

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

УДК 539.12.01

ОТЧЕТ
О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ

**ОПРЕДЕЛЕНИЕ ФОНОВ, СВЯЗАННЫХ С ПРОЦЕССАМИ
ОБРАЗОВАНИЯ ТОП КВАРКОВ, ПРИ ПОИСКЕ
ВОЗБУЖДЕННЫХ ЛЕПТОНОВ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ ATLAS**

Научные руководители

к.ф.-м.н.

Студент

_____ Мягков Алексей Григорьевич

_____ Ван Алина Маошэновна

Москва 2023

Содержание

1	Введение	3
1.1	Протон-протонное столкновение	3
1.2	Устройство детектора	3
1.3	Кинематика ЛНС	4
2	Цели и задачи	4
3	Исходные данные	5
4	Отбор струй	5
4.1	b-тагирование	6
4.2	Толстые струи	7
5	Процесс работы и результаты	8
5.1	Определение критериев отбора на b-тагированные струи и толстые струи	8
5.2	Определение контрольной области для $t\bar{t}b\bar{a}r$ для конечного состояния $e\nu J$	8
5.3	Процедура нормировки и распределения по инвариантной массе толстой W-струи и b-тагированной струи	9
6	Заключение	11

1 Введение

Стандартная модель – это современная теория в физике элементарных частиц, объединяющая в себе слабое, сильное и электромагнитное взаимодействия частиц. Несмотря на все свои преимущества, Стандартная модель не дает описаний всех известных экспериментальных фактов, таких как скрытая масса, проблема иерархии, темная энергия и т.д. Предполагается, что Стандартная модель является частью более общей теории. Поэтому одной из главных задач на ЛHC является поиск проявлений новой физики за рамками Стандартной модели. Для решения проблемы иерархии масс и структуры поколений лептонов и кварков существует несколько теорий, в которых лептоны и кварки рассматриваются как составные частицы. В этих моделях лептоны, будучи ограниченными состояниями более элементарных полей, по аналогии с атомами могут достигать возбужденных состояний.

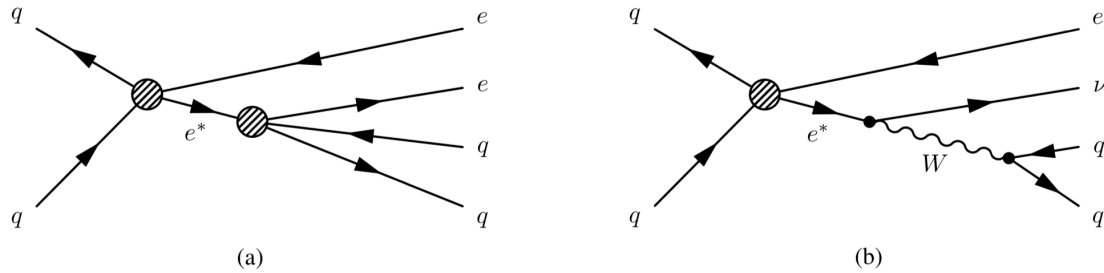


Рис. 1: Фейнмановские диаграммы для $ll^* \rightarrow eejj$ и $ll^* \rightarrow e\nu J$

1.1 Протон-протонное столкновение

Протон является составной частицей; он состоит из трех кварков uud , скрепленных вместе глюонным полем. При высоких энергиях протоны можно рассматривать как ансамбль невзаимодействующих кварков и глюонов (партоновая модель). Столкновение с жестким рассеянием можно рассматривать как взаимодействие между двумя партонами каждого протона, каждый из которых несет долю импульса x_1 , x_2 взаимодействующих протонов. При столкновении двух партонов происходит жесткий процесс, описываемый СМ, образовавшиеся кварки и глюоны переходят в бесцветные адроны в процессе адронизации. Энергия удара тратится на рождение многочисленных адронов.

