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 ФОНОВ 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

Научный руководитель
инженер _____ Д. Н. Пятиизбянцева

Студент _____ В. С. Жарова

Москва 2023

СОДЕРЖАНИЕ

Введение **4**

Цель работы 5

1 Устройство детектора ATLAS **6**

1.1 Эксперимент ATLAS 6

1.1.1 Система координат детектора ATLAS 6

1.1.2 Внутренний детектор 7

1.1.3 Система калориметров 8

1.1.4 Мюонный спектрометр 9

1.1.5 Тригерная система 9

2 Фоновые процессы и отбор событий **10**

2.1 Отбор фотонов 10

2.2 Фоновые процессы 11

2.2.1 Отбор событий 12

3 Оценка фона, обусловленного неверной идентификацией адронной струи как фотона **14**

3.1 Матричный метод 14

3.2 Экстраполяция в СО 17

3.3 Оценка событий $jet \to \gamma$ матричным методом 18

3.4 Источники систематических погрешностей 20

4 Пайлап фон **22**

4.1 Оценка пайлап фона с помощью метода, основанного на данных 22

4.2 Метод Монте-Карло наложений 24

Заключение **27**

Список литературы **28**

А Экстраполяция в СО фоновых $jet \to \gamma$ событий различными функциями **30**

Б Экстраполяция в СО фоновых $jet \to \gamma$ событий для различного числа слайсов в КО **31**

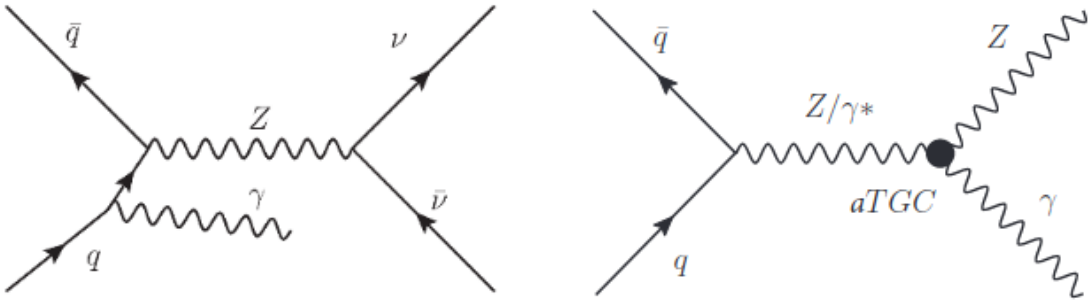
В Распределения Δz для событий с отбором по числу струй **32**

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], 8a иллюстрирует процесс с конечным состоянием $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$, разрешенный в рамках стандартной модели, 8b – пример тройной колибровочно-бозонной вершины, запрещенной СМ. Таким образом, отклонения величин частот образования частиц будут



(a) (b)

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

косвенно указывать на процессы, выходящие за рамки СМ.

ЦЕЛЬ РАБОТЫ

Мотивация анализа заключается в:

- Измерении сечений процесса с конечным состоянием $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ и сравнении результата с теоретическими значениями для проверки верности предсказаний СМ;
- Поиске аномальных трехбозонных вершин, чувствительных к физике вне Стандартной модели – “новой физике”.

В соответсвии с мотивацией поставлены следующие **задачи** исследования:

- Оценить с помощью матричного метода число фоновых $jet \to \gamma$ событий, обусловленных неверной идентификацией адронной струи как фотона, в процессе ассоциированного рождения $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$.
- Оценить долю пайлап фона по отношению к данным.

Научная новизна работы:

- Разработан альтернативный способ оценки неверной идентификации адронной струи как фотона.

1. УСТРОЙСТВО ДЕТЕКТОРА ATLAS

1.1. ЭКСПЕРИМЕНТ ATLAS

ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) [3] – эксперимент на Большом адронном коллайдаре (БАК), расположенном в Европейской организации по ядерным исследованиям в CERN [4]. 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 x0y перпендекулярна ему таким образом, что ось x направлена от точки взаимодействия к центру кольца БАКа, а ось y направлена вверх. Цилиндрическая система характеризуется азимутальным уголом ϕ, измеряемым вокруг оси луча в плоскости x0y, и полярным уголом θ, отсчитываемого от положительного направления оси z. Псевдобыстрота – безразмерная физическая величина, показывающая отклонение движения элементарной частицы от оси пучка, задется формулой (1):

