

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»

УДК 531.3, 539.1.05

**ПОЯСНИТЕЛЬНАЯ ЗАПИСКА  
К БАКАЛАВРСКОЙ ДИПЛОМНОЙ РАБОТЕ  
ОПРЕДЕЛЕНИЕ ФОНОВ, СВЯЗАННЫХ С ПРОЦЕССАМИ  
ОБРАЗОВАНИЯ ТОП КВАРКОВ, ПРИ ПОИСКЕ  
ВОЗБУЖДЕННЫХ ЛЕПТОНОВ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ  
АТЛАС**

Студент

\_\_\_\_\_ А. М. Ван

Научный руководитель,  
к.ф.-м.н., доц.

\_\_\_\_\_ Е. Ю. Солдатов

Научный консультант,  
к.ф.-м.н.

\_\_\_\_\_ А. Г. Мягков

Москва 2023

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА БАКАЛАВРА

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

Студент	_____ А. М. Ван
Научный руководитель, к.ф.-м.н., доц.	_____ Е. Ю. Солдатов
Научный консультант, к.ф.-м.н.	_____ А. Г. Мягков
Рецензент.	_____ Е. А. Некрасова
Секретарь ГЭК, к.ф.-м.н.	_____ А. А. Кириллов
Зав. каф. №40, д.ф.-м.н., проф.	_____ М. Д. Скорохватов

# СОДЕРЖАНИЕ

<b>Введение</b>	<b>4</b>
<b>1 Основные теоретические сведения</b>	<b>6</b>
1.1 Стандартная модель . . . . .	6
1.2 Поиск возбужденных лептонов . . . . .	8
<b>2 Детектор ATLAS</b>	<b>9</b>
2.1 Протон-протонное столкновение . . . . .	10
2.2 Кинематика LHC . . . . .	10
<b>3 Отбор объектов событий</b>	<b>12</b>
3.1 Отбор струй . . . . .	12
3.1.1 $b$ -мечение . . . . .	13
3.1.2 Толстые струи . . . . .	13
3.2 Отбор электронов . . . . .	15
<b>4 Исходные данные</b>	<b>16</b>
<b>5 Процесс работы</b>	<b>17</b>
5.1 Определение критериев отбора на $b$ -меченные струи и толстые струи . . . . .	17
5.2 Определение контрольной области для $t\bar{t}$ для конечного состояния $e\nu J$ . . . . .	18
5.3 Отладка процедуры нормировки и оценка вкладов для различных фоновых процессов . . . . .	19
5.4 Определение поправочного коэффициента . . . . .	21
<b>Заключение</b>	<b>25</b>
<b>Список использованных источников</b>	<b>26</b>

А Фоновые процессы, полученные Монте-Карло моделированием	27
В Параметры фитирования	29

# 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 считается полной, так как не включает в себя гравитационное взаимодействие, а также не дает описаний всех известных экспериментальных фактов, таких как скрытая масса, проблема иерархии, барионная асимметрия, темная энергия и т.д. Предполагается, что Стандартная модель является частью более общей теории. Поэтому одной из главных задач на ЛНС 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.

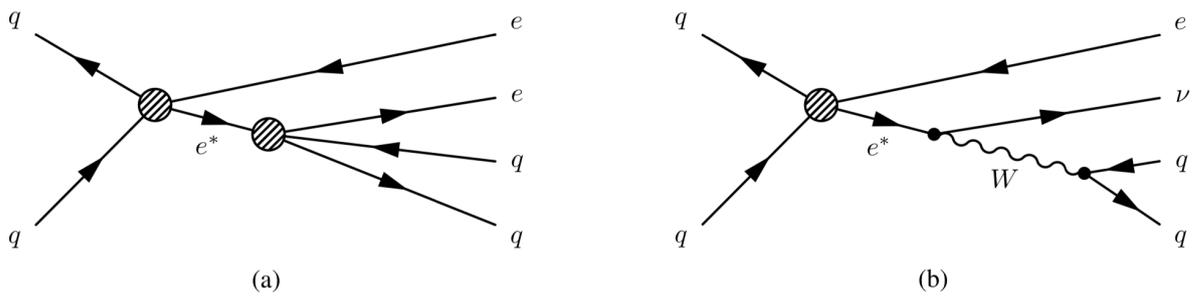


Рисунок 1 — Диаграммы Фейнмана для  $ll^* \rightarrow eejj$  и  $ll^* \rightarrow e\nu J$

В эксперименте по поиску возбужденного лептона изучают две потенциальные моды распада возбужденного электрона (см. рисунок 1). Распад возбужденного лептона на электрон и два кварка имеет в конечном состоянии две струи и два электрона ( $eejj$ ). Распад возбужденного электрона по слабому взаимодействию через калибровочный  $W$ -бозон в два кварка и нейтрино в конечном состоянии имеет электрон, нейтрино и толстую струю ( $e\nu J$ ). В рамках работы рассматривается конечное состояние  $e\nu J$ .

## ЦЕЛИ И ЗАДАЧИ

Одним из главных фоновых процессов в поиске возбужденных лептонов является образование пары топ-анти топ ( $t\bar{t}$ ). Фоновые процессы ( $t\bar{t}$ ) могут неточно моделироваться в области фазового пространства, выбранного для конкретного поиска, поэтому необходима их корректировка.

### Цель работы.

**Целью работы** является определение фонов, связанных с образованием топ-кварков, с помощью Монте-Карло моделированных данных при поиске возбужденных лептонов в эксперименте ATLAS и корректировка Монте-Карло данных с учетом экспериментальных данных.

В соответствии с поставленной целью задачами данной работы были:

- определение критериев отбора на  $b$ -меченные 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  $b$ -меченной струи для различных МК моделированных фоновых процессов и для экспериментальных данных;
- оценка вкладов различных фоновых процессов в образование топ кварка;
- отладка процедуры нормировки для фоновых процессов;
- нахождение поправочного коэффициента расхождения МК данных с экспериментальными данными.

# 1 ОСНОВНЫЕ ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ СВЕДЕНИЯ

## 1.1 СТАНДАРТНАЯ МОДЕЛЬ

Стандартная модель – теория, описывающая частицы, из которых состоит материя, и их взаимодействие друг с другом. Она появилась в середине 20-го века и приняла свою окончательную форму после всех экспериментальных подтверждений. Модель проясняет обнаруженные к настоящему времени элементарные частицы и их поведение с тремя фундаментальными взаимодействиями: слабым, сильным и электромагнитным. Квантовая хромодинамика дает описание сильному взаимодействию, электрослабая теория описывает слабое и электромагнитное взаимодействия. Элементарные частицы, определяемые СМ, показаны на рисунке 1.1.