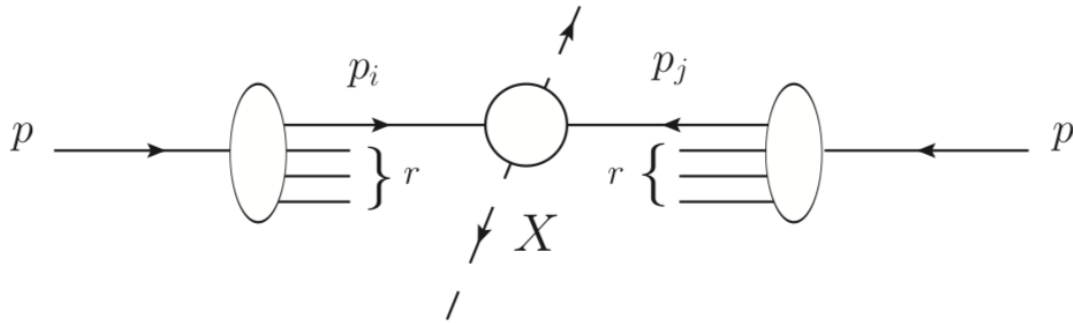


Рис. 2: Протон-протонное столкновение

1.2 Устройство детектора

Детектор ATLAS представляет собой многоцелевой 4π -детектор с симметричной цилиндрической геометрией. Детектор ATLAS состоит из ряда больших концентрических цилиндров вокруг линии

пучка. Он состоит из внутреннего трекового детектора, электромагнитного и адронного калориметров, мюонного спектрометра и магнитных систем. Каждый из них в свою очередь сделан из повторяющихся слоев. Трековый детектор предназначен для определения параметров треков заряженных частиц для измерения их импульса. Калориметры необходимы для измерения энерговыделения частиц, мюонная система используется для определения импульса и направления пролёта высокопроникающих мюонов. Магнитная система необходима для искривления траекторий заряженных частиц для определения их импульса.

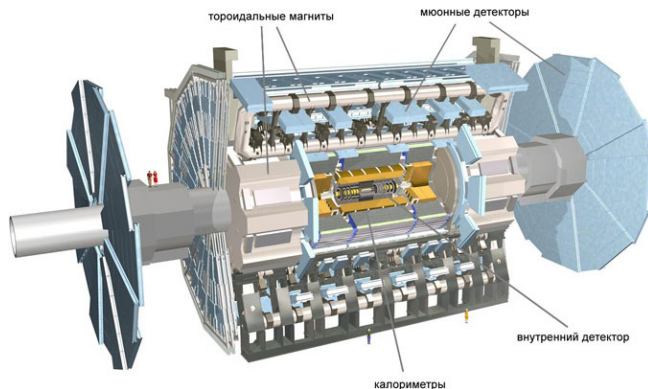


Рис. 3: Устройство детектора ATLAS

1.3 Кинематика LHC

В детекторе ATLAS используется несколько основных систем отсчета. Начало отсчета выбирается в точке взаимодействия, ось x расположена к центру LHC, ось z направлена вдоль движения пучка, ось y направлена вверх. В цилиндрической системе координат полярный угол θ отсчитывается от положительного направления оси z , азимутальный угол ϕ определяется в плоскости Oxy вокруг оси пучка.

Кинематика объектов событий описывается следующими переменными:

- Из-за того, что распределение частиц не изотропно, а прижато к осям, вместо угла θ используется псевдобыстрота
- Поперечный импульс p_t
- Энергия E
- Азимутальный угол ϕ

Псевдобыстрота задается формулой:

$$\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2} \quad (1)$$

Эти переменные представляют собой компоненты четырехимпульса, работать с которым удобнее, используя класс `TLorentzVector` программного пакета ROOT. Инвариантная масса задается формулой:

$$M^2 = \left(\sum_i^n p_{fi} \right)^2, \quad (2)$$

где p_{fi} - 4-импульс i -частицы.

2 Цели и задачи

Целью данной НИР является оценка фонов, связанных с образованием топ-кварка, с помощью МК моделированных данных при поиске возбужденных лептонов в эксперименте ATLAS и дальнейшая корректировка МК данных с учетом реальных данных. В соответствии с поставленной целью задачами данной работы были:

- определение критериев отбора на b -тагированные струи и толстые струи;

- определение контрольной области для $t\bar{t}$ для конечного состояния $e\nu J$;
- построение гистограмм с распределением по инвариантной массе от толстой W -струи и b -тагированной струи для различных фоновых процессов;
- оценка вкладов различных фоновых процессов в образование топ кварка;
- построение гистограмм с распределением по инвариантной массе от толстой W -струи и b -тагированной струи для реальных данных;
- отладка процедуры нормировки для фоновых процессов.

