

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 2024

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	3
1 Исследования процесса $pp \rightarrow tH$ на БАК	3
2 Генерация и реконструкция событий	6
2.1 Реконструкция нейтрино	7
2.2 Струи от b -кварков	9
2.3 Реконструкция масс топ-кварка и бозона Хиггса	11
2.4 Передняя струя	16
Заключение	17
Список литературы	20

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 описываемых 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).

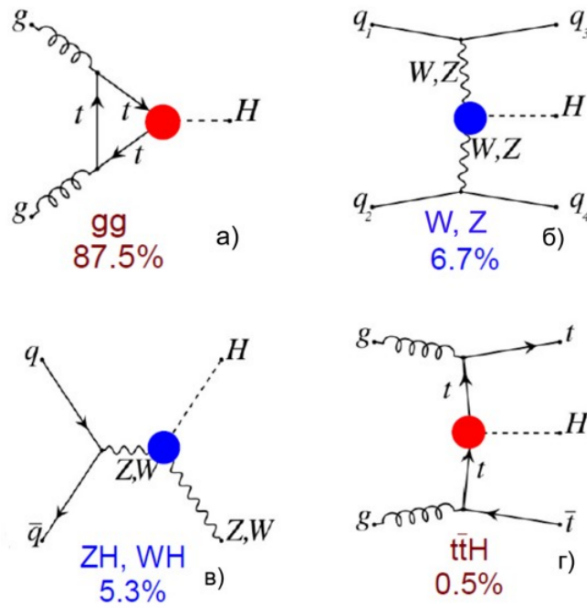


Рисунок 1 — Диаграммы в низшем порядке теории возмущения, дающие основной вклад в процессы рождения бозона Хиггса с указанием брэнчинга

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 $pp \rightarrow ttH$ [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 ttH 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.

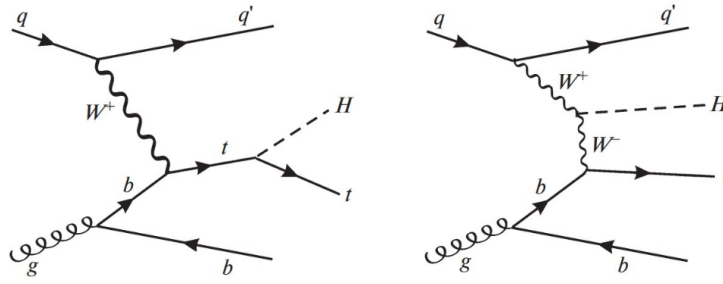


Рисунок 2 — Диаграммы $pp \rightarrow tH$ в первом порядке теории возмущения

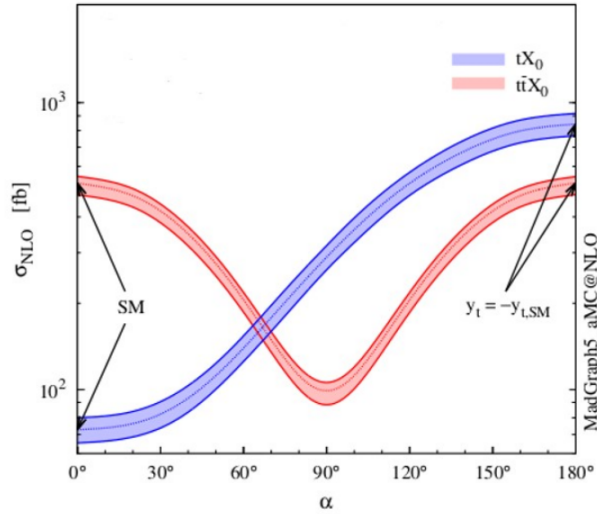


Рисунок 3 — Зависимость сечений процессов $pp \rightarrow tH$ и $pp \rightarrow ttH$ от комплексной фазы константы Юкавы

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 предоставление смоделированных данных рождения бозона Хиггса совместно с одиночным топ-кварком и его фоновых процессов для обучения нейронной сети, чтобы оптимизировать критерии выделения сигнального процесса на БАК.

2. ГЕНЕРАЦИЯ И РЕКОНСТРУКЦИЯ СОБЫТИЙ

В данной работе события сигнального и фоновых процессов моделировались Монте-Карло (MC) генератором MadGraph5_aMC@NLO (v3.5.5) [9] в первом порядке теории возмущения. 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.

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

Процесс	N_{events}	$3 \leq N^{b-jet} \leq 4$	$p_T^{lead} > 27$ ГэВ, $ \eta^{lead} < 2.7$, $p_T^{\nu, reco} \geq 10$ ГэВ
$tHbq$	100 000	31 303	23 510
tt	1 000 000	10 933	7308
$ttbb$	100 000	16 236	11 096
ttZ	100 000	38 336	26 059
ttH	100 000	38 148	26 862
$tZbq$	100 000	25 838	16 334

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. Ориентированность точек преимущественно вдоль диагонали указывает на то, что реконструкция нейтрино в данной работе осуществляется корректно.

