

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего образования Российской Федерации
«Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
(НИЯУ МИФИ)

УДК 539.1.05

ОТЧЕТ
О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ

**ОЦЕНКА ФОНА Z +СТРУИ МЕТОДОМ СЛАЙСОВ В
ИССЛЕДОВАНИИ 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

_____ К. К. Казакова

Студент

_____ В. С. Жарова

Москва 2022

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	3
Цель работы	4
1 Устройство детектора ATLAS	5
1.1 Эксперимент ATLAS	5
1.1.1 Система координат детектора ATLAS	5
1.1.2 Внутренний детектор	6
1.1.3 Система калориметров	7
1.1.4 Мюонный спектрометр	8
1.1.5 Триггерная система	8
2 Используемые наборы и отборы событий	9
2.1 Отбор фотонов	9
2.2 Отбор событий	10
3 Оценка фона с помощью метода слайсов	12
3.1 Описание метода	13
4 Применение метода слайсов	16
4.1 Процесс нормализации	16
4.2 Линейная экстраполяция	16
Заключение	21
Список литературы	22
5 Приложение	24

ВВЕДЕНИЕ

Стандартная модель (СМ) [1] – современная теория в физике элементарных частиц, объясняющая большинство процессов и явлений в ФЭЧ. В подавляющем большинстве случаев предсказания СМ подтверждаются экспериментом, но те редкие случаи расхождения эксперимента с теорией, такие как: явление осцилляций нейтрино; факт барионной асимметрии; наличие тёмной материи и другие явления дают основания полагать, что СМ является лишь частью более универсальной теории строения мира. Это мотивирует проводить исследования, целью которых является нахождение отклонений от СМ, что приведет к открытию "новой физики".

В данной работе для исследования был выбран высокочувствительный к отклонениям от СМ процесс ассоциированного рождения Z -бозона с фотоном с последующим распадом Z -бозона на нейтрино и антинейтрино. Выбор данного конечного состояния мотивирован высокой эффективностью отбора и большой вероятностью нейтринной моды распада ($\sim 20\%$) по сравнению с модой распада в заряженные лептоны ($\sim 6.7\%$).

На рисунке 1 представлены диаграммы Фейнмана [2], 1a иллюстрирует процесс с конечным состоянием $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$, разрешенный в рамках стандартной модели, 1b – пример тройной калибровочно-бозонной вершины, запрещенной СМ.

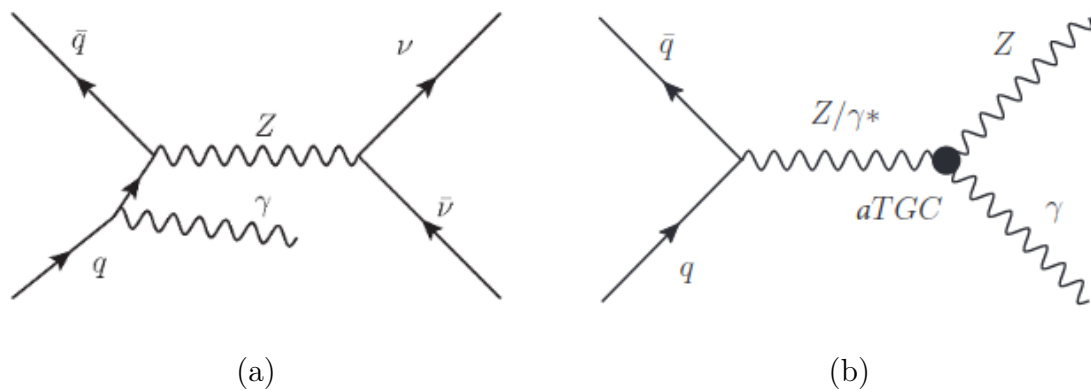


Рисунок 1 — Фейнмановские диаграммы процессов распада Z -бозона с конечным состоянием $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$.

ЦЕЛЬ РАБОТЫ

Мотивациями анализа являются:

- Получение интегрального и дифференциального сечений процесса с конечным состоянием $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ и сравнение результата с предсказаниями теории;
- Высокоточные измерения трехбозонных вершин, чувствительных к новой физике.

В соответствии с мотивацией поставлены следующие **цели**:

- Получение числа фоновых $jet \rightarrow \gamma$ событий в процессе с конечным состоянием $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ с помощью метода слайсов;
- Оценка статистической погрешности числа $jet \rightarrow \gamma$ событий.

1. УСТРОЙСТВО ДЕТЕКТОРА ATLAS

1.1. ЭКСПЕРИМЕНТ ATLAS

ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) – эксперимент на Большом адронном коллайдере (БАК), расположенном в Европейской организации по ядерным исследованиям в CERN [3]. Является одноименным многоцелевым детектором элементарных частиц, предназначенным для исследования протон-протонных столкновений и столкновений тяжелых ионов. Задачами эксперимента являются поиск бозона Хиггса и «новой физики». Изображенный на рисунке 2 детектор ATLAS осесимметричен относительно продольного направления пучка ускоренных протонов и обладает трансляционной симметрией относительно точки взаимодействия. Детектор состоит из внутренней трековой системы, окруженной тонким сверхпроводящим соленоидом, электромагнитного, адронного калориметров и мюонного спектрометра.

1.1.1. СИСТЕМА КООРДИНАТ ДЕТЕКТОРА ATLAS

Одна из основных систем отсчет в эксперименте – прямоугольная система координат. Номинальная точка взаимодействия определяет начало системы координат. Ось z направлена по лучу, плоскость xOy перпендикулярна ему таким образом, что ось x направлена от точки взаимодействия к центру кольца БАКа, а ось y направлена вверх. Цилиндрическая система характеризуется азимутальным углом ϕ , измеряемым вокруг оси луча в плоскости xOy , и полярным углом θ , отсчитываемого от положительного направления оси z . Псевдобыстрота – безразмерная физическая величина, показывающая отклонение движения элементарной частицы от оси пучка, задается формулой (1):

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

Угловое расстояние между частицами выражается с помощью псевдобыст-

роты и азимутального угла формулой (2):

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

Формулы (3) и (4) определяют поперечные импульс и энергию:

$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} = |\vec{p}| \sin \theta, \quad (3)$$

$$E_T = E \sin \theta. \quad (4)$$

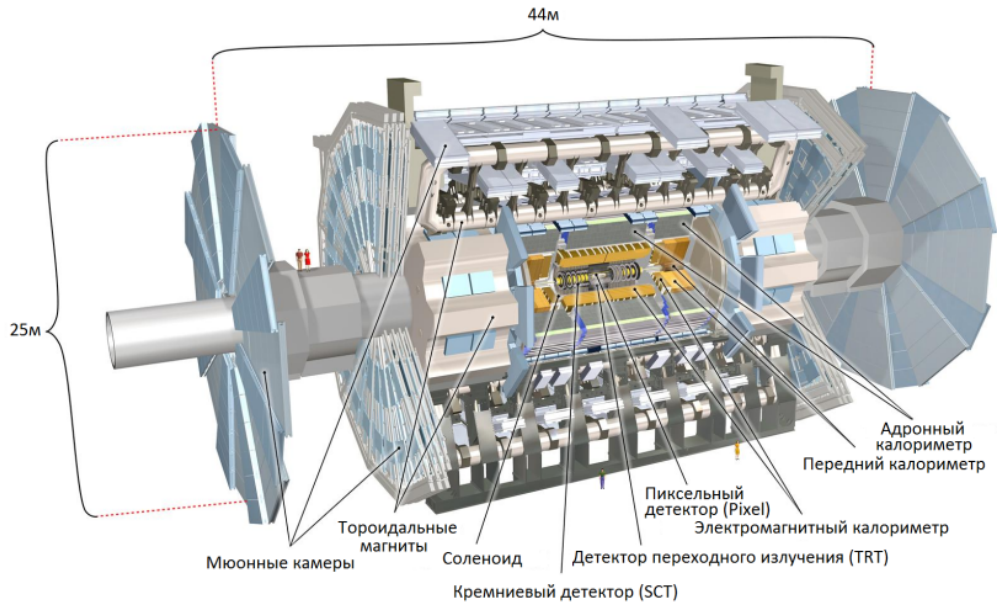


Рисунок 2 — Схема детектора ATLAS и его подсистем

1.1.2. ВНУТРЕННИЙ ДЕТЕКТОР

Внутренний детектор (ВД) расположен в центральной части детектора ATLAS. Его задачей является прецизионное измерение координат и импульсов заряженных частиц. Реконструированные треки заряженных частиц получают искривленными благодаря магнитному полю в 2 Тл от соленоида, что позволяет восстановить импульсы частиц. ВД состоит из трех подсистем,

изображенных на рисунке 2: пиксельного и микрострипового кремниевого детекторов, обеспечивающих измерения в области псевдобыстрот $|\eta| < 2.5$, а также трекера переходного излучения, охватывающего область $|\eta| < 2.0$.

Задача пиксельного кремниевого детектора заключается в наиболее точном измерении координат вблизи соударений пучков. Заряженная частица пересекает три слоя пиксельного детектора, создавая в результате ионизационных потерь свободные носители заряда: электроны и дырки. Приложенное к пикселю напряжение обеспечивает дрейф пары в определенную сторону пикселя и формирует сигнал. Интегральная доза излучения влияет на работу датчиков детектора. Для уменьшения воздействия радиации на пиксель, детектор работает при температуре от -5 до -10°C .

Преодолев три слоя пикселей, частица пересекает восемь слоев микрострипового кремниевого детектора, механизм работы которого подобен пиксельному. На каждый модуль приходится 768 стрипов длиной 6.4 см, со средним шагом нанесения стрипов 80 мкм.

Трекер переходного излучения представляет собой систему из порядка порядка 351000 дрейфовых тонкостенных трубок диаметром 4 мм с активной газовой смесью $Xe/CO_2/O_2$ (70%/27%/3%), пространство между которыми заполнено полипропиленовым материалом, являющимся источником переходного излучения. В центре трубки размещена анодная нить для снятия сигнала.

Кроме того, основанная на Xe газовая смесь позволяет регистрировать фотоны от переходного излучения, так как обеспечивает большое энерговыделение по сравнению с детектируемыми заряженными частицами.

1.1.3. СИСТЕМА КАЛОРИМЕТРОВ

Задачей калориметров является измерение энергии и позиций пришедших в него частиц. Кроме того, система калориметров позволяет вычислять недостающую энергию E_T^{miss} [4]. Конструкция калориметров обеспечивает снижение фонового потока мюонов, достигающих мюонной системы. Калориметрическая система, включающая в себя электромагнитный (ЭМК) и адронный калориметры, охватывает диапазон псевдобыстрот $|\eta| < 4.9$. Высокая степень

сегментирования электромагнитного калориметра в области псевдобыстрот $|\eta| < 2.5$ позволяет достоверно идентифицировать электроны и фотоны. Адронный калориметр, расположенный непосредственно за пределами электромагнитного калориметра, предназначен для измерения энергии адронов.

1.1.4. МЮОННЫЙ СПЕКТРОМЕТР

Мюонный спектрометр (МС) предназначен для измерения импульсов мюонов и идентификации мюонов высоких энергий в области псевдобыстрот $|\eta| < 2.7$. Камеры составляющие МС размещены во внешнем магнитном поле, создаваемом тороидальными магнитами (барельным и эндкапными). К системе прецезионных камер, производящих измерение импульса мюона с помощью трека, изгибающегося в поле тороидальных магнитов, относятся: мониторируемые дрейфовые трубки, катодные стриповые камеры. Резистивные плоские камеры и тонко-зазорные камеры образуют систему триггерных камер МС.

1.1.5. ТРИГГЕРНАЯ СИСТЕМА

Триггерная система, являющаяся первой ступенью отбора событий, обеспечивает выделение интересных событий среди огромного количества фоновых, а также уменьшает частоту событий с ~ 40 МГц до частоты ~ 200 Гц, которая может быть использована для записи данных. Уровни реализующие триггер: триггер первого уровня, использующий ограниченное количество информации детектора от калориметров и триггерных мюонных камер для принятия решения за менее чем 2.5 мкс и снижающий частоту до ~ 75 кГц; триггер высокого уровня, использующий больше информации детекторов и снижающий частоту потока до ~ 1 кГц.

2. ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ НАБОРЫ И ОТБОРЫ СОБЫТИЙ

В настоящем анализе использовались наборы данных Run II протон-протонных столкновений с энергией в системе центра масс $\sqrt{s}=13$ ТэВ и интегральной светимостью $L = \int L dt = 139 \text{ fb}^{-1}$, набранные детектором ATLAS в период с 2015 по 2018 гг.