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

Угловое расстояние между частицами выражается с помощью псевдобыст-

роты и азимутального угла формулой (2):

$$\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}. \tag{2}$$

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

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

$$E_T = E \sin\theta. \tag{4}$$

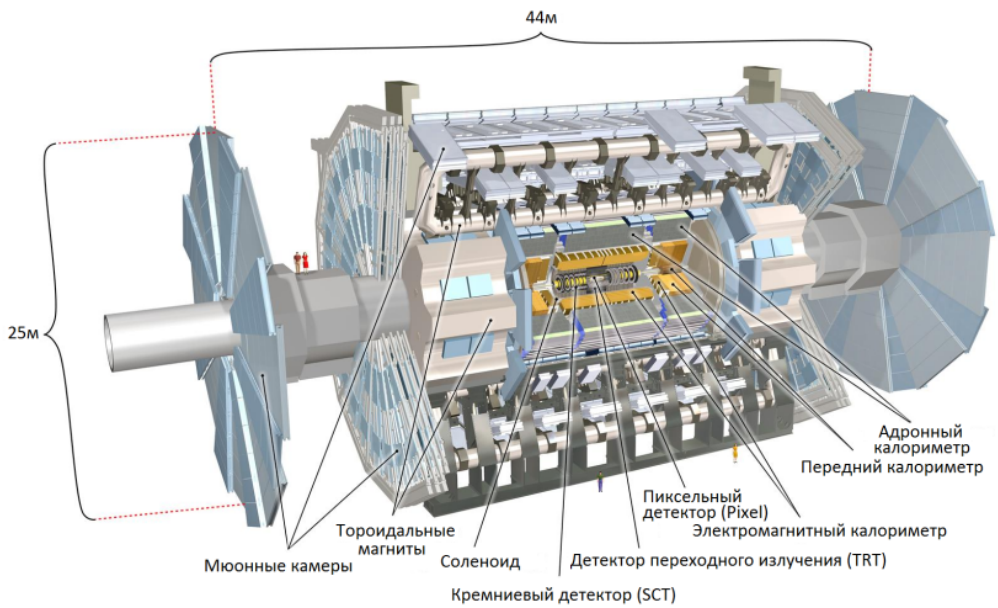


Рисунок 2 — Схема детектора ATLAS и его подсистем

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 получаются искревленными 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 носителя 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 длинной 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 излчения, 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 $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ [5]. Конструкция калориметров обеспечивает снижение фонового потока мюонов, достигающих мюонной системы. Калоримитрическая система, включающая в себя электромагнитный (ЭМК) и адронный колориметры, охватывает диапазон псевдобыстрот $|\eta| < 4.9$. Высокая степень

сегментирования электромагнитного клориметра 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: мониториируемые дрейфовые трубки, катодные стриповые камеры. Резистивные плоские камеры и тонко-зазорные камеры образуют систему тригеррных камер МС.

1.1.5. ТРИГЕРНАЯ СИСТЕМА

Триггерная система, являющаяся первой ступенью отбора событий, обеспечивает выделение интересных событий среди огромного количества фоновых, а также уменьшает частоту событий с $\sim$40 МГц до частоты $\sim$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 $\sim$75 кГц; тригер высокого уровня, использующий больше информации детекторов и снижающий частоту потока до $\sim$1 кГц.

2. ФОНОВЫЕ ПРОЦЕССЫ И ОТБОР 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 $L = \int L\mathrm{d}t$=139 fb^{-1}, набранные детектором ATLAS в период с 2015 по 2018 гг.

Кроме того, в работе использовались Монте-Карло (МК) наборы, прошедшие полное моделирование и реконструкцию для геометрии детектора ATLAS. Для сигнального КХД процесса $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ использовался МК генератор Sherpa [6]. Электрослабые процессы $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ и $W\gamma$ смоделированы с помощью генератора MadGraph. Генератор Sherpa так же использовался для КХД процесса $W\gamma$, $Z(ll)\gamma$, γ + jet, $Z(\nu\bar{\nu})j$. $t\bar{t}$ события смоделированы с помощью Powheg [7]. 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 во ВД из такой электрон-позитронннной пары, называют конверсионными. У неконверсионных фотонов кластеры не совпадают с треками пары. Форма ливня [9], создаваемая в ЭМК кандидатами в фотоны, позволяет отличить фотоны от адронных струй, которые создают схожий отклик детектора. На основе переменных ливня 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 накладывается условие на величину поперечной энергии $E_{\mathrm{T}}^{\gamma} > 150$ ГэВ. Отбор на изолированность заключается в том, что энерговыделение $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{cone}}$ в регионе изолированности (конус раствором ΔR вокруг кластера фотонного кандидата), должно быть менее определённого порога. Величины $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{cone20}}$, $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{cone20}}$– энерговыделение и суммарный поперечный импульс в калориметре и трекере внутри конуса раствором ΔR=0.2 соответственно, p_{T}^{γ} – поперечный имупльс фотона – определяют калориметрическую и трековую изоляции. В данном анализе, как показано в таблице 1, используется FixedCutLoose [10] изоляционная рабочая точка.