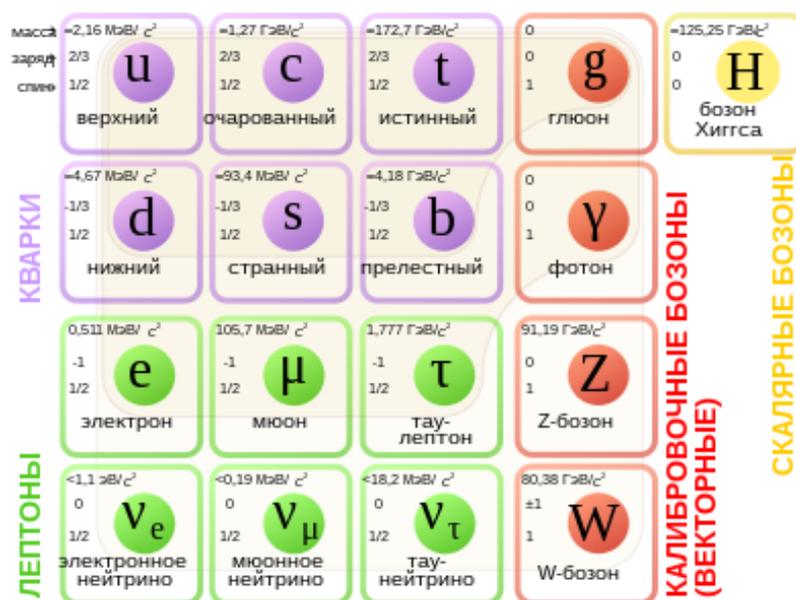


Рисунок 1.1 – Стандартная модель

Стандартная модель содержит фермионы и бозоны. Фермионы [1] в модели подчиняются статистике Ферми-Дирака и имеют спин 1/2. Для опи-

сания фермионов используют биспинорное представление группы Лоренца  $SO(3, 1)$ . Фермионы делятся на две группы: кварки и лептоны. В настоящее время известно 6 лептонов и 6 кварков (по три цвета на каждого) [2], которые, в свою очередь, делятся на три поколения по двое, тем самым образуя дублеты.

Дублеты лептонов удовлетворяют локальной калибровочной симметрии  $SU_L(2) \times U_Y(1)$ . Электрон, мюон и  $\tau$ -лептон участвуют в слабом и в электромагнитном взаимодействиях. Их нейтрино участвуют только в слабом взаимодействии. Дублеты кварков удовлетворяют локальной калибровочной симметрии групп  $SU(3) \times SU_L(2) \times U_Y(1)$ . Кварки участвуют во всех видах взаимодействия.

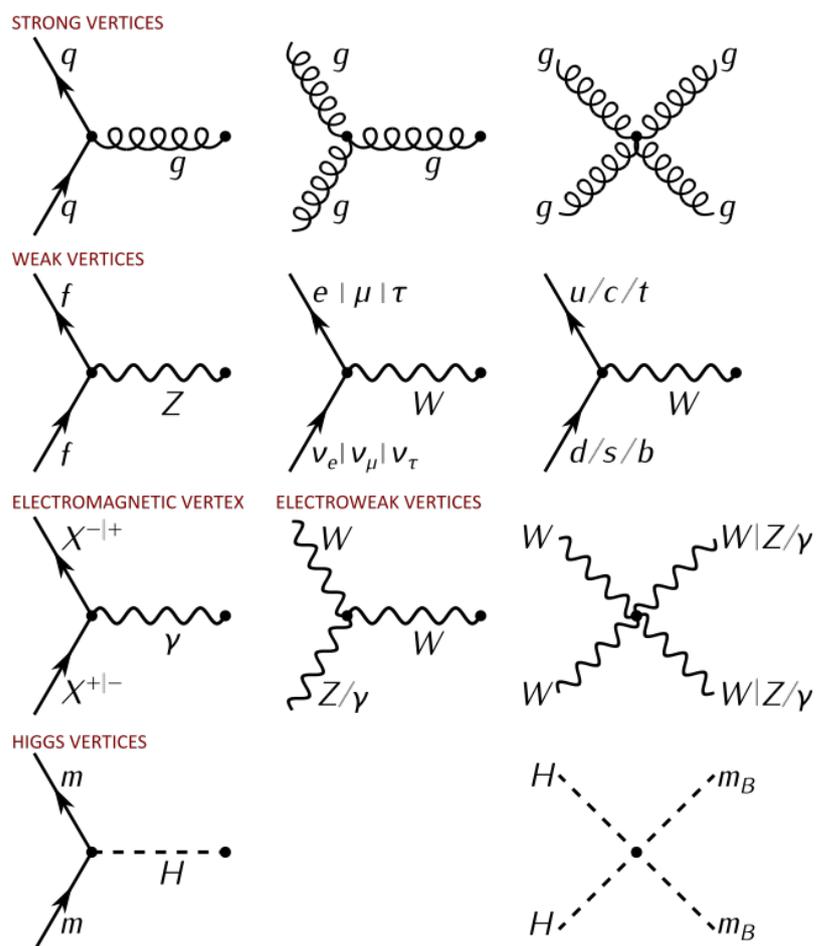


Рисунок 1.2 — Вершины Стандартной модели (  $m$  — частица, обладающая массой;  $m_B$  — бозон, обладающий массой. )

Бозоны, имеющие целый спин и подчиняющиеся статистике Бозе - Эйнштейна, в свою очередь, являются переносчиками взаимодействия, возникающими вследствие требования локальной калибровочной инвариантности. Частицы  $W$ ,  $Z$ ,  $\gamma$ ,  $g$  имеют спин 1 и являются векторными бозонами. Переносчиками сильного взаимодействия являются 8 глюонов, слабого –  $W^\pm$ ,  $Z$ -бозоны, электромагнитного – фотоны.

Для придания масс частицам вводится скалярное поле Хиггса. Механизм Хиггса заключается в нарушении симметрии  $SU_L(2) \times U_Y(1)$  до  $U_{em}(1)$ . Квантом поля Хиггса является бозон Хиггса, имеющий спин 0.

На рисунке 1.2 представлены все вершины взаимодействия Стандартной модели.

## 1.2 ПОИСК ВОЗБУЖДЕННЫХ ЛЕПТОНОВ

С каждым поколением массы фермионов возрастают в сотни раз, в то время как их свойства и квантовые числа остаются одинаковыми. Это явление выходит за рамки объяснения Стандартной модели. Для решения проблемы иерархии масс и структуры поколений лептонов существуют теории, в которых лептон состоит из более элементарных полей. Гипотетически более элементарные частицы называют преонами. В моделях, предающих фермионам структуру, при высоких значениях масштабного фактора  $\Lambda$  преоны образуют лептоны Стандартной модели и их возбужденные состояния.

Поиски возбужденных лептонов были выполнены для различных конечных состояний (см. рисунок 1) в LEP, HERA, Tevatron и LHC, и никаких свидетельств проявления возбужденного лептона обнаружено не было.