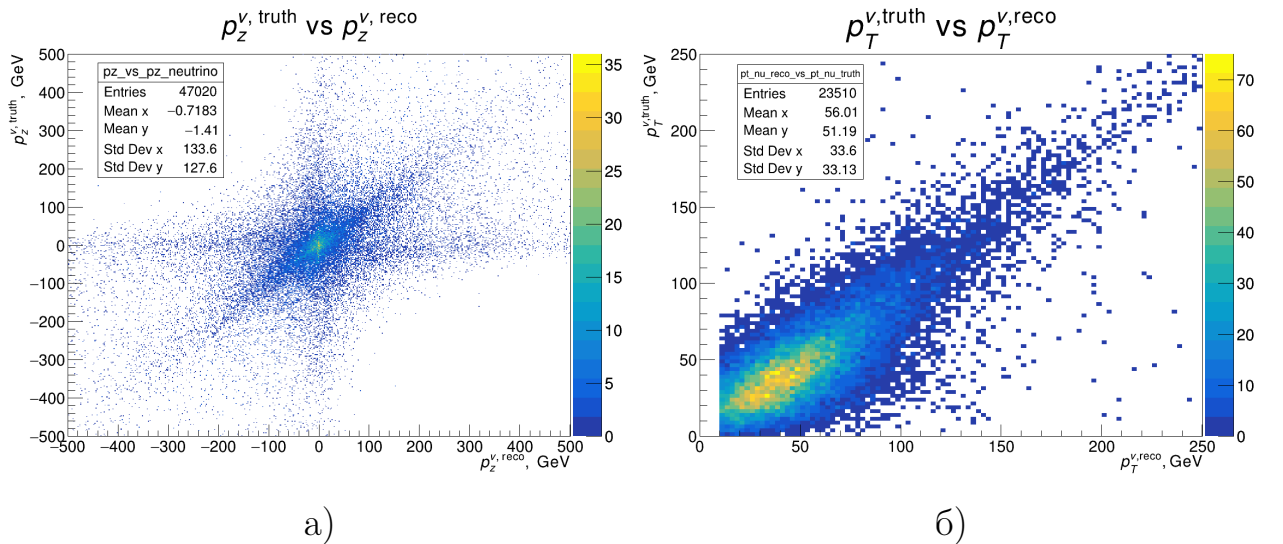


Рисунок 4 — Двумерное распределение распределение а) по продольной компоненте, б) по поперечной компоненте импульса смоделированного и реконструированного нейтрино

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-КТ [13] со следующими параметрами: минимальный поперечный импульс струи $p_T^{min} = 20$ 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% мо-

жет быть идентифицирована как b -струя (с вероятностью 0.3% от других кварков) в экспериментах ATLAS [14] и CMS [15]. 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.