Изоляция	Калориметрическая изоляция	Трековая изоляция
FixedCutLoose	$E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{cone20}}$- $0.065 \cdot p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{cone20}}$<0 ГэВ	$p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{cone20}}/p_{\mathrm{T}}^{\gamma}$<0.05

Таблица 1 — Изоляционная рабочая точка FCLoose

2.2. ФОНОВЫЕ ПРОЦЕССЫ

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

- ($\sim$ 35%) γ + jet события, в которых большой $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ обусловлен неверно измеренной энергии 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 идентифициаруется как фотон e$\rightarrow \gamma$;
- ($\sim$ 6%) jet $\rightarrow \gamma$, к которым относятся $W(\tau\nu)$, где τ лептон распадается на адроны, Zj и многоструйные процессы, 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 распадается на лептоны, а затем τ либо распадается на адроны, либо не восстанавливается;

- пайлап, в которых Z-бозон может быть ассоциирован с фотоном из другого pp-столкновения при пересечении пучков.

2.2.1. ОТБОР СОБЫТИЙ

Конечное состояние $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ характеризуется высоким потерянным поперечным импульсом и изолированным фотоном высокой энергии. Лептонное вето на электроны и мюоны отсеивает процессы с этими частицами в конечном состоянии. Угловые ограничения оптимизированы таким образом, чтобы максимально подавлять прочие фоны. Ограничение на поперечный импульс фотона E_{T}^{γ} обусловлено однофотонным триггером $E_{\mathrm{T}}^{\gamma} > 140$ ГэВ. В таблице 2 приведены отборы событий, которые применялись в анализе:

Переменная	Ограничение
E_{T}^{γ}	> 150 ГэВ
$E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$	> 130 ГэВ
Число фотонов	$N_{\gamma} = 1$
Лептонное вето	$N_{\mu} = 0$, $N_{e} = 0$
Значимость $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$	> 11
$\lvert\Delta\phi(\vec{p}_{\mathrm{T}}^{\,\mathrm{miss}}, \gamma)\rvert$	> 0.7
$\lvert\Delta\phi(\vec{p}_{\mathrm{T}}^{\,\mathrm{miss}}, j_1)\rvert$	> 0.4

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

$E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ – потерянная поперечная энергия, величина которой определяется модулем вектора потерянного поперечного импульса $|\vec{p}_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}|$. $\vec{p}_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ – вектор дисбаланса суммарного импульса в поперечной плоскости, есть сумма поперечных импульсов частиц в конечном состоянии со знаком минус. Значимость

$E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ [11]–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 $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ определяется для проверки гипотезы о том, что величина полного поперечного импульса $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{inv}}$, переносимого "невидимыми" частицами, равна нулю, против гипотезы, о том, что $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{inv}}$ отличен от нуля. Введением функции правдоподобия $\mathcal{L}(E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}|p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{inv}})$ правдопадобия значимость $\mathcal{S}$ опреляется согласно 5:

$$\mathcal{S}^2 = 2\ln\frac{\max_{p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{inv}}\neq 0}\mathcal{L}(E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}|p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{inv}})}{\max_{p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{inv}}=0}\mathcal{L}(E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}|p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{inv}})}. \tag{5}$$

Откуда следует, что значимость может быть выражена согласно 6:

$$\mathcal{S}^2 = \frac{|\mathrm{E}_T^{\mathrm{miss}}|^2}{\sigma_L^2(1-\rho_{LT}^2)}, \tag{6}$$

где σ_L – дисперсия измеренного $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ в продольном направлении, ρ_{LT} – корреляционный фактор измерения продольной и поперечной компонент $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$.

Переменные $|\Delta\phi(\vec{p}_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}},\gamma)|$, $|\Delta\phi(\vec{p}_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}},j_1)|$ определяют разность азимутальных углов между $\vec{p}_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ и фотоном и первой по величине поперечного импульса адронной струей соответственно.

3. ОЦЕНКА ФОНА, ОБУСЛОВЛЕННОГО НЕВЕРНОЙ ИДЕНТИФИКАЦИЕЙ АДРОННОЙ СТРУИ КАК ФОТОНА

Отборы для процесса ассоциированного рождения Z-бозона с фотоном требуют наличие изолированного фотона. Однако, этот отбор могут проходить и адронные струи, содержащие нейтральные π^0 и η^0 мезоны. Пара фотонов от распада нейтральных мезонов дает сигнатуру электромагнитного ливня схожую с сигнатурой ливня от отдельного изолированного фотона, так как отклики пары фотонов могут накладываться друг на друга.