Кроме того, в работе использовались Монте-Карло (МК) наборы. Многоструйные события, $V\gamma$ события, содержащие лептонную пару и/или фотон сгенерированы с помощью Sherpa [5]. $t\bar{t}$ события моделируются с помощью Powheg [6]. Pythia 8 [7] используется для моделирования $W(\rightarrow l\nu)\gamma$ фона. Адронизация воспроизводится с помощью моделей партонных ливней Pythia 8 и Herwig 7 [8].

2.1. ОТБОР ФОТОНОВ

Преимущественно фотоны реконструируются на основе кластеров в ЭМК. При прохождении фотона в веществе внутреннего детектора возможно рождение электрон-позитронной пары, которая может быть зарегистрирована трековым детектором. Фотоны, восстановленные из такой электрон-позитронной пары, называют конверсионными. У неконверсионных фотонов кластеры не совпадают с треками пары. Форма ливня, создаваемая в ЭМК кандидатами в фотоны, позволяет отличить фотоны от адронных струй, которые создают схожий отклик детектора. Для фотонов определяется два типа селекции: мягкая «Loose» и жесткая «Tight» идентификации. «Loose» критерий, используемый для триггерных целей, предоставляет возможность получить сравнительно высокую фотонную эффективность идентификации при низком уровне подавления по переменным адронной утечки. «Tight» критерий обеспечивает эффективность идентификации фотонов на уровне 85%.

Требуется, чтобы кандидат в фотоны, был реконструирован в диапазоне псевдобыстрот $|\eta| < 2.37$, кроме области $1.37 < |\eta| < 1.52$, из-за особенностей

калориметра. Также накладывається условие на величину поперечной энергии $E_T^\gamma > 150$ ГэВ. Отбор на изолированность заключается в том, что энерговыделение E_T^{cone} в регионе изолированности (конус раствором ΔR вокруг кластера фотонного кандидата), должно быть менее определённого порога. Величины $E_T^{\text{cone}20}$, $p_T^{\text{cone}20}$ – энерговыделение и суммарный поперечный импульс в калориметре внутри конуса раствором $\Delta R=0.2$, p_T^γ – поперечный импульс фотона – определяют калориметрическую и трековую изоляции. В данном анализе, как показано в таблице 3, используется FixedCutLoose изоляционная рабочая точка.

Изоляция	Калориметрическая изоляция	Трековая изоляция
FixedCutLoose	$E_T^{\text{cone}20} - 0.065 \cdot p_T^{\text{cone}20} < 0$ ГэВ	$p_T^{\text{cone}20} / p_T^\gamma < 0.05$

Таблица 1 – Изоляционная рабочая точка FCLoose

2.2. ОТБОР СОБЫТИЙ

Конечное состояние $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ характеризуется высоким потерянными поперечным импульсом и изолированным фотоном высокой энергии. В таблице 2 приведены отборы событий, которые применялись в анализе:

Переменная	Ограничение
E_T^γ	> 150 ГэВ
E_T^{miss}	> 130 ГэВ
Число "жестких" фотонов	$N_\gamma = 1$
Лептонное вето	$N_\mu = 0, N_e = 0$
Значимость E_T^{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 с конечным состоянием $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$

Значимость E_T^{miss} [9] – это величина, отделяющая события с правдивой величиной потерянной поперечной энергии от событий с "фальшивой" величиной, в основном обусловленной либо неполной реконструкцией адронных струй,

либо от неверного измерения их энергии, что приводит к увеличению изначально низкой величины потерянного импульса. Значимость E_T^{miss} определяется для проверки гипотезы о том, что величина полного поперечного импульса p_T^{inv} , переносимого "невидимыми" частицами, равна нулю, против гипотезы, о том, что p_T^{inv} отличен от нуля. Введением функции правдоподобия $\mathcal{L}(E_T^{\text{miss}}|p_T^{\text{inv}})$ правдоподобия значимость \mathcal{S} опреляется согласно 5:

$$\mathcal{S}^2 = 2 \ln \frac{\max_{p_T^{\text{inv}} \neq 0} \mathcal{L}(E_T^{\text{miss}}|p_T^{\text{inv}})}{\max_{p_T^{\text{inv}} = 0} \mathcal{L}(E_T^{\text{miss}}|p_T^{\text{inv}})}. \quad (5)$$

Откуда следует, что значимость может быть выражена согласно 6:

$$\mathcal{S}^2 = \frac{|E_T^{\text{miss}}|^2}{\sigma_L^2(1 - \rho_{LT}^2)}, \quad (6)$$

где σ_L – дисперсия измеренного E_T^{miss} в продольном направлении, ρ_{LT} – корреляционный фактор измерения продольной и поперечной компонент E_T^{miss} .

Переменные $|\Delta\phi(\vec{p}_T^{\text{miss}}, \gamma)|$, $|\Delta\phi(\vec{p}_T^{\text{miss}}, j_1)|$ определяют разность азимутальных углов между \vec{p}_T^{miss} – вектором дисбаланса суммарного импульса в поперечной плоскости – и фотоном и адронной струей соответственно.

3. ОЦЕНКА ФОНА С ПОМОЩЬЮ МЕТОДА СЛАЙСОВ

Сигнатура исследуемого $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ процесса может быть воспроизведена в ряде фоновых процессов, которыми являются:

- ($\sim 35\%$) $\gamma + \text{jet}$ события, в которых большой E_T^{miss} обусловлен неверно измеренной энергией струй;
- ($\sim 26\%$) $W(\rightarrow l\nu)\gamma$, где τ может распадаться на адроны, или где электрон или мюон от распада τ или W не регистрируется;
- ($\sim 20\%$) $W(e\nu)$, моно- t и $t\bar{t}$ события, где электрон в конечном состоянии неверно идентифицируется как фотон $\rightarrow \gamma$;
- ($\sim 14\%$) $\text{jet} \rightarrow \gamma$, к которым относятся Zj и $W(\tau\nu)h.c.$, где одна из струй неверно идентифицируется как фотон;
- ($\sim 1.9\%$) $Z(ll) + \gamma$, в которых τ может распадаться на адроны или электрон или мюон от распада τ или Z не регистрируется;
- ($\sim 1.6\%$) $t\bar{t}\gamma$, в которых один или оба из W бозона от распада t -кварка распадаются на лептоны, а затем τ либо распадается на адроны, либо не восстанавливается.

В текущем анализе оценивается фон $\text{jet} \rightarrow \gamma$, обусловленный неверной идентификацией адронной струи как фотона в событиях Zj и $W(\tau\nu)h.c.$. Струи, содержащие нейтральные π^0 η^0 мезоны, которые в свою очередь распадаются в пару фотонов, могут пройти отбор в фотоны, так как отклики детектора от пары фотонов накладываются друг на друга, а их совместные электромагнитные ливни в калориметре выглядят как ливень от отдельного изолированного фотона.

