

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 539.1.05

**ПОЯСНИТЕЛЬНАЯ ЗАПИСКА  
К БАКАЛАВРСКОЙ ДИПЛОМНОЙ РАБОТЕ  
ОЦЕНКА ФОНА  $\gamma$  + СТРУИ ДЛЯ ПРОЦЕССА  
АССОЦИИРОВАННОГО РОЖДЕНИЯ Z-БОЗОНА С  
ФОТОНОМ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ ATLAS**

Студент

\_\_\_\_\_ Л. Л. Симбирятин

Научный руководитель,

к.ф.-м.н., доц.

\_\_\_\_\_ Е. Ю. Солдатов

Москва 2023

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА БАКАЛАВРА

**ОЦЕНКА ФОНА  $\gamma$  + СТРУИ ДЛЯ ПРОЦЕССА  
АССОЦИИРОВАННОГО РОЖДЕНИЯ Z-БОЗОНА С  
ФОТОНОМ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ ATLAS**

Студент \_\_\_\_\_ Л. Л. Симбирятин

Научный руководитель,  
к.ф.-м.н., доц. \_\_\_\_\_ Е. Ю. Солдатов

Рецензент,  
к.ф.-м.н., доц. \_\_\_\_\_ И. О. Фамилия

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 Краткие теоретические сведения</b>	<b>6</b>
1.1 Неабелевы калибровочные поля . . . . .	7
1.2 Электрослабая теория и бозонные вершины . . . . .	9
<b>2 Детектор ATLAS</b>	<b>12</b>
2.1 Координатная система . . . . .	14
2.2 Внутренний детектор . . . . .	14
2.3 Калориметры . . . . .	16
2.4 Мюонная система . . . . .	16
<b>3 Идентификация объектов, отборы и фоновые процессы</b>	<b>17</b>
3.1 Фотоны . . . . .	17
3.2 Струи . . . . .	17
3.3 Мюоны . . . . .	18
3.4 Электроны . . . . .	18
3.5 Недостающий поперечный импульс . . . . .	18
3.6 Отборы . . . . .	19
3.7 Фоновые процессы . . . . .	20
<b>4 Оценка фона <math>\gamma</math>+струи</b>	<b>21</b>
4.1 Двумерный метод боковых интервалов . . . . .	21
4.2 Определение $R$ из данных . . . . .	24
4.3 Сравнение оценки $R$ из данных и из Монте-Карло . . . . .	26
4.4 Источники погрешностей и результаты . . . . .	28
<b>Заключение</b>	<b>30</b>

Список использованных источников	31
Приложение А	33
Приложение Б	35

# ВВЕДЕНИЕ

На сегодняшний день признанной теорией, описывающей строение и взаимодействия элементарных частиц, является *стандартная модель* (СМ). Взаимодействия между частицами объясняются через обмены калибровочными бозонами, массу частицы СМ приобретают благодаря механизму Хиггса. Однако она не может считаться завершенной по ряду причин. Так, например, в СМ нейтрино обладают нулевой массой, хотя существование нейтринных осцилляций указывает на ненулевую массу [1], СМ не включает гравитационное взаимодействие, не содержит частиц темного вещества, нерешенными являются проблемы иерархии [2] и барионной асимметрии Вселенной [3].

Можно предположить, что СМ является частью более общей теории, для построения которой необходимо искать отклонения от СМ. Если обнаружить отклонение в экспериментально измеренном сечении какого-либо процесса от теоретического предсказания, то можно заключить, что получено указание на существование "новой физики".

В качестве процесса, сечение которого подлежит измерению, выбирается ассоциированное рождение  $Z + \gamma$ . Рождение пары бозонов рассматривается для подробного исследования электрослабого сектора СМ. В силу малости константы взаимодействия для электрослабого сектора построена теория возмущений, которая позволяет проводить расчеты процессов с высокой точностью и в дальнейшем сравнивать их с экспериментальными данными. Существование тех или иных бозонных вершин определяется существующими в модели симметриями. Для электрослабого сектора СМ это  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  симметрия. Так, например, разрешенными для  $Z$ -бозона вершинами являются  $ZWW$ ,  $ZZWW$  и  $Z\gamma WW$ . Рассматриваемое ассоциированное рождение  $Z + \gamma$  является чувствительным к нейтральным трехбозонным вершинам  $ZZ\gamma$  и  $Z\gamma\gamma$ , которые отсутствуют в СМ.

Исследуется нейтринный канал распада  $Z(\nu\bar{\nu})$ . В СМ финальное со-

состояние  $\nu\nu\gamma$  может быть получено при испускании фотона одним из начальных кварков (см. рис. 1). Адронный канал распада требует наложения значительно более строгих отборов для подавления фонов от адронных струй, что значительно уменьшает статистику. Из лептонных же каналов наиболее вероятным является именно нейтринный.

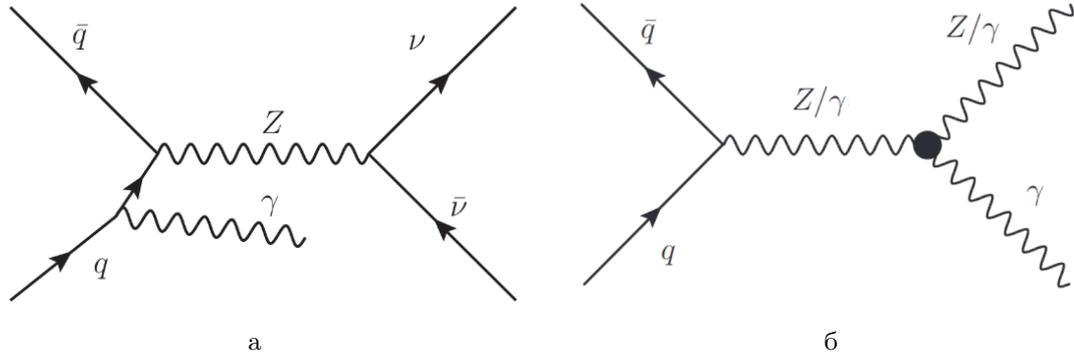


Рис. 1 — Диаграммы Фейнмана для  $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ : а - испускание фотона из начального состояния, б - процесс, протекающий через трёхбозонную вершину (запрещена в СМ)

В Большом адронном коллайдере сталкиваются высокоэнергетические  $pp$  пучки. Так, во время второго сеанса набора данных  $\sqrt{s} = 13$  ТэВ. Изучению подлежит процесс  $pp \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma + X$ , где на поперечную энергию фотона ставится отбор 150 ГэВ.

Важным этапом анализа является оценка неизбежно возникающих фонов. **Целью работы является** оценка фона  $\gamma +$  струи, связанного с некорректным восстановлением поперечных импульсов регистрируемых объектов, что в свою очередь ведет к регистрации фальшивого нейтрино. Для рассматриваемого процесса этот фон является доминирующим.

# 1 КРАТКИЕ ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ СВЕДЕНИЯ

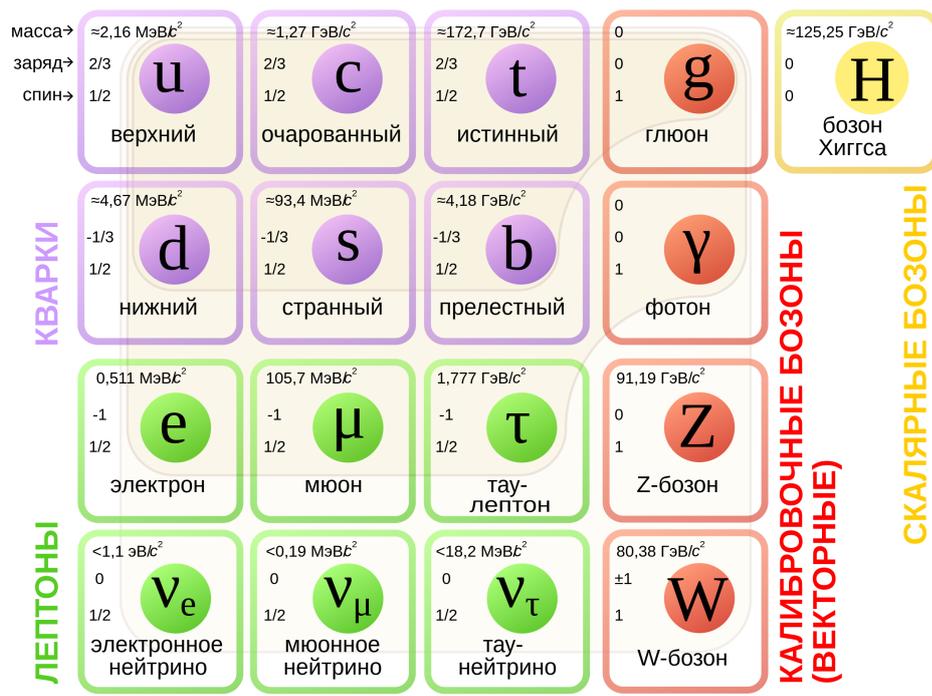


Рис. 1.1 — Стандартная модель

В стандартной модели кварки и лептоны группируются в три поколения (см. рис. 1.1). От поколения к поколению у частиц меняется лишь масса, в то время как квантовые числа и прочие характеристики остаются неизменными. Кварки и лептоны являются фермионами, они описываются с помощью биспиноров Дирака.

В модели рассматривается три вида взаимодействия: сильное, слабое и электромагнитное. Кварки участвуют во всех трех видах, в то время как лептоны в сильном взаимодействии участия не принимают. Взаимодействия в стандартной модели осуществляются путем обмена калибровочными векторными бозонами. За сильное взаимодействие отвечают 8 глюонов, за электромагнитное - фотон, за слабое -  $W^\pm$  и  $Z^0$  бозоны. Массу частицы приобретают в стандартной модели благодаря механизму Хиггса.

