t}H$

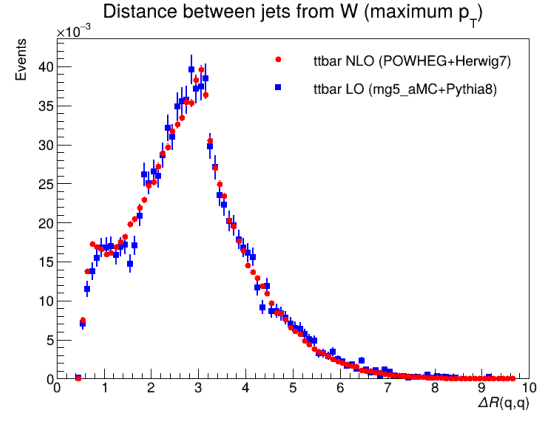


(е) $t\bar{t}H$

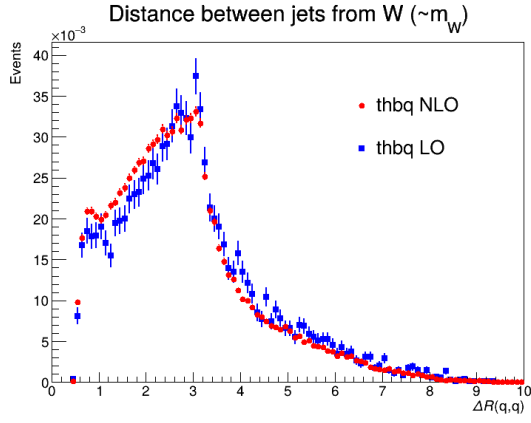
Рисунок 83 — Распределения по первому моменту Фокса-Вольффрама (а,в,д), по второму моменту Фокса-Вольффрама (б,г,е), синие точки - LO, красные - NLO



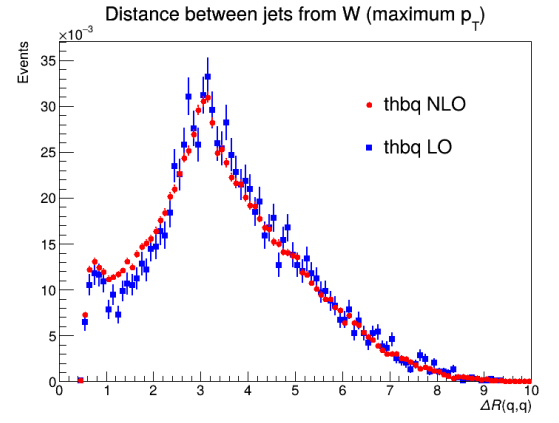
(a) $t\bar{t}$



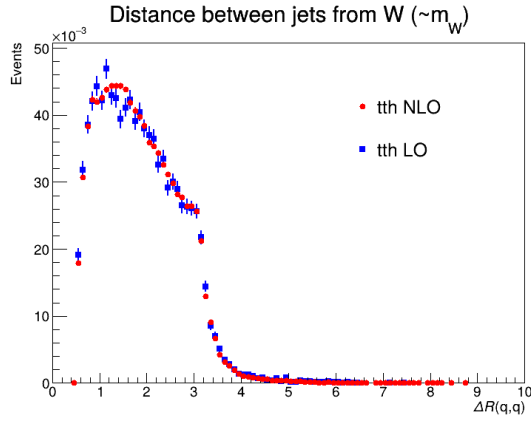
(б) $t\bar{t}$



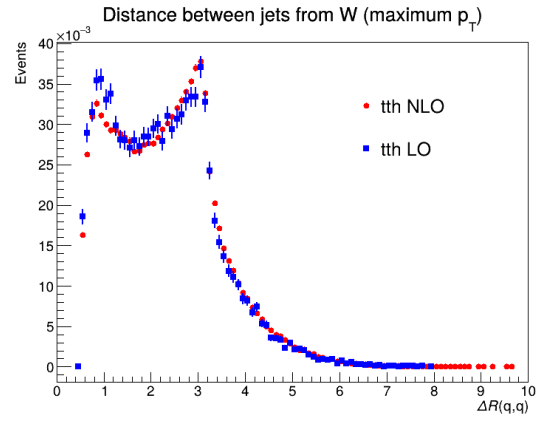
(в) $tHbq$



(г) $tHbq$



(д) $t\bar{t}H$



(е) $t\bar{t}H$

Рисунок 84 — Распределения по ΔR между легкими струями, инвариантная масса которых наиболее близка к массе W-бозона (а,в,д), по ΔR между двумя легкими струями с наибольшим p_T (б,г,е), синие точки - LO, красные - NLO