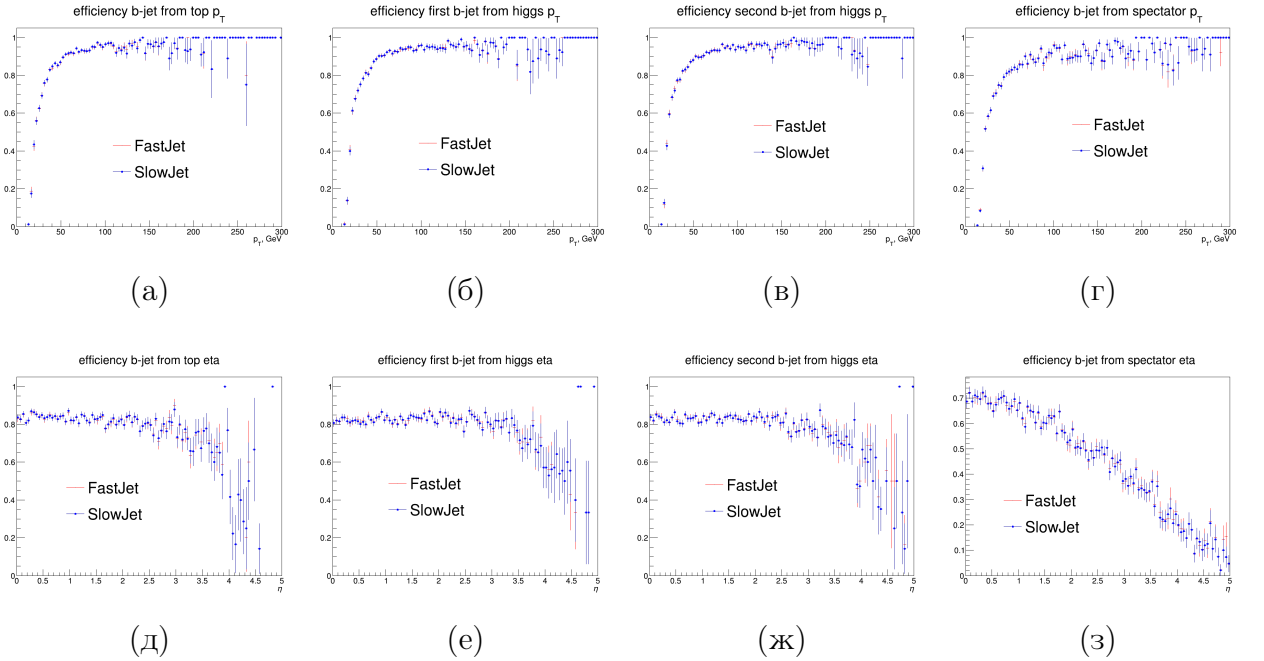


Рисунок 5 — Эффективность реконструкции b -струй в зависимости от поперечного импульса (а,б,в,г) и от псевдобыстроты (д,е,ж,з) b -кварка от топ-кварка, бозона Хиггса и спектатора соответственно

2.3. РЕКОНСТРУКЦИЯ МАСС ТОП-КВАРКА И БОЗОНА ХИГГСА

Исследуемый процесс: $pp \rightarrow tHbq \rightarrow (bl\nu)(bb)bq$. 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 событие равно четырем, то исходя из распределения по поперечному импульсу b-струй (рис.6), отбор трех из них с наибольшим p_T должен выбросить b-струю от зрителя, потому что преимущественно она имеет наименьший поперечный импульс.

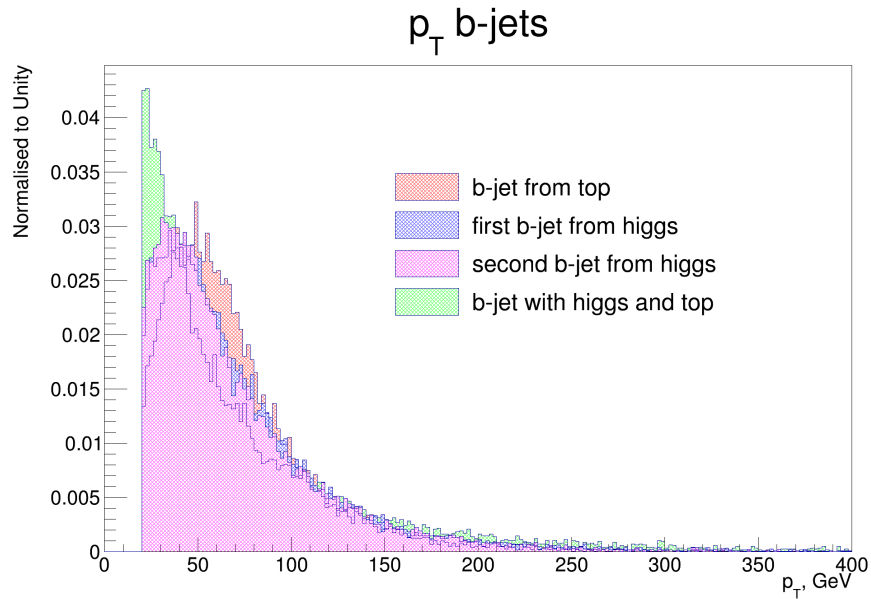


Рисунок 6 — Распределение по поперечному импульсу b-струй для процесса $pp \rightarrow tHbq$

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 правильной комбинации (рис.8).