## 1.1 НЕАБЕЛЕВЫ КАЛИБРОВОЧНЫЕ ПОЛЯ

Впервые теория неабелевых калибровочных полей была рассмотрена в 1954 году Ч. Янгом и Р. Миллсом [4]. Идея заключается в требовании инвариантности лагранжиана относительно некоторых групповых преобразований, параметры которых зависят от координат. Переход от глобальной инвариантности к локальной осуществляется путем введения так называемых ковариантных производных и калибровочных полей, которые определенным образом преобразуются одновременно с действием группового преобразования.

Пусть  $\phi$  - мультиплет полей, т.е.

$$\phi = \begin{bmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \\ \dots \\ \phi_n \end{bmatrix}, \quad (1.1)$$

а  $\hat{\omega} = \hat{\omega}(x)$  - элемент некоторой неабелевой в общем случае группы. Тогда под действием этого элемента  $\phi$  преобразуется как

$$\phi \rightarrow \hat{\omega}\phi. \quad (1.2)$$

При этом входящее в состав лагранжиана выражение  $\partial_\mu\phi$  будет приводить к потере инвариантности лагранжиана за счет того, что

$$\partial_\mu\phi \rightarrow \partial_\mu(\hat{\omega}\phi) \neq \hat{\omega}\partial_\mu\phi. \quad (1.3)$$

Инвариантность восстанавливается путем замены обычных производных на контравариантные:

$$\partial_\mu \rightarrow D_\mu = \partial_\mu - ig\hat{A}_\mu \quad (1.4)$$

$$D_\mu\phi \rightarrow \hat{\omega}D_\mu\phi, \quad (1.5)$$

где  $g$  - безразмерная константа связи. Можно получить следующий закон преобразования для  $\hat{A}_\mu$  :

$$\begin{cases} \phi \rightarrow \hat{\omega}\phi \\ \hat{A}_\mu \rightarrow \hat{\omega}\hat{A}_\mu\hat{\omega}^{-1} + \frac{i}{g}\hat{\omega}\partial_\mu\hat{\omega}^{-1} \end{cases} . \quad (1.6)$$

$\hat{A}_\mu$  является элементом алгебры группы преобразований, а значит может быть разложен по ее генераторам:

$$\hat{A}_\mu = A_\mu^i \hat{t}_i. \quad (1.7)$$

Поля  $A_\mu^i$  называют калибровочными полями.

Для построения полевой компоненты в лагранжиане необходимо по аналогии с тем, как это делается в КЭД, ввести тензор поля. В неабелевом случае он записывается в виде:

$$\hat{F}_{\mu\nu} = \partial_\mu\hat{A}_\nu - \partial_\nu\hat{A}_\mu - ig[\hat{A}_\mu, \hat{A}_\nu]. \quad (1.8)$$

Тогда лагранжиан калибровочных полей запишется в виде:

$$L_{\text{кал. пол.}} = -\frac{1}{2}\text{Tr}(\hat{F}_{\mu\nu}^2). \quad (1.9)$$

$\hat{F}_{\mu\nu}$  также является элементом алгебры, а значит может быть разложен по генераторам:

$$\hat{F}_{\mu\nu} = F_{\mu\nu}^i \hat{t}_i, \quad (1.10)$$

где

$$F_{\mu\nu}^i = \partial_\mu A_\nu^i - \partial_\nu A_\mu^i - igA_\mu^j A_\nu^k C_{jk}^i. \quad (1.11)$$

Здесь  $C_{jk}^i$  - структурные константы группы:

$$[\hat{t}_j, \hat{t}_k] = C_{jk}^i \hat{t}_i. \quad (1.12)$$

Учитывая нормировку генераторов

$$Tr(\hat{t}_i \hat{t}_j) = \frac{1}{2} \delta_{ij}, \quad (1.13)$$

можно в конечном счете записать:

$$L_{\text{кал. пол.}} = -\frac{1}{4} (F_{\mu\nu}^i)^2. \quad (1.14)$$

## 1.2 ЭЛЕКТРОСЛАБАЯ ТЕОРИЯ И БОЗОННЫЕ ВЕРШИНЫ

Возникновение тех или иных видов взаимодействия объясняется существующими в модели симметриями [5]. Так, для электромагнитного взаимодействия группой симметрии будет  $U(1)_Y$ , а для слабого взаимодействия -  $SU(2)_L$ . Группа  $U(1)$  имеет единственный генератор (в качестве такового может быть выбрано любое действительное число), генераторами группы  $SU(2)$  являются матрицы  $\hat{\sigma}_i/2$ , где

$$\sigma_1 = \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix}, \sigma_2 = \begin{bmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{bmatrix}, \sigma_3 = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix}. \quad (1.15)$$

Каждому из четырех генераторов будет соответствовать свое калибровочное поле.

Рассмотрим появление в теории электрослабых бозонных вершин на примере первого поколения лептонов. Лагранжиан электрослабого сектора  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  инвариантен и имеет вид

$$\begin{aligned} L_{\text{эл. слаб.}} = & i\bar{L}\gamma^\mu(\partial_\mu - ig' \frac{Y}{2} B_\mu - ig \frac{\hat{\sigma}_i}{2} W_\mu^i) L + \\ & + i\bar{e}_R \gamma^\mu(\partial_\mu - ig' \frac{Y_e}{2} B_\mu) e_R - \frac{1}{4} B^{\mu\nu} B_{\mu\nu} - \frac{1}{4} W^{i\mu\nu} W_{\mu\nu}^i, \end{aligned} \quad (1.16)$$

где  $B_\mu$  - гиперполе,  $W_\mu^i (i = 1, 2, 3)$  - первичные слабые поля, L - левый

душет нейтрино и электрона.  $B_{\mu\nu}$  и  $W_{\mu\nu}^i$  определяются как

$$\begin{cases} B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \\ W_{\mu\nu}^i = \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i + g\varepsilon^{ijk}W_\mu^jW_\nu^k \end{cases} . \quad (1.17)$$

Гиперполе  $B_\mu$  и первичные слабые поля  $W_\mu^i$  связаны с векторными бозонами, входящими в стандартную модель, следующим образом

$$\begin{bmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \theta_W & -\sin \theta_W \\ \sin \theta_W & \cos \theta_W \end{bmatrix} \begin{bmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{bmatrix}, \quad (1.18)$$

$$W_\mu^\pm = \frac{W_\mu^1 \mp iW_\mu^2}{\sqrt{2}}, \quad (1.19)$$

где  $\theta_W$  - угол Вайнберга (см. рис. 1.2), определяемый следующим образом:

$$\sin \theta_W = \frac{g'}{\sqrt{g'^2 + g^2}}. \quad (1.20)$$

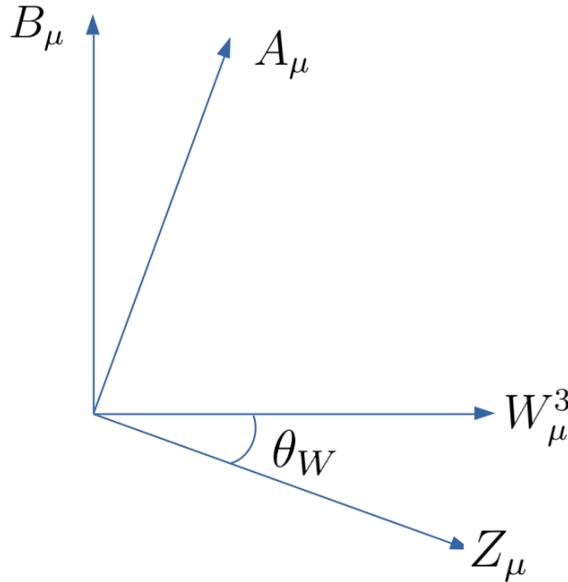


Рис. 1.2 — Графическая интерпретация угла Вайнберга

Бозонные вершины содержатся в двух последних слагаемых электрослабого лагранжиана. Подставляя калибровочные поля в 1.14, можно

убедиться, что

$$-\frac{1}{4}B^{\mu\nu}B_{\mu\nu} - \frac{1}{4}W^{i\mu\nu}W^i_{\mu\nu} = -\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} - \frac{1}{4}W^+_{\mu\nu}W^-_{\mu\nu} + \frac{g^2}{2}\varepsilon^{ijk}(\partial_\mu W^i_\nu)W^j_\mu W^k_\nu + \frac{g^2}{4}\varepsilon^{ijk}\varepsilon^{ilm}W^j_\mu W^k_\nu W^l_\mu W^m_\nu - \frac{1}{4}Z^{\mu\nu}Z_{\mu\nu}, \quad (1.21)$$

$$\begin{cases} F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu \\ W^\pm_{\mu\nu} = \partial_\mu W^\pm_\nu - \partial_\nu W^\pm_\mu \\ Z_{\mu\nu} = \partial_\mu Z_\nu - \partial_\nu Z_\mu \end{cases} . \quad (1.22)$$

Из полученного выражения сразу видны возможные бозонные вершины в электрослабой модели (см. рис. 1.3). Среди них, в частности, нет вершин  $Z\gamma\gamma$  и  $ZZ\gamma$ .

