

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

УДК 539.120.71

ОТЧЁТ  
О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ

Получение дифференциальных сечений для  
процесса ассоциированного рождения  $Z$ -бозона  
с фотоном на полном наборе данных Run2  
протон-протонных столкновений с энергией  
 $\sqrt{s} = 13$  ТэВ в эксперименте ATLAS

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

\_\_\_\_\_ Е. Ю. Солдатов

Научный руководитель,  
инженер

\_\_\_\_\_ Д. Н. Пятиизбянцева

Студент

\_\_\_\_\_ К. К. Казакова

Москва 2022

# Содержание

<b>Введение</b>	<b>5</b>
<b>1 Устройство детектора ATLAS</b>	<b>6</b>
1.1 Эксперимент ATLAS . . . . .	6
1.1.1 Система координат детектора ATLAS . . . . .	6
1.1.2 Внутренний детектор . . . . .	7
1.1.3 Система калориметров детектора ATLAS . . . . .	8
1.1.4 Мюонный спектрометр . . . . .	9
1.1.5 Триггерная система . . . . .	9
<b>2 Фоновые процессы и отбор событий</b>	<b>10</b>
2.1 Отбор фотонов . . . . .	10
2.2 Фоновые процессы в $Z\gamma \rightarrow (\nu\bar{\nu})\gamma$ . . . . .	11
2.2.1 Отбор событий . . . . .	12
<b>3 Оценка фона, обусловленного неверной идентификацией адронной струи как фотона</b>	<b>14</b>
3.1 Метод слайсов . . . . .	14
3.2 Оптимизация областей в методе слайсов . . . . .	16
3.3 Оценка событий $jet \rightarrow \gamma$ методом слайсов . . . . .	18
3.4 Источники систематических погрешностей . . . . .	23
<b>4 Получение дифференциальных сечений</b>	<b>25</b>
4.1 Определение доверительной и расширенной доверительной областей фазового пространства . . . . .	26
4.2 Процедура «развёртывания» . . . . .	28
4.3 Дифференциальные сечения в расширенной доверительной области . . . . .	29
4.4 Проверка результатов измерения сечений . . . . .	31
<b>Заключение</b>	<b>36</b>

Список используемых источников	38
А Распределения по различным переменным до нормировки событий $jet \rightarrow \gamma$ в методе слайсов	39
В Распределения данных, ожидаемого фона и «свёрнутого» сигнала до процесса фитирования	40

# Введение

Стандартная модель (СМ) – наиболее тщательно проработанная теория в физике элементарных частиц, которая наилучшим образом согласуется с экспериментальными данными. Хиггсовский механизм [1] описывает то, как переносчики слабого взаимодействия  $W^\pm$  и  $Z^0$  бозоны приобретают массу посредством взаимодействия с бозоном Хиггса. Эта частица была открыта в 2012 году [2; 3] на Большом адронном коллайдере (БАК) [4], что позволило завершить построение СМ. Однако СМ объясняет не все наблюдаемые явления. Она не включает в себя массу нейтрино и гравитационное взаимодействие, также не объясняет барионную асимметрию Вселенной. В дополнение, СМ имеет около 19 свободных параметров, что ставит под сомнение её фундаментальность. Поэтому необходимо расширять СМ для построения более универсальной модели, проверяя новые теории с помощью экспериментальных данных.

Исследуя процессы с помощью СМ и сравнивая экспериментальные результаты с теоретическими предсказаниями, можно проверять параметры СМ и искать проявления «новой физики» – отклонения от СМ. В данной работе были исследован процесс ассоциированного рождения  $Z$ -бозона с фотоном в протон-протонных столкновениях. Рассматриваемый процесс является чувствительным к отклонениям от СМ.

$Z$ -бозон является нестабильной частицей, поэтому он не может быть зарегистрирован детектором непосредственно. Нейтральный бозон регистрируют по продуктам распада. Он может распадаться на пару заряженных или нейтральных лептонов, а также на адроны [5]. В работе был выбран нейтринный канал распада  $Z$ -бозона ( $Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$ ) из-за его большей вероятности ( $\approx 20\%$ ) по сравнению с лептонным каналом ( $\approx 6.7\%$ ). Однако выбор нейтринного канала распада включает в себя множество фонов, так как нейтрино не регистрируются детектором напрямую, а восстанавливаются по потеряному поперечному импульсу. На рисунке 1 показаны диаграммы Фейнмана этого процесса, первая из которых предсказывается СМ. Вторая диаграмма на рисунке 1 имеет аномальную тройную вершину и запрещена СМ на дре-

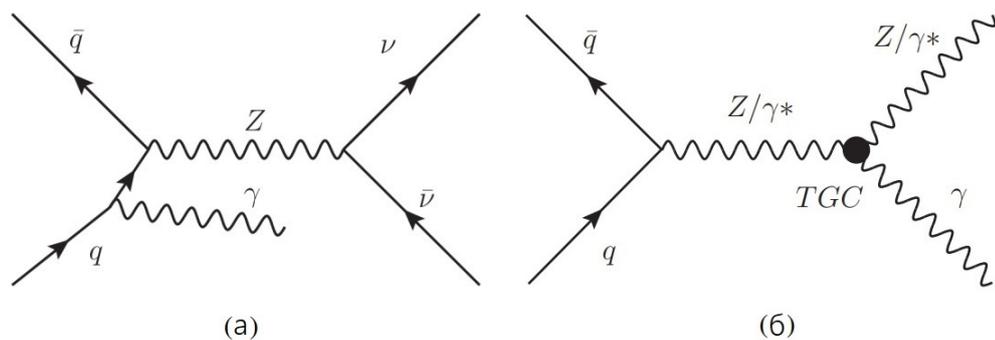


Рисунок 1 — Диаграммы Фейнмана ассоциированного рождения  $Z$ -бозона с фотоном. Диаграмма (а) предсказывается СМ. Диаграмма (б) имеет аномальную тройную вершину и выходит за рамки СМ

весном уровне [6]. Поэтому, если удастся найти отклонения величин частот образования частиц или отношений вероятностей распада по разным каналам, то это будет косвенно указывать на процессы, выходящие за рамки СМ, то есть указывать на «новую физику».

#### Цель работы.

**Целью работы является** получение дифференциальных сечений как функций различных переменных для процесса ассоциированного рождения  $Z$ -бозона с фотоном в протон-протонных столкновениях на полном наборе данных Run2.

#### Задачи исследования.

1. Оценка фона, обусловленного неверной идентификацией адронной струи как фотона ( $jet \rightarrow \gamma$ ).
2. Получение дифференциальных сечений как функций различных переменных с использованием процедуры «развёртывания» (unfolding).

#### Научная новизна работы.

1. Анализ процесса впервые проведен на полном наборе данных Run2 за 2015-2018 гг..
2. Разработан альтернативный способ оценки неверной идентификации адронной струи как фотона.

# 1 Устройство детектора ATLAS

## 1.1 Эксперимент ATLAS

Эксперимент ATLAS [7; 8] – это многоцелевой детектор, предназначенный для исследования протон-протонных столкновений и столкновений тяжелых ионов. Схема детектора ATLAS показана на рисунке 2. Детектор радиально симметричен и состоит из разных подсистем, наложенных друг на друга концентрическими слоями. Детектор состоит из внутренней трековой системы, которая окружена сверхпроводящим соленоидом, адронного и электромагнитного калориметров, а также мюонного спектрометра.

### 1.1.1 Система координат детектора ATLAS

В детекторе используется несколько основных систем отсчёта, одной из которых является прямоугольная система координат. Начало отсчёта выбирается в точке взаимодействия, оси расположены так, что ось  $x$  направлена к центру БАКа, ось  $z$  направлена вдоль движения пучка, а ось  $y$  направлена вверх. В цилиндрической системе координат вводятся полярный угол  $\theta$ , отсчитываемый от положительного направления оси  $z$ , и азимутальный угол  $\phi$ , определяемый в плоскости  $0xy$  вокруг оси пучка. Псевдобыстрота задается формулой 1.1:

$$\eta = -\ln \left( \operatorname{tg} \left( \frac{\theta}{2} \right) \right). \quad (1.1)$$

Угловое расстояние между частицами определяется формулой 1.2:

$$\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}. \quad (1.2)$$

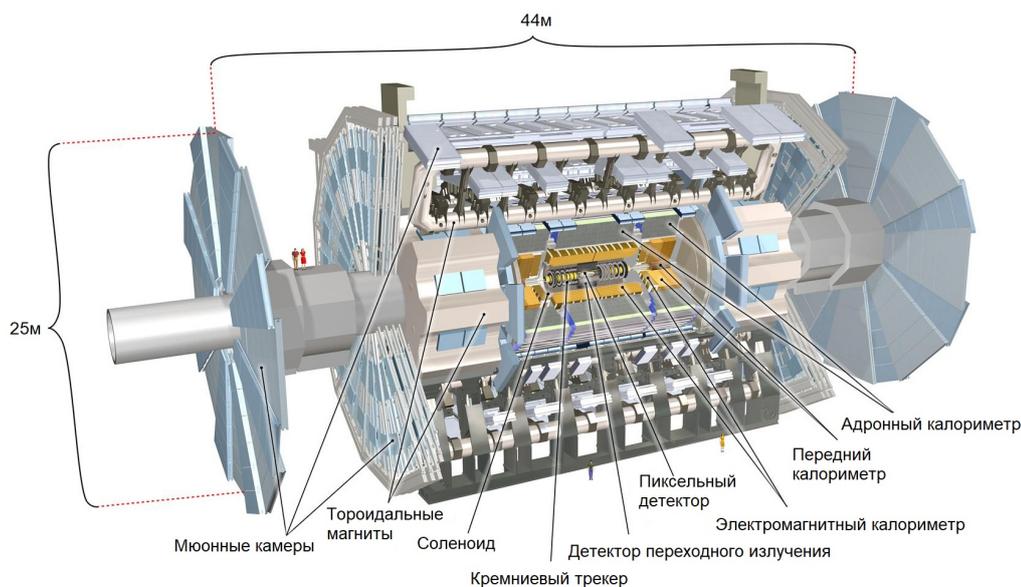


Рисунок 2 — Схема детектора ATLAS и его подсистем

### 1.1.2 Внутренний детектор

Внутренний детектор – это ближайшая к оси пучка часть детектора ATLAS, регистрирующая треки продуктов распада. Он относительно компактный и очень устойчив к радиационным воздействиям. Детектор состоит из трех подсистем: пиксельный детектор (pixel detector), полупроводниковый трековый детектор (semi-conductor tracker, SCT) и трековый детектор переходного излучения (transition radiation tracker, TRT). Составляющие внутреннего детектора перечислены в порядке удаления от трубы БАКа и изображены на рисунке 2. Полупроводниковый и пиксельный детекторы охватывают диапазон псевдобыстрот  $|\eta| < 2.5$ , TRT охватывает диапазон псевдобыстрот  $|\eta| < 2.0$ . Пиксельный детектор находится ближе всего к точке столкновения протонов и состоит из 3-х слоёв в баррельной<sup>1</sup> части, закрытой с торцов эндкапами<sup>2</sup> с каждой стороны. На слои и диски нанесены кремниевые матрицы, состоящие из пикселей размером  $50 \text{ мкм} \times 400 \text{ мкм}$ . При прохождении заряженной частицы через пиксель в нем образуются свободные носители заряда. Под действием приложенной разности потенциалов, свободные носители заряда движутся к электродам, в следствие чего электроника фиксирует сигнал. Так как эта часть внутреннего детектора наиболее подвержена ради-

<sup>1</sup>Центральная часть детектора, представляющая форму цилиндра

<sup>2</sup>Торцевая часть детектора

ации, при работе детектор охлаждается до  $-10$  градусов Цельсия.

Далее расположен кремниевый стриповый детектор, который состоит из 4-х двухсторонних слоёв в барреле и 9-и дисков в эндкапе. SCT восстанавливает треки частиц на расстоянии от 0.3 м до 0.5 м от оси пучка. Функционал SCT детектора схож с пиксельным детектором и также охлаждается до низких температур.

Наиболее удаленная от оси пучка часть внутреннего детектора – детектор TRT. Данный детектор состоит из трубочек диаметром 4 мм, расположенных параллельно оси  $z$  в барреле и поперечно направлению оси  $z$  в эндкапе. TRT регистрирует фотоны переходного излучения, которые возникают при пересечении заряженной частицей границы раздела двух сред с различными показателями преломления.

За внутренним детектором располагается соленоид, по которому течёт ток, в результате чего создается магнитное поле в 2 Тл. Магнитное поле соленоида искривляет треки заряженных частиц, что позволяет определить их заряд и импульс. Таким образом, внутренний детектор выполняет функцию восстановления треков частиц.