## 2 ДЕТЕКТОР ATLAS

Детектор ATLAS [3] предназначен для исследования широкого спектра физических явлений: от измерения свойств частиц Стандартной модели до поиска новой физики за ее рамками. Он используется для детектирования и идентификации частиц. Детектор ATLAS представляет собой многоцелевой  $4\pi$ -детектор с симметричной цилиндрической геометрией. Установка состоит из серии больших концентрических цилиндров вокруг линии пучка. Детектор ATLAS 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 предназначена для искривления траекторий заряженных частиц для определения их импульса. Устройство детектора ATLAS представлено на рисунке 2.1.

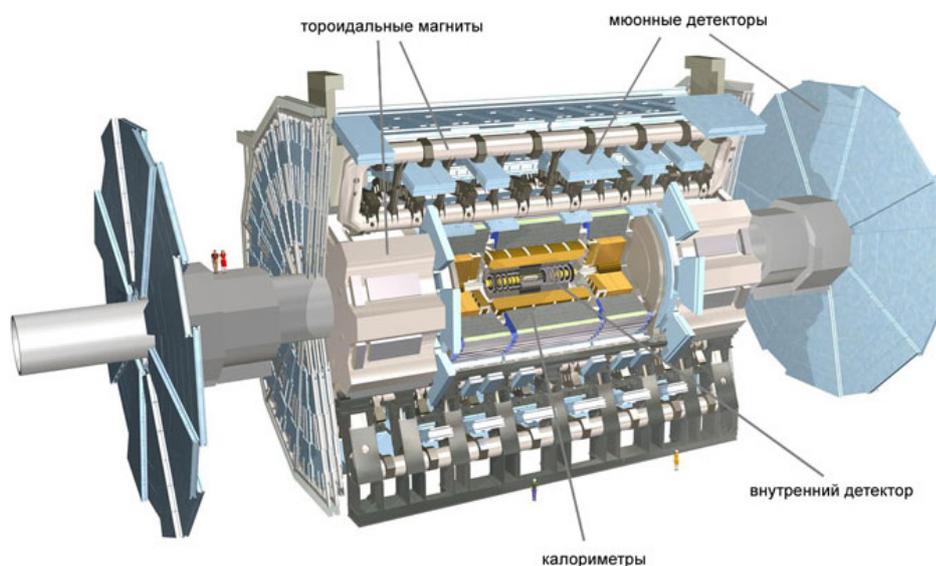


Рисунок 2.1 — Устройство детектора ATLAS

## 2.1 ПРОТОН-ПРОТОННОЕ СТОЛКНОВЕНИЕ

Протон – это барион, представляющий собой структурную частицу: он состоит из трех кварков  $uud$ , скрепленных вместе глюонным полем. В партонной модели при высоких энергиях протон рассматривается как ансамбль невзаимодействующих партонов: глюонов и кварков. 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 столкновения расходуется на рождение большого числа адронов.

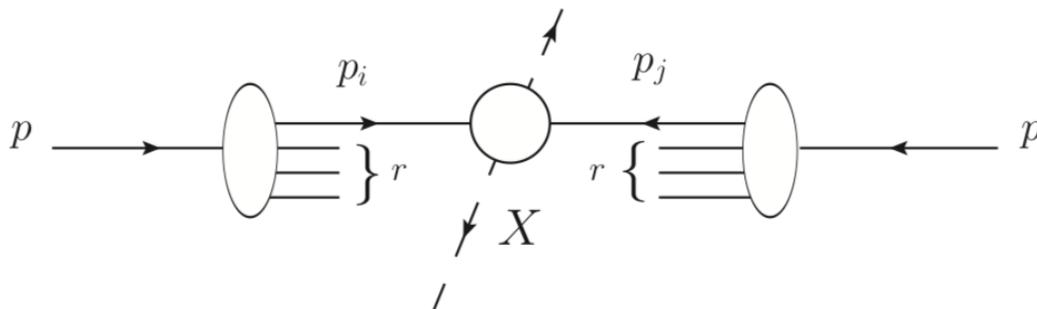


Рисунок 2.2 – Протон-протонное столкновение

## 2.2 КИНЕМАТИКА ЛНС

В детекторе ATLAS используется несколько основных систем отсчета. Начало отсчета выбирается в точке взаимодействия, ось  $x$  расположена к центру ЛНС, ось  $z$  направлена вдоль движения пучка, ось  $y$  направлена вверх. В цилиндрической системе координат полярный угол  $\theta$  отсчитывается от положительного направления оси  $z$ , азимутальный угол  $\phi$  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  $\theta$  используется псевдобыстрота

- Поперечный импульс  $p_t$
- Энергия  $E$
- Азимутальный угол  $\phi$

Поперечный импульс задается формулой [2.1]:

$$p_t = p \sin \theta. \quad (2.1)$$

Псевдобыстрота задается формулой [2.2]:

$$\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2}. \quad (2.2)$$

Эти переменные представляют собой компоненты четырехимпульса, работать с которым удобнее, используя класс `TLorentzVector` программного пакета ROOT.

Инвариантная масса задается формулой:

$$M^2 = \left( \sum_i^n p_{fi} \right)^2, \quad (2.3)$$

где  $p_{fi}$  - 4-импульс  $i$ -частицы.

# 3 ОТБОР ОБЪЕКТОВ СОБЫТИЙ

## 3.1 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.

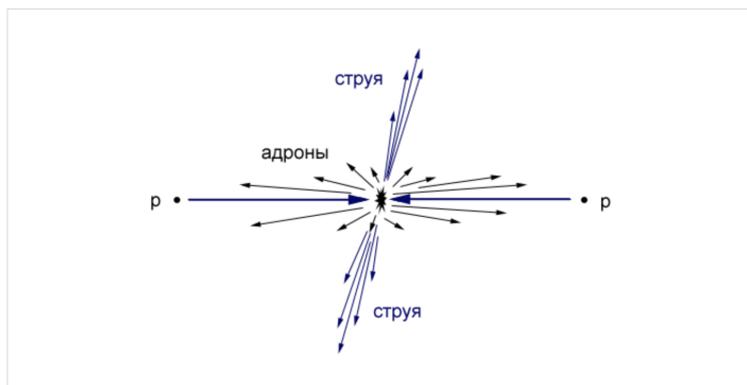


Рисунок 3.1 — Струи

Для реконструкции струй существуют два класса алгоритмов: конусные алгоритмы и алгоритмы последовательной кластеризации.

В данной работе реконструкция струй происходит с помощью алгоритма последовательной кластеризации *Anti -  $K_t$*  [4] с параметром радиуса 0.4. Толстые струи реконструируются с помощью конусного алгоритма [4] с радиусом 1.

$t$ -кварк в результате своего распада по слабому взаимодействию имеет  $b$ -кварк и  $W$ -бозон. Поэтому для дальнейшего анализа необходимо изучить методы маркировки струй, образованных этими частицами.