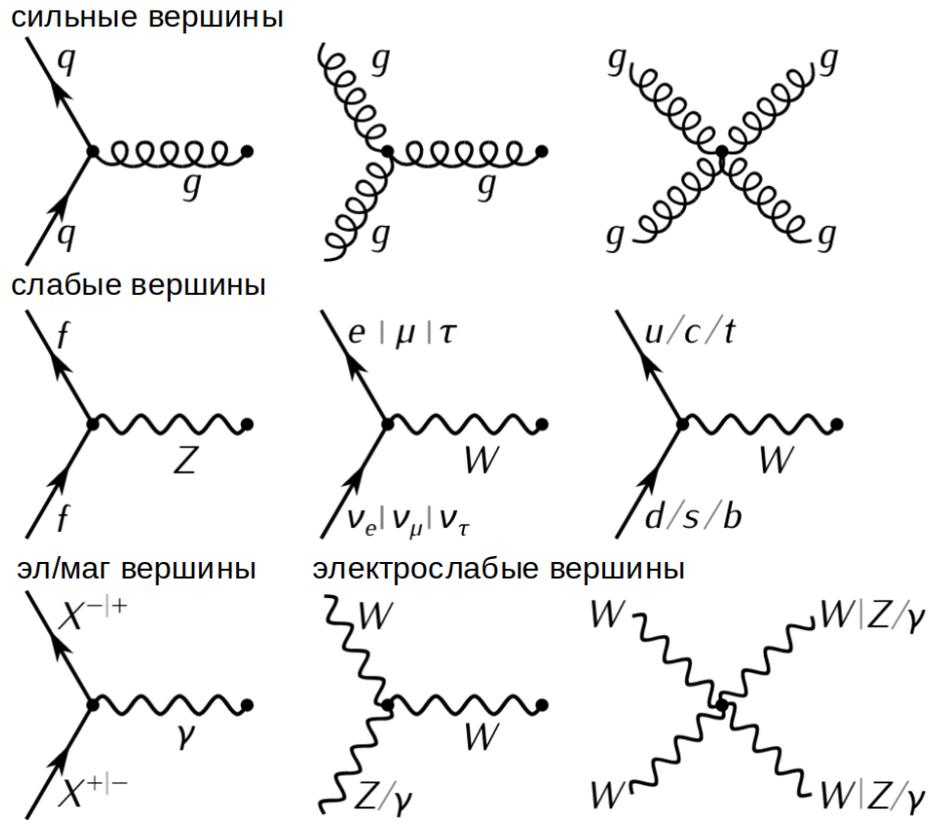


Рис. 1.3 — Вершины в стандартной модели (вершины с бозоном Хиггса не указаны)

## 2 ДЕТЕКТОР ATLAS

Большой адронный коллайдер (БАК) [6] является основным ускорительным комплексом CERN. БАК представляет собой кольцо протяженностью 27 километров, внутри которого в противоположных направлениях внутри специальных трубок циркулируют пучки заряженных частиц. По периметру БАК расположено огромное число магнитов, обеспечивающих искривление траекторий частиц, а также фокусировку пучков. Частицам позволено сталкиваться только в специальных точках, вокруг которых построены детекторы.

ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) [7] - самый крупный детектор на БАК. Детектор ATLAS является многоцелевым: список его задач варьируется от точных измерений процессов СМ и поисков "новой физики" за её пределами до изучения свойств кварк-глюонной материи.

Расположение элементов ATLAS является типичным для эксперимента со сталкивающимися частицами: детекторы расположены цилиндрическими слоями вокруг пучка и в виде двух эндкапов по краям. Схематическое изображение детектора ATLAS приведено на рис. 2.1.

Четырьмя основными компонентами детектора в порядке их удаления от пучка являются:

- Внутренний детектор
- Электромагнитные калориметры
- Адронные калориметры
- Мюонная система

Частицы, участвующие в электромагнитном или сильном взаимодействии, регистрируются детектором (фотоны, электроны, мюоны, тау, адронные струи). Некоторые частицы, в частности Z-бозон, распадаются, не достигая элементов детектора. Такие частицы могут быть идентифицированы по продуктам их распада.

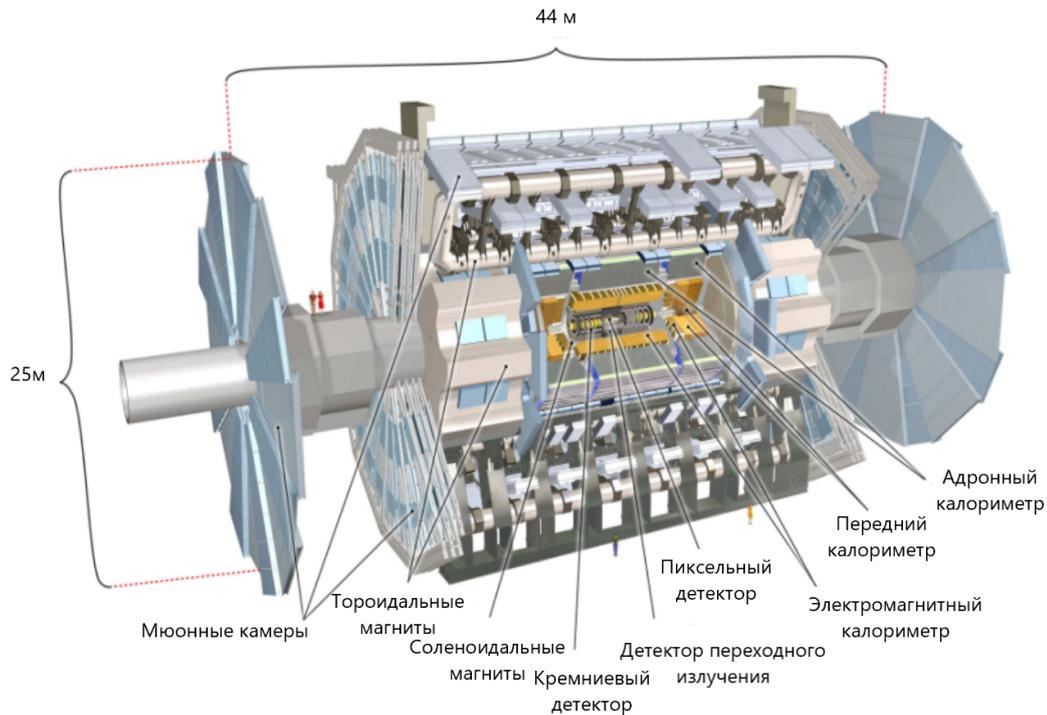


Рис. 2.1 — Схема детектора ATLAS

В центре детектора происходят протон-протонные столкновения с частотой 40 МГц. Записать такое количество событий не представляется возможным, поэтому производится отбор лишь интересных с точки зрения физики событий. Для снижения частоты записи данных (и отбора интересных событий) существует триггерная система. Входную частоту она понижает до порядка 1 КГц.

Триггерная система подразделяется на две части: низкоуровневый триггер (L1 триггер) и высокоуровневый триггер (HLT). L1 триггер построен аппаратно. Он производит базовую реконструкцию событий с малой задержкой (2.5 мс) на основе сигналов мюонной системы и калориметров и отбирает те события, значения параметров которых превосходят установленные пороги. HLT основан на программном обеспечении. Он производит отбор из событий, одобренных L1 триггером. На этом этапе производится более детальная реконструкция события, задержка порядка сотен мс.

## 2.1 КООРДИНАТНАЯ СИСТЕМА

Используется правая система координат с началом отсчета в точке, где имело место взаимодействие (в центре детектора). Ось  $z$  направлена по пучку, ось  $x$  – к центру кольца БАК, а ось  $y$  – вверх.

В поперечной к пучку плоскости используются цилиндрические координаты  $(r, \theta, \phi)$ , где  $r = \sqrt{x^2 + y^2}$  – расстояние от оси пучка,  $\phi$  – азимутальный угол,  $\theta$  – полярный угол, измеряемый от положительного направления оси  $z$ . Однако в коллайдерной физике вместо полярного угла  $\theta$  используется псевдобыстрота, так как разность двух псевдобыстрот в ультррелятивистском случае является инвариантом при бустах вдоль оси  $z$ . Псевдобыстрота определяется через полярный угол  $\theta$  следующим образом:

$$\eta = -\ln \left( \tan \frac{\theta}{2} \right) \quad (2.1)$$

Начальные импульсы сталкивающихся частиц направлены вдоль оси  $z$ , в то время как поперечные их компоненты равны 0. Таким образом, согласно закону сохранения 4-импульса, нулевой будет и сумма поперечных компонент после столкновения. В этом смысле удобно рассматривать:

$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} = p \cdot \sin \theta \quad (2.2)$$

$$E_T = E \cdot \sin \theta \quad (2.3)$$

Угловое расстояние определяется следующей формулой:

$$\Delta R = \sqrt{\Delta \eta^2 + \Delta \phi^2} \quad (2.4)$$

## 2.2 ВНУТРЕННИЙ ДЕТЕКТОР

Внутренний детектор (см. рис. 2.2) покрывает диапазон  $|\eta| < 2.5$  и позволяет восстановить траектории, импульсы и заряды заряженных частиц. Он состоит из трех детекторов, работающих на взаимодополняющих принципах и помещенных в соленоидальный магнит. Магнитное поле со-

леноидального магнита (2Т) искривляет траектории заряженных частиц в плоскости  $\phi$ . Частицы, проходя через элементы детектора, взаимодействуют с ними и оставляют так называемые хиты (срабатывания). На основе хитов восстанавливаются траектории частиц.

Наиболее близко к пучку (от 33 до 120 мм) находится пиксельный полупроводниковый детектор, состоящий из 2024 пиксельных модулей. Модули расположены в виде 4-х цилиндрических слоев и 3-х дисков на каждом из концов. Пиксельный детектор производит наиболее точную реконструкцию вершин взаимодействий.

Далее следует (от 299 до 514 мм) кремниевый микростриповый детектор, работающий на технологии обратного р-п перехода. Если заряженная частица проходит через запирающий слой, то появляется пара электрон-дырка, которая растаскивается приложенным напряжением. В результате, по краям полоски создаются избытки зарядов, которые можно регистрировать. Детектор состоит из 4088 кремниевых полосок, расположенных в виде 4-х цилиндрических слоев и 9-ти дисков на каждом из концов.

Треки с  $|\eta| < 2$ , восстановленные пиксельным и микростриповыми детекторами, продлеваются в детектор переходного излучения (от 554 до 1082 мм). Он состоит из 350848 трубок диаметром 4 мм. Трубки образуют 3 цилиндрических слоя и 40 дисков на каждом из концов.