### 1.1.3 Система калориметров детектора ATLAS

Система калориметров охватывает диапазон псевдобыстрот  $|\eta| < 4.9$  и состоит из двух компонент: электромагнитного и адронного калориметров. Их основная задача – измерение энергии попавших в него частиц путем их полного поглощения. Также система калориметров позволяет определить потерянную поперечную энергию  $E_T^{\text{miss}}$ . В разделе 2.2.1 дано более подробное описание определения этой переменной. Калориметры состоят из чередующихся слоёв поглотителя, где частица порождает ливень и теряет энергию, и чувствительных слоёв, которые регистрируют ионизацию вещества, измеряя тем самым потерянную частицей энергию. Калориметры сконструированы так, чтобы обеспечивать надежную защиту мюонной системы от проникновения в неё электромагнитных и адронных ливней. Электромагнитный калориметр, окружающий внутренний детектор, оптимизирован для измерения энергии фотонов и электронов. Адронный калориметр окружает электромаг-

нитный калориметр и позволяет измерить энерговыделение адронов.

### 1.1.4 Мюонный спектрометр

Мюоны проходят через систему калориметров почти без потерь, поэтому главными задачами мюонного спектрометра являются измерение импульсов и идентификация мюонов высоких энергий. Он разработан для обнаружения заряженных частиц и измерения их импульса в пределах значений псевдобыстрот  $|\eta| < 2.7$ . Мюонный спектрометр состоит из камеры прецессионного слежения и триггерных камер. Камеры слежения измеряют и восстанавливают импульс мюона по кривизне трека, создаваемой магнитным полем тороидных магнитов.

### 1.1.5 Триггерная система

Триггерная система ATLAS имеет несколько различных подсистем: триггер первого уровня и триггер второго уровня. Главная задача триггерной системы заключается в фильтрации интересных событий от всех остальных. Также триггерная система должна уменьшать частоту событий, которые могут использоваться для обработки и записи данных. Триггер первого уровня позволяет уменьшить поток данных примерно с 40 МГц до 100 кГц, отбирая объекты с большим поперечным импульсом, а также с большим потерянным поперечным импульсом. Триггер второго уровня реализован программным обеспечением и позволяет уменьшить поток данных до 1 кГц.

## 2 Фоновые процессы и отбор событий

В данной работе использовались наборы, сгенерированные методом Монте-Карло (МК), прошедшие полное моделирование и реконструкцию для геометрии детектора ATLAS. Также в анализе использовались реальные данные с БАКа, полученные в результате протон-протонных столкновений с энергией в системе центра масс  $\sqrt{s} = 13$  ТэВ и интегральной светимостью  $\int \mathcal{L} dt = 139$  фб<sup>-1</sup>, набранные с 2015 по 2018 гг.

### 2.1 Отбор фотонов

После реконструкции событий производится классификация всех фотонов, после которой фотон будет идентифицироваться как «жесткий» (*tight*) или как «мягкий» (*loose'*). Фотон идентифицируется как «мягкий», если он удовлетворяет не всем критериям формы электромагнитного ливня [9]. Поэтому задаются несколько типов «мягкого» фотона, называемые рабочими точками (*loose'*), в которых, по крайней мере, один из следующих критериев должен нарушаться:

- *loose'2* :  $w_{s3}$ ,  $F_{\text{side}}$ ;
- *loose'3* :  $w_{s3}$ ,  $F_{\text{side}}$ ,  $\Delta E$ ;
- *loose'4* :  $w_{s3}$ ,  $F_{\text{side}}$ ,  $\Delta E$ ,  $E_{\text{ratio}}$ ;
- *loose'5* :  $w_{s3}$ ,  $F_{\text{side}}$ ,  $\Delta E$ ,  $E_{\text{ratio}}$ ,  $w_{\text{tot}}$ ,

где  $w_{s3}$  – ширина электромагнитного ливня с использованием трёх стриповых слоёв вокруг стрипового слоя с максимальной энергией;  $F_{\text{side}}$  – доля энергии вне трёх стриповых слоёв, но внутри семи слоёв;  $\Delta E$  – разница энергий стриповых слоёв, где в одном слое выделилась вторая по величине энергия, и слоя, где выделилась наименьшая энергия;  $E_{\text{ratio}}$  – отношение разности энергий, ассоциированных с наиболее высоким и вторым по величине выделением энергии к сумме этих энергий;  $w_{\text{tot}}$  – полная поперечная ширина ливня. Также

из-за особенностей калориметра накладываются ограничения на псевдобыстроту фотона:  $|\eta| < 2.37$  за исключением  $1.37 < |\eta| < 1.52$ , соответствующей переходной области<sup>1</sup> ЭМ калориметра.

В работе использовалась изоляционная рабочая точка FixedCutLoose [10], информация о которой приведена в таблице 1. Переменная  $p_T^\gamma$  определяет поперечный импульс фотона. Калориметрическая изоляция определяется

Таблица 1 — Определение изоляционной рабочей точки FixedCutLoose

Изоляционная рабочая точка	Калориметрическая изоляция	Трековая изоляция
FixedCutLoose	$E_T^{\text{cone20}} - 0.065 \cdot p_T^\gamma < 0$ ГэВ	$p_T^{\text{cone20}}/p_T^\gamma < 0.05$

отбором  $E_T^{\text{cone20}} - 0.065 \cdot p_T^\gamma < 0$  ГэВ, где переменная  $E_T^{\text{cone20}}$  задает энерговыделение в калориметре внутри конуса раствором  $\Delta R = 0.2$  вокруг трека кандидата в фотон соответственно. Трековая изоляция определяется отбором  $p_T^{\text{cone20}}/p_T^\gamma < 0.05$ , где переменная  $p_T^{\text{cone20}}$  есть сумма поперечных импульсов в конусе с раствором  $\Delta R = 0.2$ , а угловое расстояние между объектами  $\Delta R$  определяется как  $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$ .

## 2.2 Фоновые процессы в $Z\gamma \rightarrow (\nu\bar{\nu})\gamma$

Исследуемый процесс рождения  $Z$ -бозона с фотоном обладает конечным состоянием, которое может быть воспроизведено в ряде других процессов, являющимися фоновыми. Такими процессами являются:

- конечные состояния  $\tau\nu\gamma$  и  $l\nu\gamma$  от КХД и электрослабого рождения  $W\gamma$ , где  $\tau$  распадается на адроны, или где электрон или мюон от распада  $\tau$  или  $W$  не регистрируются детектором;
- события  $\gamma+$  струя, в которых большой  $E_T^{\text{miss}}$  возникает из комбинации реального  $E_T^{\text{miss}}$  от нейтрино в распадах тяжелых кварков и от неверно измеренной энергии струй;
- события  $W(e\nu)$ ,  $t$ -кварк и  $t\bar{t}$ , где электрон в конечном состоянии неверно идентифицируется как фотон ( $e \rightarrow \gamma$ );

<sup>1</sup>Область перехода от барреля к эндкапам

- события от рождения  $t\bar{t}\gamma$ , когда один или оба  $W$  бозона от распада  $t$ -кварка распадаются на лептоны. Эти лептоны либо распадаются на  $\tau$ -лептоны, которые либо распадаются на адроны, либо не реконструируются;
- $Z(\nu\bar{\nu}) +$  струя, многоструйные события и адронный канал распада  $W(\tau\nu)$ , где одна из струй неверно идентифицируется как фотон ( $jet \rightarrow \gamma$ );
- события  $Z(ll) + \gamma$  (преимущественно  $\tau$ -лептоны), где  $\tau$  распадается на адроны или когда электрон или мюон от распада  $\tau$  или  $Z$  не регистрируется.

МК генератор Sherpa показал хорошее согласие данных и моделирования, поэтому он использовался для сигнального КХД процесса  $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ . Также генератор Sherpa использовался для КХД процесса  $W\gamma$ ,  $Z(ll)\gamma$ ,  $\gamma +$  струя,  $Z(\nu\bar{\nu})j$  и многоструйных событий. Электрослабые процессы  $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$  и  $W\gamma$  были смоделированы с помощью генератора MadGraph. События с топ-кварками смоделированы генератором Powheg [11]. Также для оценки систематических погрешностей использовались различные модели партонных ливней: Pythia8 и Herwig7 [12]. Количества событий в МК нормированы на данные.

## 2.2.1 Отбор событий

В работе использовались оптимизированные отборы событий. Условия на число фотонов и струй соответствует конечному состоянию  $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ . Вето на электроны и мюоны отсеивает процессы с этими лептонами в конечном состоянии. Угловые ограничения оптимизированы таким образом, чтобы максимально подавлять прочие фоны. В таблице 2 приведены отборы, которые применялись в анализе, где  $E_T^{\text{miss}}$  – потерянная поперечная энергия, величина которой есть модуль вектора потерянного поперечного импульса  $|\vec{p}_T^{\text{miss}}|$  [13]. Недостающий поперечный импульс  $\vec{p}_T^{\text{miss}}$  – незарегистрированная составляющая импульса в поперечной плоскости, определяемая как сумма поперечных импульсов частиц в конечном состоянии со знаком минус:  $\vec{p}_T^{\text{miss}} = -\sum \vec{p}_T^f$ . Значимость измерения потерянного поперечного импульса  $E_T^{\text{miss}}$  – это величина, отделяющая события с правдивой величиной от событий с ложной величиной потерянного поперечного импульса. Значимость  $E_T^{\text{miss}}$  определяется

Переменная	Ограничение
$E_T^{\text{miss}}$	$> 130$ ГэВ
$E_T^\gamma$	$> 150$ ГэВ
Число жёстких фотонов	$N_\gamma = 1$
Число лептонов	$N_e = 0, N_\mu = 0$
Значимость $E_T^{\text{miss}}$	$> 11$
$ \Delta\phi(\vec{p}_T^{\text{miss}}, \gamma) $	$> 0.7$
$ \Delta\phi(\vec{p}_T^{\text{miss}}, j_1) $	$> 0.4$

Таблица 2 — Критерии отбора событий для сигнального процесса с конечным состоянием  $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$

как  $E_T^{\text{miss}^2}/(\sigma_L^2(1 - \rho_{LT}^2))$ , где  $\sigma_L$  — дисперсия измерения потерянного поперечного импульса в продольном направлении,  $\rho_{LT}$  — корреляционный фактор измерения продольной и поперечной компонент потерянного поперечного импульса [14]. Переменные  $|\Delta\phi(\vec{p}_T^{\text{miss}}, \gamma)|$  и  $|\Delta\phi(\vec{p}_T^{\text{miss}}, j_1)|$  есть модули разностей азимутальных углов между  $\vec{p}_T^{\text{miss}}$  и фотоном и  $\vec{p}_T^{\text{miss}}$  и первой по величине поперечного импульса адронной струей соответственно. Ограничение на поперечный импульс фотона  $E_T^\gamma$  устанавливается  $> 150$  ГэВ, так как используется однофотонный триггер  $E_T^\gamma > 140$  ГэВ. Для подавления фона от первичных фотонов, обусловленных конфигурацией пучка, применен отбор по координатной переменной  $|\Delta z| < 250$  мм, где переменная  $\Delta z$  определяется как  $\Delta z = z_\gamma - z_{vtx}$ <sup>2</sup>.

<sup>2</sup> $z_\gamma$  и  $z_{vtx}$  — координаты кандидата в фотоны и первичной вершины соответственно

# 3 Оценка фона, обусловленного неверной идентификацией адронной струи как фотона

Для процесса ассоциированного рождения  $Z$ -бозона с фотоном в таблице 2 раздела 2.2.1 приведены отборы, которые требуют наличие изолированного фотона, удовлетворяющего «жесткому» (*tight*) идентификационному критерию. Однако, этот отбор могут проходить не только фотоны. Например, «жесткий» идентификационный отбор также могут проходить адронные струи, содержащие  $\pi^0$  и  $\eta^0$  мезоны. Это происходит из-за того, что пара фотонов от распада нейтральных мезонов дает сигнатуру ЭМ ливня схожую с сигнатурой ЭМ ливня от отдельного изолированного фотона, так как отклики пары фотонов могут накладываться друг на друга.

Для оценки частоты неверной идентификации струй как изолированных фотонов, в работе используется метод слайсов.

## 3.1 Метод слайсов

Фоны, обусловленные неверной идентификацией объектов, обычно плохо моделируются с помощью МК, поэтому необходимо оценивать такие фоны методами, основанными на данных.

Наибольшая доля событий  $jet \rightarrow \gamma$  приходится на процессы  $Z(\nu\bar{\nu}) + \text{струи}$ , многоструйные процессы и на процесс  $W(\tau\nu)$ , где  $\tau$  лептон распадается на адроны. Так как из-за ограниченной статистики и проблем с нормировкой эти фоны не могут быть оценены из МК, в анализе используется метод слайсов, основанный на данных.