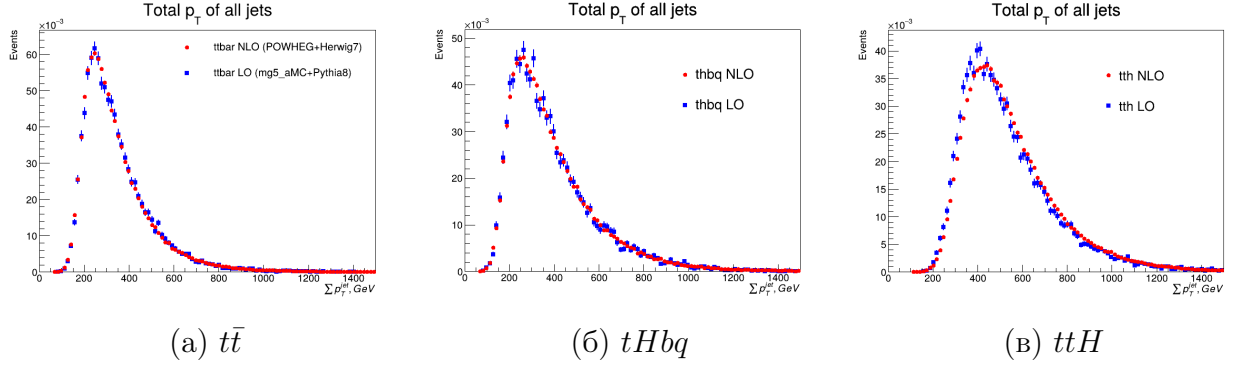


Рисунок 85 — Распределения по алгебраической сумме поперечных импульсов всех струй, синие точки - LO, красные - NLO

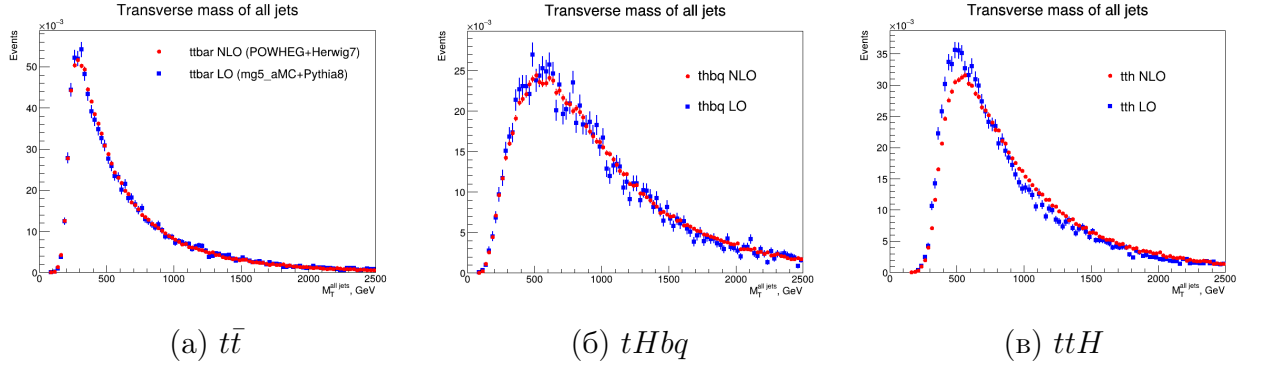


Рисунок 86 — Распределения по поперечной массе всех струй, синие точки - LO, красные - NLO

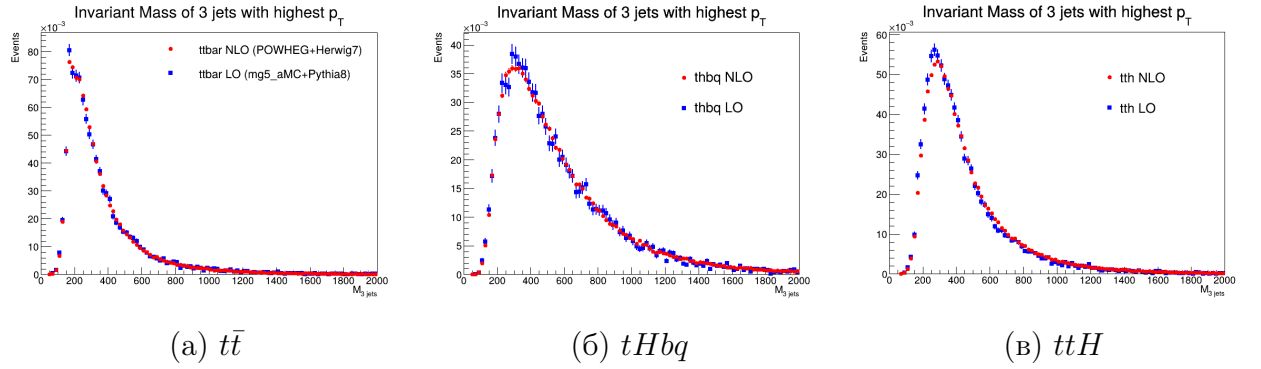


Рисунок 87 — Распределения по инвариантной массе трех струй с наибольшим p_T , синие точки - LO, красные - NLO