Наибольшая доля $jet \to \gamma$ событий, где струя неверно идентифицируется как фотон происходит в процессах $W(\tau\nu)$, где τ лептон распадается на адроны, Zj и многострйных процессах. Фон, обусловленный неверной идентификацией, плохо моделируется с помощью МК, поэтому для получения наиболее точной оценки необходимо использовать метод, основанный на данных. Одним из основных методов оценки $jet \to \gamma$ фона, основанных на данных, является двумерный метод боковых интервалов (ABCD метод) [12]. Однако, данный подход имеет ряд недостатков. ABCD метод требует оптимизацию областей фазового пространства, при которой корреляция между дискриминационными переменными минимизирована. В противном случае, применение данного метода будет некорректным, что дает мотивацию для реализации более оптимальных подходов.

Разработан матричный метод, который является альтернативным способом оценки неверной идентификации адронной струи как фотона для процесса ассоциированного рождения Z-бозона с фотоном – матричный метод.

3.1. МАТРИЧНЫЙ МЕТОД

В разработанном методе фазовое пространство разделяется на две ортогональные области, как показано на рисунке 3, на основе критерия изоляции фотонов:

- Сигнальная область (СО): события в этой области проходят отборы из таблицы 2 и содержат лидирующий "жёсткий" фотон, который отвечает критерию изоляции ($E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{cone20}}$- $0.065 \cdot p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{cone20}} < 0$ ГэВ);

- Контрольная область (КО): события в этой области проходят отборы из таблицы 2 и содержат лидирующий фотон, который отвечает критерию изоляции ($E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{cone20}}$- $0.065 \cdot p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{cone20}} > 0$ ГэВ).

В данном методе фотон идентифицируется как “мягкий”, если он удовлетворяет критериям отбора событий и идентифицируется как “жёсткий”, если он удовлетворяет всем критериям формы ЭМ ливня. Таким образом, неизолированная контрольная область содержит в себе подмножества:

- Контрольная область 1 (КО1): события в этой области проходят отборы из таблицы 2 и содержат “жёсткий” фотон, который отвечает критерию изоляции ($E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{cone20}}$- $0.065 \cdot p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{cone20}} > 0$ ГэВ);

- Контрольная область 2 (КО2): события в этой области проходят отборы из таблицы 2 и содержат “нежёсткий” фотон, который отвечает критерию изоляции ($E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{cone20}}$- $0.065 \cdot p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{cone20}} > 0$ ГэВ).

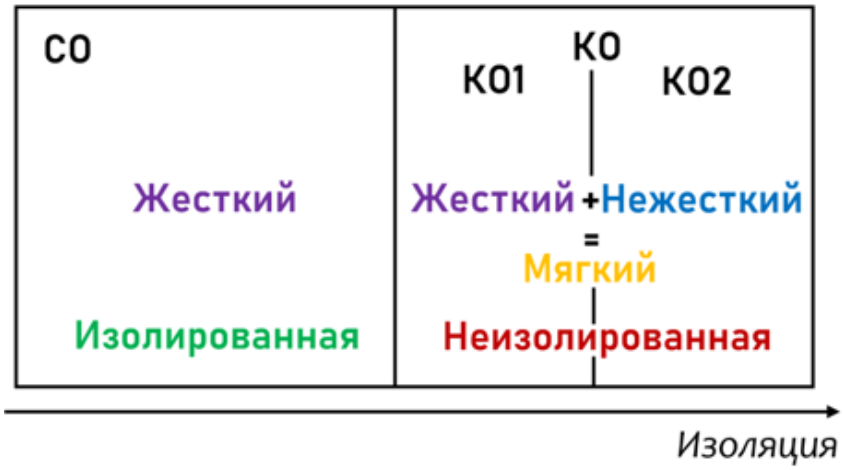


Рисунок 3 — Схематическая иллюстрация разделения фазового пространства в матричном методе.

В СО фотон отвечает трековой изоляции $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{cone20}}/p_{\mathrm{T}}^{\gamma} < 0.05$. Для увеличения статистики в КО фотон удовлетворяет инвертированной трековой изоляции $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{cone20}}/p_{\mathrm{T}}^{\gamma} > 0.05$.

Метод реализуется на двух эффективностях:

- Реальная эффективность (r - real): вероятность того, что реальный фотон будет идентифицирован как “жёсткий” фотон;
- Ложная эффективность (f - fake): вероятность того, что реальная струя будет идентифицирована как “жёсткий” фотон.

Эффективности, вычисляемые по формулам (7) и (8) определяются с помощью подхода, основанного на данных, путем измерения в контрольной области, которая обогащена событиями фона jet$\rightarrow \gamma$, так как согласно отборам струи должны попасть в категорию неизолированных.

$$r = \frac{N_t^r}{N_l^r}; \tag{7}$$

$$f = \frac{N_t^f}{N_l^f}, \tag{8}$$

где $N_{t(l)}^{r(f)}$ – число реальных (ложных) фотонов, удовлетворяющих “жёсткому” (“мягкому”) критерию.