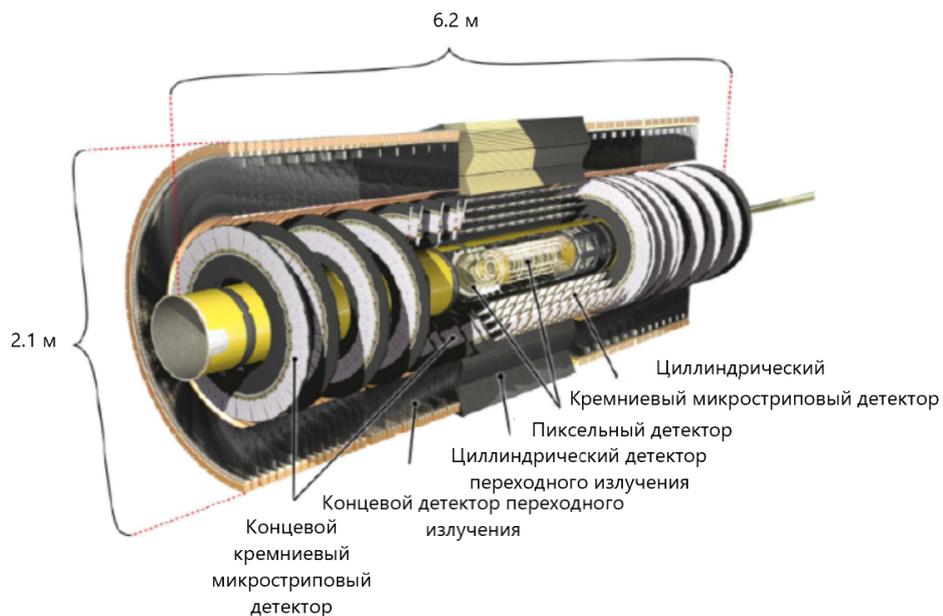


Рис. 2.2 — Схема внутреннего детектора

## 2.3 КАЛОРИМЕТРЫ

Система калориметров расположена за внутренним детектором и соленоидальным магнитом. Калориметры предназначены для определения энергии высокоэнергетических частиц и регистрации их точного положения.

Частица, попавшая в калориметр, вызывает ливень вторичных частиц. Энергия этого ливня пропорциональна энергии исходной частицы и может быть измерена. Калориметр представляет собой чередующиеся слои абсорбера и активного вещества. Абсорбер вызывает ливни частиц, а активное вещество используется для измерения их энергии (например, испускание фотонов сцинтиллятором или прохождение тока через ионизованный благородный газ). Используются разные виды абсорберов, т.к. частицы могут участвовать во взаимодействиях разной природы (сильное, электромагнитное).

Калориметрическая система ATLAS подразделяется на две части: электромагнитные калориметры и адронные калориметры. Электромагнитные калориметры регистрируют заряженные частицы и фотоны, адронные калориметры регистрируют адроны.

## 2.4 МЮОННАЯ СИСТЕМА

Мюонная система является наиболее удаленным от пучка компонентом детектора ATLAS. Она предназначена для реконструкции траекторий мюонов, изменения их импульсов и передачи сигналов мюонному триггеру в диапазоне  $|\eta| < 2.7$ . Мюоны – единственный сорт заряженных частиц, способный пройти сквозь калориметры. Принцип работы мюонной системы схож с работой внутреннего детектора. Поле тороидальных магнитов искривляет траектории мюонов в направлении  $\eta$ . Мюоны, взаимодействуя с веществом детектора, оставляют хиты. По этим хитам производится реконструкция траектории (трека).

# 3 ИДЕНТИФИКАЦИЯ ОБЪЕКТОВ, ОТБОРЫ И ФОНОВЫЕ ПРОЦЕССЫ

## 3.1 ФОТОНЫ

Потенциальный фотон должен лежать в области  $\eta < 2.37$  (переходная область  $1.37 < \eta < 1.52$  между центральной и торцевыми частями детектора исключается) и иметь  $p_T > 150$  ГэВ. Такое большое значение обусловлено работой триггера на одиночный фотон.

На фотон одновременно накладываются отборы по трековой и калориметрической изоляциям [8], они соответствуют критерию *FixedCutLoose*:

$$\begin{cases} E_T^{cone20}/p_T^\gamma < 0.065 \\ p_T^{cone20}/p_T^\gamma < 0.05. \end{cases} \quad (3.1)$$

Здесь  $E_T^{cone20}$  представляет собой энерговыделение в электромагнитном калориметре в конусе с раствором  $\Delta R = 0.2$  вокруг фотонного кандидата, а  $p_T^{cone20}$  есть сумма поперечных импульсов в том же самом конусе.

## 3.2 СТРУИ

Адронные струи восстанавливаются с использованием алгоритма кластеризации анти- $k_T$  [9]. Алгоритм использует информацию о треках и об энерговыделениях в калориметрах. Предотобранные струи должны иметь  $p_T > 20$  ГэВ.

### 3.3 МЮОНЫ

Потенциальные мюоны восстанавливаются на основе комбинации треков из мюонной системы и соответствующих им треков из внутреннего детектора.

Для потенциального мюона устанавливается отбор  $p_T > 4$  ГэВ,  $\eta < 2.7$ , изоляция удовлетворяет критерию *FixedCutLoose* [10].

Для подтверждения принадлежности мюона к главной вершине вводятся продольный и поперечный прицельные параметры. Поперечный параметр  $|d_0|/\sigma(d_0)$  определяется как значимость наименьшего расстояния  $|d_0|$  до главной вершины и должен быть меньше 3. Продольный прицельный параметр  $z_0 \sin \theta$  должен быть меньше 0.5 мм.

### 3.4 ЭЛЕКТРОНЫ

Потенциальные электроны восстанавливаются по энергосодержанию в электромагнитном калориметре, ассоциированном с треком во внутреннем детекторе. Электронный кандидат должен удовлетворять идентификационным условиям *LooseCutBL*.

Для потенциального электрона устанавливается отбор  $p_T > 4.5$  ГэВ,  $\eta < 2.47$  (переходная область  $1.37 < \eta < 1.52$  исключается).

Для подтверждения принадлежности потенциального электрона к главной вершине также накладываются требования  $|d_0|/\sigma(d_0) < 5$  и  $z \sin \theta < 0.5$  мм.

Изоляция потенциального электрона должна удовлетворять критерию *FixedCutLoose* [10].

### 3.5 НЕДОСТАЮЩИЙ ПОПЕРЕЧНЫЙ ИМПУЛЬС

Недостающий поперечный импульс  $\vec{p}_T^{miss}$  определяется как

$$\vec{p}_T^{miss} = - \sum \vec{p}_T^e - \sum \vec{p}_T^\mu - \sum \vec{p}_T^\gamma - \sum \vec{p}_T^{jets} - \sum \vec{p}_T^{SoftTerm}, \quad (3.2)$$

где  $e$ ,  $\mu$ ,  $\gamma$  и  $jets$  являются полностью откалиброванными и восстановленными объектами, а к  $SoftTerm$  относятся сигналы детектора, ассоциированные с первичной вершиной, но не ассоциированные ни с одним из восстановленных объектов. Прежде всего это мягкие адронные струи или низкоэнергетическая адронная активность в калориметре.  $E_T^{miss}$  определяется как абсолютная величина  $\vec{p}_T^{miss}$ .

По наличию  $E_T^{miss}$  можно судить о присутствии нейтрино. Так как сталкивающиеся частицы летят вдоль оси  $z$ , то согласно закону сохранения импульса суммарный поперечный импульс продуктов должен равняться нулю, ненулевое же значение  $\vec{p}_T^{miss}$  говорит о том, что не все продукты были учтены. Из всех известных частиц с детектором не взаимодействует только нейтрино.

## 3.6 ОТБОРЫ

Отборы оптимизированы для максимизации статистической значимости, определяемой как

$$S = \frac{N_{sig}}{\sqrt{N_{sig} + N_{bkg}}}, \quad (3.3)$$

где  $N_{sig}$  и  $N_{bkg}$  - числа сигнальных и фоновых процессов соответственно.

Значимость  $E_T^{miss}$  [11] определяется как  $E_T^{miss} / \sqrt{\sigma_L^2(1 - \rho_{LT}^2)}$ , где  $\sigma_L$  – дисперсия измерения недостающего поперечного импульса в продольном направлении,  $\rho_{LT}$  – корреляционный фактор измерения продольной и поперечной компонент недостающего поперечного импульса. Отбор по этой переменной позволяет подавить фон  $jet + \gamma$ , так как он сосредоточен в области с меньшей значимостью, чем сигнал.

Для подавления фонов  $W(l\nu)\gamma$  и  $Z(ll)\gamma$  применяется лептонное ве-то, то есть в отобранных событиях число электронов и мюонов должно равняться нулю.

Полный перечень отборов, определяющих сигнальную область, приведен в таблице 3.1.

Таблица 3.1 — Отборы для сигнала с конечным состоянием  $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$

Величина	отбор
$\Delta\phi(j_1, p_T^{miss})$	$> 0.4$ (если есть струи)
$\Delta\phi(\gamma, p_T^{miss})$	$> 0.7$
$p_T^{miss}$	$> 130$ ГэВ
$p_T^\gamma$	$> 150$ ГэВ
$N_\gamma$	$= 1$
$E_T^{cone20}/p_T^\gamma$	$< 0.065$
$p_T^{cone20}/p_T^\gamma$	$< 0.05$
$ \Delta z $	$< 250$ мм
лептонное вето	$N_\gamma = 0, N_e = 0$
$E_T^{miss}$ значимость	$> 11$
$p_T^{SoftTerm}$	$< 16$ ГэВ

### 3.7 ФОНОВЫЕ ПРОЦЕССЫ

Вклад от фоновых процессов оценивается из непосредственно самих данных или с помощью Монте-Карло симуляций.

Основными источниками фона являются следующие процессы:

- $\tau\nu\gamma$  и  $l\nu\gamma$  от рождения  $W\gamma$ , где  $\tau$  распадается на адроны или когда электрон или мюон не восстановлены или вне покрытия детектора;
- $\gamma + jet$ , где большое значение  $E_T^{miss}$  возникает из-за неправильно измеренной энергии струй;
- $W(e\nu)$ , одиночный  $t$  и  $t\bar{t}$ , где электрон ошибочно идентифицируется как фотон ( $e \rightarrow \gamma$ );
- $Z(\nu\bar{\nu}) + jets$ , где струя ошибочно идентифицируется как фотон ( $jet \rightarrow \gamma$ );
- $Z(ll) + \gamma$ , где  $\tau$  распадается на адроны или когда электрон или мюон не восстановлены или вне покрытия детектора.