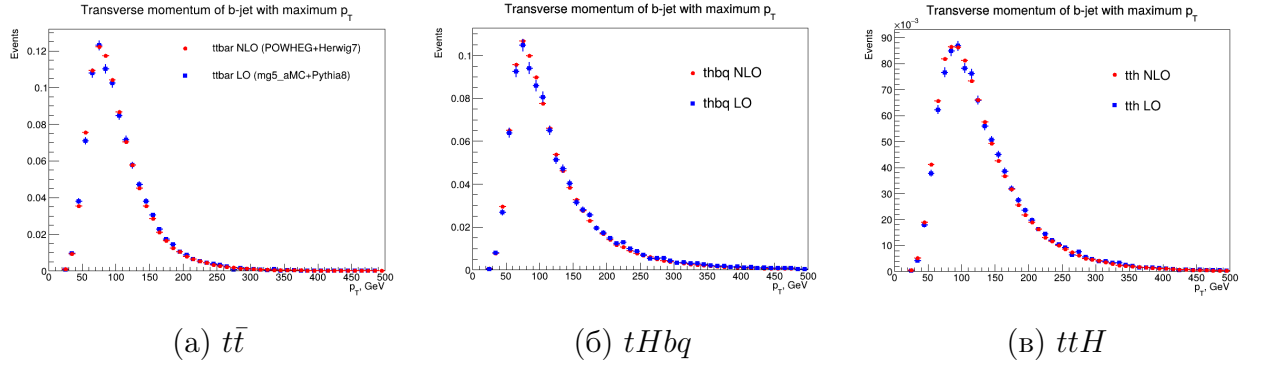


Рисунок 88 — Распределения по поперечному импульсу b -струи с наибольшим p_T , синие точки - LO, красные - NLO

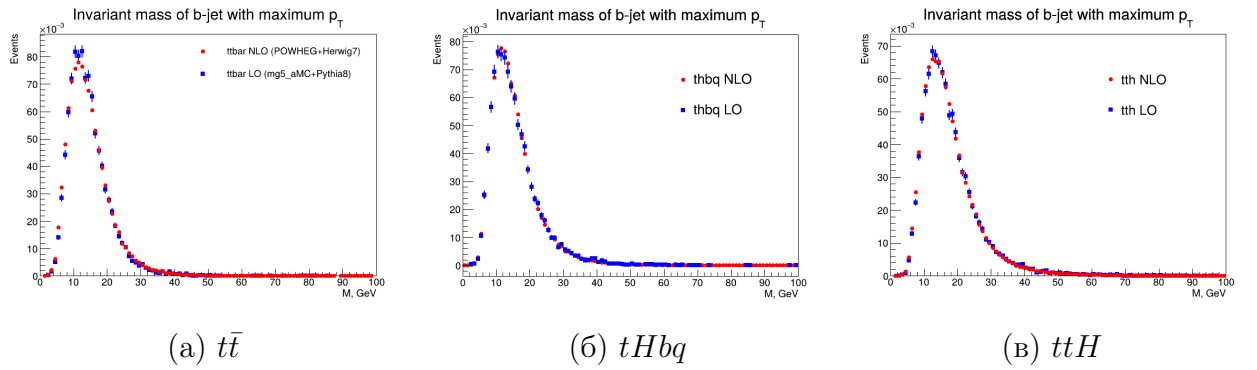


Рисунок 89 — Распределения по инвариантной b -струи с наибольшим p_T , синие точки - LO, красные - NLO

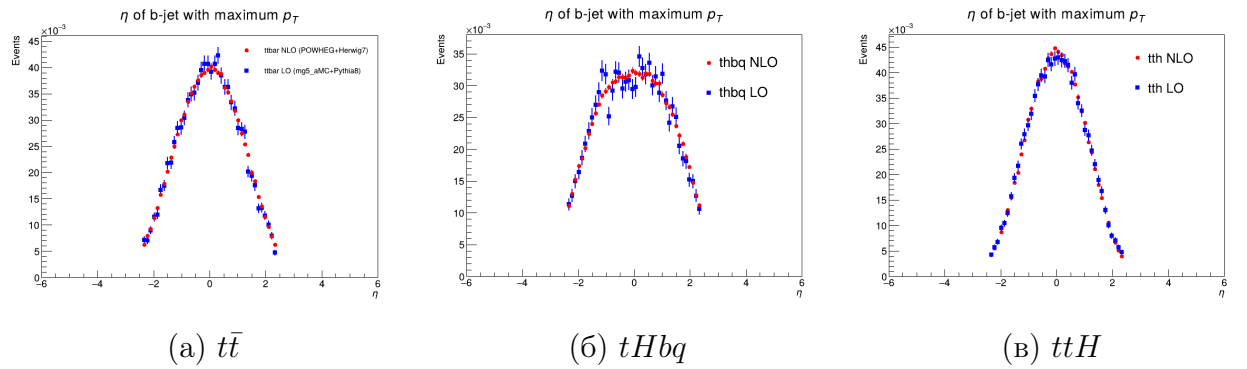


Рисунок 90 — Распределения по псевдобыстроте b -струи с наибольшим p_T , синие точки - LO, красные - NLO