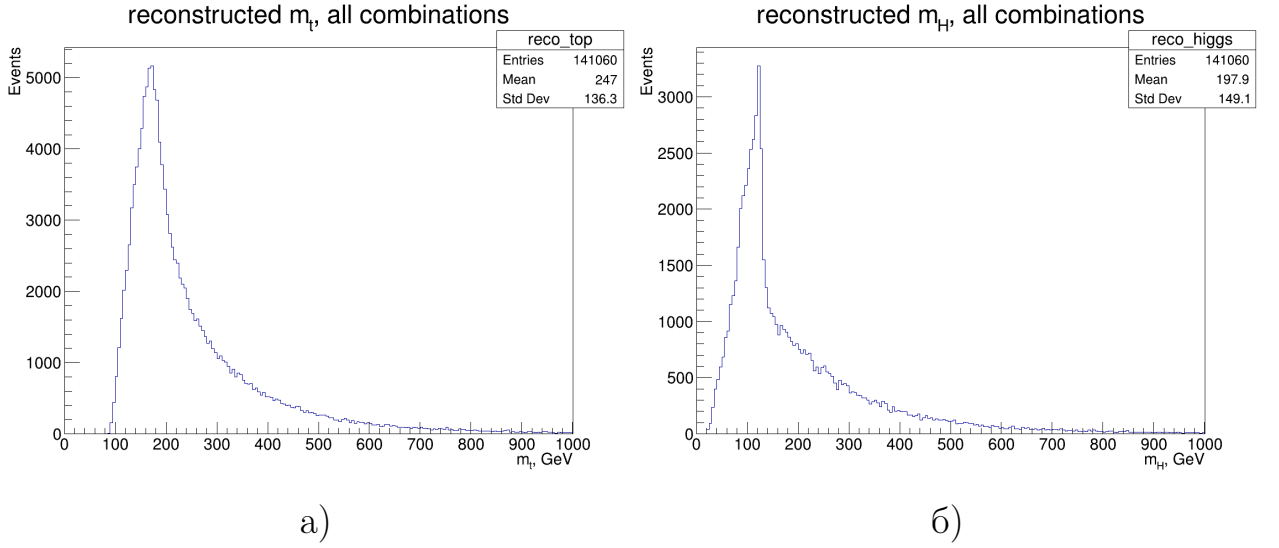


Рисунок 7 — Распределения реконструированной массы а) топ-кварка, б) бозона Хиггса для всех комбинаций для процесса $pp \rightarrow tHbq$

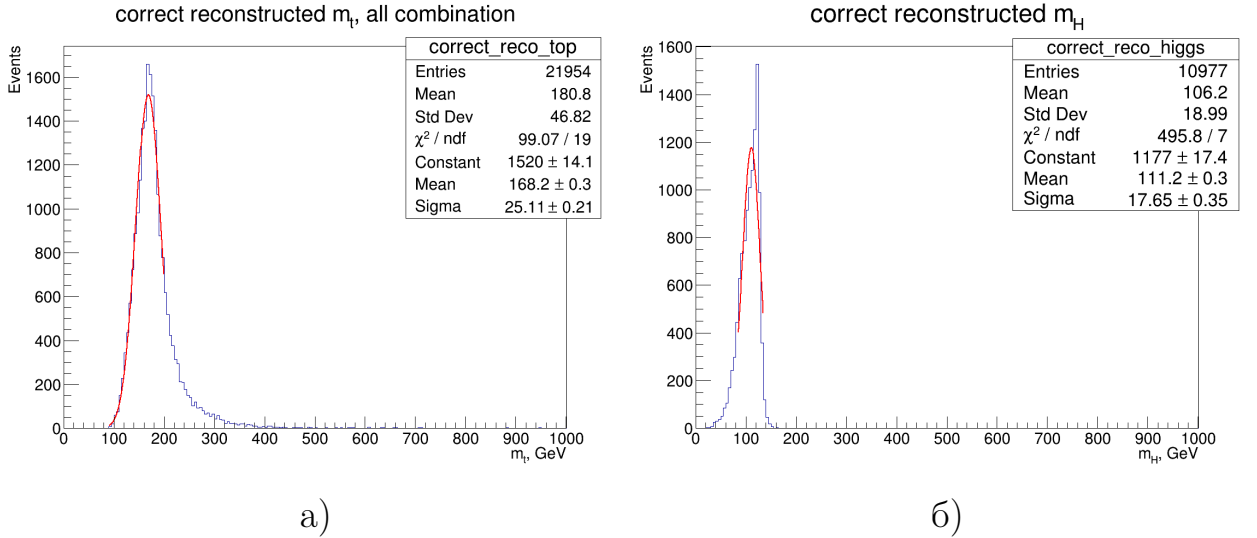


Рисунок 8 — Распределения реконструированной массы а) топ-кварка, б) бозона Хиггса для правильной комбинации для процесса $pp \rightarrow tHbq$

Реконструированные массы записывались для 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, так как в этих случаях хвосты отсутствуют.