### 3.1.1 *b*-МЕЧЕНИЕ

*b*-мечение (*b*-tagging) – это метод идентификации струй, образованных *b*-кварком, который используется в современных экспериментах по физике высоких энергий. *b*-кварк – нижний кварк третьего поколения, обладающий массой порядка 4,3 ГэВ и имеющий время жизни порядка пикосекунды. *b*-кварк способен образовать адрон. Адроны, содержащие *b*-кварк, имеют время жизни порядка пикосекунды, в следствие чего они могут удалиться от первичной вершины жесткого рассеяния на некоторое расстояние до того, как распадутся. Так как *b*-адроны характеризуются большими массами, они обычно распадаются на несколько заряженных треков, которые обнаруживаются с помощью трекеров внутреннего детектора (ID). Прицельный параметр этих треков будет больше, чем у треков, исходящих из первичной вершины. При хорошем разрешении этих треков можно найти вторичную вершину, характеризующую распад *b*-адрона. Поэтому струи, содержащие в себе несколько смещенных треков или несколько треков, исходящих из вторичной вершины, могут идентифицироваться как струи, образованные *b*-кварком (см. рисунок 3.2).

Интересующая контрольная область фонового процесса рождения пары топ-анти топ ( $t\bar{t}$ ) определяется наличием хотя бы одной *b*-меченной струи.

### 3.1.2 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 (см. рисунок 3.3). В этом случае для регистрации бозонов строится толстая струя с радиусом конуса  $R=1$ . Однако с увеличением радиуса конуса, увеличивается и количество фонового содержания. Поэтому для толстой струи существуют механизмы отчистки от фона.

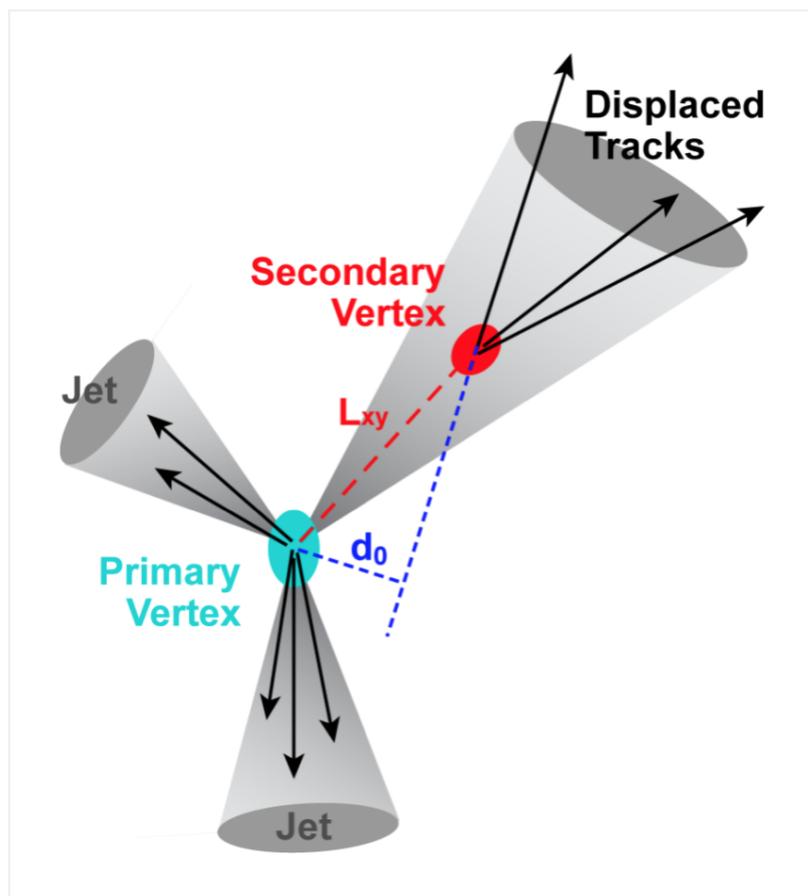


Рисунок 3.2 — b-tagging

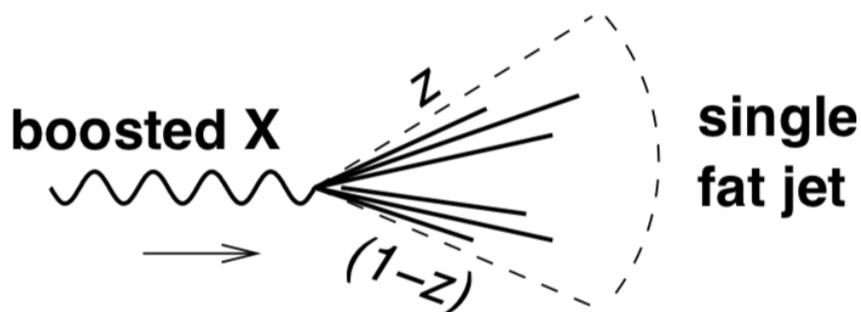


Рисунок 3.3 — Толстая струя

Переменная  $D_2$  позволяет выделить струи, образованные калибровочными бозонами, из большого фона адронов. Определение переменной в [3.1]:

$$D_2 = E_{CF3} \times \left( \frac{E_{CF1}}{E_{CF2}} \right)^3, \quad (3.1)$$

где энергетические корреляционные функции задаются формулами [3.2-

3.4]:

$$E_{CF1} = \sum_i^n p_{T,i}; \quad (3.2)$$

$$E_{CF2} = \sum_{i,j}^n p_{T,i} p_{T,j} \Delta R_{ij}; \quad (3.3)$$

$$E_{CF3} = \sum_{i,j,k}^n p_{T,i} p_{T,j} p_{T,k} \Delta R_{ij} \Delta R_{jk} \Delta R_{ki}. \quad (3.4)$$

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.

## 3.2 ОТБОР ЭЛЕКТРОНОВ

Отбор кандидатов в электроны выполняется тремя стадиями [5]:

- 1) Происходит реконструкция потенциальных электронов с помощью согласованных данных с трекового внутреннего детектора и с электромагнитного калориметра;
- 2) Далее применяются статистические методы идентификации электронов, потенциальные электроны классифицируются по трем рабочим точкам: Tight, Medium и Loose. Для Tight кандидаты проходят самый жесткий отбор.
- 3) Последним этапом является использование критерия изолированности кандидата в электроны для отчистки от фона (фотонов, адронных струй). На этом этапе смотрят активность вокруг потенциального электрона.

В данной работе кандидат в электроны в конечном состоянии  $e\nu J$  должен квалифицироваться как Tight.