Фоны, возникающие вследствие ошибочной идентификации объектов, плохо моделируются Монте-Карло симуляциями. Поэтому вклады от  $e \rightarrow \gamma$  и  $jet \rightarrow \gamma$  оцениваются непосредственно из данных.

Фоны  $W\gamma$  и  $jet + \gamma$  оцениваются из данных на основе их распределения по контрольным областям.

Вклад фона  $Z(ll) + \gamma$  очень мал, оценивается из Монте-Карло.

## 4 ОЦЕНКА ФОНА $\gamma$ +СТРУИ

События  $\gamma + jet$  попадают в сигнальную область в том случае, если струи некорректно восстановлены и их энергия потеряна, что дает большой вклад в  $p_T^{miss}$ .

Подавление фона  $\gamma + jet$  обеспечивается за счет введения отбора на значимость  $E_T^{miss}$ , а также угловыми отборами. Согласно предсказанию Монте-Карло, доля событий  $\gamma + jet$  в сигнальной области составляет порядка 30%. Величина фона, а также факт того, что моделирование  $E_T^{miss}$  существенно зависит от моделирования детектора, наложений, возникающих из-за высокой светимости детектора и реконструкции треков, делают необходимой оценку именно из данных.

### 4.1 ДВУМЕРНЫЙ МЕТОД БОКОВЫХ ИНТЕРВАЛОВ

Для оценки фона  $\gamma + jet$  используется двумерный метод боковых интервалов (ABCD метод). Метод является распространенным в коллаборации ATLAS, примеры его применения могут быть найдены в [12] и [13].

$E_T^{miss}$  значимость и  $p_T^{SoftTerm}$  выбираются в качестве переменных, на базе которых формируются присоединенные области. Для того, чтобы удостовериться, что результаты Монте-Карло моделирования согласуются с данными, были построены распределения по переменным  $E_T^{miss}$  значимость и  $p_T^{SoftTerm}$ . Они представлены в приложении А.

Одним из основных предположений метода является то, что для событий  $\gamma + jet$  корреляция между базисными переменными низкая. Переменная  $p_T^{SoftTerm}$  не подавляет фон  $\gamma + jet$ , но выбирается в качестве базисной, так как демонстрирует наиболее низкую корреляцию с  $E_T^{miss}$  значимость. Таким образом, фазовое пространство оказывается разделенным на 4 ор-

тогональные области, как это показано на рисунке 4.1. Сигнальная область А образована отборами  $E_T^{miss}$  значимость  $< 11$  и  $p_T^{SoftTerm} < 16$  ГэВ, в то время как области В, С и D получены инвертированием одного из этих отборов или обоих сразу. Прочие сигнальные отборы остаются примененными во всех областях. Также во всех областях применен отбор  $p_T^{SoftTerm} < 40$  ГэВ. Это делается с целью подавления возможной корреляции при больших значениях  $p_T^{SoftTerm}$ . Профильные гистограммы, иллюстрирующие наличие или отсутствие корреляции между переменными, приведены в приложении Б.

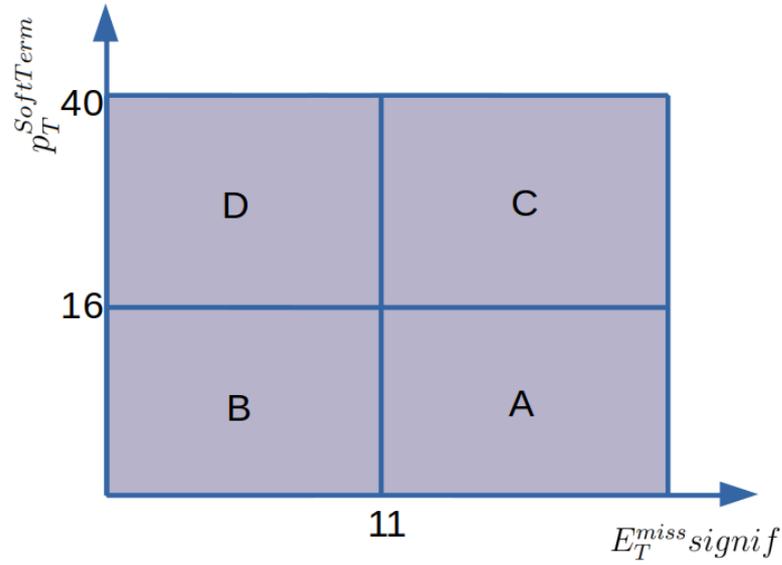


Рис. 4.1 — Области, рассматриваемые в ABCD методе оценки фона  $\gamma + jet$

В случае отсутствия корреляции можно записать:

$$N_A^{\gamma+jet} = \frac{N_B^{\gamma+jet} N_C^{\gamma+jet}}{N_D^{\gamma+jet}}. \quad (4.1)$$

Для учета корреляции вводится корреляционный фактор R:

$$R = \frac{N_A^{\gamma+jet} N_D^{\gamma+jet}}{N_B^{\gamma+jet} N_C^{\gamma+jet}}. \quad (4.2)$$

Обычно R оценивается с помощью Монте-Карло для соответствующего фона. В данном случае оценка из Монте-Карло дает  $R_{mc} = 1.29 \pm 0.04$ . Однако так как моделирование  $E_T^{miss}$  сильно зависит от выше перечисленных факторов (моделирование детектора, наложения, реконструкция тре-

ков), то более предпочтительной оценкой является оценка  $R$  из данных. Для этого используется расширенный ABCD, предполагающий введение дополнительных областей. Расширенный ABCD-метод будет описан далее в разделе 4.2.

Еще одним важным предположением метода является то, что сигнальная область  $A$  состоит в основном из сигнальных событий, в то время как контрольные области  $B$ ,  $C$  и  $D$  состоят из фоновых событий и утечка сигнала в контрольные области может быть оценена из Монте-Карло. Тогда число событий в каждой области может быть записано как:

$$\begin{cases} N_A = N_A^{Z(\nu\bar{\nu})\gamma} + N_A^{bkg} + N_A^{\gamma+jet} \\ N_B = c_B N_A^{Z(\nu\bar{\nu})\gamma} + N_B^{bkg} + N_B^{\gamma+jet} \\ N_C = c_C N_A^{Z(\nu\bar{\nu})\gamma} + N_C^{bkg} + N_C^{\gamma+jet} \\ N_D = c_D N_A^{Z(\nu\bar{\nu})\gamma} + N_D^{bkg} + N_D^{\gamma+jet}, \end{cases} \quad (4.3)$$

где  $N_i^{bkg}$  есть вклад от всех прочих фонов, кроме  $\gamma + jet$ , в соответствующую область. Они оцениваются либо из Монте-Карло, либо из данных. Коэффициенты утечки сигнала  $c_i$  определяются как отношение сигнальных событий в области  $B$ ,  $C$  или  $D$  к числу сигнальных событий в области  $A$ :

$$c_i = \frac{N_i^{Z(\nu\bar{\nu})\gamma}}{N_A^{Z(\nu\bar{\nu})\gamma}}. \quad (4.4)$$

После вычисления коэффициентов утечки сигнала, вычисления  $\tilde{N}_i = N_i - N_i^{bkg}$ , а также вычисления  $R$  из данных, можно получить следующее выражение для расчета числа сигнальных событий в области  $A$ :

$$N_A^{Z(\nu\bar{\nu})\gamma} = \tilde{N}_A - R(\tilde{N}_B - c_B N_A^{Z(\nu\bar{\nu})\gamma}) \frac{\tilde{N}_C - c_C N_A^{Z(\nu\bar{\nu})\gamma}}{\tilde{N}_D - c_D N_A^{Z(\nu\bar{\nu})\gamma}}. \quad (4.5)$$

Полученное выражение является квадратным уравнением относительно  $N_A^{Z(\nu\bar{\nu})\gamma}$  и его решением является:

$$N_A^{Z(\nu\bar{\nu})\gamma} = \frac{b - \sqrt{b^2 - 4ac}}{2a}, \quad (4.6)$$

где

$$\begin{cases} a = c_D - Rc_Cc_B \\ b = \tilde{N}_D + c_D\tilde{N}_A - R(c_B\tilde{N}_C + c_C\tilde{N}_B) \\ c = \tilde{N}_A\tilde{N}_D - R\tilde{N}_C\tilde{N}_B. \end{cases} \quad (4.7)$$

Возвращаясь назад к  $N_A^{\gamma+jet}$ , можно записать:

$$N_A^{\gamma+jet} = \tilde{N}_A - N_A^{Z(\nu\bar{\nu})\gamma}. \quad (4.8)$$

Число событий для данных и фонов кроме  $\gamma + jet$  в каждой области представлено в таблице 4.1. Число событий для  $W\gamma$ ,  $Z(ll)\gamma$ ,  $j \rightarrow \gamma$  и  $tt\gamma$  получены из Монте-Карло, число событий  $e \rightarrow \gamma$  оценено из данных.

Результирующее центральное значение для числа событий  $\gamma + jet$  в сигнальной области составило 5481.

Таблица 4.1 — Число событий для данных и фонов кроме  $\gamma+jet$ . Указанные погрешности являются статистическими

	data	$W\gamma$	$Z(ll)\gamma$	$e \rightarrow \gamma$	$j \rightarrow \gamma$	$tt\gamma$
A	$21649 \pm 147$	$3386 \pm 21$	$240 \pm 4$	$2511 \pm 11$	$665 \pm 53$	$174.9 \pm 2.8$
B	$14559 \pm 121$	$1565 \pm 12$	$96.3 \pm 2.5$	$514 \pm 5$	$310 \pm 71$	$327.8 \pm 3.9$
C	$4835 \pm 70$	$707 \pm 10$	$46.1 \pm 1.8$	$361 \pm 4$	$217 \pm 40$	$58.5 \pm 1.7$
D	$4321 \pm 66$	$372 \pm 6$	$23.1 \pm 1.3$	$130.5 \pm 2.4$	$85 \pm 10$	$103.9 \pm 2.2$

## 4.2 ОПРЕДЕЛЕНИЕ R ИЗ ДАННЫХ

Для определения корреляционного фактора R из данных вводятся две дополнительные области E и F, как это показано на рисунке 4.2. В этом случае формула заменяется на

$$R_{data} = \frac{N_{B-E}^{\gamma+jet(data)} N_F^{\gamma+jet(data)}}{N_{D-F}^{\gamma+jet(data)} N_E^{\gamma+jet(data)}}, \quad (4.9)$$

где  $N_i^{\gamma+jet(data)} = N_i^{data} - N_i^{Z(\nu\bar{\nu})\gamma} - N_i^{bkg}$ .  $N_i^{Z(\nu\bar{\nu})\gamma}$  берется из Монте-Карло.