Связь между числом реальных и ложных фотонов и наблюдаемым числом “жёстких” и “нежёстких” объектов может быть выражена с помощью матрицы:

$$\begin{pmatrix} N_t \\ N_{\bar{t}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} r & f \\ 1-r & 1-f \end{pmatrix} \begin{pmatrix} N_r^l \\ N_f^l \end{pmatrix}, \tag{9}$$

где N_t – число “жёстких” объектов, $N_{\bar{t}}$ – число “нежёстких” объектов.

Разрешив систему двух уравнений, можно получить число ложных фотонов (10), удовлетворяющих “мягкому” критерию:

$$N_f^l = \frac{1}{(r-f)}\big((r-1)N_t + rN_{\bar{t}}\big). \tag{10}$$

Число ложных фотонов, удовлетворяющих “жёсткому” критерию, получается путем домножения выражения (10) для число ложных фотонов, удо-

влетворяющих “мягкому” критерию, на ложную эффективность:

$$N_f = fN_f^l = \frac{f}{(r-f)}\big((r-1)N_t + rN_{\bar{t}}\big). \tag{11}$$

С целью дальнейшей экстраполяции фоновых jet$\to\gamma$ событий в сигнальную область, неизолированная область разделяется на последовательные интервалы переменной изоляции $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{cone20}}/p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{cone20}}$ – слайсы.

Таким образом, вычисление эффективностей проводится в каждом слайсе КО:

$$r_i = \frac{N_{CR1(i)}^{\mathrm{sig}}}{N_{CR(i)}^{\mathrm{sig}}}, f_i = \frac{N_{CR1(i)}^{\mathrm{jet}\to\gamma}}{N_{CR(i)}^{\mathrm{jet}\to\gamma}}. \tag{12}$$

Количества событий jet $\to\gamma$ в каждом слайсе КО и КО1 вычисляется следующим образом:

$$N_{CR(i)}^{\mathrm{jet}\to\gamma} = N_{CR(i)}^{\mathrm{data}} - N_{CR(i)}^{\mathrm{sig}} - N_{CR(i)}^{\mathrm{bkg}}; \tag{13}$$

$$N_{CR1(i)}^{\mathrm{jet}\to\gamma} = N_{CR1(i)}^{\mathrm{data}} - N_{CR1(i)}^{\mathrm{sig}} - N_{CR1(i)}^{\mathrm{bkg}}, \tag{14}$$

где $N_{CR/1(i)}^{\mathrm{data}}$, $N_{CR/1(i)}^{\mathrm{sig}}$, $N_{CR/1(i)}^{\mathrm{bkg}}$ есть количества событий в i-ом слайсе в КО (КО1) в данных, сигнальном процессе и фоновых процессах, за исключением $jet\to\gamma$.

Оценённое в каждом слайсе число $jet\to\gamma$ событий, вычисленное по формуле (15), экстраполируется в СО.

$$N_{\mathrm{jet}\to\gamma}^{CR1(i)} = \frac{f_i}{r_i - f_i}\big((r_i-1)N_{CR1(i)}^{\mathrm{data}} + r_iN_{CR2(i)}^{\mathrm{data}}\big). \tag{15}$$

3.2. ЭКСТРАПОЛЯЦИЯ В СО

Выбор экстраполирующей функции диктуется критерием согласия Пирсона. В приложениии A приведена экстраполяция в СО фоновых $jet\to\gamma$ событий различными функциями. Наименьший $\chi^2/\mathrm{N_{d.o.f.}}$ сответствует экспоненциальной функции, в связи с чем выбрана именно эта функция. Кроме

того, процедура получения фоновых $jet \to \gamma$ событий с помощью матричного метода была проделана для трёх случаев: КО разделялась на 8, 10 и 15 слайсов. В приложении Б приведены соответствующие графики. На основе значения $\chi^2/\mathrm{N_{d.o.f.}}$ сделан выбор в пользу разделения КО на 10 равномерных слайсов в интервале [0.065-0.215] с шагом 0.015.

3.3. ОЦЕНКА СОБЫТИЙ $jet \to \gamma$ МАТРИЧНЫМ МЕТОДОМ

Согласно формуле (12) для каждого слайса в КО были вычислены значения эффективностей. В таблицах 3, 4 и 5 приведены значения количества событий для каждого слайса в КО, КО1, а также значения эффективностей соответственно.