3.1. ОПИСАНИЕ МЕТОДА

Наибольшая доля $\text{jet} \rightarrow \gamma$ событий, где струя неверно идентифицируется как фотон происходит в процессах Zj и $W(\tau\nu)h.c.$. Фон, обусловленный неверной идентификацией, плохо моделируется с помощью МК, поэтому для получения наиболее точной оценки необходимо использовать метод, основанный на данных. В данном анализе используется метод слайсов. Изоляционной рабочей точкой является FixedCutLoose. Метод содержит четыре региона, изображенных на рисунке 3. Сигнальный и контрольные регионы определяются кинематической селекцией и изоляционными критериями:

- Изолированный сигнальный регион (СР): события в этом регионе содержат лидирующий фотон, который отвечает критерию изолированности ($E_T^{\text{cone20}} - 0.065 \cdot p_T^{\text{cone20}} < 0$ ГэВ), и удовлетворяют сигнальной кинематической селекцией;
- Изолированный фит регион (ФР): события в этом регионе содержат лидирующий фотон, который отвечает критерию изолированности ($E_T^{\text{cone20}} - 0.065 \cdot p_T^{\text{cone20}} < 0$ ГэВ), и удовлетворяют ортогональной кинематической селекцией по отношению к сигнальной;
- Неизолированная контрольная область 1 (КР1): события в этом регионе содержат лидирующий фотон, который отвечает критерию изолированности ($E_T^{\text{cone20}} - 0.065 \cdot p_T^{\text{cone20}} > 0$ ГэВ), и удовлетворяют ортогональной кинематической селекцией по отношению к сигнальной;
- Неизолированная контрольная область 2 (КР2): события в этом регионе содержат лидирующий фотон, который отвечает критерию изолированности ($E_T^{\text{cone20}} - 0.065 \cdot p_T^{\text{cone20}} > 0$ ГэВ), и удовлетворяют сигнальной кинематической селекцией.

Во всех областях фотон является "жестким"(tight). В изолированных регионах фотон отвечает трековой изоляции $p_T^{\text{cone20}}/p_T^\gamma < 0.05$. Для увеличения статистики в неизолированных регионах фотон удовлетворяет инвертированной трековой изоляции $p_T^{\text{cone20}}/p_T^\gamma > 0.05$.

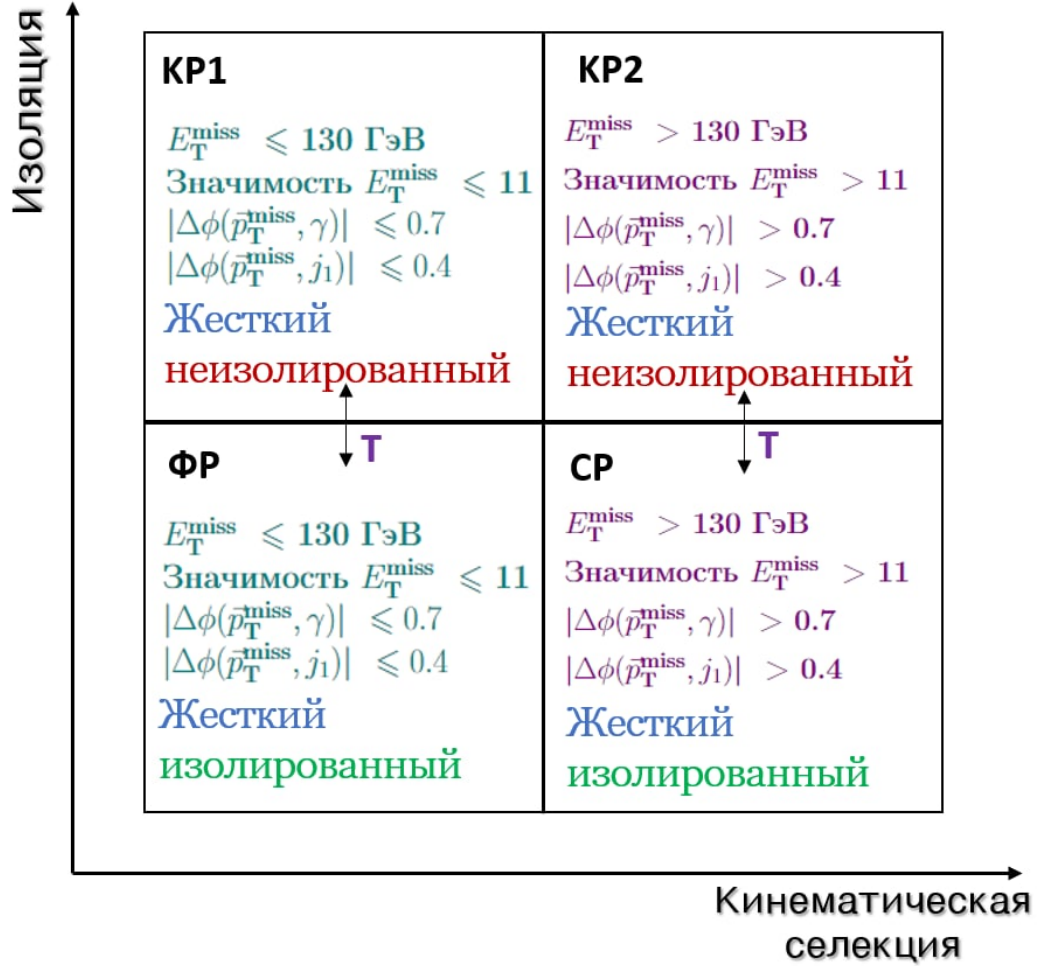


Рисунок 3 — Контрольные регионы.

Из предположения, что есть связь между количеством фоновых $\text{jet} \rightarrow \gamma$ событий в регионах KP1 и ФР, KP2 и СР, ортогональных между собой по калориметрической изоляции, введен параметр T-фактор, характеризующий эту связь. Чтобы избежать зависимости от изоляции и повысить точность оценки, необходимо разделить неизолированные регионы на последовательные интервалы переменной изоляции – слайсы, и могут быть представлены как: $[0.065, 0.080, 0.095, 0.115, 0.140]$. Тогда для каждого слайса T-фактор определяется следующим образом:

$$T_{(i)} = \frac{N_{FR(i)}^{\text{jet} \rightarrow \gamma}}{N_{CR1(i)}^{\text{jet} \rightarrow \gamma}}, \quad (7)$$

где $N_{FR(i)}^{jet \rightarrow \gamma}$, $N_{CR1(i)}^{jet \rightarrow \gamma}$ – количество $jet \rightarrow \gamma$ событий в ФР и КР1 для i -го слайса соответственно.