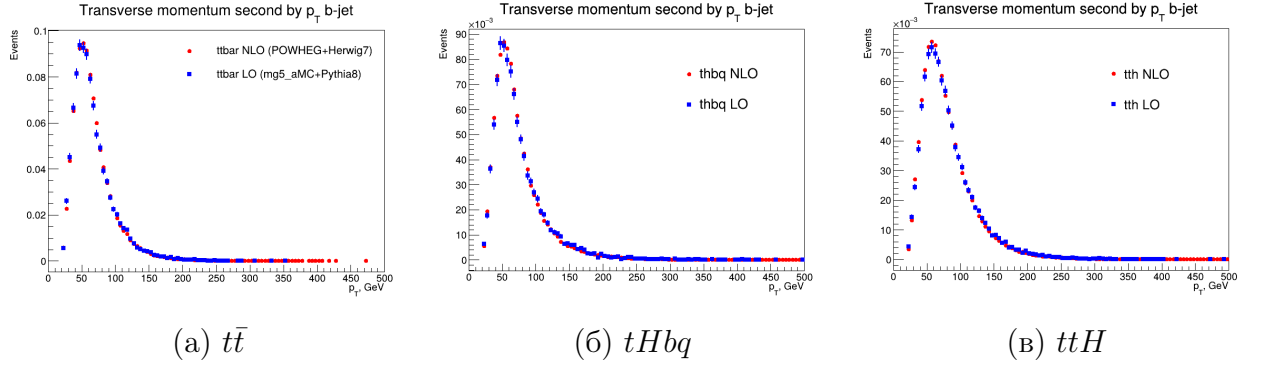


Рисунок 91 — Распределения по поперечному импульсу b-струи со вторым по величине p_T , синие точки - LO, красные - NLO

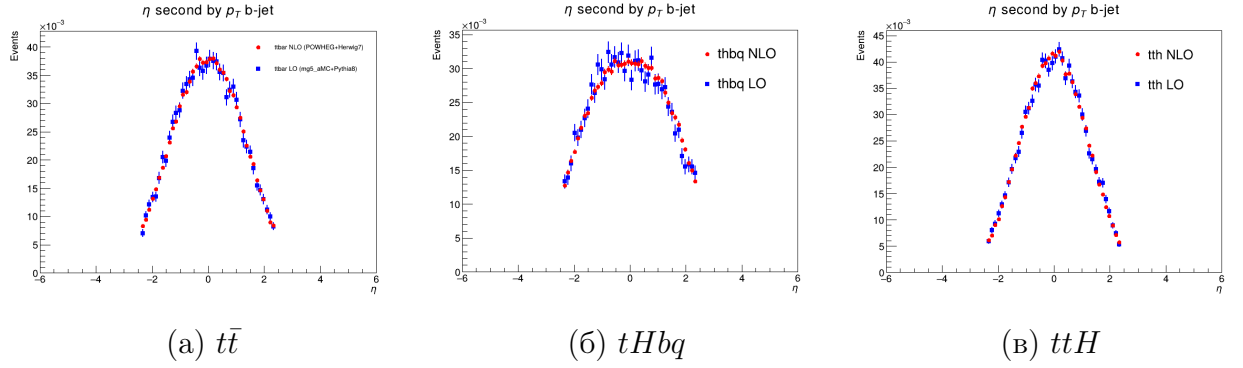


Рисунок 92 — Распределения по псевдобыстроте b-струи со вторым по величине p_T , синие точки - LO, красные - NLO

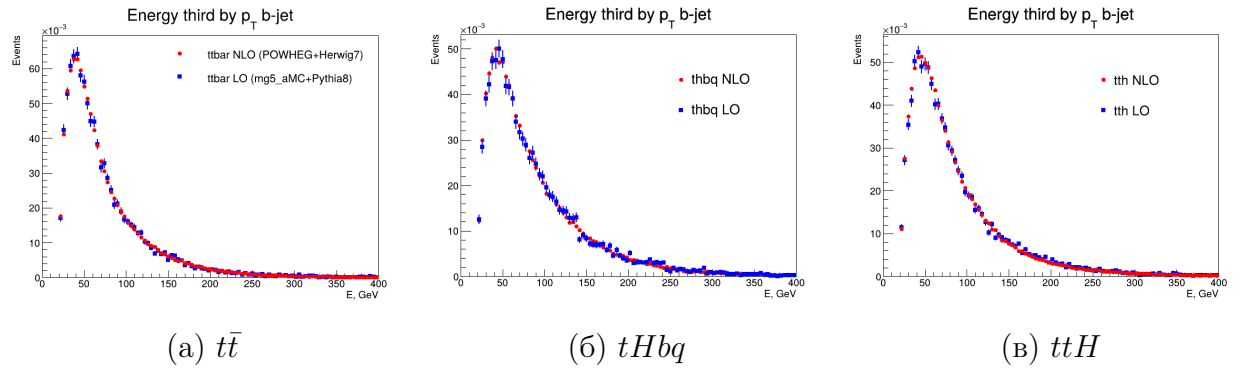


Рисунок 93 — Распределения по энергии b-струи с третьим по величине p_T , синие точки - LO, красные - NLO