3 Исходные данные

Под **сигнальной областью** мы подразумеваем область в фазовом пространстве, которая определяется нашей выборкой сигнала, где вклад сигнальных событий наиболее значим. Для каждой сигнальной области определяются несколько контрольных, соответствующих основным фоновым процессам. Они получаются как правило инвертированием одного условия, так чтобы данный фоновый процесс давал основной вклад в контрольную область. Рассматривается контрольная область $t\bar{t}$ и условия - число b -струй.

Работа проводится с данными, полученными методом МК моделирования протон-протонного столкновения в детекторе ATLAS на LHC с энергией в системе центра масс 13 ТэВ. Рассматриваются фоновые процессы для конечного состояния $e\nu J$:

- *Single - t* - образование одиночного топ-кварка
- $t\bar{t}$ - образование пары топ-кварков
- VV - образование двух векторных бозонов
- $W(\rightarrow e\nu)$ - образование W -бозона с распадом в e и ν

Также проводится работа с реальными данными RUN2.139 2018 года с энергией в системе центра масс 13 ТэВ общей светимостью $L = 58.4 fb^{-1}$.

4 Отбор струй

При жестком столкновении партоны разлетаются под большим углом. Поток стабильных частиц, возникающих в результате адронизации партона и вылетающих примерно в одном направлении, называется струей. Струи обеспечивают связь между наблюдаемыми бесцветными стабильными частицами и лежащей в их основе физикой на партонном уровне.

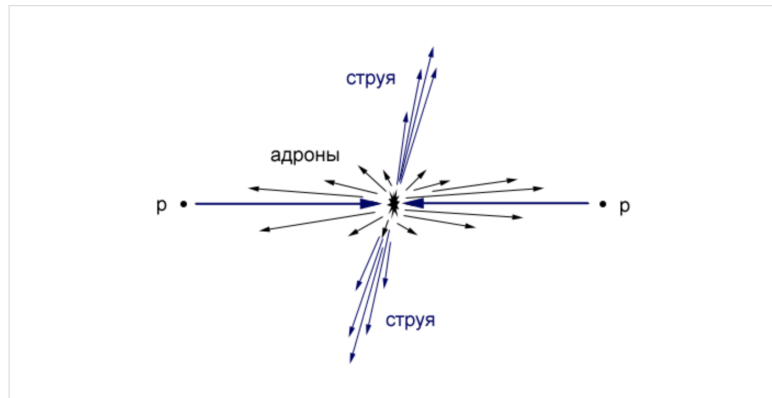


Рис. 4: Струи

Для реконструкции струй существуют два класса алгоритмов: конусные алгоритмы и алгоритмы последовательной кластеризации. Последние более предпочтительны как для теоретиков, так и для экспериментаторов. Алгоритмы последовательной кластеризации полагают, что частицы внутри струй будут иметь небольшие различия в поперечных импульсах и, таким образом, группируют частицы на основе импульсного пространства, что приводит к струям, которые имеют флуктуирующие области в пространстве быстрота-азимутальный угол. Все алгоритмы последовательной кластеризации имеют схожий метод. Определяется некоторое расстояние между двумя частицами:

$$d_{ij} = \min(p_{ti}^a, p_{tj}^a) \times \frac{R_{ij}^2}{R}, \quad (3)$$

где a - это показатель, соответствующий конкретному алгоритму кластеризации, R - параметр радиуса, определяющий окончательный размер струи и обычно лежащий в пределах от 0,4 до 0,7, а R_{ij} определяется как

$$R_{ij}^2 = (\eta_i - \eta_j)^2 + (\phi_i - \phi_j)^2. \quad (4)$$

Вторая переменная - это расстояние в импульсном пространстве между осью пучка и регистрируемой частицей.

$$d_{iB} = p_{tB}^a \quad (5)$$

Алгоритмы последовательной кластеризации [1] работают следующим образом. Сначала находят минимум всего набора $d_{iB}; d_{ij}$. Если d_{ij} является минимумом, то частицы i и j объединяются в одну частицу (ij) с помощью суммирования четырехвекторов, после чего i и j удаляются из списка частиц. Если d_{iB} - минимум, то частица i помечается как финальная струя и удаляется из списка частиц. Этот процесс повторяется до тех пор, пока все частицы не окажутся частью струи с расстоянием между осями струи R_{ij} больше, чем R , или пока не будет найдено нужное количество струй.