Слайс	Данные (КО)	Данные (КО2)	Фон (кроме $jet \to \gamma$)	Сигнал	$jet \to \gamma$
1	3480 ± 60	3010 ± 50	445 ± 19	12.4 ± 0.3	3020 ± 60
2	3110 ± 60	2780 ± 50	414 ± 17	11.4 ± 0.3	2690 ± 60
3	2900 ± 50	2690 ± 50	388 ± 16	9.8 ± 0.3	2510 ± 60
4	2480 ± 50	2290 ± 50	356 ± 15	9.1 ± 0.2	2110 ± 50
5	2090 ± 50	1980 ± 40	306 ± 15	8.1 ± 0.2	1780 ± 50
6	1760 ± 40	1660 ± 40	257 ± 14	7.4 ± 0.2	1500 ± 40
7	1450 ± 40	1380 ± 40	215 ± 10	7.0 ± 0.2	1230 ± 40
8	1100 ± 30	1060 ± 30	155 ± 9	6.16 ± 0.19	940 ± 30
9	920 ± 30	880 ± 30	135 ± 8	5.4 ± 0.2	910 ± 30
10	660 ± 30	630 ± 30	104 ± 9	4.81 ± 0.17	660 ± 30

Таблица 3 — Значения количества событий в данных (в КО и КО2), для фоновых процессов, для сигнала и фоновых $jet \to \gamma$ событий в КО для каждого слайса.

Оценка количества $jet \to \gamma$ событий в СО осуществляется путем экстраполяции экспоненциальной зависимости. В СО было построено распределение по переменной изоляции для МК наборов Zj, многоструйных процессов и W($\tau\nu$), где τ лептон распадается на адроны, которое представлено на рисунке 4. Распределение было профитировано функцией Ландау (для

сравнения была также взят Гаусс фит, хи-квадрат которого принимает значение $\chi^2/N_{d.o.f.} = 149.68/26$), с помощью чего было определено математическое ожидание и среднеквадратичное отклонение распределения.

Слайс	Данные	Фон (кроме $jet \to \gamma$)	Сигнал	$jet \to \gamma$
1	460 ± 20	51 ± 6	10.1 ± 0.3	400 ± 20
2	337 ± 18	46 ± 6	9.3 ± 0.3	282 ± 19
3	218 ± 15	32 ± 6	7.5 ± 0.2	179 ± 16
4	181 ± 13	20 ± 3	7.0 ± 0.2	154 ± 14
5	110 ± 10	21 ± 3	6.07 ± 0.19	83 ± 11
6	97 ± 10	11 ± 2	5.51 ± 0.18	80 ± 10
7	67 ± 8	10.0 ± 1.4	5.03 ± 0.17	52 ± 8
8	40 ± 6	3.8 ± 1.6	4.43 ± 0.16	32 ± 7
9	38 ± 6	6.3 ± 1.3	3.77 ± 0.17	24 ± 6
10	37 ± 6	2.4 ± 1.3	3.34 ± 0.14	28 ± 6

Таблица 4 — Значения количества событий в данных, для фоновых процессов, для сигнала и фоновых $jet \to \gamma$ событий в КО1 для каждого слайса.

Слайс	r_i	f_i	$N^{CR1(i)}_{\text{jet}\to\gamma}$
1	0.81 ± 0.03	0.133 ± 0.008	460 ± 30
2	0.81 ± 0.03	0.105 ± 0.008	230 ± 30
3	0.77 ± 0.03	0.071 ± 0.007	210 ± 20
4	0.77 ± 0.03	0.073 ± 0.007	180 ± 20
5	0.75 ± 0.03	0.047 ± 0.006	93 ± 13
6	0.74 ± 0.03	0.054 ± 0.007	95 ± 13
7	0.72 ± 0.03	0.042 ± 0.007	60 ± 11
8	0.72 ± 0.03	0.034 ± 0.007	37 ± 8
9	0.69 ± 0.04	0.027 ± 0.007	24 ± 7
10	0.69 ± 0.04	0.042 ± 0.010	27 ± 7

Таблица 5 — Значения эффективностей и резульаты оценки событий $jet \to \gamma$, полученных с помощью матричного метода, в КО для каждого слайса.