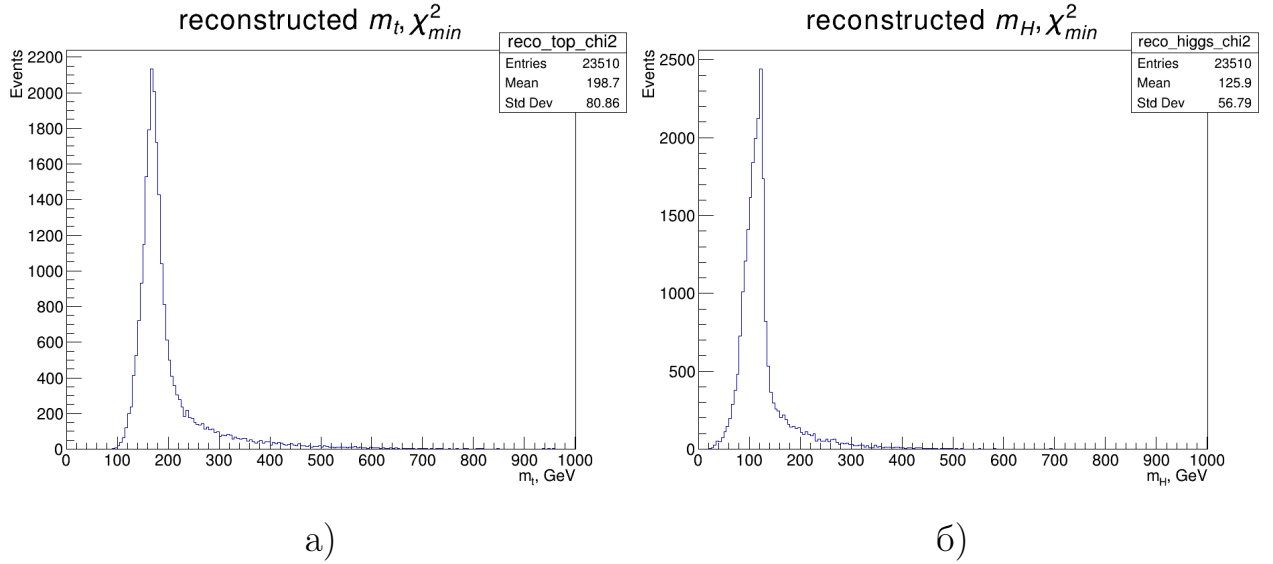


Рисунок 9 — Распределения реконструированной массы а) топ-кварка, б) бозона Хиггса для комбинации, соответствующей наименьшему χ^2 , для процесса $pp \rightarrow tHbq$

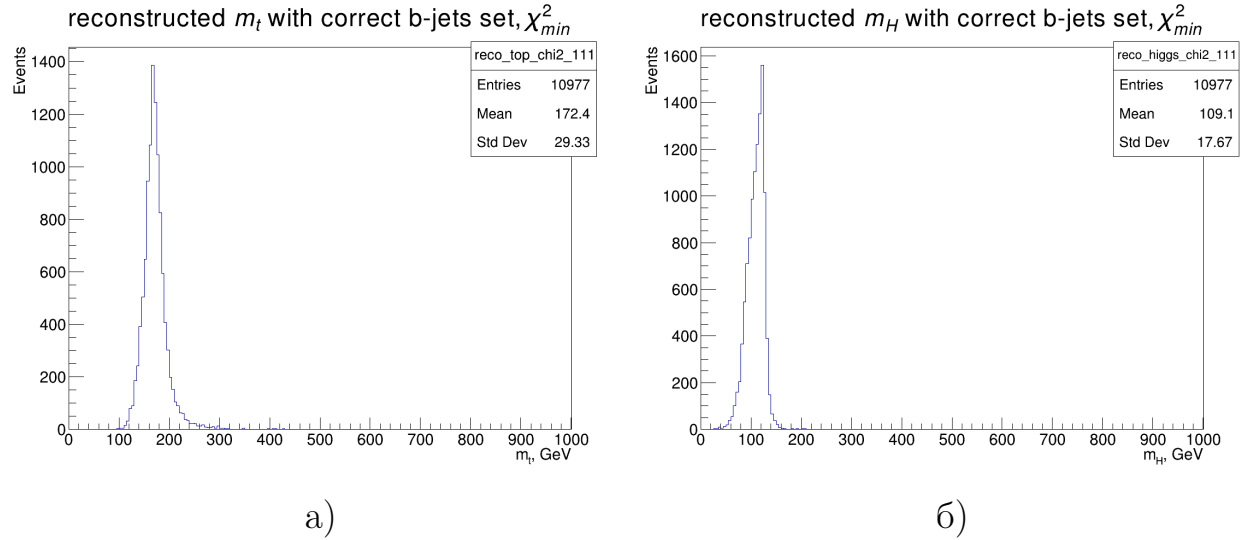


Рисунок 10 — Распределения реконструированной массы а) топ-кварка, б) бозона Хиггса для комбинации с правильным набором b-струй, соответствующей наименьшему χ^2 , для процесса $pp \rightarrow tHbq$

Распределения реконструированных масс топ-кварка и бозона Хиггса для комбинации, соответствующей наименьшему χ^2 , для сигнального и всех смоделированных фоновых процессов представлены на рис.11.