## 4 ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ

В данной работе сравниваются смоделированные данные с экспериментальными данными. В качестве экспериментальных данных используются данные с RUN2.139 2018 года с энергией в системе центра масс 13 ТэВ общей светимостью  $L = 58.4 fb^{-1}$ . Также работа проводится с данными, полученными методом Монте-Карло 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-анти топ кварков
- $VV$  - образование двух векторных бозонов
- $W(\rightarrow e\nu)$  - образование  $W$ -бозона с последующим распадом в  $e$  и  $\nu$
- $Z(\rightarrow ee)$  - образование  $Z$ -бозона с последующим распадом в  $e^-$  и  $e^+$
- $Z(\rightarrow \tau\tau)$  - образование  $Z$ -бозона с последующим распадом в  $\tau^-$  и  $\tau^+$
- $W(\rightarrow \nu\tau)$  - образование  $W$ -бозона с последующим распадом в  $\tau$  и  $\nu$

Фоновые процессы  $VV, W(\rightarrow e\nu), Z(\rightarrow ee)$ ,  $Z(\rightarrow \tau\tau)$ ,  $W(\rightarrow \nu\tau)$  моделировались с помощью МК генератора Sherpa 2.2.1.

Фоновые процессы  $Single - t$ ,  $t\bar{t}$  моделировались с помощью МК генераторов Powheg + Pythia 8.

## 5 ПРОЦЕСС РАБОТЫ

В экспериментах по поиску новой физики за рамками Стандартной модели обычно определяется некоторая кинематическая область, предназначенная для увеличения значимости предполагаемого сигнала к фону от процессов СМ. Вместе с тем определяются кинематические области, обогащенные наиболее значимыми фонами, в которых сигнала от новой физики не ожидается.

Под **сигнальной областью** подразумевается область в фазовом пространстве, которая определяется выборкой сигнала, где вклад сигнальных событий наиболее значим. В данном эксперименте по поиску возбужденного электрона проводится поиск сигнала от конечного состояния  $e\nu J$ . В зависимости от массы возбужденного электрона существуют разные сигнальные области, оптимизированные для определенного интервала масс. Для каждой сигнальной области определяется несколько **контрольных областей**, соответствующих основным фоновым процессам. Они, как правило, получаются изменением одного условия, чтобы данный фоновый процесс давал основной вклад в контрольную область, не пересекаясь при этом с областью сигнала, но был бы максимально близок к сигнальной области.

Рассматривается контрольная область  $t\bar{t}$  и условия – наличие в событии  $b$ -меченных струй.

Работа проводилась при помощи языка C++ и пакета ROOT.

### 5.1 ОПРЕДЕЛЕНИЕ КРИТЕРИЕВ ОТБОРА НА $b$ -МЕЧЕННЫЕ СТРУИ И ТОЛСТЫЕ СТРУИ

Так как целью данной работы является оценка фона от образования топ-кварков, а топ-кварк распадается на  $W$ -бозон и  $b$ -кварк, идентификация  $b$ -меченных струй – это один из важных этапов работы.

Были использованы ограничения на псевдобыстроту и величину поперечного импульса на  $b$ -меченные струи:  $p_t > 30$  ГэВ ,  $|\eta| < 2.5$  [6]. Для идентификации струи, образованной от  $b$ -кварка, использовался один из методов ее маркировки. Также было введено ограничение на  $R > 0.5$  между  $b$ -меченной струей и толстой струей для исключений событий с их пересечением.

Величина  $R$  задается следующей формулой:

$$R = \sqrt{(\eta_{bjet} - \eta_{Wjet})^2 + (\phi_{bjet} - \phi_{Wjet})^2} \quad (5.1)$$

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

В предоставленных данных на толстые струи уже поставлены ограничения на поперечный импульс и величину псевдобыстроты  $p_t > 100$  ГэВ,  $|\eta| < 2$ .

Механизм отчистки толстой струи заключается в том, что струя проходит отбор по верхнему и нижнему пределам на массу и проходит успешный отбор на D2.

## 5.2 ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОНТРОЛЬНОЙ ОБЛАСТИ ДЛЯ $t\bar{t}$ ДЛЯ КОНЕЧНОГО СОСТОЯНИЯ $e\nu J$

Использованы ограничения на  $p_t > 65$  ГэВ ,  $|\eta| < 2.47$  [6] на кандидатов в электроны. Также из-за устройства детектора исключаются участки с  $1.37 < |\eta_e| < 1.52$ . Для конечного состояния  $e\nu J$  используются кандидаты в электроны, классифицированные как Tight.

Добавлены ограничения на  $E_t^{miss} > 100$  ГэВ. Также для различных значений потенциальной массы возбужденного лептона были сделаны ограничения по поперечной массе [7]. Ограничения представлены в таблице 5.1.

Таблица 5.1 — Ограничения КО для конечного состояния  $e\nu J$  на поперечную массу

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

Поперечная масса задается следующей формулой 5.2 :

$$m_T(E_t^{miss}, J) = \left( (m^W)^2 + 2 \times (\sqrt{(m^W)^2 + (p_T^W)^2} \times E_t^{miss} - p_x^W \times E_x^{miss} - p_y^W \times E_y^{miss}) \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (5.2)$$

Анализ проводится с ограничениями на поперечную массу 50-560 ГэВ.

Итоговые ограничения представлены в таблице 5.2:

Таблица 5.2 — Определение КО процесса рождение пары топ-антитоп

Объект	Отбор
b-tag струи	$k \geq 1,$ $p_t > 30$ ГэВ, $ \eta  < 2.5$ .
Толстая струя	fatjet0_wtag50_mass_d2==7
Электрон	$p_t > 65$ ГэВ, $ \eta  < 2.47,$ Исключаются $1.37 <  \eta  < 1.52,$ accept_el_tight==1.

### 5.3 ОТЛАДКА ПРОЦЕДУРЫ НОРМИРОВКИ И ОЦЕНКА ВКЛАДОВ ДЛЯ РАЗЛИЧНЫХ ФОНОВЫХ ПРОЦЕССОВ

В директориях с МК моделированными данными для каждого процесса указывались значения сечения, эффективности регистрации и к-фактора  $k_F$ . Данные представлены в Приложении А в таблице А.1.

В директории с реальными данными для каждого датасета указывалось значение светимости. Распределения по инвариантной массе толстой и  $b$ -меченной струй построено для 99 из 199 датасетов с реальными данными, содержащие значение светимости  $L = 26.1635 fb^{-1}$ . Нормировочный коэффициент определялся как:

$$Scale = \frac{\sigma \times L \times \epsilon_{gen} \times k_F}{N_{MC}} \quad (5.3)$$

Для каждого фонового процесса с учетом нормировочного коэффициента построены гистограммы с распределением по инвариантной массе  $W$  - и  $b$  - струй. Распределение представлено на рисунке 5.1.