Таким образом, точка экстраполяции принимает значение: X=0.014 ±

0.010. На рисунке 5 пунктирная линия соответствует данной точке. В резуль-

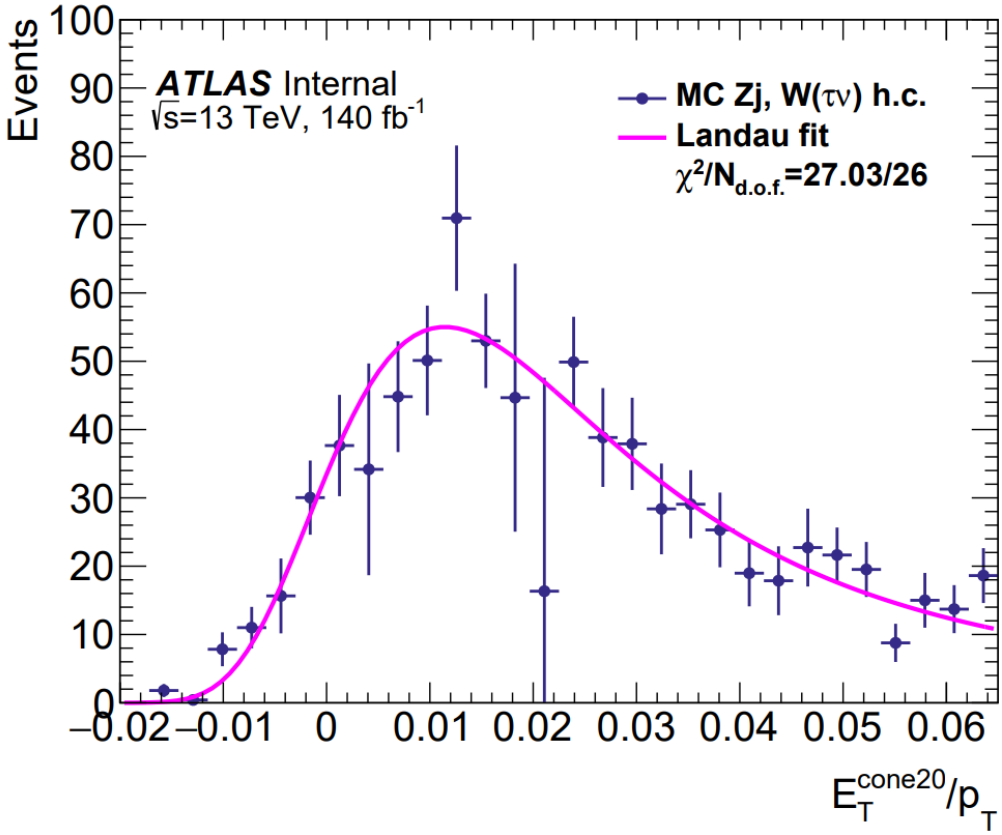


Рисунок 4 — Распределение по изоляции для $jet \to \gamma$ МК наборов.

тате в точке X получена оценка фоновых $jet \to \gamma$ событий, она составляет: $N_{SR}^{\text{jet}\to\gamma} = 1800 \pm 200$(стат.).

3.4. ИСТОЧНИКИ СИСТЕМАТИЧЕСКИХ ПОГРЕШНОСТЕЙ

Основные источники систематических погрешностей:

- выбор точки экстраполяции;
- выбор МК генератора и модели партонного ливня для сигнального процесса.

Для оценки систематической погрешности, связанной с выбором точки экстраполяции X, её значение было проварьировано на $\pm\sigma$. Число $jet \to \gamma$

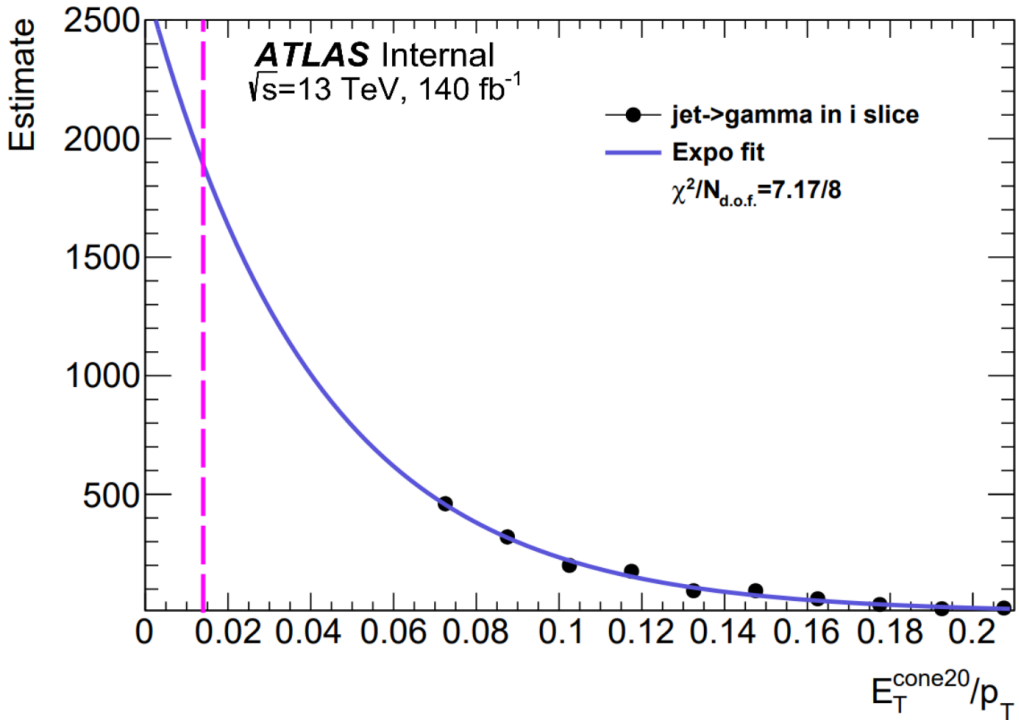


Рисунок 5 — Экстраполяция в СО экспоненциальной функцией.