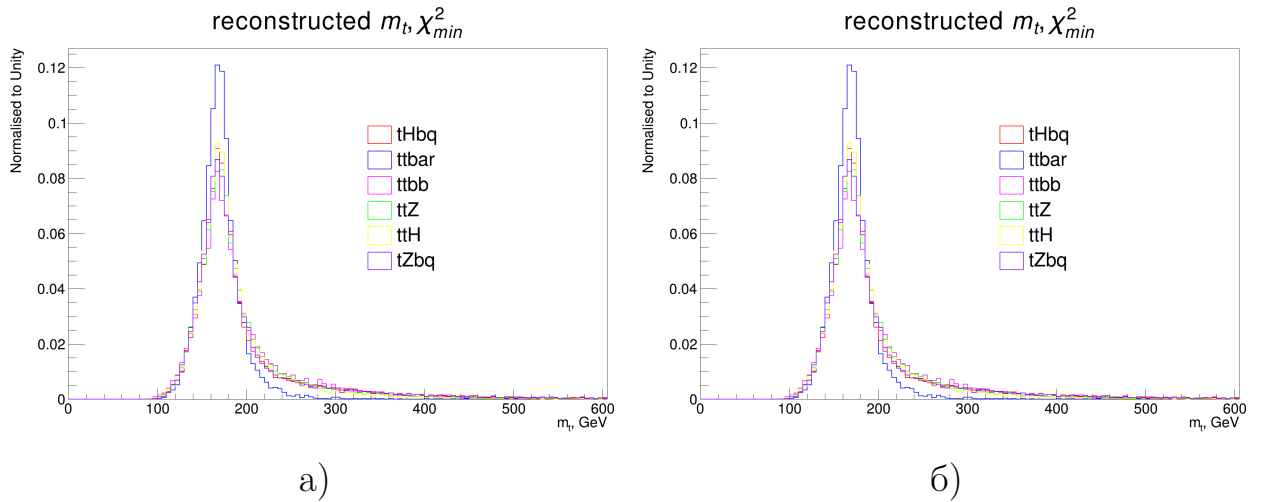


Рисунок 11 — Распределения реконструированной массы а) топ-кварка, б) бозона Хиггса для комбинации, соответствующей наименьшему χ^2 , для всех смоделированных процессов

Практически полное отсутствие хвоста в распределениях на рисунке 11 для процесса $pp \rightarrow tt$, а также близкое к сигнальному процессу значение реконструированной массы «Хиггса» объясняется отсутствием четвертой b-струи и тем, что b и c-струи, из которых восстанавливается бозон «Хиггса», несут кинетические энергии, равные примерно половине массы топ-кварка и W-бозона, что соответствует значениям, близким к массе бозона Хиггса, что видно по распределению по инвариантной массе b и c кварков из адронного топ-кварка (рис.12).

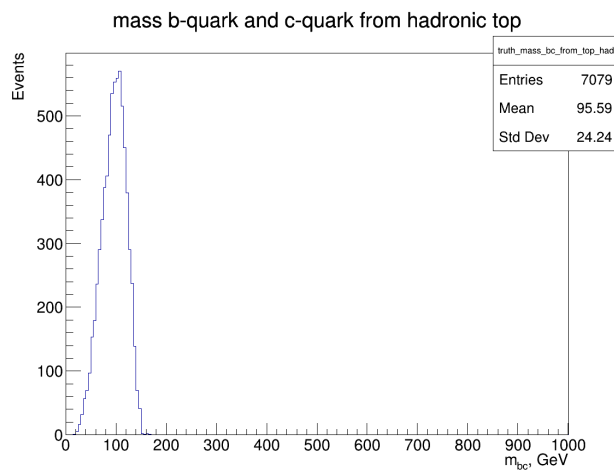


Рисунок 12 — Распределение по инвариантной массе b и c кварков из адронного топ-кварка

Также были построены двумерные распределения масс топ-кварка и бозона Хиггса, соответствующих наименьшему χ^2 , для всех смоделированных процессов (рис.13), пики в области правильных масс указывают на корректную реконструкцию масс для всех рассматриваемых в данной работе процессов.