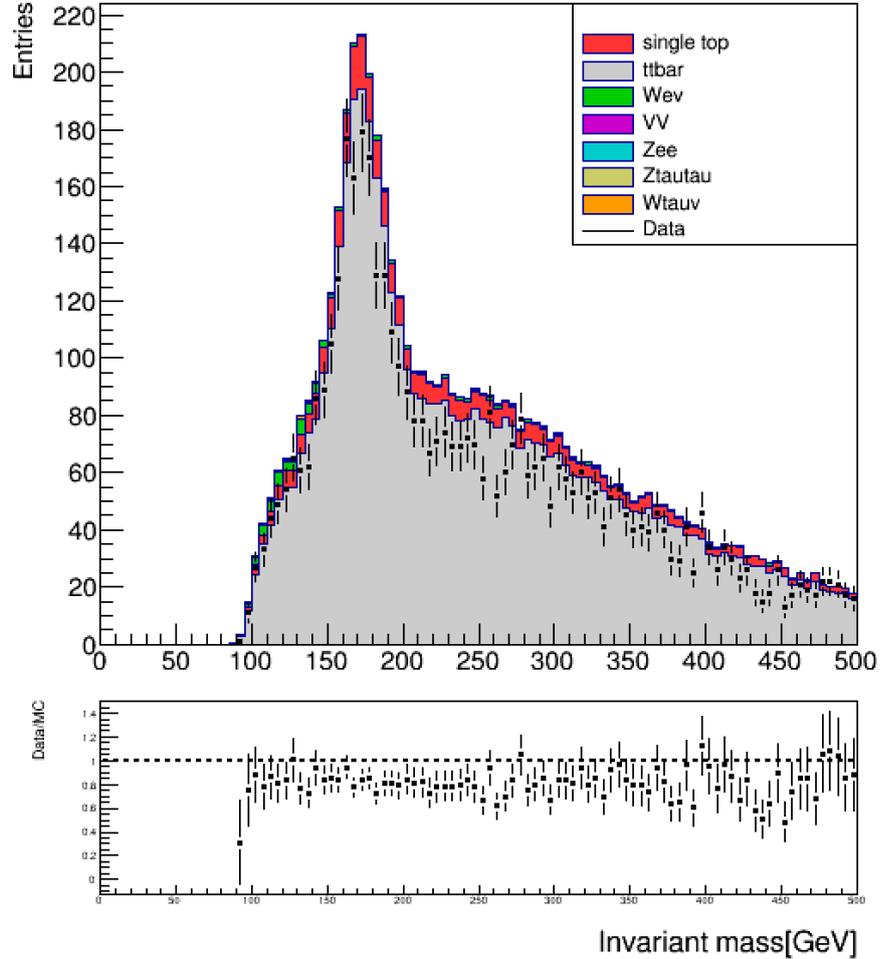


Рисунок 5.1 — Распределение по инвариантной массе  $W$ -струи и  $b$ -меченной струи

По полученному распределению можно сделать вывод, что основной вклад в исследуемую контрольную область вносят фоновые процессы об-

разование пары  $t\bar{t}$  и одиночное образование  $t$ -кварка. В интервале инвариантной массы от 100 ГэВ до 150 ГэВ вклад от процесса  $W \rightarrow e\nu$  также можно считать значимым.

## 5.4 ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОПРАВОЧНОГО КОЭФФИЦИЕНТА

Для определения поправочного коэффициента МК моделированных данных и экспериментальных данных необходимо аппроксимировать полученные распределения по инвариантной массе некоторыми функциями. После чего следует взять интеграл от сигнального пика. Для фитирования подложки фона была выбрана функция:

$$f_b(x) = p_0(x - 90)^{p_1} \times (p_2 - x + 90)^{p_3} \quad (5.4)$$

Для фитирования сигнального пика было выбрано распределение Гаусса:

$$f_s(x) = const \exp\left(-\frac{(x - \mu)^2}{2\sigma^2}\right) \quad (5.5)$$

Результаты фитирования распределения по инвариантной массе для МК данных и экспериментальных данных представлены на рисунках 5.2-5.3.

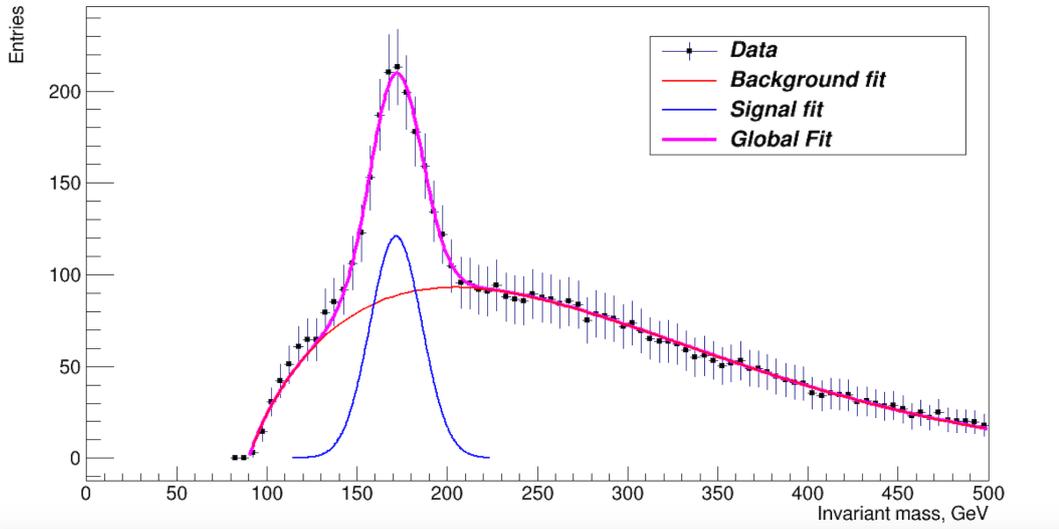


Рисунок 5.2 — Фитирование распределения по  $M(J, b-jet)$  для МК данных

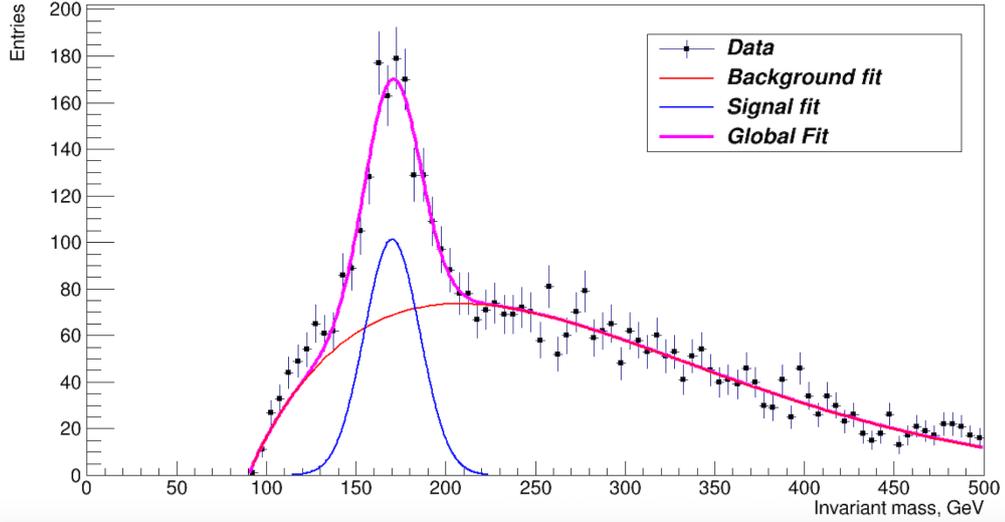


Рисунок 5.3 — Фитирование распределения по  $M(J, b - jet)$  для экспериментальных данных

Также получены значения параметров фитирования и их ошибок. Результаты представлены в Приложении В в таблицах В.1-В.2.