- K_t алгоритм

Параметр a в данном алгоритме равен 2. Тогда данные переменные будут иметь следующий вид:

$$d_{ij} = \min(p_{ti}^2, p_{tj}^2) \times \frac{R_{ij}^2}{R}, d_{iB} = p_{tB}^2 \quad (6)$$

- $Anti - K_t$ алгоритм

Параметр a в данном алгоритме равен -2. Тогда данные переменные будут иметь следующий вид:

$$d_{ij} = \min\left(\frac{1}{p_{ti}^2}, \frac{1}{p_{tj}^2}\right) \times \frac{R_{ij}^2}{R}, d_{iB} = \frac{1}{p_{tB}^2} \quad (7)$$

4.1 б-тагирование

б-тагирование - это метод маркировки струй, используемый в современных экспериментах по физике элементарных частиц. Это идентификация (или «флаг») струй, происходящих из б-кварков. Идентификация б-кварков важна, так как топ-кварк, являющийся самым массивным кварком, в результате своего распада имеет б-кварк. Поэтому идентификация б-кварков помогает идентифицировать топ-кварк.

Адроны, содержащие б-кварк, имеют время жизни порядка пикосекунды, поэтому они могут удалиться на несколько миллиметров от первичной точки, где произошло жесткое рассеяние, до того, как распадутся. Эти адроны характеризуются большими массами и обычно распадаются на несколько заряженных треков, которые можно обнаружить с помощью трекера. Прицельный параметр этих треков будет больше обычного. Если разрешение трека достаточно велико, можно найти вторичную вершину, в которой распался тяжелый адрон. Следовательно, струя, содержащая несколько смещенных треков или реконструированную вторичную вершину, скорее всего, исходит от б-кварка.

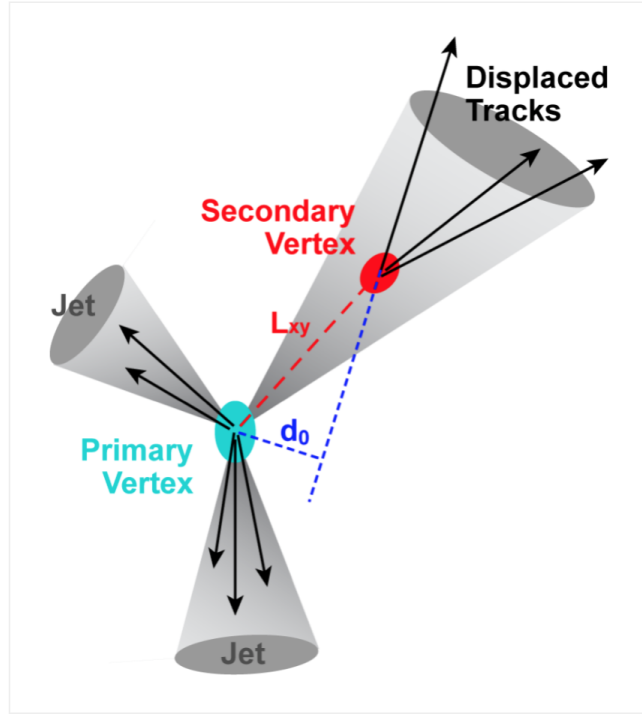


Рис. 5: b-tagging

4.2 Толстые струи

Бозоны W, Z и H могут распадаться по адронным каналам. При большой величине поперечного импульса бозона струи, образованные после его распада по адронному каналу, имеют малый угол разлета, вследствие чего конусы от этих струй могут пересекаться. В этом случае для идентификации бозонов строится толстая струя с радиусом конуса $R=1$. Однако с увеличением радиуса конуса, увеличивается и количество фоновых событий. Поэтому для толстой струи существуют механизмы отчистки от фона.

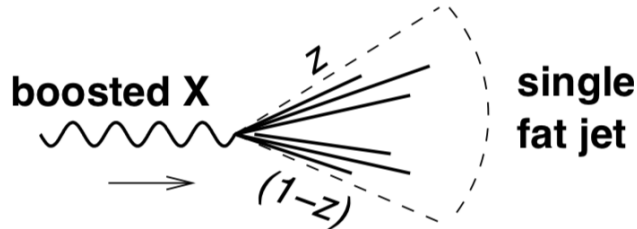


Рис. 6: fat jet

Переменная D_2 позволяет выделить струи, образованные калибровочными бозонами, из большого фона КХД. Определение переменной в [8]:

$$D_2 = E_{CF3} \times \left(\frac{E_{CF1}}{E_{CF2}} \right)^3, \quad (8)$$

где энергетические корреляционные функции задаются формулами:

$$E_{CF1} = \sum_i^n p_{T,i}; E_{CF2} = \sum_{i,j}^n p_{T,i} p_{T,j} \Delta R_{ij}; E_{CF3} = \sum_{i,j,k}^n p_{T,i} p_{T,j} p_{T,k} \Delta R_{ij} \Delta R_{jk} \Delta R_{ki}. \quad (9)$$