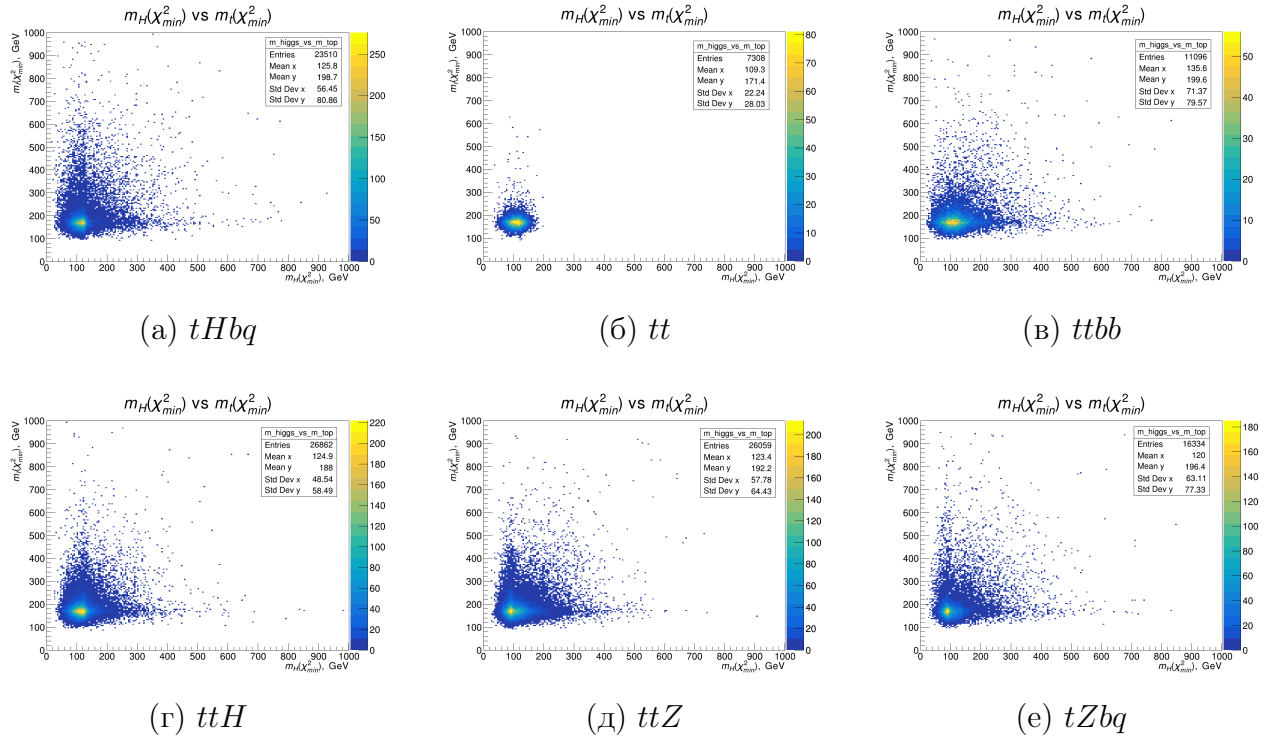


Рисунок 13 — Двумерные распределения реконструированных масс топ-кварка и бозона Хиггса, соответствующих наименьшему χ^2 , для всех смоделированных процессов

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 [16].

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 [17] 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. Распределения по поперечному импульсу и псевдобыстроте «передней» струи, отобранной двумя алгоритмами, для сигнального процесса представлены на рис.14. Обоснованность использования альтернативного метода наглядно продемонстрирована на распределении по псевдобыстроте для сигнального и фоновых процессов (рис.15). Выбор альтернативного метода позволяет улучшить разделительную способность.

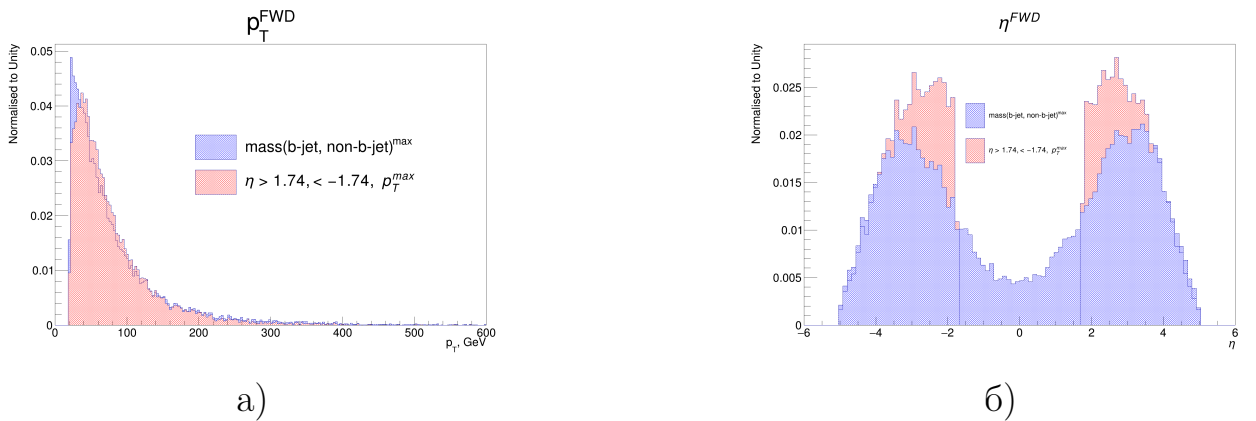


Рисунок 14 — Распределения по а) поперечному импульсу и б) псевдобыстроте «передней» струи для двух алгоритмов поиска для процесса $pp \rightarrow tHbq$