В пределах  $3\sigma$  взят интеграл от сигнального пика для МК данных и реальных данных. Полученные значения:

$$Integral(MC) = 4344.58;$$

$$Integral(Data) = 3919.91.$$

Следовательно, поправочный коэффициент имеет значение

$$k = 0.90 \pm 0.10$$

Монте-Карло моделированные данные несколько превышают реальные данные. Такой же эффект наблюдается и для распределения по поперечной массе. Для фоновых процессов образование пары  $t\bar{t}$ , образования одиночного  $t$  и реальных данных, содержащих значение светимости  $L = 8.59012 fb^{-1}$ , построено распределение по поперечной массе 5.2 в той же контрольной области. Распределение представлено на рисунке 5.4 .

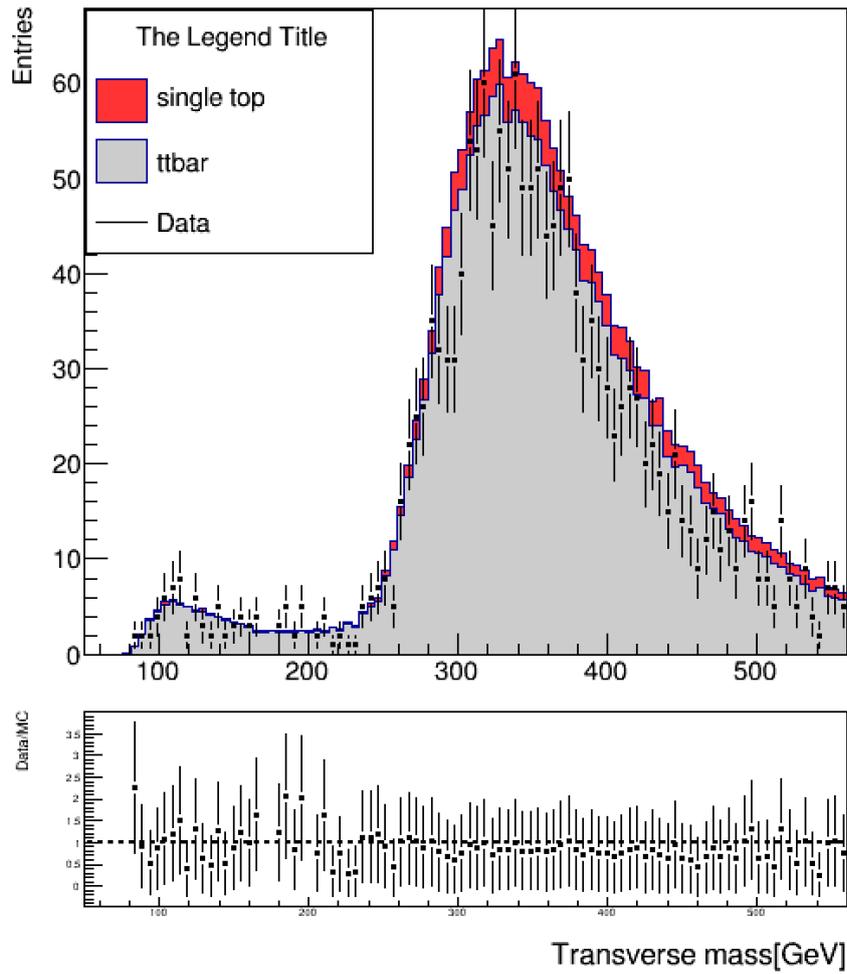


Рисунок 5.4 — Распределение по  $m_T(E_t^{miss}, J)$

С учетом корректировки построено распределение по инвариантной массе. Распределение представлено на рисунке 5.5

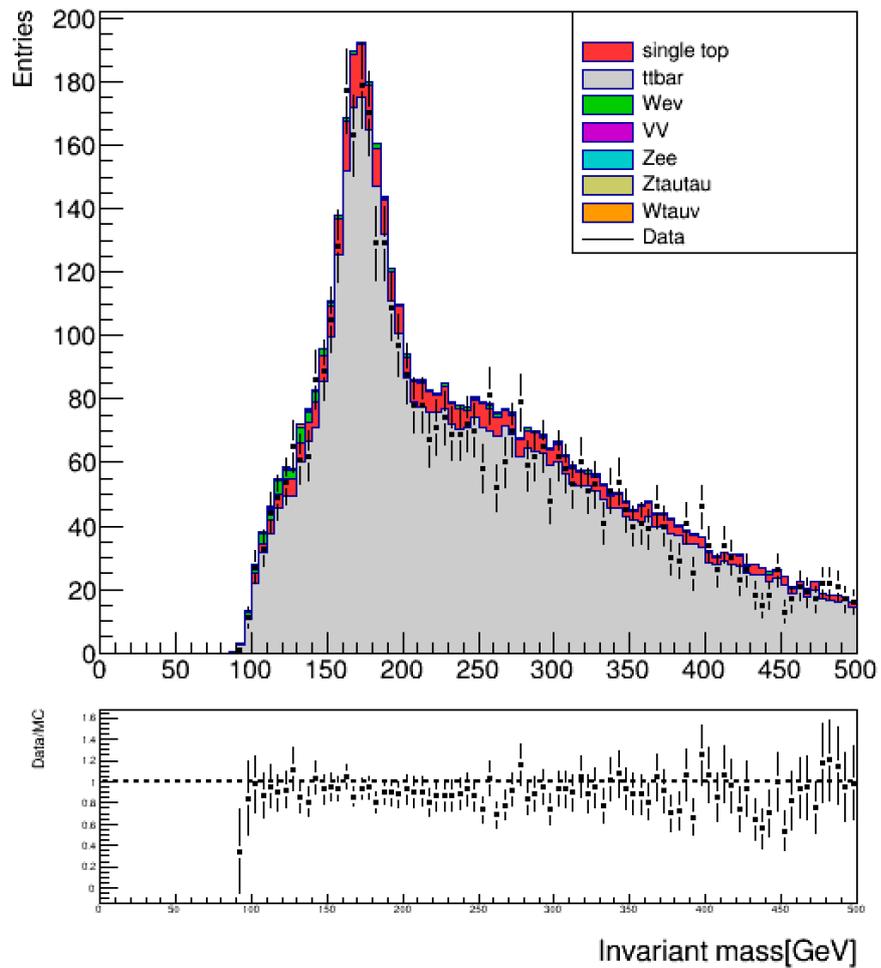


Рисунок 5.5 — Распределение по инвариантной массе W-струи и b-меченной струи с учетом корректировки