Распределения на рисунках 60-93 демонстрируют хорошее согласие между LO и NLO приближениями. Заметные различия наблюдаются в распределениях переменных, связанных с числом струй (рис. 70-72): в NLO увели-

чивается доля событий с большим числом струй. Это ожидаемый эффект, связанный с появлением в NLO-расчётах дополнительных, преимущественно мягких, струй от реального излучения. Поскольку такие струи вносят малый вклад в жёсткую кинематику, распределения для жестких частиц практически не меняются. Незначительные различия также прослеживаются в некоторых угловых переменных. Важно отметить, что взаимодействие адронов, включая мягкое и коллинеарное излучение, моделируется партонным ливнем, параметры которого калибруются по экспериментальным данным независимо от порядка расчёта матричного элемента. Это также вносит вклад в наблюдаемое согласие между LO и NLO результатами.

4. ГЕНЕРАЦИЯ СОБЫТИЙ В РАМКАХ ИВТ МОДЕЛИ

Как отмечалось во введении, анализ сигнального процесса $pp \rightarrow tHbq$ предоставляет возможность проверки предсказаний Стандартной модели и моделей, выходящих за её рамки, в частности, модели ИВТ (ИТС, Inverted Top Coupling). В данной работе с помощью ИТС-модели были воспроизведены кинематические переменные, рассмотренные в разделах 2-3. Ниже представлены распределения тех из них (рис.94-96), которые демонстрируют наиболее значимые различия между двумя моделями, что позволяет выделить ключевые наблюдаемые для поиска СР-нарушающих эффектов.

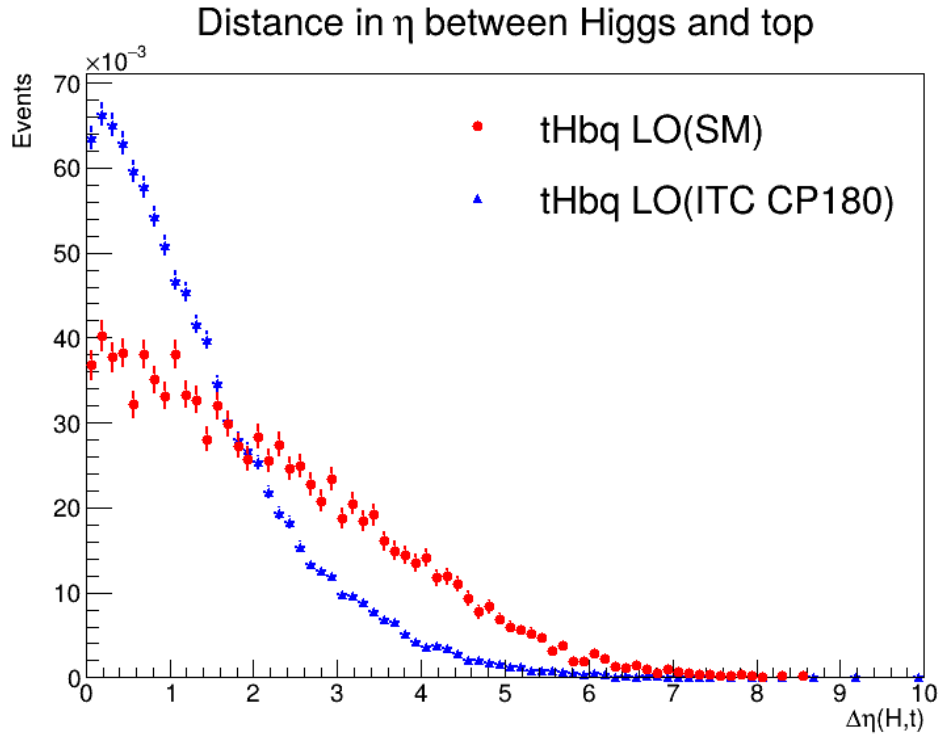


Рисунок 94 — Модуль разности псевдобыстрот между реконструированными бозоном Хиггса и топ-кварком в рамках SM (красный) и ИТС (синий) моделей для процесса $pp \rightarrow tHbq$