В канале $e\nu J$ используются 2 маркера — с выбором сигнала 50% («W-tag50») и 80% («W-tag80»). Маркер «W-tag50» оптимизирован для достижения эффективности сигнала 50% с подавлением фона 40–80, тогда как «W-tag80» имеет эффективность сигнала 80% при подавлении фона 10–15.

5 Процесс работы и результаты

5.1 Определение критериев отбора на b-тагированные струи и толстые струи

Работа проводилась при помощи языка C++ и пакета ROOT. Так как целью данной НИР является оценка фона от образования топ-кварка, а топ-кварк распадается на W-бозон и b-кварк, идентификация b-тагированных струй – это один из важных этапов работы.

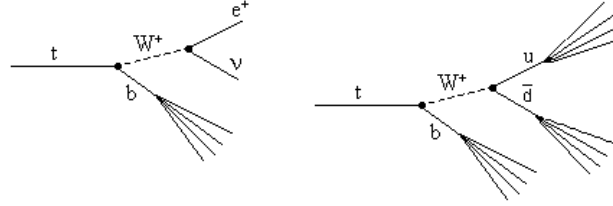


Рис. 7: Диаграммы Фейнмана для распада топ-кварка: а) по лептонной моде; б) по адронной моде.

Были использованы ограничения на псевдобыстроту и величину поперечного импульса на b-тагированные струи: $p_t > 30$ ГэВ, $|\eta| < 2.5$ [2]. Для идентификации струи, образованной от b-кварка, использовался один из методов ее маркировки. Также было введено ограничение на $R > 0.5$ для того, чтобы b-тагированная струя не пересекалась с толстой струей, образованной от W-бозона. Величина R задается следующей формулой:

$$R = \sqrt{(\eta_{bjet} - \eta_{Wjet})^2 + (\phi_{bjet} - \phi_{Wjet})^2} \quad (10)$$

Кроме того ставилось условие на количество b-тагированных струй в событии: $k \geq 1$.

Также для большего понимания механизма отбора толстой струи строились распределения по переменной `fatjet0_wtag50_mass_d2`. Эта переменная заполняется побитово. Седьмой бин заполняется, когда струя проходит отбор по верхнему и нижнему пределам на массу и проходит успешный отбор на D2.

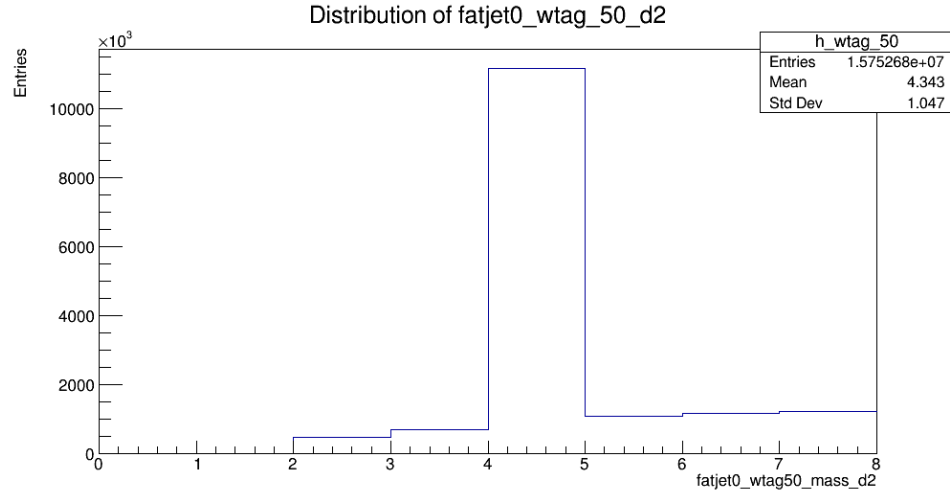


Рис. 8: Распределение по переменной-маркеру W-струи

5.2 Определение контрольной области для ttbar для конечного состояния eνJ

Были использованы ограничения на $p_t > 65$ ГэВ, $|\eta| < 2.47$ на кандидатов в электроны. Для конечного состояния eνJ используются кандидаты в электроны, классифицированные как Tight. Были добавлены ограничения на $E_t^{miss} > 100$ ГэВ. Также для различных значений потенциальной массы возбужденного лептона были сделаны ограничения по поперечной массе (формула 11 [3]).