В разработанном методе фазовое пространство разделяется на четыре ортогональные области на основе критерия изолированности фотонов и кинематических отборов:

- Сигнальная область (СО): события в этой области проходят отборы

из таблицы 2 и содержат лидирующий фотон, который удовлетворяет условию  $E_T^{\text{cone}20} - 0.065 \cdot p_T^\gamma < 0$  ГэВ;

- Контрольная область 1 (КО1): события в этой области проходят инвертированные отборы по выбранным переменным и содержат лидирующий фотон, который удовлетворяет условию  $E_T^{\text{cone}20} - 0.065 \cdot p_T^\gamma > 0$  ГэВ;
- Контрольная область 2 (КО2): события в этой области проходят отборы из таблицы 2 и содержат лидирующий фотон, который удовлетворяет условию  $E_T^{\text{cone}20} - 0.065 \cdot p_T^\gamma > 0$  ГэВ;
- Контрольная область 3 (КО3): события в этой области проходят инвертированные отборы по выбранным переменным и содержат лидирующий фотон, который удовлетворяет условию  $E_T^{\text{cone}20} - 0.065 \cdot p_T^\gamma < 0$  ГэВ.

Фотоны во всех областях удовлетворяют «жесткому» идентификационному критерию. Одно из предположений метода заключается в том, что отношение количества событий  $jet \rightarrow \gamma$  в КО1 и КО3 равно отношению количества событий  $jet \rightarrow \gamma$  в КО2 и СО. Это отношение задаётся с помощью параметра  $T = \frac{N_{CR1}}{N_{CR3}} = \frac{N_{CR2}}{N_{SR}}$ , где  $N_{CR1}$ ,  $N_{CR2}$  и  $N_{CR1}$  есть количество событий  $jet \rightarrow \gamma$  в КО1, КО2, и КО3 соответственно.  $N_{SR}$  есть количество событий  $jet \rightarrow \gamma$  в СО. На рисунке 3 показана схематическая иллюстрация разделения фазового пространства на четыре ортогональные области.

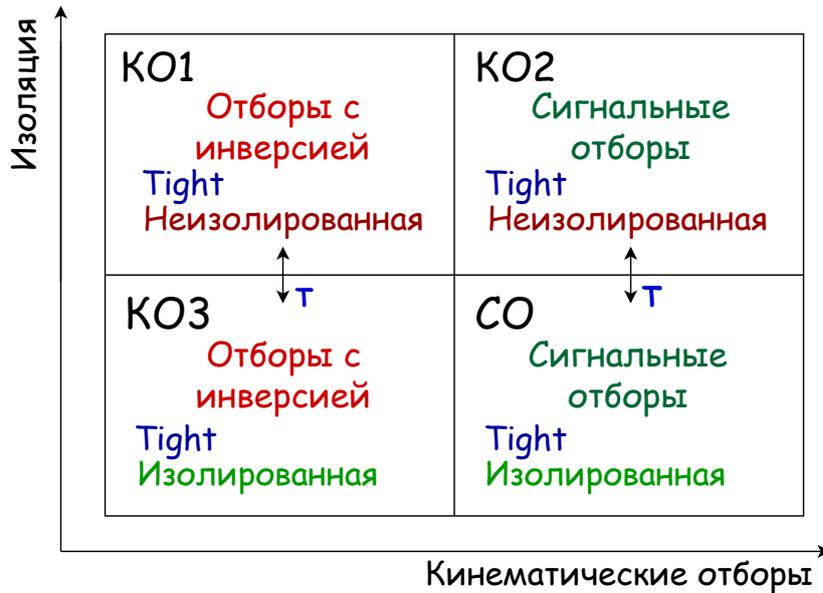


Рисунок 3 — Схематическая иллюстрация разделения фазового пространства в методе слайсов на четыре ортогональные области

Во избежание зависимости от изоляции, неизолированные области КО1 и КО2 разделяются на несколько более мелких областей, т.н. слайсов, на основе калориметрической изоляции. Таким образом, вместо одной неизолированной области можно получить несколько изоляционно независимых слайсов.

В таком случае, количество событий  $jet \rightarrow \gamma$  в каждом слайсе из КО1 можно представить следующим образом:

$$N_{CR1(i)}^{jet \rightarrow \gamma} = N_{CR1(i)}^{data} - N_{CR1(i)}^{Z(\nu\bar{\nu})\gamma} - N_{CR1(i)}^{bkg}, \quad (3.1)$$

где  $N_{CR1(i)}^{data}$ ,  $N_{CR1(i)}^{Z(\nu\bar{\nu})\gamma}$  и  $N_{CR1(i)}^{bkg}$  есть количества событий в  $i$ -ом слайсе в КО1 в данных, сигнальном процессе и фоновых процессах, за исключением  $jet \rightarrow \gamma$ , соответственно.  $N_{CR1(i)}^{jet \rightarrow \gamma}$  есть количество событий  $jet \rightarrow \gamma$  в КО1 в  $i$ -ом слайсе, полученных из данных.

Аналогично уравнению 3.1, можно определить количество событий  $jet \rightarrow \gamma$  в КО3 и КО2. На основе предположения метода о соотношении количества событий  $jet \rightarrow \gamma$  в КО1 и КО3, можно оценить введенный параметр с использованием нормировки событий в этих областях:

$$N_{FR(i)}^{jet \rightarrow \gamma} \approx T_{(i)} \cdot N_{CR1(i)}^{jet \rightarrow \gamma}, \quad (3.2)$$

где  $T_{(i)}$  – нормировочный параметр в  $i$ -ом слайсе. Нормировка осуществляется для всех переменных, на основе которых были построены ортогональные области.

В итоге, оцененное количество событий  $jet \rightarrow \gamma$  экстраполируется в сигнальную область следующим образом:

$$N_{SR(i)}^{jet \rightarrow \gamma} = T_{(i)} \cdot (N_{CR2(i)}^{data} - N_{CR2(i)}^{Z(\nu\bar{\nu})\gamma} - N_{CR2(i)}^{bkg}). \quad (3.3)$$

## 3.2 Оптимизация областей в методе слайсов

Для оценки количества событий  $jet \rightarrow \gamma$  в СО, введенные в разделе 3.1 области фазового пространства необходимо оптимизировать. Для определе-

ния КО1 и КО3 были инвертированы отборы по переменным  $E_T^{\text{miss}}$ , значимости  $E_T^{\text{miss}}$ ,  $|\Delta\phi(\vec{p}_T^{\text{miss}}, \gamma)|$  и  $|\Delta\phi(\vec{p}_T^{\text{miss}}, j_1)|$ . Также, с целью уменьшения утечек сигнальных событий в контрольные области, был введен зазор по переменной значимости  $E_T^{\text{miss}} > 8$ . Схематическая иллюстрация разделения фазового пространства в методе слайсов на четыре оптимизированные ортогональные области показана на рисунке 4.

Неизолированные КО1 и КО2 были разделены на 5 слайсов по калориметрической изоляции  $E_T^{\text{cone20}}/p_T$  следующим образом:  $[0.065, 0.08, 0.095, 0.115, 0.14, +\infty]$ . С целью увеличения статистики, в неизолированных областях применена инвертированная трековая изоляция  $p_T^{\text{cone20}}/p_T^\gamma > 0.05$ .

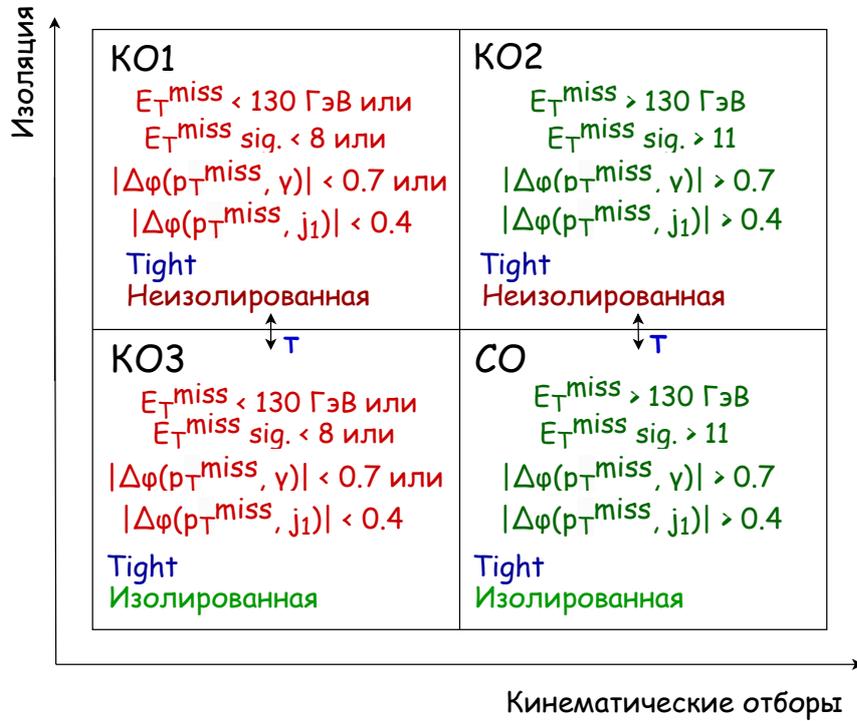


Рисунок 4 — Схематическая иллюстрация разделения фазового пространства в методе слайсов на четыре оптимизированные ортогональные области

Так как основное предположение метода заключается в том, что отношение количества событий  $jet \rightarrow \gamma$  в КО1 к КО3 и в КО2 к СО сохраняется и для каждого слайса и равно  $T_i$ , для проверки данного предположения была произведена оценка нормировочных параметров на основе данных. В таблице 3 показаны значения количества событий в данных, для фоновых процессов, для сигнала и значения нормировочных параметров  $T_i$  для каждого слайса в области зазора по значимости  $E_T^{\text{miss}}$ , где слайс номер 0 соответствует зазору по значимости  $E_T^{\text{miss}}$  в изолированной области. В таблице 4 показаны

Таблица 3 — Значения количества событий в данных, для фоновых процессов, для сигнала и значения нормировочных параметров  $T_i$  для каждого слайса в области зазора по значимости  $E_T^{\text{miss}}$ . Слайс номер 0 соответствует зазору по значимости  $E_T^{\text{miss}}$  в изолированной области.

Слайс	Данные	Фон (кроме $jet \rightarrow \gamma$ )	Сигнал	$jet \rightarrow \gamma$	$T_i$
0	$6599 \pm 80$	$4384 \pm 39$	$1005 \pm 3$	$1210 \pm 70$	-
1	$379 \pm 19$	$8.5 \pm 1.2$	$4.90 \pm 0.17$	$366 \pm 19$	$3.3 \pm 0.3$
2	$281 \pm 71$	$5.5 \pm 1.0$	$4.17 \pm 0.14$	$271 \pm 17$	$4.5 \pm 0.4$
3	$273 \pm 17$	$7.4 \pm 1.6$	$4.54 \pm 0.15$	$261 \pm 17$	$4.6 \pm 0.4$
4	$201 \pm 14$	$5.4 \pm 0.6$	$4.35 \pm 0.14$	$191 \pm 14$	$6.3 \pm 0.6$
5	$271 \pm 16$	$24.3 \pm 1.6$	$20.8 \pm 0.3$	$226 \pm 16$	$5.4 \pm 0.5$

значения количества событий в данных, для фоновых процессов, для сигнала и значения нормировочных параметров  $T_i$  для каждого слайса в КО1, где слайс номер 0 является КОЗ.

Таблица 4 — Значения количества событий в данных, для фоновых процессов, для сигнала и значения нормировочных параметров  $T_i$  для каждого слайса в КО1. Слайс номер 0 является КОЗ

Слайс	Данные	Фон (кроме $jet \rightarrow \gamma$ )	Сигнал	$jet \rightarrow \gamma$	$T_i$
0	$60391 \pm 246$	$45293 \pm 128$	$2072 \pm 3$	$13027 \pm 210$	-
1	$3730 \pm 61$	$55 \pm 5$	$5.70 \pm 0.15$	$3669 \pm 61$	$3.55 \pm 0.08$
2	$3158 \pm 56$	$34 \pm 3$	$4.93 \pm 0.13$	$3119 \pm 56$	$4.18 \pm 0.10$
3	$3083 \pm 56$	$55 \pm 4$	$5.81 \pm 0.14$	$3022 \pm 56$	$4.31 \pm 0.11$
4	$2492 \pm 50$	$30 \pm 3$	$5.77 \pm 0.15$	$2456 \pm 50$	$5.30 \pm 0.14$
5	$6930 \pm 83$	$169 \pm 6$	$40.3 \pm 0.4$	$6721 \pm 83$	$1.94 \pm 0.04$

На основе значений нормировочных параметров  $T_i$  для различных слайсов, представленных в таблицах 3 и 4, можно убедиться в сохранении отношения количества событий  $jet \rightarrow \gamma$  при переходе из одних областей в другие.