Оценка R из данных проводится в областях с  $E_T^{miss}$  значимость  $< 11$  (т.н. расширенная область), так как в них вклад событий  $\gamma + jet$  является доминирующим. При этом следует учесть, что выбор граничного значения

$E_T^{miss}$  значимости, определяющего дополнительные области E и F, будет являться источником систематической погрешности метода.

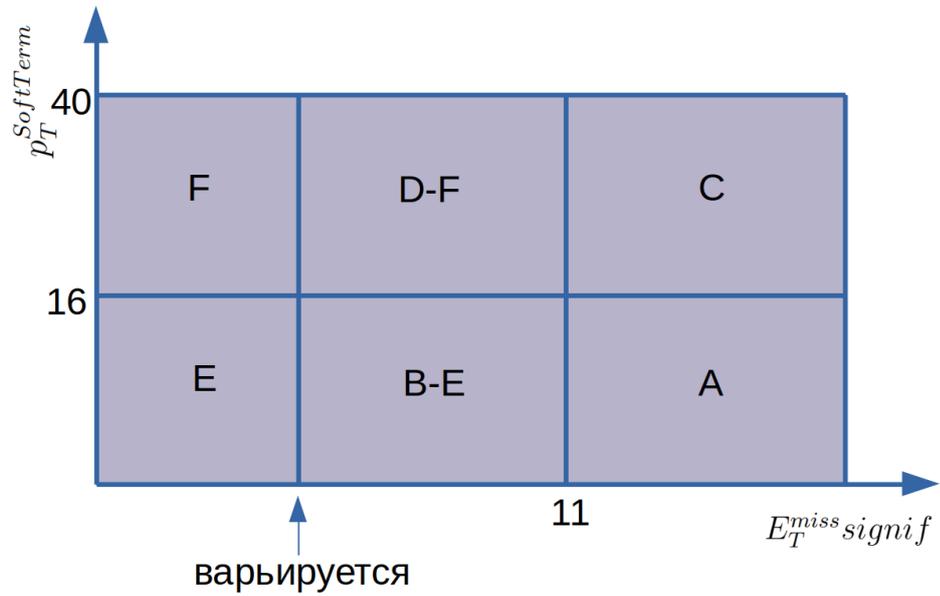


Рис. 4.2 — Области, рассматриваемые в расширенном ABCD методе оценки  $R$  из данных

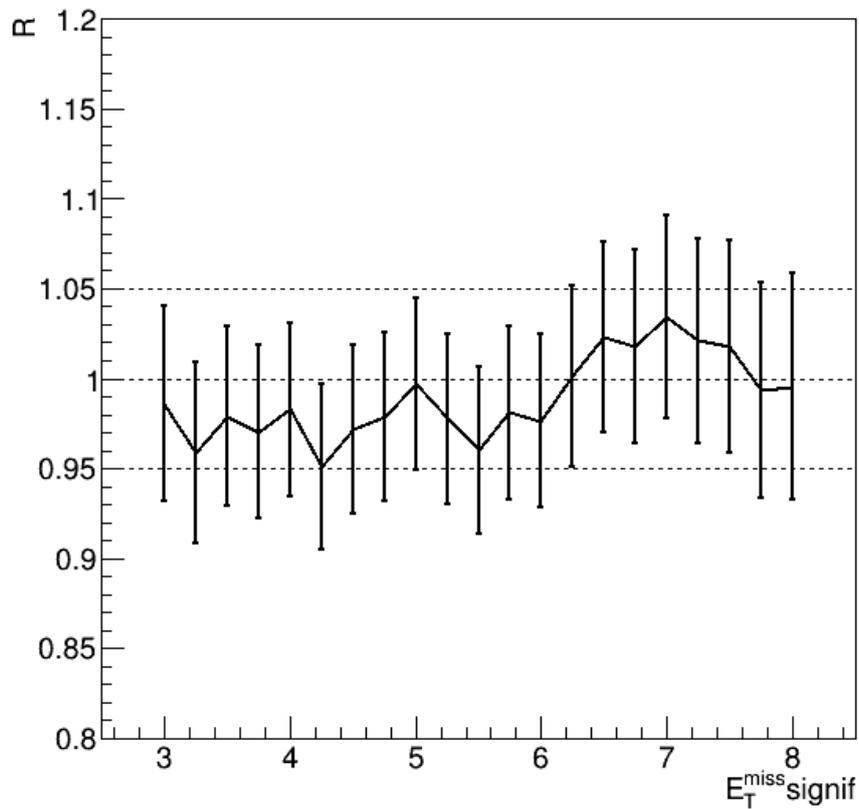


Рис. 4.3 — График зависимости  $R_{data}$  от величины  $E_T^{miss} signif$ , определяющей области E и F

Из графика, представленного на рисунке 4.3, следует, что диапазон получаемых для  $R$  значений уместается в коридор  $R_{data} = 1.00 \pm 0.05$ .

### 4.3 СРАВНЕНИЕ ОЦЕНКИ $R$ ИЗ ДАННЫХ И ИЗ МОНТЕ-КАРЛО

Для проверки достоверности оценки  $R$  из Монте-Карло необходимо сравнить оценку из данных и из Монте-Карло в расширенной области. Сравнение делается в расширенной области, так как оценку из данных можно провести только в ней, в то время как оценку из Монте-Карло можно провести как в расширенной области, так и в обычных областях А, В, С и D.

Введем с этой целью  $R_{mc}$ :

$$R_{mc} = \frac{N_{B-E}^{\gamma+jet(mc)} N_F^{\gamma+jet(mc)}}{N_{D-F}^{\gamma+jet(mc)} N_E^{\gamma+jet(mc)}}, \quad (4.10)$$

где индекс  $mc$  означает, что соответствующие величины берутся из Монте-Карло. Зависимости  $R_{mc}$  и  $R_{data}$  от положения границы областей E и F приведены на рисунке 4.4.

$R_{mc}$  согласуется с  $R_{data}$ , однако в непосредственной близости к сигнальной области наблюдается рост  $R_{mc}$ . Для того чтобы проверить, сохранится ли этот тренд, отбор по  $E_T^{miss}$  значимость был поднят с 11 до 15. Соответствующий график представлен на рисунке 4.5.

Наблюдаемые различия свидетельствуют в пользу необходимости оценки  $R$  из данных.

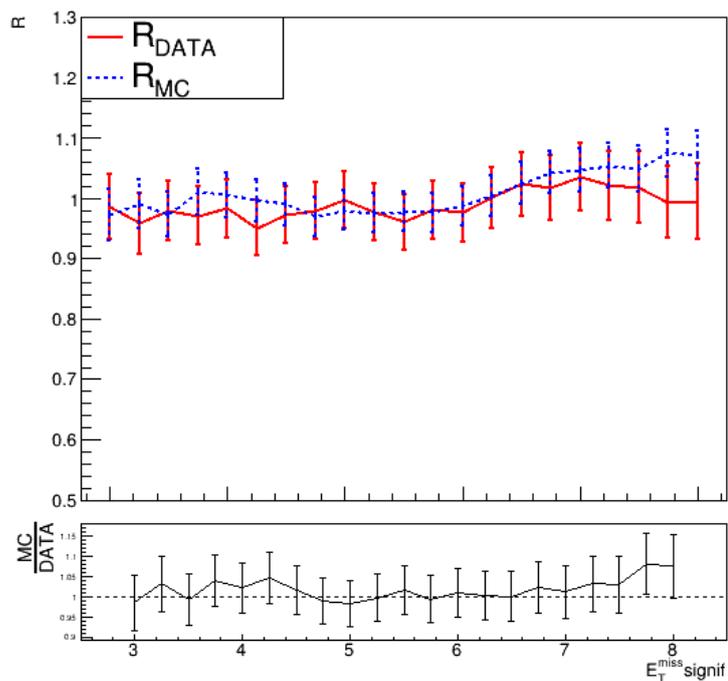


Рис. 4.4 — График зависимости  $R_{data}$  и  $R_{mc}$  от величины  $E_T^{miss}$  значимость, определяющей области E и F

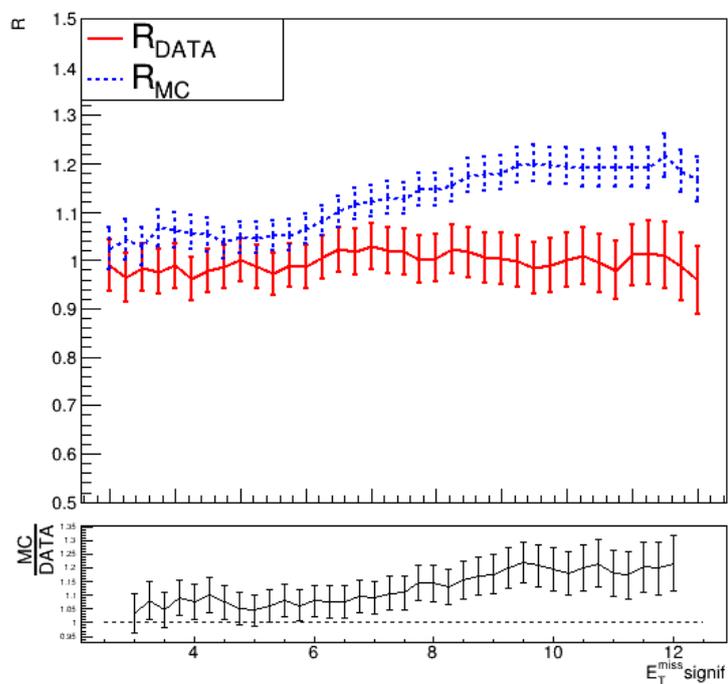


Рис. 4.5 — График зависимости  $R_{data}$  и  $R_{mc}$  от величины  $E_T^{miss}$  значимость, определяющей области E и F. Отбор по  $E_T^{miss}$  значимость поднят с 11 до 15

## 4.4 ИСТОЧНИКИ ПОГРЕШНОСТЕЙ И РЕЗУЛЬТАТЫ

Для оценки статистической погрешности количество событий для данных и для фонов кроме  $\gamma + jet$  независимо варьируются на  $\pm\sigma$  в каждой области. Полученные отклонения от центрального значения квадратично складываются. Основным источником статистической погрешности является область С, в которой вклад событий  $\gamma + jet$  составляет 33%. Таким образом центральное значение и его статистическая погрешность для событий  $\gamma + jet$  в сигнальной области составляет  $5481_{-754}^{+772}$ .