Количество событий $jet \rightarrow \gamma$ в i -ом слайсе CR1 находится из соотношения 8:

$$N_{CR1(i)}^{jet \rightarrow \gamma} = N_{CR1(i)}^{data} - N_{CR1(i)}^{sig} - N_{CR1(i)}^{bkg}, \quad (8)$$

где $N_{CR1(i)}^{bkg}$ – фон, не относящийся к оцениваемому фону $jet \rightarrow \gamma$ в CR1 для i -го слайса. Количество $N_{CR1(i)}^{sig}$ сигнальных событий в CR1 для i -го слайса, количество $N_{CR1(i)}^{data}$ событий в данных.

Количество $N_{CR1(i)}^{jet \rightarrow \gamma}$ событий используется в ФР и нормализуется таким образом, что общее количество событий в фит регионе определяется как:

$$N_{FR(i)}^{data} = \alpha \cdot (N_{FR(i)}^{sig} + N_{FR(i)}^{bkg}) + N_{FR(i)}^{jet \rightarrow \gamma}, \quad (9)$$

где $N_{FR(i)}^{sig}$ – количество сигнальных событий в фит регионе, $N_{FR(i)}^{bkg}$ – фон в ФР, не относящийся к оцениваемому фону $jet \rightarrow \gamma$.

Параметр $\Gamma_{(i)}$ характеризует восстановленное количество $N_{FR(i)}^{jet \rightarrow \gamma}$ событий $jet \rightarrow \gamma$ согласно формуле 7. В данном анализе коэффициент нормализации α принимается равным единице.

Полученный из фита для каждого слайса параметр $\Gamma_{(i)}$ применяется к количеству $N_{CR2(i)}^{jet \rightarrow \gamma}$ событий $jet \rightarrow \gamma$ с целью экстраполяции в сигнальный регион:

$$N_{SR(i)}^{jet \rightarrow \gamma} = \Gamma_{(i)} \cdot (N_{CR2(i)}^{data} - N_{CR2(i)}^{sig} - N_{CR2(i)}^{bkg}), \quad (10)$$

где количество $N_{CR2(i)}^{data}$ событий в данных для i -го слайса контрольного региона 2, $N_{CR2(i)}^{sig}$ – количество сигнальных событий в CR2 для i -го слайса, количество $N_{CR2(i)}^{bkg}$ фоновых событий, не относящихся к оцениваемому $jet \rightarrow \gamma$ фону.

4. ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА СЛАЙСОВ

4.1. ПРОЦЕСС НОРМАЛИЗАЦИИ

Нормализация производится в фит регионе (FR) с использованием пакета TRExFitter [10] по переменным E_T^{miss} , E_T^{miss} significance, $|\Delta\phi(\vec{p}_T^{\text{miss}}, \gamma)|$ и $|\Delta\phi(\vec{p}_T^{\text{miss}}, j_1)|$.

На рисунке 4 представлены распределения после фитирования по рассматриваемым переменным для 1-го слайса. Распределения до фитирования приведены на рисунке 7 в разделе 5.

В таблице 3 для каждой переменной приведены значения параметра $T_{(i)}$, полученного в результате фитирования в FR формы $jet \rightarrow \gamma$, взятой из (i)-го слайса CR1.

Слайс	T_1, E_T^{miss}	T_2, E_T^{miss} sign.	$T_3, \Delta\phi(\vec{p}_T^{\text{miss}}, j_1) $	$T_4, \Delta\phi(\vec{p}_T^{\text{miss}}, \gamma) $
1	3.42 ± 0.08	3.41 ± 0.08	3.45 ± 0.08	3.33 ± 0.07
2	4.11 ± 0.09	3.97 ± 0.09	3.99 ± 0.09	3.81 ± 0.08
3	4.27 ± 0.09	4.04 ± 0.09	4.08 ± 0.09	3.87 ± 0.08
4	5.26 ± 0.12	4.99 ± 0.11	4.97 ± 0.11	4.60 ± 0.10
5	2.01 ± 0.04	1.79 ± 0.04	1.72 ± 0.04	1.51 ± 0.04

Таблица 3 — Параметр $T_{(i)}$ -фактор.

4.2. ЛИНЕЙНАЯ ЭКСТРАПОЛЯЦИЯ

Согласно соотношению 11:

$$N_{CR2(i)}^{jet \rightarrow \gamma} = N_{CR2(i)}^{\text{data}} - N_{CR2(i)}^{\text{sig}} - N_{CR2(i)}^{\text{bkg}} \quad (11)$$

получены наблюдаемые $jet \rightarrow \gamma$ события в CR2 для каждого слайса. Соответствующие значения представлены в таблице 4:

Слайс	Наблюдаемое $N_{CR2(i)}^{jet \rightarrow \gamma}$
1	440 ± 20
2	320 ± 19
3	265 ± 17
4	207 ± 15
5	360 ± 20

Таблица 4 — Наблюдаемые $jet \rightarrow \gamma$ события в CR2 для каждого слайса.

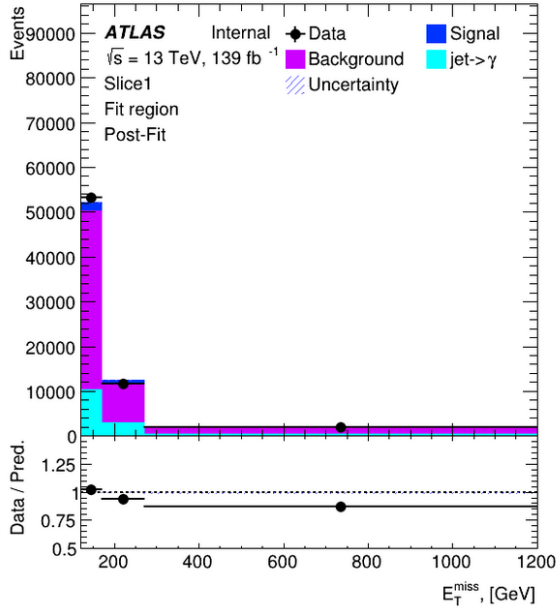
На основе значений из таблицы 3 по формуле 10 восстановлено количество $jet \rightarrow \gamma$ событий в сигнальном регионе для каждого слайса. В таблице 5 приведены полученные результаты:

Слайс	$N_{CR2}^{jet \rightarrow \gamma}$			
	E_T^{miss}	E_T^{miss} sign.	$ \Delta\phi(\vec{p}_T^{miss}, j_1) $	$ \Delta\phi(\vec{p}_T^{miss}, \gamma) $
1	1520 ± 80	1520 ± 80	1530 ± 80	1480 ± 80
2	1310 ± 80	1270 ± 80	1280 ± 80	1220 ± 80
3	1130 ± 80	1070 ± 70	1080 ± 70	1020 ± 70
4	1090 ± 80	1030 ± 80	1030 ± 80	950 ± 70
5	730 ± 50	650 ± 40	620 ± 40	550 ± 40

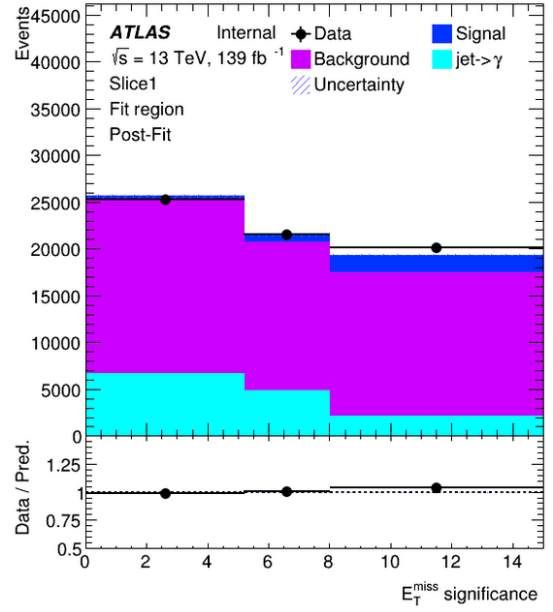
Таблица 5 — $jet \rightarrow \gamma$ события в KP2 для каждого слайса.

Координата по оси абсцисс, в которую экстраполируется количество $N_{SR}^{jet \rightarrow \gamma}$ событий из неизолированной контрольной области (CR2) в изолированный сигнальный регион, получена с использованием МК наборов процессов с конечным состоянием $Zj, W(\tau\nu)h.c.$ в сигнальном регионе и характеризует точку по изоляции, в которой ожидается максимальное количество сигнальных событий. К полученному распределению применен Ландау фит (для сравнения был также взят Гаус фит, хи-квадрат которого принимает значение $\chi^2/N_{d.o.f.} = 149.68/26$), точка экстраполяции принимает значение: $X=0.014 \pm 0.010$.

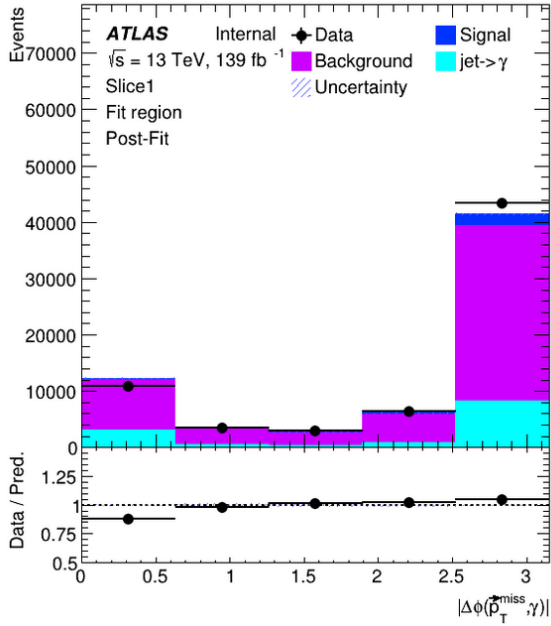
Для каждой переменной была построена зависимость числа $jet \rightarrow \gamma$ событий в зависимости калориметрической изоляции и произведена линейная



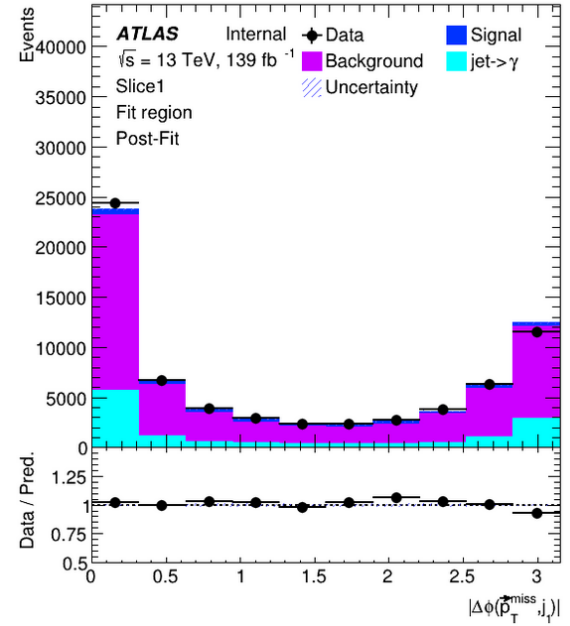
(a)



(b)



(c)



(d)

Рисунок 4 — Распределения по рассматриваемым переменным после фитирования: E_T^{miss} 4а, E_T^{miss} significance 4б, $|\Delta\phi(\vec{p}_T^{\text{miss}}, \gamma)|$ 4с и $|\Delta\phi(\vec{p}_T^{\text{miss}}, j_1)|$ 4д для слайса 1.

аппроксимация по методу наименьших квадратов (МНК). Методом линейной экстраполяции, как показано на рисунке 6, для каждой переменной получены значения количества $jet \rightarrow \gamma$ событий в точке X, результаты приведены в