### 3.3 Оценка событий $jet \rightarrow \gamma$ методом слайсов

Согласно формулам 3.1 и 3.2, полученные распределения количества событий  $jet \rightarrow \gamma$  в каждом слайсе из КО1 переносятся в КОЗ. Далее производится нормировка событий  $jet \rightarrow \gamma$ , в результате которой можно получить оценку нормировочных параметров  $T_i$  для каждого слайса по каждой

из четырех переменных, по которым были инвертированы кинематические отборы. Нормировка событий осуществлялась с помощью пакета TRExFitter [15; 16] таким образом, чтобы значение параметра  $T$  обеспечивало минимум функции правдоподобия, определяемой как:

$$\mathcal{L}(N_i^{\text{data}}|T) = \prod_{i=1}^{N_{\text{bins}}} \text{Pois}(N_i^{\text{data}}|N_i^{\text{sig}} + N_i^{\text{bkg}} + T \cdot N_i^{\text{jet} \rightarrow \gamma}).$$

На рисунке 5 представлены распределения количества событий по переменным  $E_{\text{T}}^{\text{miss}}$ , значимости  $E_{\text{T}}^{\text{miss}}$ ,  $|\Delta\phi(\vec{p}_{\text{T}}^{\text{miss}}, \gamma)|$  и  $|\Delta\phi(\vec{p}_{\text{T}}^{\text{miss}}, j_1)|$  в данных, фоновых и сигнальном процессах в КОЗ, а также событий  $jet \rightarrow \gamma$  после процесса нормировки для 1-ого слайса. Распределения до нормировки событий  $jet \rightarrow \gamma$  для 1-ого слайса приведены в приложении А.

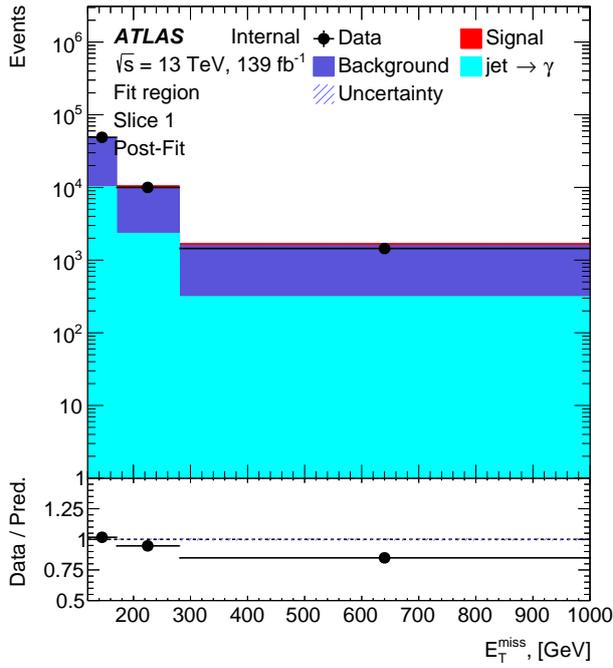
Таким образом, получена оценка 20-ти значений параметров  $T_i$  для каждого слайса по четырём переменным, полученных в результате минимизации функции правдоподобия, значения которых представлены в таблице 5.

Таблица 5 — Результаты оценки нормировочных параметров  $T_i$  для каждого слайса для четырёх переменных, полученных в результате минимизации функции правдоподобия

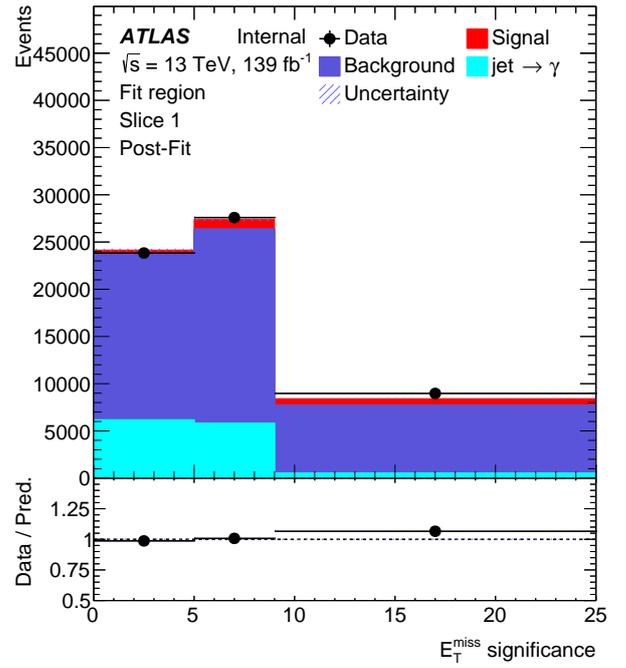
Слайс	$T_1, E_{\text{T}}^{\text{miss}}$	$T_2, \text{значимость } E_{\text{T}}^{\text{miss}}$	$T_3,  \Delta\phi(\vec{p}_{\text{T}}^{\text{miss}}, \gamma) $	$T_4,  \Delta\phi(\vec{p}_{\text{T}}^{\text{miss}}, j_1) $
1	$3.50 \pm 0.08$	$3.42 \pm 0.08$	$3.34 \pm 0.07$	$3.42 \pm 0.08$
2	$4.14 \pm 0.09$	$3.94 \pm 0.09$	$3.76 \pm 0.08$	$3.89 \pm 0.09$
3	$4.30 \pm 0.10$	$4.04 \pm 0.09$	$3.82 \pm 0.09$	$3.99 \pm 0.09$
4	$5.24 \pm 0.12$	$4.97 \pm 0.12$	$4.48 \pm 0.10$	$4.82 \pm 0.11$
5	$1.90 \pm 0.04$	$1.77 \pm 0.04$	$1.44 \pm 0.04$	$1.62 \pm 0.04$

Согласно формуле 3.3, на основе значений параметров  $T_i$  из таблицы 5 можно получить оценку количества событий  $jet \rightarrow \gamma$  для каждого слайса и переменной в СО, произведя экстраполяцию. В таблице 6 приведены значения количества событий  $jet \rightarrow \gamma$ , полученных из данных согласно формуле 3.1 в КО2. В таблице 7 приведены значения количества событий  $jet \rightarrow \gamma$  для каждого слайса и переменной, полученные в результате домножения событий из КО2 на оцененные значения нормировочных параметров  $T_i$ .

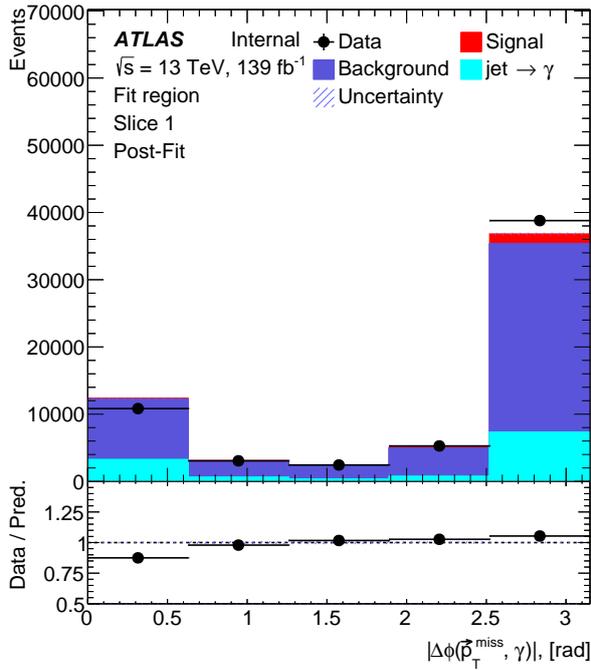
На основе значений, приведенных в таблице 7, построены графики за-



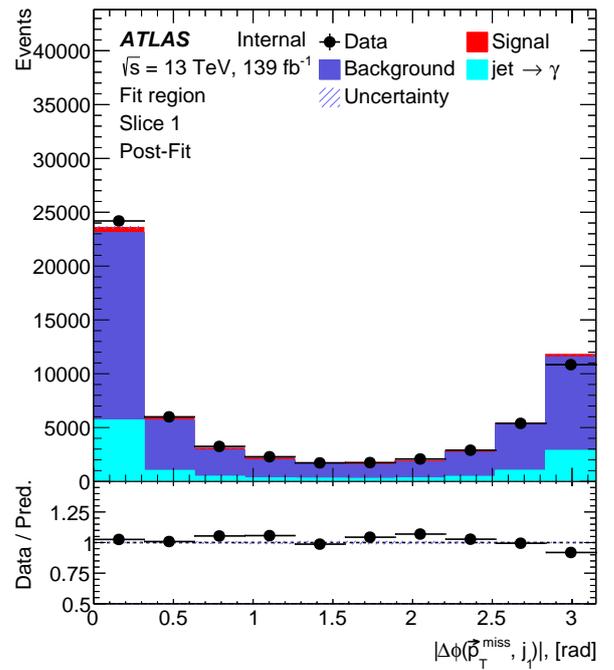
(a)



(b)



(c)



(d)

Рисунок 5 — Распределения количества событий по переменным  $E_T^{\text{miss}}$  (a), значимости  $E_T^{\text{miss}}$  (b),  $|\Delta\phi(\vec{p}_T^{\text{miss}}, \gamma)|$  (c) и  $|\Delta\phi(\vec{p}_T^{\text{miss}}, j_1)|$  (d) в данных, фоновых и сигнальном процессах КОЗ, а также событий  $jet \rightarrow \gamma$  в после процесса нормировки для 1-ого слайса

висимости количества событий  $jet \rightarrow \gamma$  от калориметрической изоляции, для переменных  $E_T^{\text{miss}}$ , значимости  $E_T^{\text{miss}}$ ,  $|\Delta\phi(\vec{p}_T^{\text{miss}}, \gamma)|$  и  $|\Delta\phi(\vec{p}_T^{\text{miss}}, j_1)|$ , которые изображены на рисунке 6.

Таблица 6 — Значения количества событий  $jet \rightarrow \gamma$  в КО2, полученные на основе данных

Слайс	$N_{CR2(i)}^{jet \rightarrow \gamma}$ в КО2
1	$440 \pm 20$
2	$320 \pm 20$
3	$265 \pm 17$
4	$207 \pm 15$
5	$360 \pm 20$

Таблица 7 — Значения количества событий  $jet \rightarrow \gamma$  для каждого слайса и переменной, полученные в результате домножения событий из КО2 на оцененные значения нормировочных параметров  $T_i$

Слайс	$N_{SR(i)}^{jet \rightarrow \gamma}, E_T^{\text{miss}}$	$N_{SR(i)}^{jet \rightarrow \gamma}$ , значимость $E_T^{\text{miss}}$	$N_{SR(i)}^{jet \rightarrow \gamma},  \Delta(E_T^{\text{miss}}, \gamma) $	$N_{SR(i)}^{jet \rightarrow \gamma},  \Delta(E_T^{\text{miss}}, j_1) $
1	$1560 \pm 80$	$1520 \pm 80$	$1480 \pm 80$	$1520 \pm 80$
2	$1320 \pm 80$	$1260 \pm 80$	$1200 \pm 80$	$1240 \pm 80$
3	$1140 \pm 80$	$1070 \pm 70$	$1010 \pm 70$	$1060 \pm 70$
4	$1080 \pm 80$	$1030 \pm 80$	$930 \pm 70$	$1000 \pm 80$
5	$690 \pm 40$	$640 \pm 40$	$520 \pm 30$	$590 \pm 40$

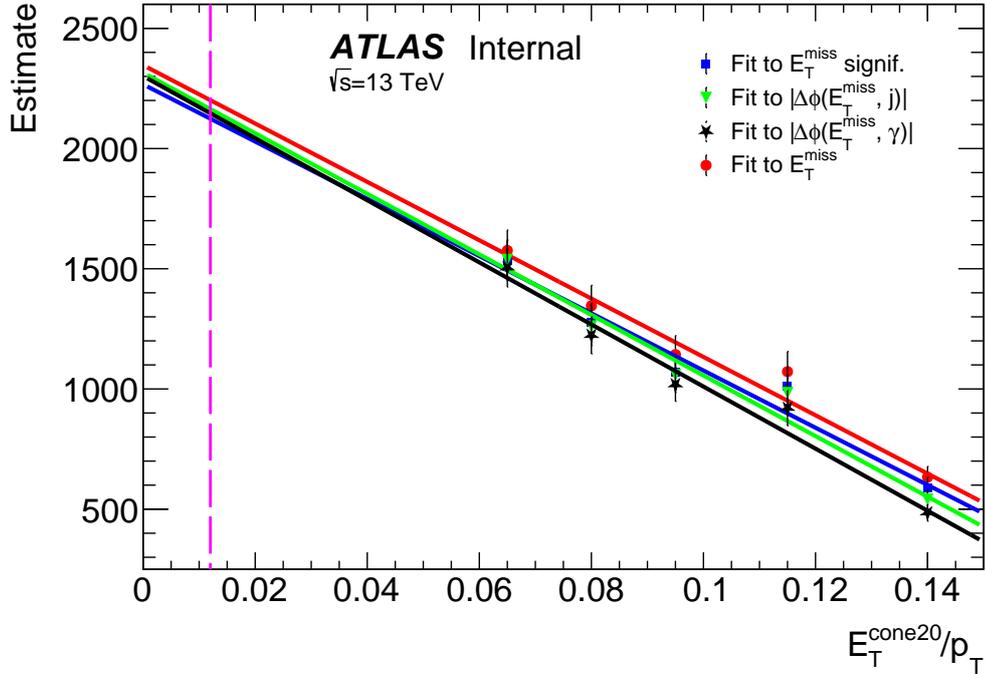


Рисунок 6 — График зависимости количества событий  $jet \rightarrow \gamma$  от калориметрической изоляции для переменных  $E_T^{\text{miss}}$ , значимости  $E_T^{\text{miss}}$ ,  $|\Delta\phi(\vec{p}_T^{\text{miss}}, \gamma)|$  и  $|\Delta\phi(\vec{p}_T^{\text{miss}}, j_1)|$

Оценка количества событий  $jet \rightarrow \gamma$  в СО осуществляется путем экстраполяции линейных зависимостей, показанных на рисунке 6, в СО. Для определения точки экстраполяции, в СО для МК  $Zj$  и  $W(\tau\nu)$  было построено распределение по переменной изоляции, которое представлено на рисунке 7. Для определения математического ожидания и среднеквадратичного отклонения, распределение было профитировано функцией Ландау, так как именно для этой функции наблюдалось наиболее близкое к 1 значение  $\chi^2/N_{d.o.f.}$ . В результате получено значение точки экстраполяции  $X = 0.012 \pm 0.010$ . Данная точка отмечена вертикальной линией на рисунке 6. Таким образом, в точке  $X$  получена оценка  $jet \rightarrow \gamma$  событий для различных переменных, значения которых приведены в таблице 8.