$$m_T(E_t^{miss}, J) = \sqrt{(m^W)^2 + 2 \times (\sqrt{(m^W)^2 + (p_T^W)^2} \times E_t^{miss} - p_x^W \times E_x^{miss} - p_y^W \times E_y^{miss})}. \quad (11)$$

Таблица 1: Ограничения КО для конечного состояния $e\nu J$ на поперечную массу

m_e^* GeV	$m_T(E_t^{miss}, J)$ GeV
100-500	50 - 560
500-1000	560 - 850
>1000	>850

В дальнейшем работа будет проходить с ограничениями на поперечную массу 50-560 ГэВ и условием на количество b -тагированных струй в событии: $k \geq 1$.

5.3 Процедура нормировки и распределения по инвариантной массе толстой W -струи и b -тагированной струи

В директориях с МК моделированными данными для каждого процесса указывались значения сечения, эффективности регистрации и коэффициента k_F . Данные представлены в таблице.

Таблица 2: Ограничения КО для $t\bar{t}$ для конечного состояния $e\nu J$ на поперечную массу

Процесс	σ pb	ϵ_{gen}	k_F	N_{MC}
$t\bar{t}$	729.77	0.54383	1.14	15752675
$W\nu e$	339.79	0.59667	0.9702	7975204
$WpqqWmlv$	24.708	1	1	3875306
$WplvWmqq$	24.724	1	1	3797386
Single top	2.027	1	1.0170	1040534

В директории с реальными данными для каждого датасета указывалось значение светимости. Распределения по инвариантной массе толстой и b -тагированной струй построено для 20 из 199 датасетов с реальными данными, содержащие значение светимости $L = 5.829 fb^{-1}$.

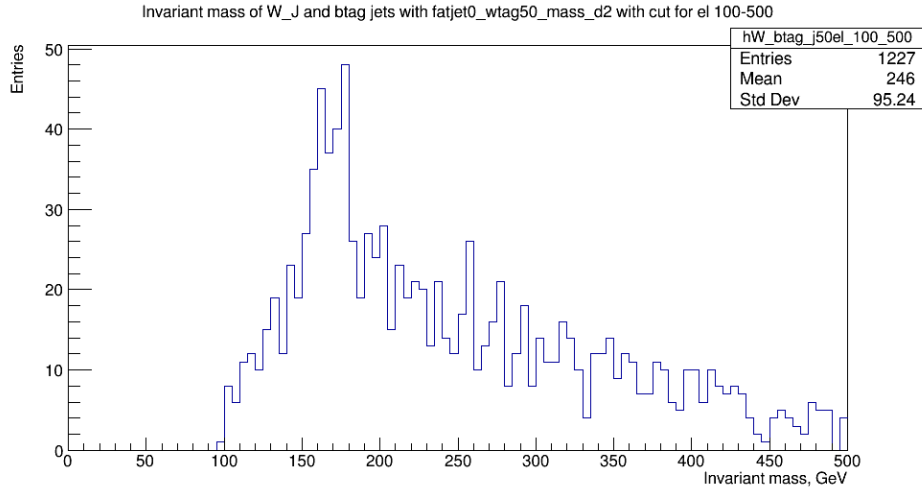


Рис. 9: Распределение по инвариантной массе W -струи и b -тагированной струи для реальных данных

Нормировочный коэффициент определяется как:

$$Scale = \frac{\sigma \times L \times \epsilon_{gen} \times k_F}{N_{MC}} \quad (12)$$

Для МК данных фонового процесса $t\bar{t}b\bar{b}$ было построено распределение по инвариантной массе с учетом нормировки.