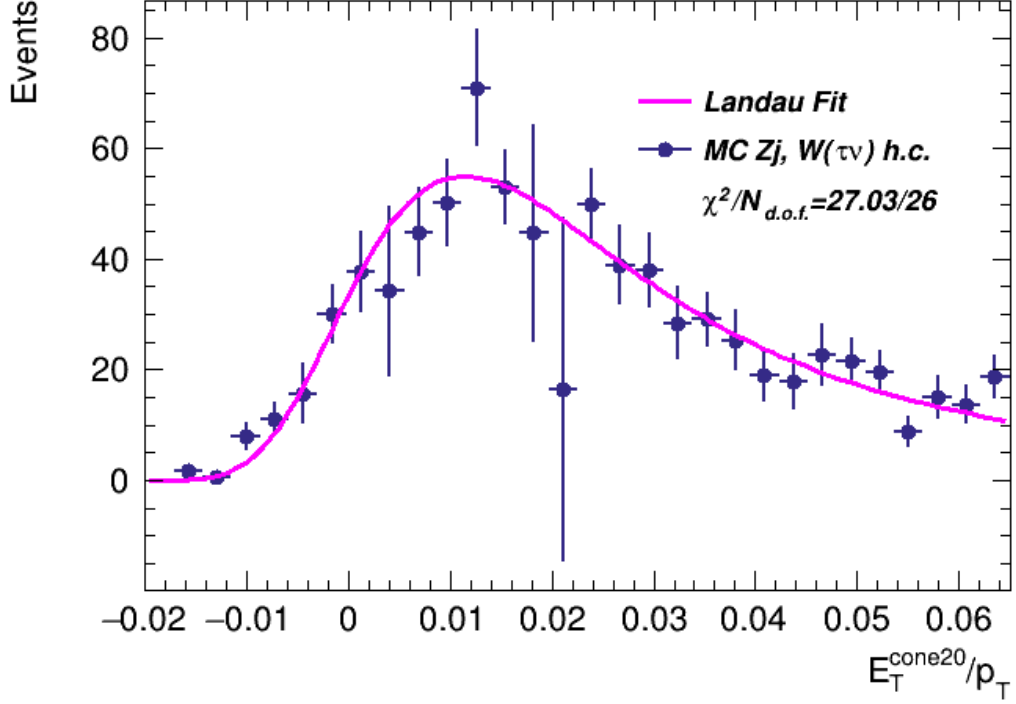


Рисунок 5 — Распределение по изоляции для $jet \rightarrow \gamma$ МК наборов.

таблице 6.

Переменная	Количество $N_{SR}^{jet \rightarrow \gamma}$ событий в $X=0.014$
E_T^{miss}	2000 ± 100
$E_T^{\text{miss}} \text{ sign.}$	2020 ± 110
$ \Delta\phi(\vec{p}_T^{\text{miss}}, \gamma) $	2030 ± 120
$ \Delta\phi(\vec{p}_T^{\text{miss}}, j_1) $	2070 ± 110

Таблица 6 — Число $jet \rightarrow \gamma$ событий в точке X для каждой переменной.

Число $jet \rightarrow \gamma$ событий в точке $X=0.014$ оценено как среднее взвешенное:

$$\bar{X} = \frac{\sum \frac{x_k}{\sigma_{x_k}^2}}{\sum \frac{1}{\sigma_{x_k}^2}} \quad (12)$$

Погрешность $\sigma_{\bar{X}}^2$ величины \bar{X} находится из соотношения 13:

$$\frac{1}{\sigma_{\bar{X}}^2} = \sum \frac{1}{\sigma_{x_k}^2} \quad (13)$$

Конечное значение фоновых событий от неверной идентификации адронной струи как фотона в сигнальном регионе составляет: $N_{SR}^{jet \rightarrow \gamma} = 2030 \pm 50$.

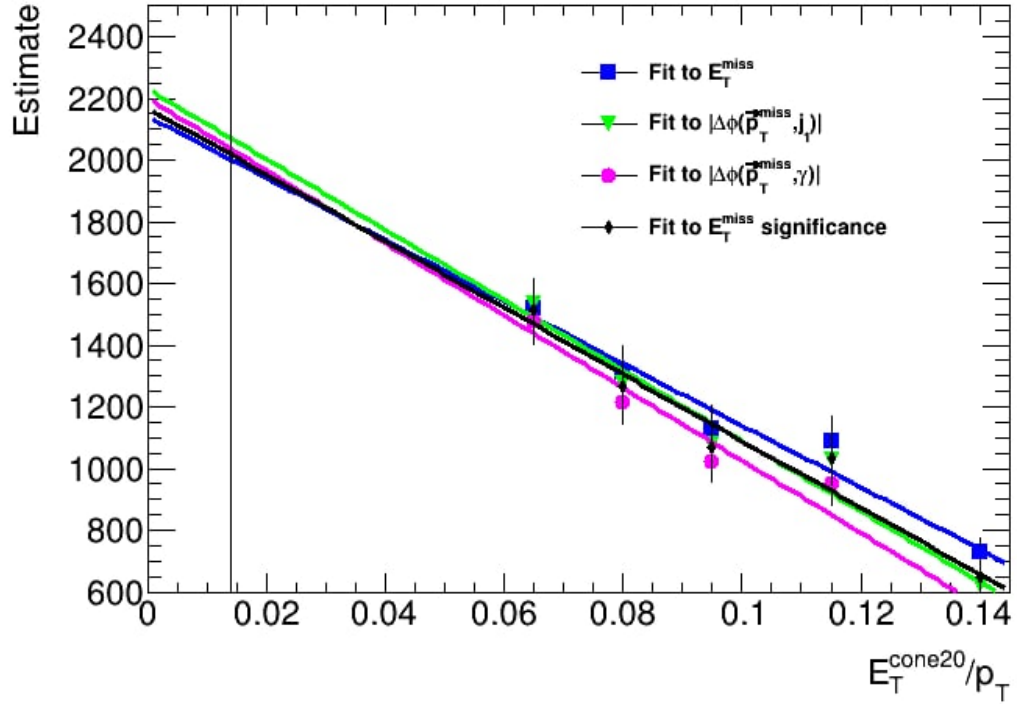


Рисунок 6 — Зависимость числа $jet \rightarrow \gamma$ событий от калориметрической изоляции для каждой переменной.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Целью работы было получение числа фоновых событий в сигнальном регионе, обусловленных неверной идентификации адронной струи как фотона в процессе ассоциированного рождения Z -бозона с изолированным фотоном. В результате работы:

- С помощью метода слайсов получено число фоновых $jet \rightarrow \gamma$ событий в сигнальной области в процессе с конечным состоянием $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$. Значение составляет: $N_{SR}^{jet \rightarrow \gamma} = 2030 \pm 50$.
- Оценена относительная статистическая погрешность числа $jet \rightarrow \gamma$ событий: 2.5%.