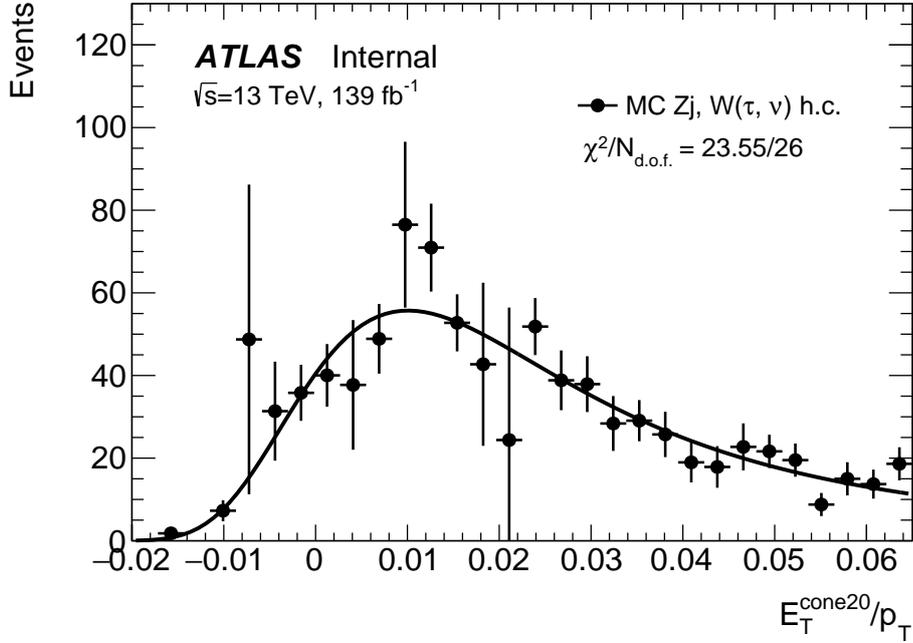


Рисунок 7 — Распределение по переменной изоляции для МК  $Zj$  и  $W(\tau\nu)$  в СО

Так как полученные значения являются измерением одной и той же величины, для нахождения среднего значения, можно применить следующую формулу:

$$\bar{N} = \frac{\sum \frac{N_i}{\sigma_i^2}}{\sum \frac{1}{\sigma_i^2}}$$

Таблица 8 — Значения оценки событий  $jet \rightarrow \gamma$  в точке  $X$  для различных переменных

Переменная	Оценка $jet \rightarrow \gamma$ событий в СО
$E_T^{\text{miss}}$	$2110 \pm 120$
$E_T^{\text{miss}} \text{ sign.}$	$2040 \pm 120$
$ \Delta(E_T^{\text{miss}}, j_1) $	$2080 \pm 120$
$ \Delta(E_T^{\text{miss}}, \gamma) $	$2070 \pm 110$

Таким образом, оценка  $jet \rightarrow \gamma$  в СО методом слайсов составила  $2070 \pm 60$  событий.

### 3.4 Источники систематических погрешностей

Основными источниками систематических погрешностей в методе слайсов являются:

- неопределенность в выборе точки экстраполяции;
- неопределенность в выборе МК генератора и модели партонного ливня для сигнального процесса;
- неопределенность оценок для различных переменных в точке экстраполяции.

Для оценки систематической погрешности от выбора точки экстраполяции  $X$ , её значение было проварьировано на  $\pm\sigma$ . Значения оценки  $jet \rightarrow \gamma$  событий в точке  $X = 0.002$  приведены в таблице 9. Отклонение от центрального значения составило 114 событий.

Таблица 9 — Значения оценки  $jet \rightarrow \gamma$  событий в точке  $X = 0.002$

Переменная	Оценка $jet \rightarrow \gamma$ в точке $X = 0.002$
$E_T^{\text{miss}}$	$2220 \pm 120$
$E_T^{\text{miss}} \text{ sign.}$	$2150 \pm 120$
$ \Delta(E_T^{\text{miss}}, j_1) $	$2200 \pm 110$
$ \Delta(E_T^{\text{miss}}, \gamma) $	$2190 \pm 110$

Для оценки систематической погрешности от выбора альтернативного МК генератора и модели партонного ливня, был использован генератор MadGraph + Herwig7. Значения оценки  $jet \rightarrow \gamma$  событий при выборе альтернативного МК генератора и альтернативной модели партонного ливня приведены в таблице 10. Отклонение от центрального значения составило 85 событий.

Таблица 10 — Значения оценки  $jet \rightarrow \gamma$  событий при выборе альтернативного МК генератора и альтернативной модели партонного ливня

Переменная	Оценка $jet \rightarrow \gamma$ (MadGraph + Herwig7)
$E_T^{\text{miss}}$	$2200 \pm 120$
$E_T^{\text{miss}} \text{ sign.}$	$2130 \pm 120$
$ \Delta(E_T^{\text{miss}}, j_1) $	$2170 \pm 120$
$ \Delta(E_T^{\text{miss}}, \gamma) $	$2150 \pm 110$

Разброс оценок для различных переменных в точке  $X = 0.012$  составил 34 события. Итоговая систематическая погрешность составила 150 событий.

Таким образом, оценка  $jet \rightarrow \gamma$  в СО, полученная методом слайсов, составила  $N_A^{jet \rightarrow \gamma} = 2070 \pm 60$  (стат)  $\pm 150$  (сист.) событий, относительная погрешность  $\delta = 8\%$ . Оценка двумерным методом боковых интервалов (ABCD метод) [17] предсказывает  $N_A^{jet \rightarrow \gamma} = 2100 \pm 100$  (стат)  $\pm 300$  (сист.) событий, относительная погрешность  $\delta = 15\%$ . Оценки, полученные различными методами, совпадают в пределах погрешностей, что говорит о достоверности полученных результатов.

## 4 Получение дифференциальных сечений

Получение дифференциальных сечений как функций различных переменных для исследуемого процесса является одной из главных целей анализа. На основе данных и оцененных фонов можно получить наблюдаемое количество сигнальных событий. В таблице 11 представлены значения количества событий в данных и оцененных фонах в сигнальной области.

Таблица 11 — Значения количества событий в данных и оцененных фонах в сигнальной области

$pp \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$	
Данные	$26520 \pm 160$
$W\gamma$ QCD	$3940 \pm 20$
$W\gamma$ EWK	$136.3 \pm 0.7$
$e \rightarrow \gamma$	$3039 \pm 12$
$tt\gamma$	$234 \pm 3$
$\gamma + \text{jet}$	$5260 \pm 50$
$Z(l)\gamma$	$285 \pm 5$
$N_{Z\gamma}^{\text{obs}}$	$13630 \pm 150$

Однако, из-за конечного разрешения детектора, регистрируемые события «размываются». Поэтому для вычисления дифференциальных сечений необходимо провести экстраполяцию измерения, полученного в ограниченной области фазового пространства, к полному фазовому пространству. Также на ограниченную область влияют критерии отбора событий. Таким образом, эффективность отбора конечного состояния  $\varepsilon_{Z(\nu\bar{\nu})\gamma}$  можно задать формулой:

$$\varepsilon_{Z(\nu\bar{\nu})\gamma} = A_{Z\gamma} \cdot C_{Z\gamma}. \quad (4.1)$$

$A_{Z\gamma}$  – фактор покрытия пространства детектором, который можно определить следующей формулой:

$$A_{Z\gamma} = \frac{N_{\text{gen}}^{\text{MC fid.}}}{N_{\text{gen}}^{\text{MC ex. fid.}}}. \quad (4.2)$$

В приведённой выше формуле  $N_{\text{gen}}^{\text{MC fid.}}$  – число МК событий  $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$  в ограниченной области фазового пространства (в доверительной области) на уровне генератора.  $N_{\text{gen}}^{\text{MC ex. fid.}}$  – число МК событий  $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$  в полном фазовом пространстве (в расширенной доверительной области) на том же уровне. Определение доверительной и расширенной доверительной областей дано в разделе 4.1.

Коррекционный фактор  $C_{Z\gamma}$  учитывает потери сигнальных событий из-за наложенных отборов и задается формулой:

$$C_{Z\gamma} = \frac{N_{\text{rec}}^{\text{MC fid.}}}{N_{\text{gen}}^{\text{MC fid.}}}, \quad (4.3)$$

где  $N_{\text{rec}}^{\text{MC fid.}}$  – есть число сигнальных МК событий, прошедших все отборы на уровне реконструкции.

## 4.1 Определение доверительной и расширенной доверительной областей фазового пространства

Из-за неполного покрытия фазового пространства детектором ATLAS вводятся определения доверительной области фазового пространства, определение которой представлено в таблице 12, и расширенной доверительной области фазового пространства, определение которой представлено в таблице 13. На уровне генератора потерянный поперечный импульс равен поперечному импульсу  $Z$  бозона, который распадается на пару нейтрино. Экстраполяция в расширенную доверительную область корректирует сигнал, который был потерян в переходной области ЭМ калориметра ( $1.37 < |\eta| < 1.52$ ) для фотонов. Экстраполяция также учитывает потери сигнала из-за применения отборов по переменным  $|\Delta\phi(\vec{p}_T^{\text{miss}}, \gamma)|$ ,  $|\Delta\phi(\vec{p}_T^{\text{miss}}, j_1)|$  и  $E_T^{\text{miss}}$ .

Таким образом, отборы, образующие расширенную доверительную область, могут быть применены для любого МК генератора для дальнейшего сравнения наблюдений и предсказаний.

На основе формул 4.1 и 4.2, а также МК наборов для  $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$  на ге-

нераторном и детекторном уровнях, получены значения для коррекционных факторов  $C_{Z\gamma}$  и  $A_{Z\gamma}$ , которые представлены в таблице 14.

Категория	Отбор
Фотоны	$E_T^\gamma > 150$ ГэВ $ \eta  < 2.37$ кроме $1.37 <  \eta  < 1.52$
Струи	$ \eta  < 4.5$ $p_T > 50$ ГэВ $\Delta R(jet, \gamma) > 0.3$
Лептоны	$N_l = 0$
Нейтрино	$p_T^{\nu\bar{\nu}} > 130$ ГэВ
События	$ \Delta\phi(\vec{p}_T^{\text{miss}}, \gamma)  > 0.7$ $ \Delta\phi(\vec{p}_T^{\text{miss}}, j_1)  > 0.4$ Значимость $p_T^{\nu\bar{\nu}} > 11$

Таблица 12 — Определение доверительной области фазового пространства.  $p_T^{\nu\bar{\nu}}$  есть поперечный импульс  $Z$  бозона, который распадается на пару нейтрино.  $N_l$  есть количество реконструированных лептонов в одном событии

Категория	Отбор
Фотоны	$E_T^\gamma > 150$ ГэВ $ \eta  < 2.37$
Струи	$ \eta  < 4.5$ $p_T > 50$ ГэВ $\Delta R(jet, \gamma) > 0.3$
Нейтрино	$p_T^{\nu\bar{\nu}} > 130$ ГэВ

Таблица 13 — Определение расширенной доверительной области фазового пространства.  $p_T^{\nu\bar{\nu}}$  есть поперечный импульс  $Z$  бозона, который распадается на пару нейтрино

Коррекционный фактор	Значение
$A_{Z\gamma}$	$0.9064 \pm 0.0008$
$C_{Z\gamma}$	$0.7642 \pm 0.0008$

Таблица 14 — Значения коррекционных факторов  $C_{Z\gamma}$  и  $A_{Z\gamma}$

## 4.2 Процедура «развёртывания»

Одной из главных целей анализа является получение значения измеряемой величины. Однако, эта измеряемая величина обычно является искаженной из-за различных эффектов детектора, таких как конечность покрытия фазового пространства, несовершенная эффективность и конечность разрешения. Цель процедуры «развёртывания» заключается в экстраполяции наблюдаемых измерений в истинные.