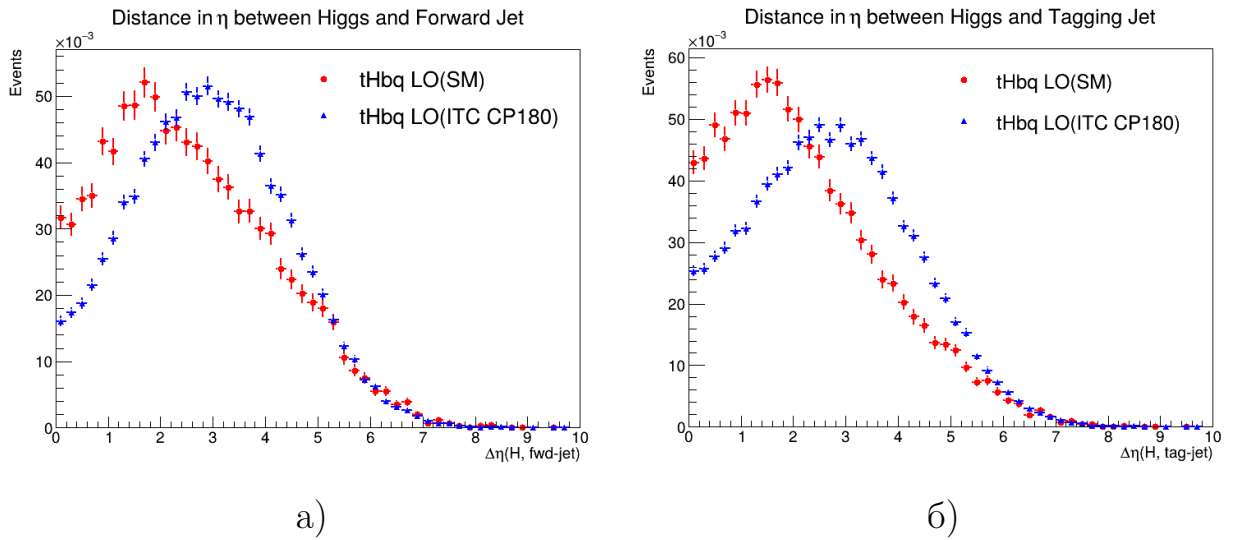


Рисунок 95 — Модуль разности псевдобыстрот между реконструированными бозоном Хиггса и а) передней, б) тагирующей струей в рамках SM (красный) и ИТС (синий) моделей для процесса $pp \rightarrow tHbq$

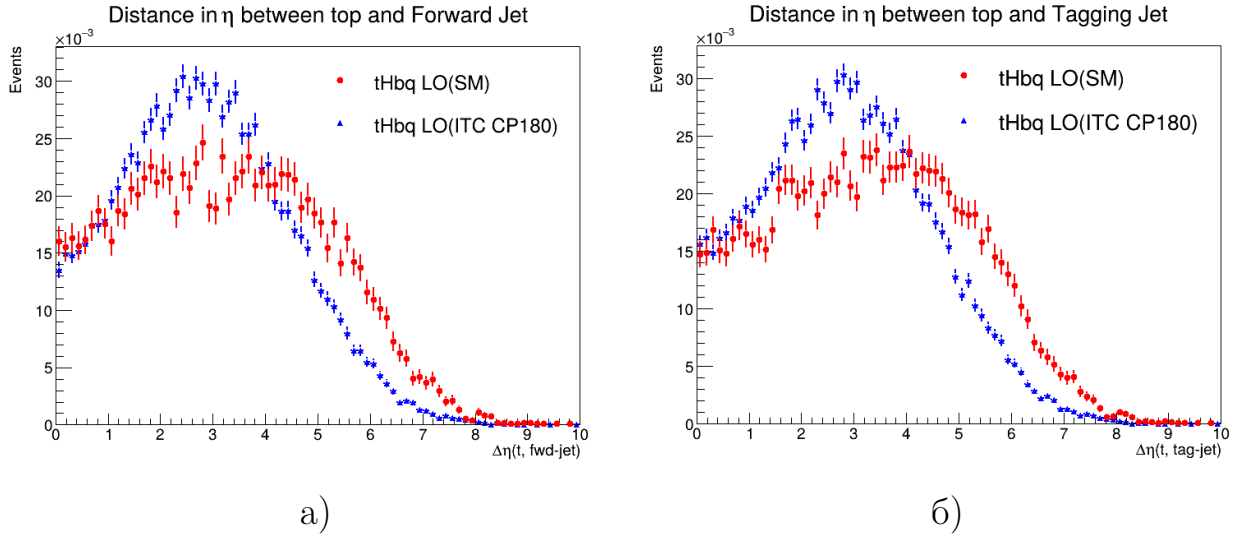


Рисунок 96 — Модуль разности псевдобыстрот между реконструированными топ-кварком и а) передней, б) тагирующей струей в рамках SM (красный) и ИТС (синий) моделей для процесса $pp \rightarrow tHbq$

5. ОЦЕНКА ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ЭКСПЕРИМЕНТОВ НА БАК К ПРОЦЕССУ $pp \rightarrow tHbq$ ДЛЯ RUN3 И ПРЕДСТОЯЩЕГО HIGH-LUMINOSITY RUN

Сложность выделения сигнального процесса $pp \rightarrow tHbq$ на фоне основных фоновых процессов иллюстрирует, например, распределение по инвариантной массе реконструированного бозона Хиггса (рис.126). Наложение распределений сигнального и фоновых процессов демонстрирует отсутствие явной области, где один процесс доминирует, что исключает возможность эффективного разделения с помощью простых прямоугольных отборов (cut-based analysis).