Систематическая погрешность обусловлена:

- Зависимостью значения  $R$  от положения границы по  $E_T^{miss}$  значимость для областей E и F;
- Определением коэффициентов утечки сигнала  $c_i$ ;
- Величиной верхнего отбора по переменной  $p_T^{SoftTerm}$ .

Варьирование границы, определяющей области E и F, является источником флуктуаций значений  $R_{data}$ . Возникающая таким образом погрешность учитывается путем варьирования  $R$  на величину  $\Delta R = 0.05$ . Результаты варьирования приведены в таблице 4.2.

Таблица 4.2 — Центральные значения  $N_A^{\gamma+jet}$  при варьировании  $R$

$R$	Центр. знач.	Отклонение	Отн. отклонение
1.00	5481		
1.05	6233	+752	13.7%
0.95	4841	-640	11.7%

Следующим источником систематической погрешности метода является ошибка определения коэффициентов утечки сигнала  $c_i$ . Для ее учета используются Монте-Карло наборы  $Z(\nu\nu)\gamma$ , полученные с помощью двух различных генераторов: Sherpa 2.2 в качестве основного и MadGraph+Pythia8 в качестве альтернативного. Полученные значения коэффициентов утечки, а также числа событий  $\gamma + jet$  приведены в таблице 4.3.

Таблица 4.3 — Коэффициенты утечки сигнала и центральные значения  $N_A^{\gamma+jet}$  для генераторов Sherpa 2.2 и MadGraph+Pythia8

$c_i$	Sherpa 2.2	MadGraph+Pythia8	Отклонение	Отн. отклонение
$c_B$	$0.1595 \pm 0.0003$	$0.1420 \pm 0.0013$	-0.0175	11.0%
$c_C$	$0.1844 \pm 0.0004$	$0.1874 \pm 0.0016$	+0.003	1.6%
$c_D$	$0.03483 \pm 0.00015$	$0.0287 \pm 0.0006$	-0.00613	17.6%
$N_A^{\gamma+jet}$	$5481_{-754}^{+772}$	$5229_{+759}^{+777}$	-252	4.6%

Также источником систематической погрешности служит выбор верхнего ограничивающего значения  $p_T^{SoftTerm}$ . Для учета этой погрешности верхнее ограничение по  $p_T^{SoftTerm}$  варьируется до момента изменения величины данных в области C или D на  $\pm\sigma$ . Результаты варьирования приведены в таблице 4.4.

Таблица 4.4 — Центральные значения  $N_A^{\gamma+jet}$  при различных значениях верхнего ограничения на  $p_T^{SoftTerm}$

Отбор	Центр. знач.	Отклонение	Отн. отклонение
$p_T^{SoftTerm} < 40$ ГэВ	5481		
$p_T^{SoftTerm} < 36$ ГэВ	5579	+98	1.8%
$p_T^{SoftTerm} < 44$ ГэВ	5390	-91	1.7%

Итоговая сводка по всем источникам погрешности приведена в таблице 4.5.

Таблица 4.5 — Источники погрешности для оценки фона  $\gamma + jet$

Тип	Источник	Отклонение	Отн. отклонение
статистическая		+772	14.1%
		-754	13.8%
систематическая	флуктуации R	+752	13.7%
		-640	11.7%
систематическая	параметры утечки сигнала	-252	4.6%
систематическая	верхний отбор по $p_T^{SoftTerm}$	+98	1.8%
		-91	1.7%

Итоговая оценка числа событий  $\gamma + jet$  в сигнальной области с учетом статистической и систематической погрешности составляет  $5436_{-754-694}^{+772+799}$ .

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ходе проделанной работы были изучены возможные способы оценки фона  $\gamma + jet$ , в качестве рабочего был выбран и реализован двумерный метод присоединенных областей (ABCD-метод). В ходе произведения оценки в рамках ABCD-метода были проделаны следующие шаги:

- Подобрана конфигурация фазового пространства;
- Произведена оценка корреляционного фактора из данных и из Монте-Карло, произведено сравнение;
- Получено центральное значение для числа событий фона  $\gamma + jet$ , а также его статистическая и систематические погрешности.

В дальнейшем планируется также получить формы распределения фона  $\gamma + jet$  по кинематическим переменным. Наиболее простым способом является обычная нормировка Монте-Карло наборов на полученное в данной работе центральное значение, однако этот способ является нежелательным. Текущие попытки получения форм распределений с использованием ABCD-метода не могут считаться успешными в силу возникающего ряда проблем. В настоящее время ведется поиск альтернативных способов оценки, а также производятся попытки устранить проблемы, сопряженные с использованием ABCD-метода.

## СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos / Y. Fukuda [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 1998. — Т. 81. — С. 1562—1567. — arXiv: hep-ex/9807003.
2. *Gildener E.* Gauge-symmetry hierarchies // Phys. Rev. D. — 1976. — Т. 14, вып. 6. — С. 1667—1672.
3. *Canetti L., Drewes M., Shaposhnikov M.* Matter and Antimatter in the Universe // New J. Phys. — 2012. — Т. 14. — С. 095012. — arXiv: 1204.4186 [hep-ph].
4. *Yang C. N., Mills R. L.* Conservation of Isotopic Spin and Isotopic Gauge Invariance // Phys. Rev. — 1954. — Т. 96, вып. 1. — С. 191—195.
5. *Novaes S. F.* Standard model: An Introduction // 10th Jorge Andre Swieca Summer School: Particle and Fields. — 1999. — С. 5—102. — arXiv: hep-ph/0001283.
6. LHC Machine // JINST / под ред. L. Evans, P. Bryant. — 2008. — Т. 3. — S08001.
7. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider / G. Aad [и др.] // JINST. — 2008. — Т. 3. — S08003.
8. Photon identification in 2015 ATLAS data : тех. отч. / CERN. — Geneva, 2016. — All figures including auxiliary figures are available at <https://atlas.web.cern.ch/ATLAS/Physics/Publications/PhysicsPublications/ATLAS-CONF-2016-014>.
9. Jet reconstruction and performance using particle flow with the ATLAS Detector / M. Aaboud [и др.] // Eur. Phys. J. C. — 2017. — Т. 77, № 7. — С. 466. — arXiv: 1703.10485 [hep-ex].

10. URL: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/IsolationSelectionTool>.
11. Object-based missing transverse momentum significance in the ATLAS detector. — 2018.
12. Measurement of electroweak  $Z(\nu\bar{\nu})\gamma jj$  production and limits on anomalous quartic gauge couplings in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV with the ATLAS detector. — 2022. — arXiv: 2208.12741 [hep-ex].
13. Measurement of the inclusive isolated prompt photon cross section in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV with the ATLAS detector / G. Aad [и др.] // JHEP. — 2016. — T. 08. — C. 005. — arXiv: 1605.03495 [hep-ex].

# ПРИЛОЖЕНИЕ А

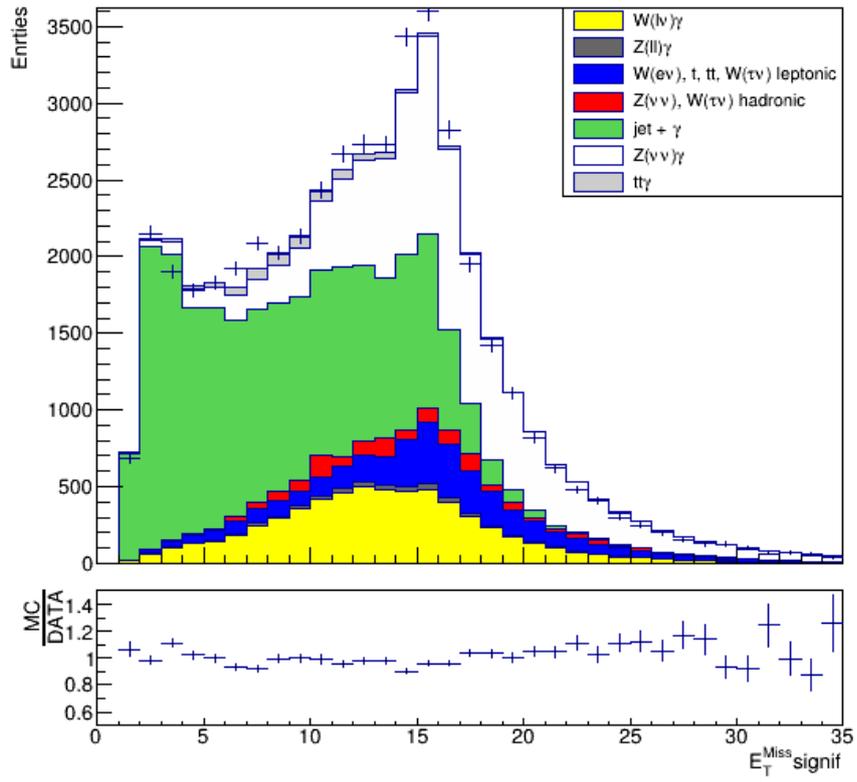


Рис. 4.6 — Распределение по  $E_T^{\text{miss}}$  значимость, построенное без отборов на переменные  $E_T^{\text{miss}}$  значимость и  $p_T^{\text{SoftTerm}}$