Предположим, что измеряется величина  $x$ , которая распределена в соответствии с функцией плотности вероятности  $f(x)$ . Однако из-за эффектов искажения детектора и статистических флуктуаций точно измерить величину  $x$  не удастся. При попытке измерения  $x$  в результате получается измерить величину  $y$ , которая распределена в соответствии с функцией плотности вероятности  $g(x)$ . Связь между  $f(x)$  и  $g(x)$  можно выразить через «свёртку» истинного распределения  $f(x)$  с ядром  $R(y, x)$  следующим образом:

$$\int R(y, x)f(x)dx = g(y), \quad (4.4)$$

где ядро  $R(y, x)$  называется функцией отклика, которая описывает эффекты искажения истинной наблюдаемой величины детектором. Интегральное уравнение 4.4 можно записать в матричной форме:

$$\hat{R}\mathbf{x} = \mathbf{y}. \quad (4.5)$$

Вектор  $\mathbf{y}$  длины  $n$  представляет из себя распределение данных измеренной величины  $y$ . Распределение  $f(x)$  может быть представлено как вектор  $\mathbf{x}$  длины  $m$ . Матрица преобразования  $\hat{R}$ , связывающая величины  $x$  и  $y$ , представляет из себя матрицу отклика размерностью  $m \times n$ . Элементы матрицы отклика  $r_{ij}$  являются вероятностями того, что с учетом фактора покрытия фазового пространства детектором и коррекционного фактора эффективности отборов, истинное значение  $x_j$  будет измерено как  $y_i$ .

Уравнение 4.5 может быть разрешено относительно  $x$ :

$$x_j = (M_{ij}^{-1}y_i)A_j = [M_{ij}^{-1} \cdot (d_i - b_i)]A_j/C_i, \quad (4.6)$$

где величины  $d_i$  и  $b_i$  есть количества событий в данных и предсказываемых фонах в каждом бине соответственно,  $M_{ij}$  – матрица миграции. Элементы матрица миграции  $m_{ij}$  есть вероятность того, что истинное значение  $x_j$  будет измерено как  $y_i$ . Тогда матрица отклика может быть выражена через матрицу миграции следующим образом:

$$R_{ij} = \frac{M_{ij}C_i}{A_j}. \quad (4.7)$$

Процедура «развертывания» осуществлена согласно методу максимального правдоподобия (profile-likelihood unfolding, PLU) и выполнена с помощью пакета TRExFitter. Метод заключается в выполнении следующих шагов:

- «свёртка» (обратная операция «развёртыванию») сигнального распределения  $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$  на генераторном уровне с помощью матрицы отклика;
- фитирование «свёрнутого» распределения данными за вычетом ожидаемых фонов;
- нормировка сигнального распределения  $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$  на генераторном уровне с учетом коэффициентов, полученных в процессе фитирования.

Однако, при построении обратной матрицы метод становится нестабильным из-за возникновения статистических флуктуаций (т.н. феномен Гиббса). Эту проблему можно решить, введя дополнительное слагаемое в функции правдоподобия, добавление которой называется регуляризацией Тихонова:  $e^{-\frac{1}{2}\tau^2 \sum \delta_i^2}$ , где  $\tau$  есть параметр регуляризации,  $\delta_i$  есть разница значений в бинах.

### 4.3 Дифференциальные сечения в расширенной доверительной области

Измерения дифференциальных сечений процесса как функций различных переменных позволяют проводить сравнение экспериментальных результатов и теоретических предсказаний. Такие измерения проведены для

функций поперечной энергии фотона  $E_T^\gamma$ , потерянной поперечной энергии  $E_T^{\text{miss}}$  и количества струй  $N_{\text{jets}}$ .

Измерения дифференциальных сечений произведены в расширенной доверительной области с использованием сигнальных событий, которые прошли процедуру «развертывания». В таблице 15 содержится информация о биннинге, который был использован для получения дифференциальных сечений как функций различных переменных.

Таблица 15 — Используемый биннинг в процедуре получения дифференциальных сечений как функций различных переменных

Переменная	Биннинг
$E_T^\gamma$ , ГэВ	[150, 200], [200, 250], [250, 350], [350, 450], [450, 1200]
$E_T^{\text{miss}}$ , ГэВ	[130, 200], [200, 250], [250, 350], [350, 450], [450, 1200]
$N_{\text{jets}}$	[-0.5, 0.5], [0.5, 1.5], [1.5, 2.5], [2.5, 7.5]

Дифференциальное сечение образования  $pp \rightarrow Z(\nu\bar{\nu})\gamma$  в расширенной доверительной области может быть вычислено по следующей формуле:

$$\frac{\Delta\sigma_i}{\Delta x_i} = \frac{N_i^{\text{unfold}}}{(\int \mathcal{L} dt) \cdot \Delta x_i}, \quad (4.8)$$

где  $\Delta x_i$  есть ширина  $i$ -ого бина по переменной измерения  $x$ ,  $N_i^{\text{unfold}}$  – количество сигнальных событий в  $i$ -ом бине, прошедших процедуру «развертывания». С использованием фактора покрытия фазового пространства детектором, фактора эффективности отбора событий и матрицы миграции, формула 4.8 может быть записана в следующем виде:

$$\frac{\Delta\sigma_i}{\Delta x_i} = \frac{1}{(\int \mathcal{L} dt) \cdot \Delta x_i \cdot C_i} \sum_j M_{ij}^{-1} \cdot A^j \cdot (d^j - b^j). \quad (4.9)$$

Коррекционные факторы  $C_{Z\gamma}$  как функции от переменных  $E_T^\gamma$ ,  $E_T^{\text{miss}}$  и  $N_{\text{jets}}$  представлены на рисунках 8a, 8b и 8c соответственно. Факторы покрытия  $A_{Z\gamma}$  представлены на рисунках 9a, 9b и 9c.

Распределения данных ожидаемого фона и «свёрнутого» сигнала в СО после процедуры фитирования представлены на рисунках 14a, 14b и 14c. Распределения данных, ожидаемого фона и «свёрнутого» сигнала до процедуры

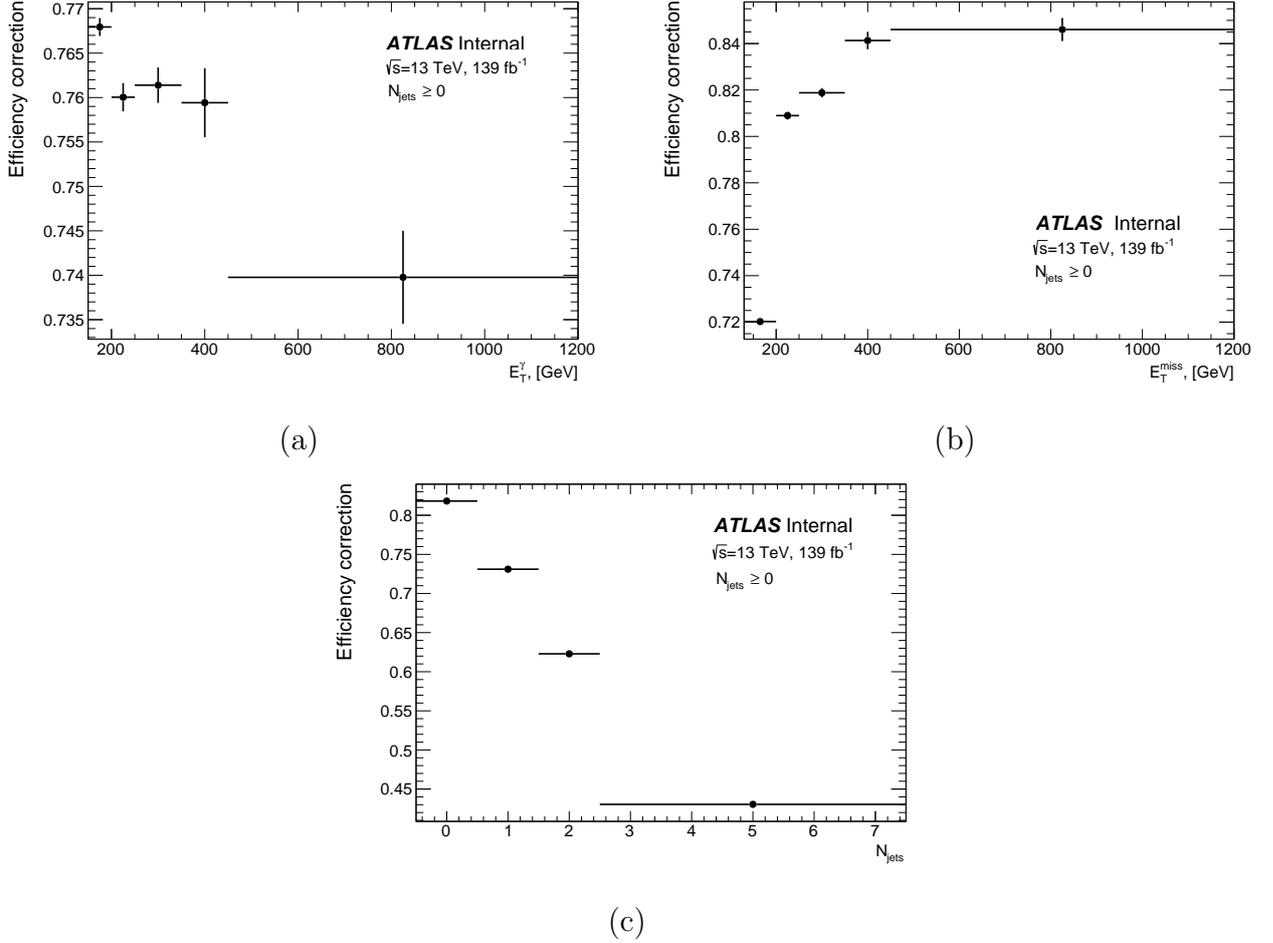


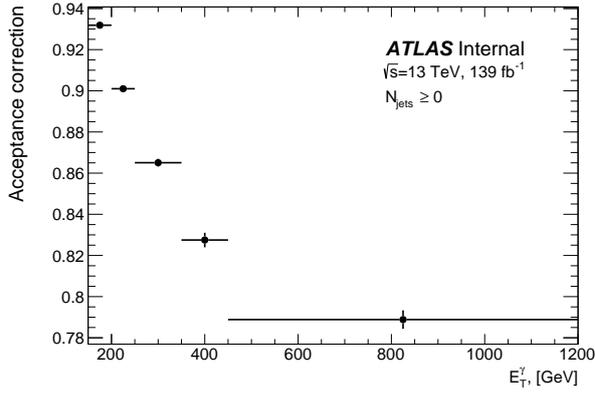
Рисунок 8 — Коррекционные факторы как функции переменных  $E_T^\gamma$  (а),  $E_T^{\text{miss}}$  (б) и  $N_{\text{jets}}$  (в)

фитирования представлены в приложении В. Параметр регуляризации Тихонова выбран равным  $\tau = 12$  на основе значения  $\chi^2/N_{\text{d.o.f.}}$  для распределения по переменным  $E_T^\gamma$  и  $E_T^{\text{miss}}$ , а для переменной  $N_{\text{jets}}$  параметр регуляризации Тихонова составил  $\tau = 20$ .

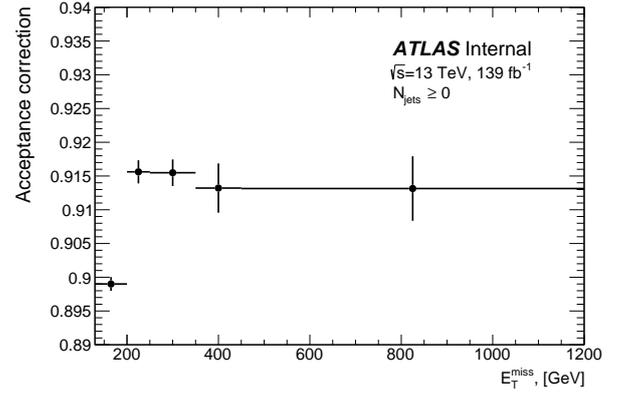
Дифференциальные сечения процесса  $pp \rightarrow Z(\nu\bar{\nu})\gamma$  как функций  $E_T^\gamma$ ,  $E_T^{\text{miss}}$  и  $N_{\text{jets}}$  показаны на рисунках 11a, 11b и 11c соответственно.