Таким образом, для достижения необходимой точности в разделении сигнального и фоновых процессов требуется подход, учитывающий совместное распределение множества кинематических переменных. Эта задача оптимально решается с помощью методов машинного обучения, в том

числе с использованием нейронных сетей.

Для оценки чувствительности экспериментов на БАК к сигнальному процессу сгенерированные данные были обработаны с помощью нейронной сети. На рисунке 97 представлены ROC-кривая и распределение выходных данных нейронной сети.

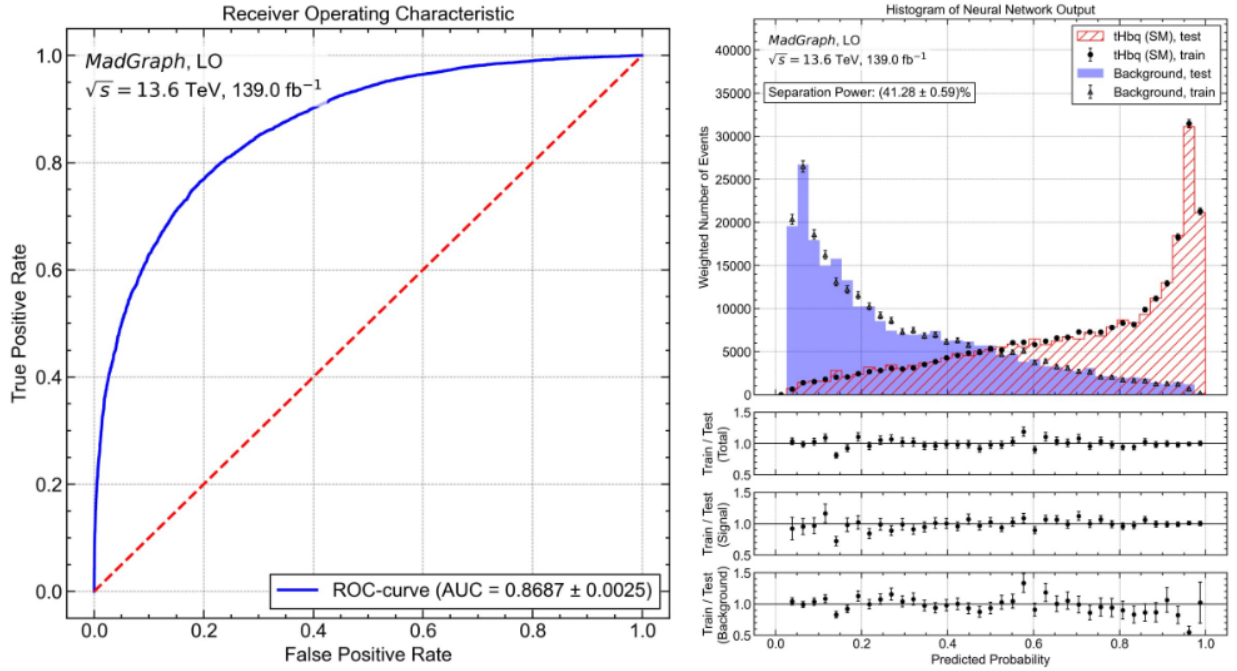


Рисунок 97 — ROC-кривая (левый график) и выход нейронной сети (правый график).

Значимость сигнального процесса рассчитывается по формуле:

$$Z = \frac{S}{\sqrt{S+B}},$$

где S - ожидаемое число сигнальных событий после всех отборов, B - ожидаемое число фоновых событий после всех отборов.

Используя тот факт, что статистическая значимость растёт пропорционально корню из интегральной светимости ($Z \propto \sqrt{\mathcal{L}}$), и имея оценку максимальной значимости для светимости $\mathcal{L} = 140 \text{ фб}^{-1}$, полученную с помощью обученной нейронной сети, можно экстраполировать ожидаемую значимость для будущих наборов данных. Для планируемой светимости этапов Run2+Run3 ($\mathcal{L} \approx 500 \text{ фб}^{-1}$) и High-Luminosity LHC (Run2+Run3+Run4, $\mathcal{L} \approx 4000 \text{ фб}^{-1}$) ожидаемые значения значимости составляют $(2.3 \pm 0.3)\sigma$

и $(6.5 \pm 0.8)\sigma$ соответственно. Полученный для HL-LHC результат указывает на возможность наблюдения сигнального процесса в данных БАК.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ходе данной работы был сгенерирован сигнальный процесс ассоциативного рождения бозона Хиггса совместно с одиночным топ-кварком и соответствующих фоновых процессов в приближениях LO и NLO для энергии столкновений 13.6 ТэВ в системе центра масс. Были построены и проанализированы распределения наиболее чувствительных к отбору сигнального процесса переменных, проведено сравнение этих переменных между NLO и LO приближениями. Начато производство и анализ ntuples для сигнального процесса в рамках модели ИТС. Получена оценка чувствительности экспериментов на БАК к сигнальному процессу для Run2+Run3 и HL-LHC.