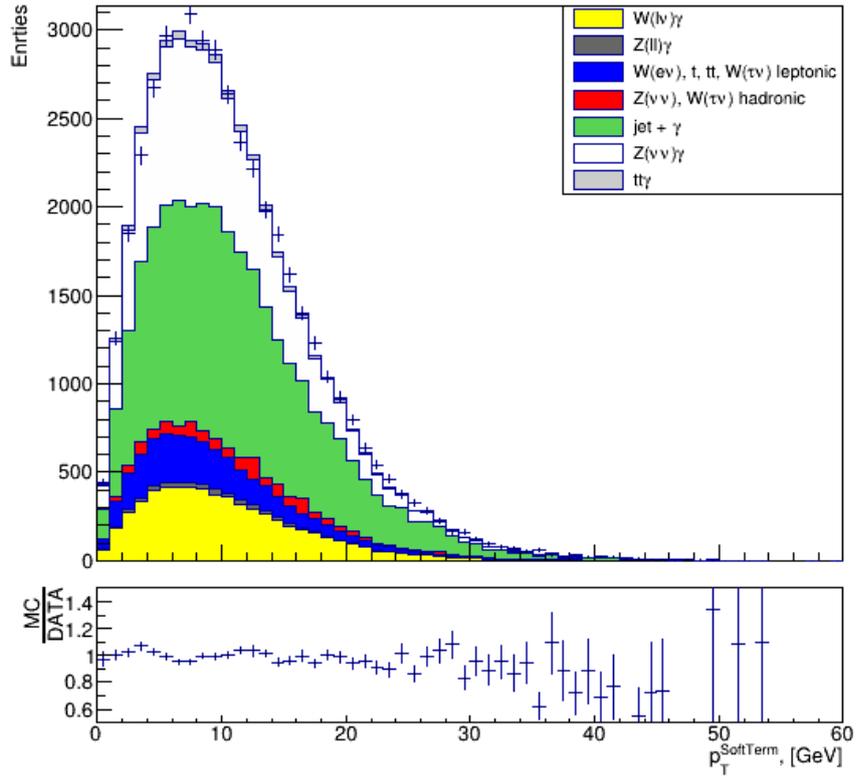


Рис. 4.7 — Распределение по  $p_T^{SoftTerm}$ , построенное без отборов на переменные  $E_T^{miss}$  значимость и  $p_T^{SoftTerm}$

## ПРИЛОЖЕНИЕ Б

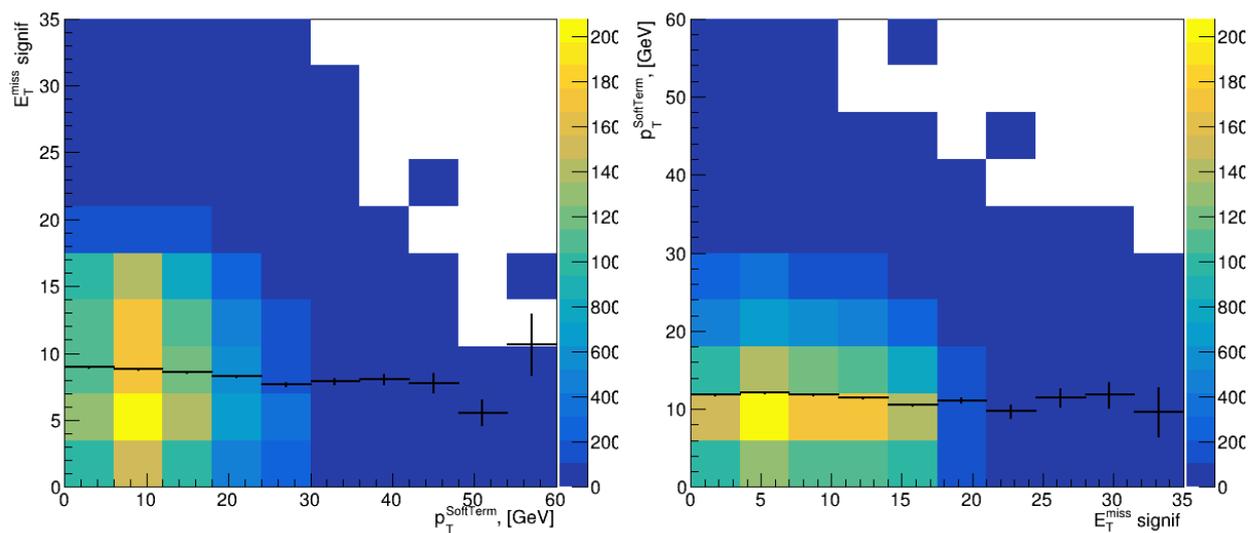


Рис. 4.8 — Профильные гистограммы для установления корреляции по переменным  $E_T^{miss}$  значимость и  $p_T^{SoftTerm}$ . Сняты отборы только по этим переменным. а - профиль по  $p_T^{SoftTerm}$ , б - профиль по  $E_T^{miss}$  значимость

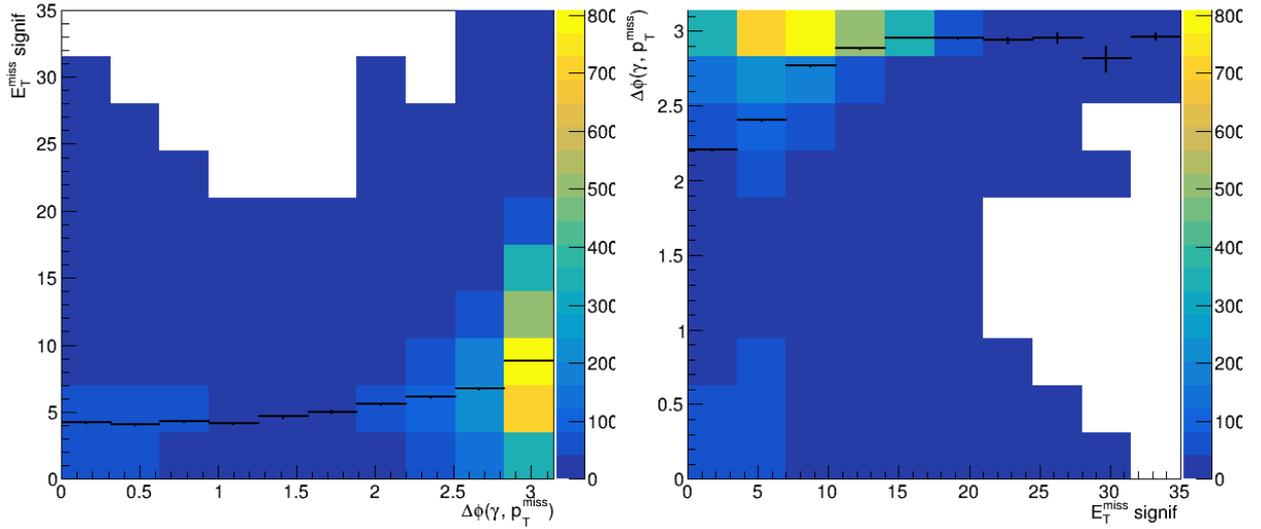


Рис. 4.9 — Профильные гистограммы для установления корреляции по переменным  $E_T^{miss}$  значимость и  $\Delta\phi(\gamma, p_T^{miss})$ . Сняты угловые отборы и отбор по  $E_T^{miss}$  значимость. а - профиль по  $\Delta\phi(\gamma, p_T^{miss})$ , б - профиль по  $E_T^{miss}$  значимость

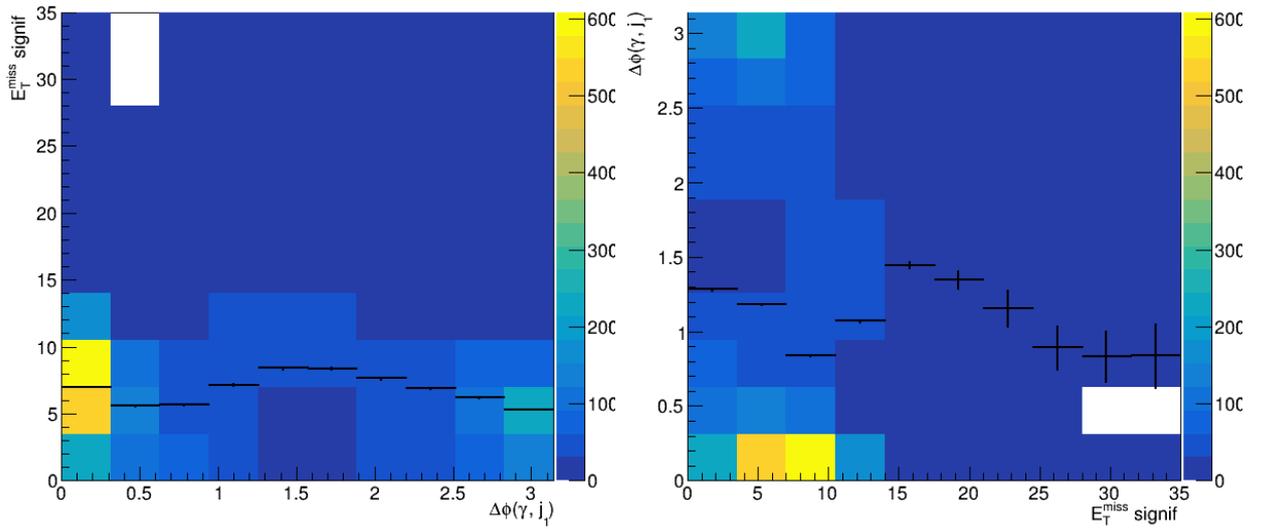


Рис. 4.10 — Профильные гистограммы для установления корреляции по переменным  $E_T^{miss}$  значимость и  $\Delta\phi(\gamma, j_1)$ . Сняты угловые и отбор по  $E_T^{miss}$  значимость. а - профиль по  $\Delta\phi(\gamma, j_1)$ , б - профиль по  $E_T^{miss}$  значимость