## 4.4 Проверка результатов измерения сечений

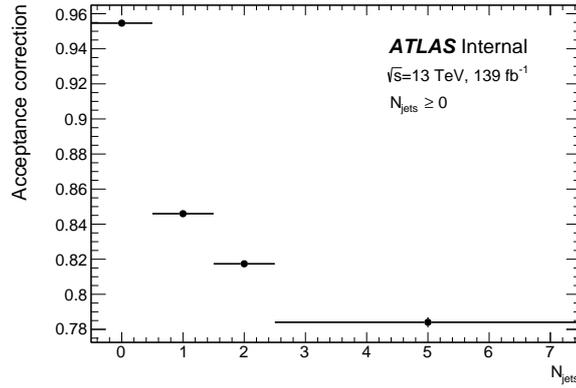
Так как для получения матрицы отклика используются реконструированные сигнальные события и события на уровне генератора, то при повторении процедуры «развертывания», которая будет применена к реконструированным сигнальным событиям, следует ожидать совпадения «развернутого» распределения с распределением сигнальных события на уровне генератора



(a)



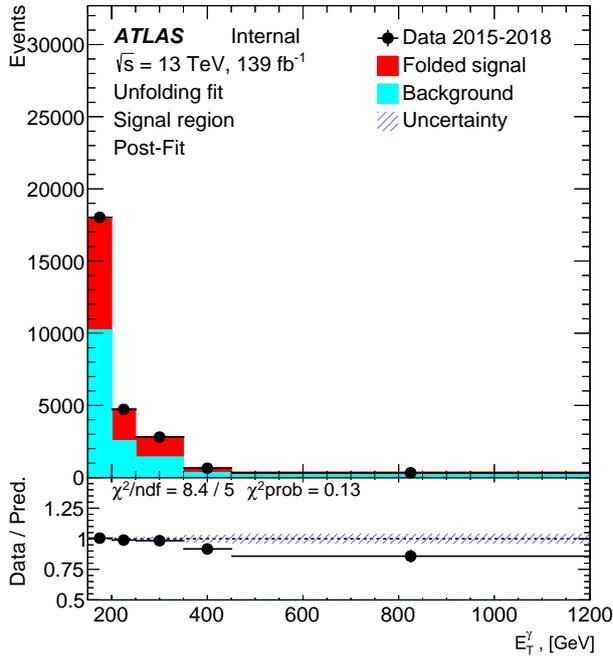
(b)



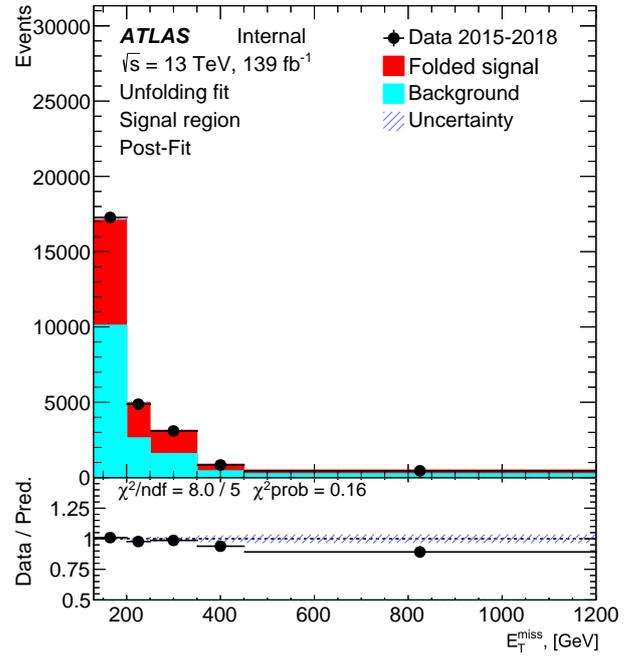
(c)

Рисунок 9 — Факторы покрытия как функции переменных  $E_T^\gamma$  (а),  $E_T^{\text{miss}}$  (б) и  $N_{\text{jets}}$  (в)

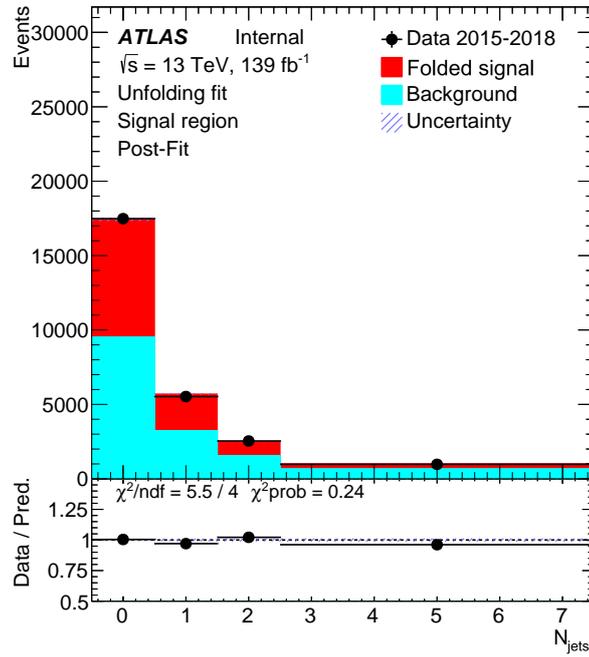
по соответствующим переменным. Такая процедура является проверкой корректности работы метода. На рисунках 12а, 12б и 12с показаны результаты такой проверки, которые совпадают с ожиданиями.



(a)

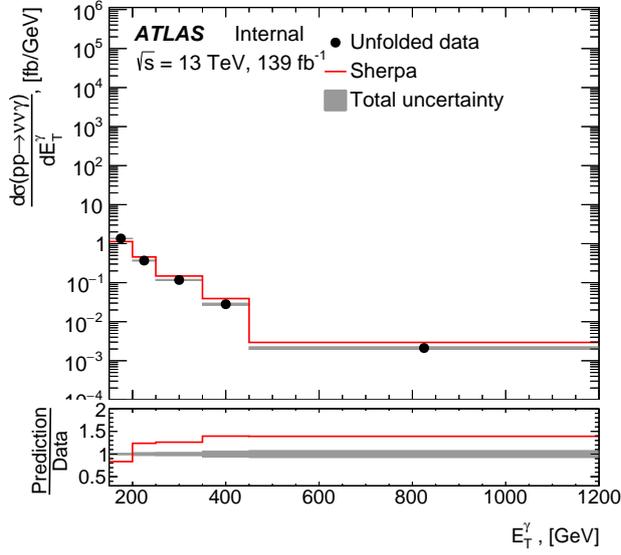


(b)

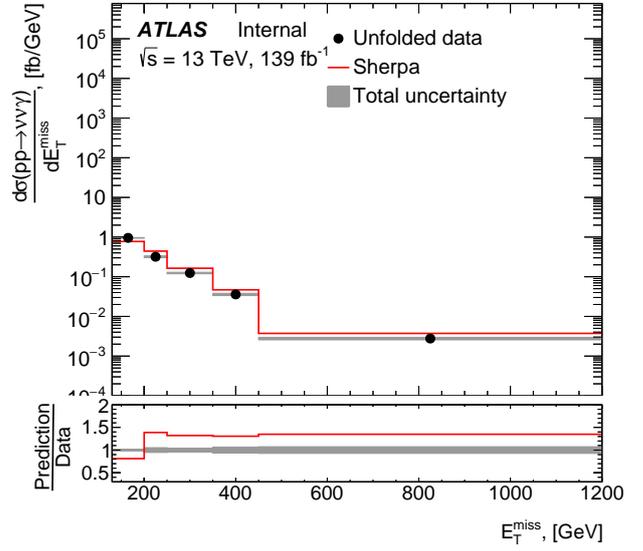


(c)

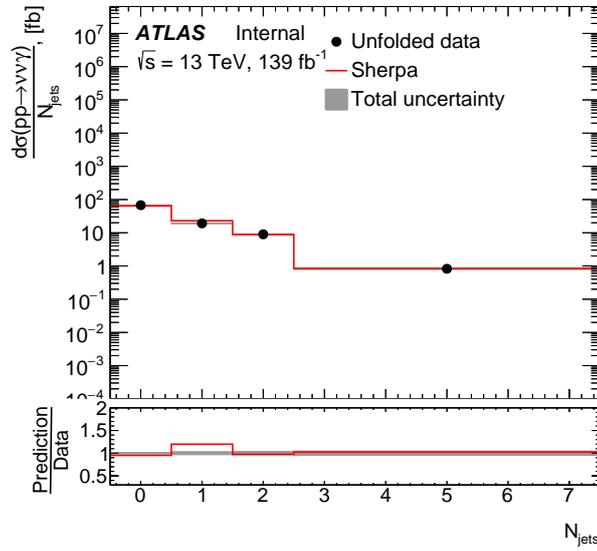
Рисунок 10 — Распределения данных, ожидаемого фона и «свёрнутого» сигнала в СО после процедуры фитирования для переменных  $E_T^\gamma$  (а),  $E_T^{\text{miss}}$  (б) и  $N_{\text{jets}}$  (в)



(a)

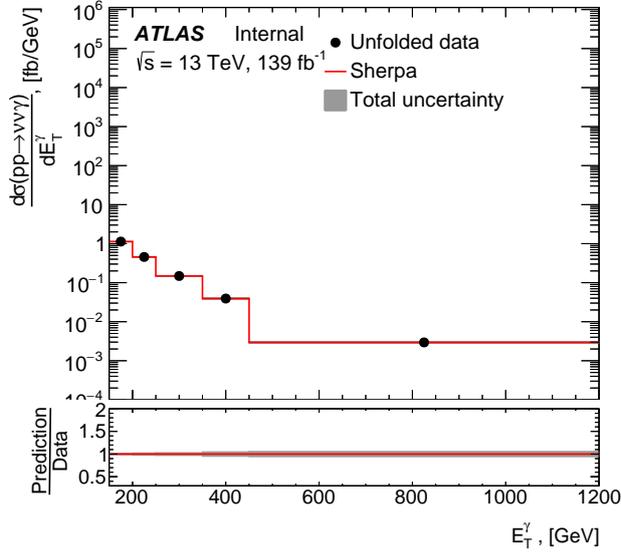


(b)

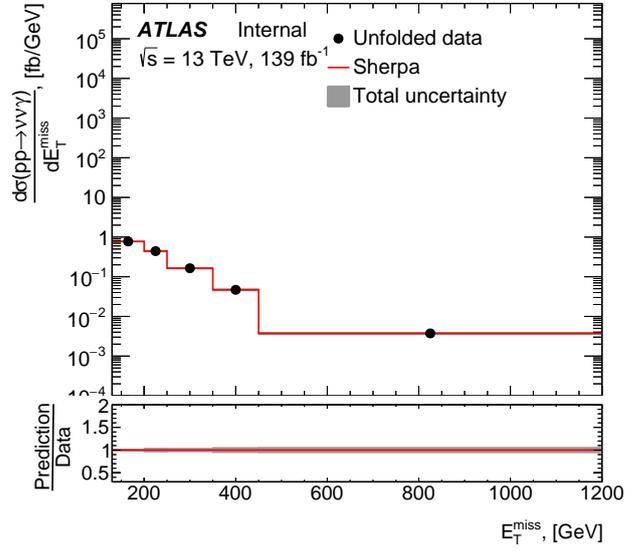


(c)

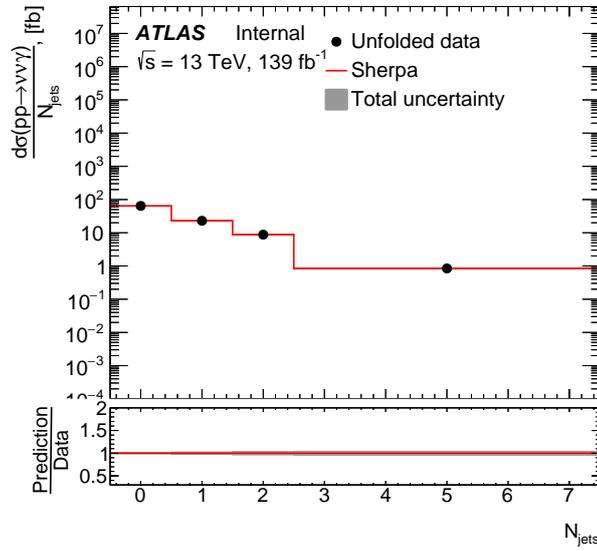
Рисунок 11 — Дифференциальные сечения как функции переменных  $E_T^\gamma$  (а),  $E_T^{\text{miss}}$  (б) и  $N_{\text{jets}}$  (в)



(a)



(b)



(c)

Рисунок 12 — Результаты проверки работы метода для переменных  $E_T^\gamma$  (а),  $E_T^{\text{miss}}$  (б) и  $N_{\text{jets}}$  (в)

# Заключение

Цель данной работы заключалась в получении дифференциальных сечений как функций нескольких переменных для процесса ассоциированного рождения  $Z$ -бозона с фотоном. В соответствии с поставленными задачами в результате данной работы:

- разработан метод оценки фоновых событий  $jet \rightarrow \gamma$ , с помощью которого получена оценка таких событий в сигнальной области, которая составила  $N_A^{jet \rightarrow \gamma} = 2070 \pm 60(\text{стат.}) \pm 150(\text{сист.})$  событий, относительная погрешность составляет  $\delta = 8\%$ . Точность данной оценки выше примерно в 1.9 раз по сравнению с точностью предсказания ABCD метода. В то же время, полученная оценка согласуется с предсказанием ABCD метода в пределах погрешности;
- произведена процедура «развёртывания» измеренного сигнала;
- получены дифференциальные сечения как функции переменных поперечной энергии фотона  $E_T^\gamma$ , потерянной поперечной энергии  $E_T^{\text{miss}}$  и количества струй  $N_{\text{jets}}$ .