Следующий этап работы – производство ntuples в рамках ИТС модели с учетом NLO-поправок, валидация сигнального процесса с официальными Монте-Карло данными эксперимента ATLAS.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] ATLAS Collaboration, *Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC*, *Physics Letters B* **716** (2012) 1.
- [2] CMS Collaboration, *Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC*, *Physics Letters B* **716** (2012) 30.
- [3] ATLAS Collaboration, *Observation of Higgs boson production in association with a top quark pair at the LHC with the ATLAS detector*, *Physics Letters B* **784** (2018) 173.
- [4] CMS Collaboration, *Observation of $t\bar{t}H$ production*, *Physical Review Letters* **120** (2018) .
- [5] S. Biswas, E. Gabrielli and B. Mele, *Single top and Higgs associated production as a probe of the $Ht\bar{t}$ coupling sign at the LHC*, *Journal of High Energy Physics* **2013** (2013) .
- [6] *Handbook of LHC Higgs cross sections: 4. Deciphering the nature of the Higgs sector*, *CERN Yellow Reports: Monographs* **2** (2017) .
- [7] CMS Collaboration, *Inclusive b -hadron production cross section with muons in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV*, *Journal of High Energy Physics* **2011** (2011) .
- [8] ATLAS Collaboration, *Measurement of the inclusive and dijet cross-sections of b -jets in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector*, *The European Physical Journal C* **71** (2011) .
- [9] J. Alwall, R. Frederix, S. Frixione, V. Hirschi, F. Maltoni, O. Mattelaer et al., *The automated computation of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to parton shower simulations*, *Journal of High Energy Physics* **2014** (2014) .
- [10] M. Guzzi, P. Nadolsky, E. Berger, H.-L. Lai, F. Olness and C.P. Yuan, *CT10 parton distributions and other developments in the global QCD analysis*, 1101.0561.

- [11] C. Bierlich, S. Chakraborty, N. Desai, L. Gellersen, I. Helenius, P. Ilten et al., *A comprehensive guide to the physics and usage of PYTHIA 8.3*, 2203.11601.
- [12] M. Cacciari, G.P. Salam and G. Soyez, *Fastjet user manual*, *The European Physical Journal C* **72** (2012) .
- [13] M. Cacciari, G.P. Salam and G. Soyez, *The anti- k_t jet clustering algorithm*, *Journal of High Energy Physics* **2008** (2008) .
- [14] ATLAS Collaboration, *Performance of b-Jet Identification in the ATLAS Experiment*, *Journal of Instrumentation* **11** (2016) .
- [15] CMS Collaboration, *Identification of heavy-flavour jets with the CMS detector in pp collisions at 13 TeV*, *Journal of Instrumentation* **13** (2018) .
- [16] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCPhysics/TtbarNNLO>.
- [17] И.Р. Бойко, Н.А. Гусейнов, И.В. Елецких, А.Р. Диденко, О.А. Доловова, А.Д. Тропина, *Применение искусственных нейронных сетей для поиска рождения бозона Хиггса совместно с одиночным топ-кварком*, *Физика элементарных частиц и атомного ядра* **21** (2024) 592.
- [18] И.Р. Бойко, Н.А. Гусейнов, О.А. Коваль, *Исследование рождения бозона Хиггса совместно с одиночным топ-кварком методом Монте-Карло*, *Ядерная физика* **85** (2022) 120.
- [19] А.Д. Тропина, *Исследование ассоциативного рождения бозона Хиггса совместно с топ-кварком в эксперименте ATLAS*, Московский физико-технический институт, 2022.
- [20] A. Collaboration, *Measurement of event shapes at large momentum transfer with the atlas detector in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV*, *The European Physical Journal C* **72** (2012) .
- [21] A. Banfi, S.F. Ravasio, B. Jäger, A. Karlberg, F. Reichenbach and G. Zanderighi, *A powheg generator for deep inelastic scattering*, *Journal of High Energy Physics* **2024** (2024) .

- [22] J. Bellm, S. Gieseke, D. Grellscheid, S. Plätzer, M. Rauch, C. Reuschle et al., *Herwig 7.0/herwig++ 3.0 release note*, *The European Physical Journal C* **76** (2016) .