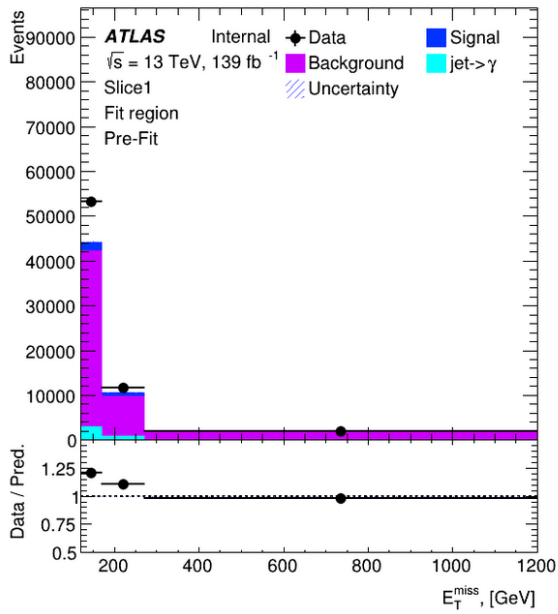
В будущем планируется получить систематическую погрешность.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

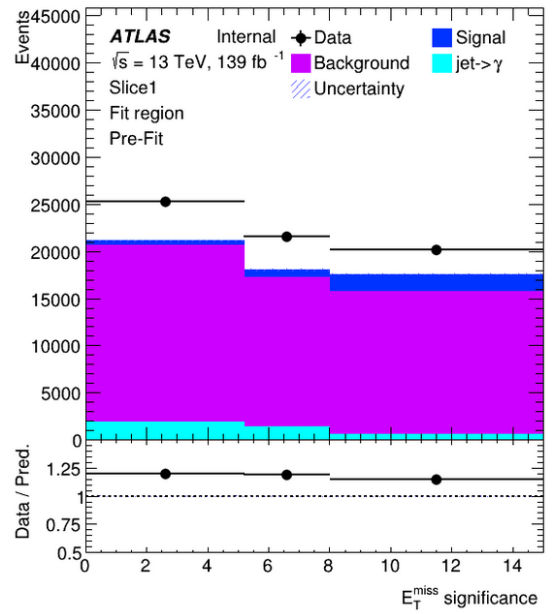
- [1] В.М. Емельянов Стандартная модель и её расширения. / под ред. Ярунина В.С. М.: Физматлит, 2007.
- [2] ATLAS Collaboration. Measurement of the $Z\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$ production cross section in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ tev with the atlas detector and limits on anomalous triple gauge-boson couplings. *Journal of High Energy Physics*, (10), 2018. [https://doi.org/10.1007/JHEP12\(2018\)010](https://doi.org/10.1007/JHEP12(2018)010).
- [3] ATLAS Collaboration. The atlas experiment at the cern large hadron collider. *JINST*, 3(08):S08003, 2008. <https://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08003>.
- [4] ATLAS Collaboration. Performance of missing transverse momentum reconstruction with the atlas detector using proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ tev. *Eur. Phys. J.*, 2018. <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-018-6288-9>.
- [5] Hoeche S. Krauss F., Gleisberg T. et al. Event generation with sherpa 1.1. *JHEP*, 2008. 0902. c. 007.
- [6] Oleari C. Frixione S., Nason P. et al. Matching nlo qcd computations with parton shower simulations: the powheg method. *Journal of High Energy Physics.*, 2007. <http://dx.doi.org/10.1088/1126-6708/2007/11/070>.
- [7] Sjostrand T. et al. Pythia 6.4 physics and manual. *JHEP*, 2006. T. 0605. c. 026.
- [8] Bellm J. et al. Herwig 7.0/herwig++ 3.0 release note. *The European Physical Journal*, 76, 2016. <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-016-4018-8>.
- [9] ATLAS. Object-based missing transverse momentum significance in the ATLAS detector. Technical report, CERN, Geneva, 2018. <https://cds.cern.ch/record/2630948>.

- [10] Trexfitter documentation. 2021. <https://trexfitter-docs.web.cern.ch/trexfitter-docs>.

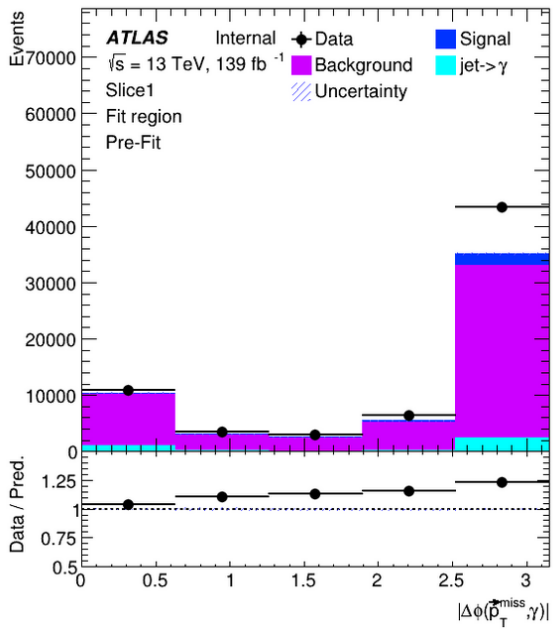
5. ПРИЛОЖЕНИЕ



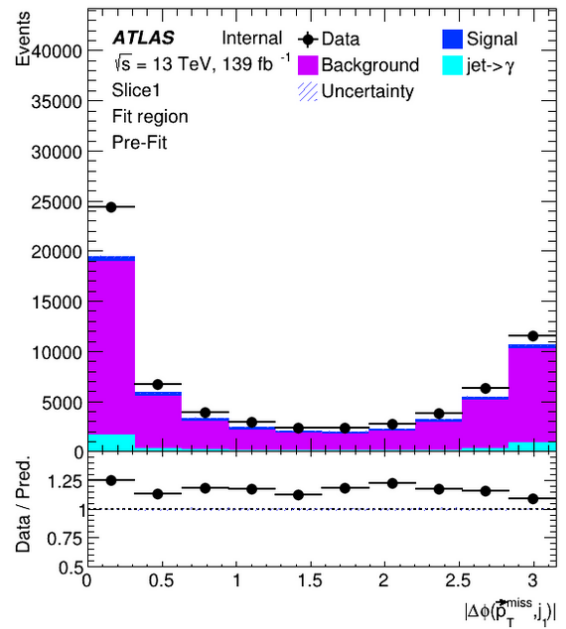
(a)



(b)



(c)



(d)

Рисунок 7 — Распределения до процесса нормализации по рассматриваемым переменным: E_T^{miss} 7a, E_T^{miss} significance 7b, $|\Delta\phi(\vec{p}_T^{\text{miss}}, \gamma)|$ 7c и $|\Delta\phi(\vec{p}_T^{\text{miss}}, j_1)|$ 7d для слайса 1.