В дальнейшем планируется усовершенствовать разработанный метод, получить оценку формы  $jet \rightarrow \gamma$  событий в СО по различным переменным с помощью данного метода. Также планируется получить дифференциальные сечения для других переменных. Кроме того, планируется учесть систематические погрешности при вычислении дифференциальных сечений.

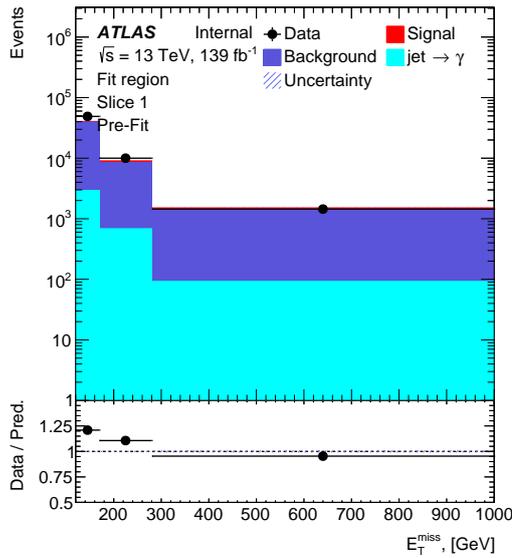
## СПИСОК ИСПОЛЬЗУЕМЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. *Higgs P. W.* Broken symmetries, massless particles and gauge fields // Phys. Lett. — 1964. — Vol. 12. — P. 132–133.
2. *Collaboration A.* Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC // Physics Letters B. — 2012. — Sept. — Vol. 716, no. 1. — P. 1–29. — URL: <https://doi.org/10.1016%2Fj.physletb.2012.08.020>.
3. *Collaboration C.* Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC // Physics Letters B. — 2012. — Vol. 716, no. 1. — P. 30–61. — ISSN 0370-2693. — URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269312008581>.
4. *Evans L., Bryant P.* LHC Machine // Journal of Instrumentation. — 2008. — Aug. — Vol. 3, no. 08. — S08001–S08001. — URL: <https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/s08001>.
5. *Group P. D.* [et al.]. Review of Particle Physics // Progress of Theoretical and Experimental Physics. — 2020. — Aug. — Vol. 2020, no. 8. — ISSN 2050-3911. — eprint: <https://academic.oup.com/ptep/article-pdf/2020/8/083C01/34673722/ptaa104.pdf>. — URL: <https://doi.org/10.1093/ptep/ptaa104> ; 083C01.
6. *Collaboration A.* // Physical Review D. — 2016. — June. — Vol. 93, no. 11. — URL: <https://doi.org/10.1103%2Fphysrevd.93.112002>.
7. *Collaboration A.* The performance of ATLAS detector. — Heidelberg : Springer, 2011. — URL: <https://cds.cern.ch/record/1485681> ; Reprinted from The European Physical Journal C (articles published between summer 2010 and spring 2011).
8. *ATLAS Collaboration.* The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider // JINST. — 2008. — Vol. 3. — S08003.

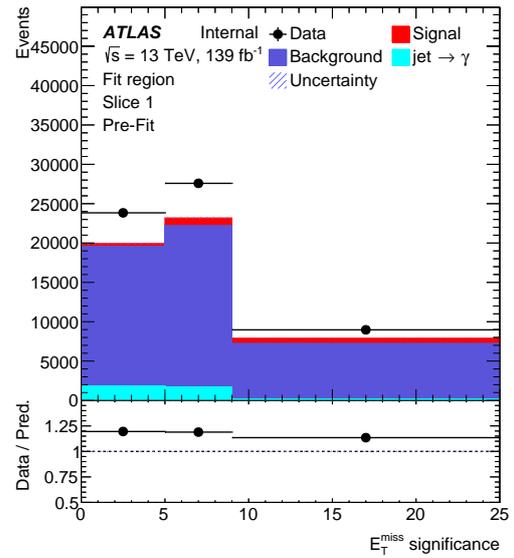
9. Electron and photon performance measurements with the ATLAS detector using the 2015–2017 LHC proton–proton collision data. — 2019. — Dec. — URL: <https://cds.cern.ch/record/2684552>.
10. URL: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/IsolationSelectionTool>.
11. *Frixione S., Nason P., Oleari C.* Matching NLO QCD computations with parton shower simulations: the POWHEG method // Journal of High Energy Physics. — 2007. — Nov. — Vol. 2007, no. 11. — P. 070–070. — ISSN 1029-8479. — URL: <http://dx.doi.org/10.1088/1126-6708/2007/11/070>.
12. *Bellm J.* [et al.]. Herwig 7.0/Herwig++ 3.0 release note // The European Physical Journal C. — 2016. — Apr. — Vol. 76, no. 4. — ISSN 1434-6052. — URL: <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-016-4018-8>.
13. Performance of missing transverse momentum reconstruction for the ATLAS detector in the first proton-proton collisions at  $\sqrt{s}=13$  TeV : tech. rep. / CERN. — Geneva, 07/2015. — URL: <https://cds.cern.ch/record/2037904> ; All figures including auxiliary figures are available at <https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/PUBNOTES/ATL-PHYS-PUB-2015-027>.
14. Object-based missing transverse momentum significance in the ATLAS detector : tech. rep. / CERN. — Geneva, 07/2018. — URL: <https://cds.cern.ch/record/2630948>.
15. *Moneta L.* [et al.]. The RooStats Project. — 2010. — URL: <https://arxiv.org/abs/1009.1003>.
16. *Verkerke W., Kirkby D.* The RooFit toolkit for data modeling. — 2003. — URL: <https://arxiv.org/abs/physics/0306116>.
17. *Aad G., al. et* // Physics Letters B. — 2011. — Vol. 706, no. 2. — P. 150–167. — URL: <https://doi.org/10.1016%5C%2Fj.physletb.2011.11.010>.

# А Распределения по различным переменным до нормировки событий

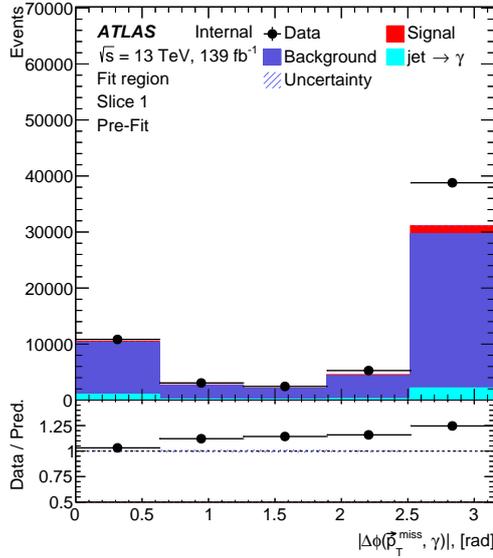
## $jet \rightarrow \gamma$ в методе слайсов



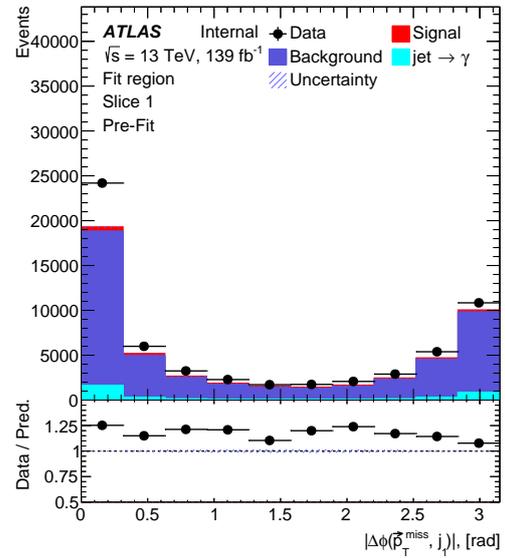
(a)



(b)



(c)



(d)

Рисунок 13 — Распределения количества событий по переменным  $E_T^{\text{miss}}$  (a), значимости  $E_T^{\text{miss}}$  (b),  $|\Delta\phi(\vec{p}_T^{\text{miss}}, \gamma)|$  (c) и  $|\Delta\phi(\vec{p}_T^{\text{miss}}, j_1)|$  (d) в данных, фоновых и сигнальном процессах, а также событий  $jet \rightarrow \gamma$  в КОЗ до процесса нормировки для 1-ого слайса

# В Распределения данных, ожидаемого фона и «свёрнутого» сигнала до процесса фитирования

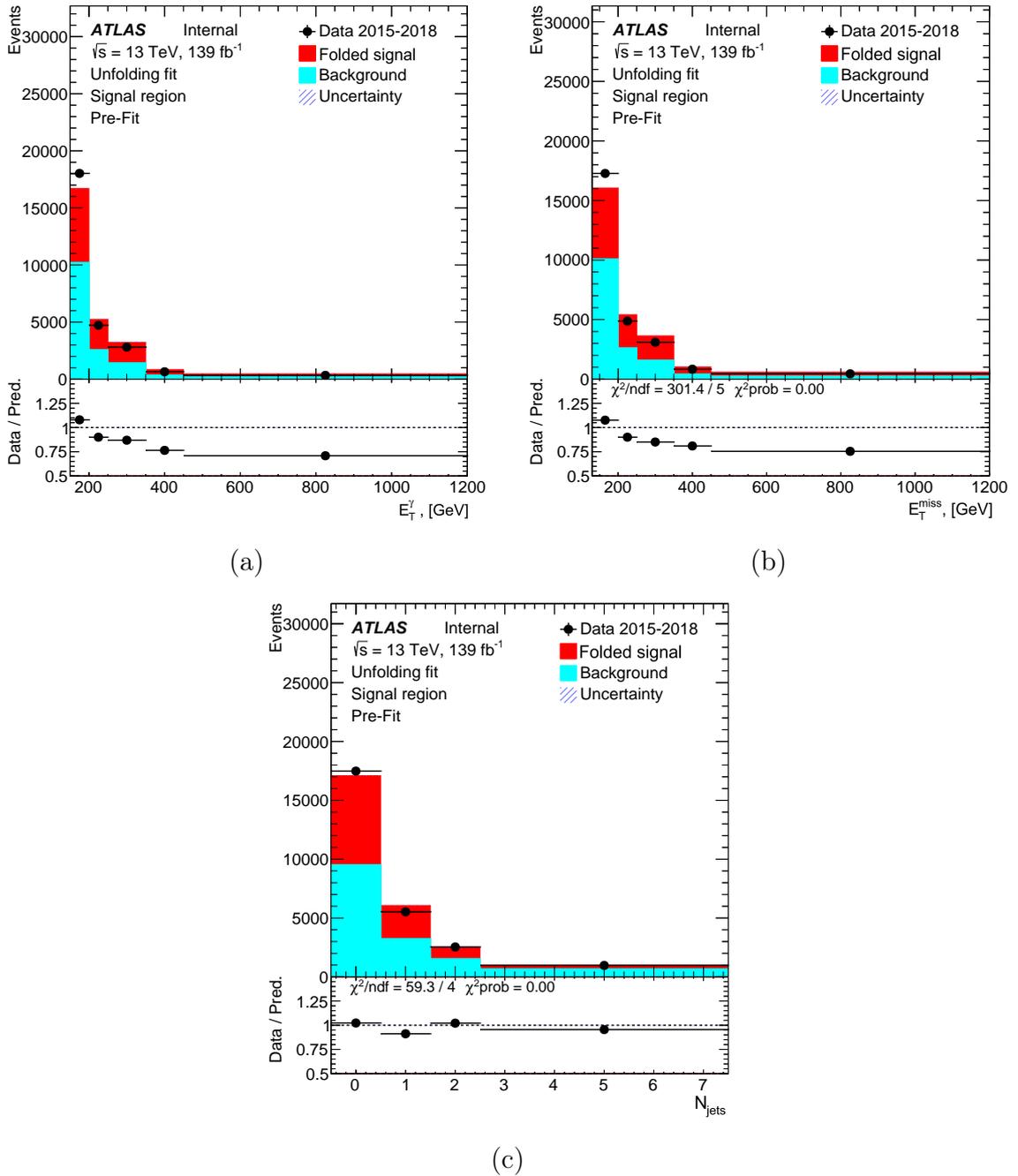


Рисунок 14 — Распределения данных, ожидаемого фона и «свёрнутого» сигнала до процедуры фитирования для переменных  $E_T^\gamma$  (а),  $E_T^{\text{miss}}$  (б) и  $N_{\text{jets}}$  (в)