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках работы изучены методы мечения струй, образованных  $b$ -кварком, механизмы отчистки от фона толстой струи. Определены критерии отбора на  $b$ -меченные струи, толстые струи и электрон. Для конечного состояния  $e\nu J$  определена контрольная область процесса образования пары топ-анти топ. Построены гистограммы с распределением по инвариантной массе от толстой  $W$ -струи и  $b$ -меченной струи для различных МК моделированных фоновых процессов и для экспериментальных данных. Проведена отладка процедуры нормировки для фоновых процессов, оценены вклады фоновых процессов в контрольную область. Также для нахождения коэффициента расхождения МК данных с реальными данными проводилось фитирование полученных распределений, вследствие чего посчитан интеграл от сигнального пика.

Получено значение поправочного коэффициента:

$$k = 0.90 \pm 0.10$$

В результате было построено распределение по инвариантной массе с учетом корректировки.

## СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. *Perkins D. H.* Introduction to high energy physics. — 1982. — ISBN 978-0-521-62196-0.
2. *Okun L. B.* Leptons and Quarks: Special Edition Commemorating the Discovery of the Higgs Boson. — Amsterdam, Netherlands : North-Holland, 1982. — ISBN 978-981-4603-14-0, 978-981-4603-00-3, 978-0-444-86924-1.
3. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider // Journal of Instrumentation. — 2008. — Т. 3, № 08. — S08003.
4. *Atkin R.* Review of jet reconstruction algorithms // J. Phys. Conf. Ser. / под ред. А. S. Cornell, В. Mellado. — 2015. — Т. 645, № 1. — С. 012008.
5. *Cheremushkina E., Kamenshchikov A., Zenin O.* Search for singly produced excited electrons in two leptons and jets final state using proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV with the ATLAS detector at the LHC : tex. отч. / CERN. — Geneva, 2016.
6. Multi-differential measurement of the dijet cross section in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV : tex. отч. / CERN. — Geneva, 2022.
7. Search for excited electrons singly produced in proton–proton collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV with the ATLAS experiment at the LHC / M. Aaboud [и др.] // Eur. Phys. J. C. — 2019. — Т. 79, № 9. — С. 803. — arXiv: 1906.03204 [hep-ex].

# Приложение А

## Фоновые процессы, полученные Монте-Карло моделированием

Таблица А.1 — Фоновые процессы, полученные Монте-Карло моделированием

Процесс	$\sigma_{pb}$	$\epsilon_{gen}$	$k_F$	$N_{MC}$
$t\bar{t}$	729.77	0.54383	1.14	199173000
$Wt$	37.935	1	0.9450	16573000
$W\bar{t}$	37.905	1	0.9457	16556000
$t$	2.027	1	1.0170	3305000
$\bar{t}$	1.2674	1	1.0167	3317000
$We\nu$ (70-140 ГэВ, b-filter)	945.63	0.0833	0.9702	30689150
$We\nu$ (140-280 ГэВ, c-filter, b-veto)	339.8	0.28805	0.9702	19363950
$We\nu$ (140-280 ГэВ, b-filter)	339.69	0.1105597	0.9702	41557000
$We\nu$ (280-500 ГэВ, c-filter, b-veto)	72.104	0.2763996	0.9702	3748350
$We\nu$ (280-500 ГэВ, b-filter)	72.077	0.13865	0.9702	3748100
$We\nu$ (500-1000 ГэВ)	15.05	1	0.9702	7487450
$VV(ll\nu)$	4.5725	1	1	26789600

Процесс	$\sigma$ $pb$	$\epsilon_{gen}$	$k_F$	$N_{MC}$
$VV(ll\nu\nu)$	12.5	1	1	24889000
$W(l\nu)Z(qq)$	11.42	1	1	11855000
$W^-(l\nu)W^+(qq)$	24.708	1	1	11946000
$W^+(l\nu)W^-(qq)$	24.724	1	1	11941000
$W(qq)Z(ll)$	3.4328	1	1	8964000
$Z(qq)Z(ll)$	15.564	1	0.14158	8954000
$Z(ee)$ (70-140 ГэВ, b-filter)	110.46	0.11547	0.9751	9909800
$Z(ee)$ (140-280 ГэВ, b-filter)	40.675	0.15238	0.9751	20736900
$W(\tau\nu)$ (140-280 ГэВ, c-filter, b-veto)	339.84	0.28478	0.9702	18629600
$W(\tau\nu)$ (140-280 ГэВ, b-filter)	339.6	0.1110236	0.9702	41681700
$W(\tau\nu)$ (280-500 ГэВ, c-filter, b-veto)	71.99	0.31863	0.9702	7485000
$W(\tau\nu)$ (280-500 ГэВ, b-filter)	71.944	0.13597	0.9702	4983000
$W(\tau\nu)$ (500-1000 ГэВ)	15.053	1	0.9702	9962000
$Z(\tau\tau)$ (70-140 ГэВ, b-filter)	110.7	0.11834	0.9751	9962950
$Z(\tau\tau)$ (140-280 ГэВ, c-filter, b-veto)	40.741	0.15595	0.9751	4986600
$Z(\tau\tau)$ (140-280 ГэВ, b-filter)	339.6	0.15595	0.9751	8285000
$Z(\tau\tau)$ (280-500 ГэВ, c-filter, b-veto)	8.6745	0.26426	0.9751	1667900
$Z(\tau\tau)$ (280-500 ГэВ, b-filter)	8.6792	0.17623	0.9751	3324300
$Z(\tau\tau)$ (500-1000 ГэВ)	1.8081	1	0.9751	4960900

## Приложение В

### Параметры фитирования

Таблица В.1 — Параметры фитирования для экспериментальных данных

Параметр	Значение	Ошибка
$p_0$	4.39330e-16	1.88456e-16
$p_1$	9.24992e-01	3.39623e-02
$p_2$	8.05515e+02	1.87886e+01
$p_3$	5.39537e+00	5.88738e-02
$const$	1.01179e+02	6.79156e+00
$\mu$	1.70168e+02	9.74465e-01
$\sigma$	1.54978e+01	1.26107e+00

Таблица В.2 — Параметры фитирования для МК данных

Параметр	Значение	Ошибка
$p_0$	1.05878e-15	6.80110e-16
$p_1$	8.51926e-01	4.53999e-02
$p_2$	8.26428e+02	2.72026e+01
$p_3$	5.32531e+00	8.63736e-02
$const$	1.20897e+02	1.08006e+01
$\mu$	1.71710e+02	1.30882e+00
$\sigma$	1.43753e+01	1.46504e+00