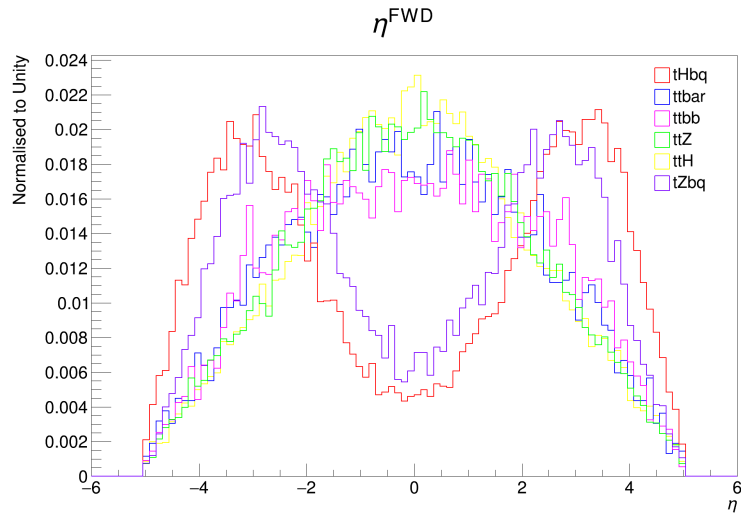


Рисунок 15 — Распределение по псевдобыстроте «передней» струи, отобранной альтернативным алгоритмом, для сигнального и всех фоновых процессов

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ходе данной работы были получены навыки работы с Монте-Карло генераторами Madgraph5 и Pythia. Было проведено моделирование и первичная реконструкция событий ассоциативного рождения бозона Хиггса с одиночным топ-кварком и соответствующих фоновых процессов в рамках первого порядка теории возмущения.

Дальнейший план работы:

- вычислить чувствительные к отбору сигнального процесса переменные (табл.2) [18] и создать базу данных для тестирования нейронной сети;
- довести статистику до уровня, пригодного для тренировки нейронной сети;
- создать базу данных для рассматриваемых в работе процессов в более высоком порядке теории возмущения.

Таблица 2 — Набор переменных, наиболее чувствительных к отбору событий сигнального процесса $pp \rightarrow tH$. Термин объекты означает совокупность всех струй заряженного лептона и нейтрино

Название	Определение
M_{3J}	Инвариантная масса трех струй с наибольшим p_T
N_b	Количество струй, порожденных б-кварками
$Sphresity_{all\ jets}$	Мера равномерности распределения струй в пространстве
$Sphresity_{lnu}$	Мера равномерности распределения объектов в пространстве
$Aplanarity_{all\ jets}$	Мера отклонения струй от одной общей плоскости
$\Delta(\eta_{t,FWD})$	Разность псевдобыстрот топ-кварка и передней струи
$Aplanarity_{lnu}$	Мера отклонения объектов от одной общей плоскости
$\Delta(\eta_{t,H})$	Разность псевдобыстрот топ-кварка и бозона Хиггса
$M_{t,H}$	Восстановленная масса топ-кварка и бозона Хиггса
M_H	Восстановленная масса бозона Хиггса
$f_{wm1}^{lnujet1}$	Первый момент Фокса-Вольфрама, составленный из импульсов объектов
P_t^{FWD}	Поперечный импульс передней струи
$M_{H,FWD}$	Инвариантная масса бозона Хиггса и передней струи
$M_{H,cen.jet}$	Инвариантная масса бозона Хиггса и центральной легкой струи
η^{FWD}	Псевдобыстрота передней струи
χ^{min}	Качество (критерий χ^2) определения масс бозона Хиггса и топ-кварка
M_t	Восстановленная масса топ-кварка
Q_{lep}	Заряд лептона с наибольшим p_T
$\Delta(R_{qqW})$	Угол между струями от адронного распада W -бозона
N_{nonb}	Количество струй, порожденных кварками, отличных от б-кварка
f_{wm2}	Второй момент Фокса-Вольфрама, составленный из импульсов струй
$RapGap_maxptb$	Разность псевдобыстрот передней струи и б-струи с наибольшим p_T
$RapGap_closetb$	Разность псевдобыстрот передней струи и ближайшей к ней б-струи
$P_{nonb_max}^t$	Наибольший поперечный импульс среди легких струй
W_T_m	Поперечная масса всех струй
M_{FWD}	Инвариантная масса передней струи и топ-кварка
η_{lep}	Псевдобыстрота лептона с наибольшим p_T
E_{b2}	Энергия третьей по поперечному импульсу б-струи
$\Delta(\phi_{t,H})$	Разность азимутальных углов топ-кварка и бозона Хиггса
$HT_alljets$	Алгебраическая сумма поперечных импульсов всех струй
$\Delta(\eta_{H,FWD})$	Разность псевдобыстрот бозона Хиггса и передней струи
P_H^t	Восстановленный поперечный импульс бозона Хиггса
P_{b0}^t	Поперечный импульс б-струи с наибольшим p_T
P_{b1}^t	Поперечный импульс второй по p_T б-струи
η_H	Восстановленная псевдобыстрота бозона Хиггса
η_{b1}	Псевдобыстрота второй по p_T б-струи
M_{b0}	Инвариантная масса передней струи и б-струи с наибольшим p_T

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] 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.
- [17] А.Д. Тропина, *Исследование ассоциативного рождения бозона Хиггса совместно с топ-кварком в эксперименте ATLAS*, Московский физико-технический институт, 2022.
- [18] 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.