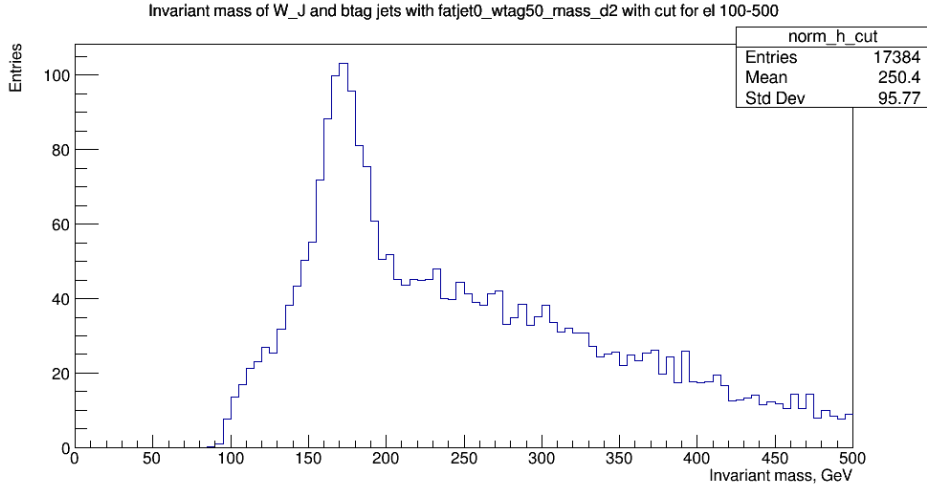


Рис. 10: Распределение по инвариантной массе W-струи и b-тагированной струи для фонового процесса $t\bar{t}b\bar{b}$

Для остальных фоновых процессов построена суммарная гистограмма с распределением по инвариантной массе.

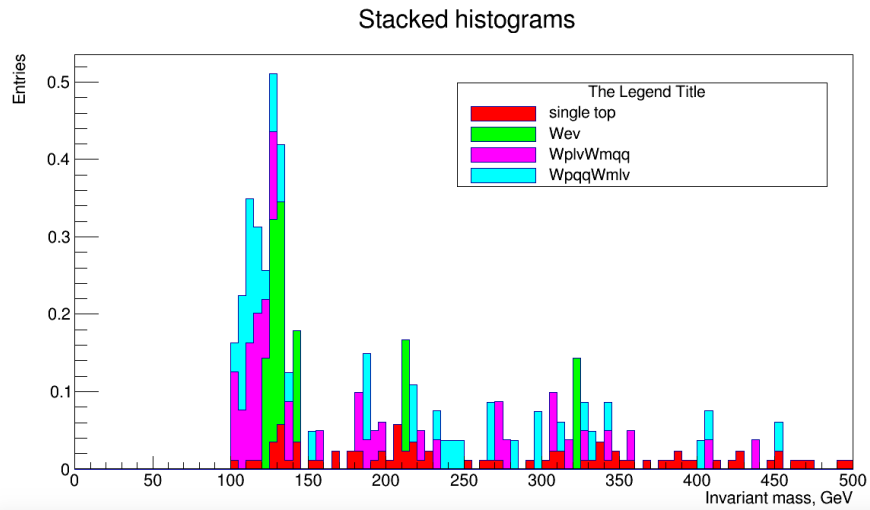


Рис. 11: Суммарная гистограмма с распределением по инвариантной массе W-струи и b-тагированной струи для фоновых процессов VV , single top, Wlv

6 Заключение

В рамках НИР за семестр получены гистограммы с распределением по инвариантной массе W -струи и b -струи для МК моделированных данных для оценки различных фоновых процессов в контрольной области конечного состояния $e\nu J$, связанных с образованием топ-кварка. На основании гистограмм сделан вывод, что основной вклад в данную контрольную область образования топ кварка дает процесс $t\bar{t}b\bar{a}$.

Также необходимо отладить процедуру нормировки гистограмм с учетом дополнительной информации об эффективности отбора на разных этапах обработки, это будет сделано в ближайшее время и рассогласование приблизительно в два раза удастся преодолеть. Гистограммы для МК строились по части статистики, поэтому процедура нормировки должна быть более аккуратной.

Фоновые процессы ($t\bar{t}b\bar{a}$) могут неточно моделироваться в области фазового пространства, выбранного для конкретного поиска, поэтому необходима их корректировка.

Список литературы

- [1] Ryan Atkin. Review of jet reconstruction algorithms. *J. Phys. Conf. Ser.*, 645(1):012008, 2015.
- [2] Multi-differential measurement of the dijet cross section in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV. 2022.
- [3] Morad Aaboud et al. Search for excited electrons singly produced in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS experiment at the LHC. *Eur. Phys. J. C*, 79(9):803, 2019.