событий в точке X=0.004 составляет 2300 ± 300(стат.). Отклонение составляет 500 событий.

Для оценки систематической погрешности, связанной с выбором альтернативного МК генератора, был использован генератор MadGraph. Для альтернативного МК генератора число $jet \to \gamma$ событий составляет: 1890 ±236(стат.). Отклонение составляет 123 события.

Полученная с помощью матричного метода оценка jet $\to \gamma$ в СО составляет: $N_{SR}^{\text{jet}\to\gamma} = 1800 \pm 200$(стат.) $\pm$ 500(сист.) событий. Оценка двумерным методом боковых интервалов (ABCD метод) предсказывает $N_{A}^{\text{jet}\to\gamma} = 2100 \pm 100$(стат.) $\pm$ 300(сист.) событий. Оценка, полученная методом слайсов предсказывает $N_{SR}^{\text{jet}\to\gamma} = 2030 \pm 50$(стат.). Оценки, полученные различными методами, совпадают в пределах погрешностей.

4. ПАЙЛАП ФОН

Поскольку продольная координата z_γ кондидата в фотон плохо восстанавливается, неопрделенность в измерении z_γ обычно оказывается намного больше, чем среднее продольное расстояние между несколькими первичными вершинами [13]. Поэтому есть вероятность того, что Z бозон может быть ассоциирован с фотоном из другого pp взаимодействия.

4.1. ОЦЕНКА ПАЙЛАП ФОНА С ПОМОЩЬЮ МЕТОДА, ОСНОВАННОГО НА ДАННЫХ

Количество фоновых пайлап событий оценивается в сигнальной области, которая определена в разделе 3.1, с дополнительным отбором $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{SoftTerm}} < 16$. Для увеличения точности восстановленной z_γ используются конверсионные фотоны, ассоциированные как минимум с одним треком в кремниевом детекторе: singleSi, doubleSi, doubleSiTRT. Метод основан на распределении продольного расстояния $\Delta z = z_\gamma - z_{\mathrm{vtx}}$ между положением первичной вершины z_{vtx} и положением кандидата в фотон z_γ. Ожидается, что пайлап события будут иметь более широкое распределение Δz, чем события (сигнальные+фоновые со схожей сигнатурой $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$, в которых фотон исходит из первичной вершины. Распределения z_{vtx} и z_γ идентичны, и являются гауссовыми с шириной $\sigma \approx 35$ мм. Таким образом, Δz является также распределением Гаусса с шириной $\sigma \approx 50$ мм.

Доля данного фона вычисляется согласно формуле (16) в загрезненной пайлап событиями области $|\Delta z| > 50$ мм, где в соответствии со свойствами распределения гаусса лежит 32% от числа всех событий:

$$f_{\mathrm{PU}} = \frac{N_{\mathrm{data}}^{|\Delta z|>50\mathrm{mm}} - N_{\mathrm{single\ pp}}^{|\Delta z|>50\mathrm{mm}}}{0.32 \times N_{\mathrm{data}}}, \tag{16}$$

где N_{data} – число событий в данных, $N_{\mathrm{data}}^{|\Delta z|>50\mathrm{mm}}$ – число событий в данных в области $|\Delta z| > 50$ мм, $N_{\mathrm{single\ pp}}^{|\Delta z|>50\mathrm{mm}}$ – отнормированное на данные число сиг-

нальных МК событий:

$$N_{\text{single pp}}^{|\Delta z|>50\text{mm}} = \text{SF}_1 \times \text{SF}_2 \times N_{\text{MC}}^{|\Delta z|>50\text{mm}}, \tag{17}$$

где SF_1 – нормировочный коэффициент, определяемый как отношение числа событий в данных к числу событий МК сигнала в области $|\Delta z| < 10$ мм, SF_2 – нормировочный коэффициент, взятый из Z(ll)γ анализа [14], принимается равным 1.48 ± 0.26 для $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ QCD LO при $|\Delta z| > 50$ мм.

На рисунке 6 показано распределние Δz в данных, сопоставленное с $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ QCD LO набором.

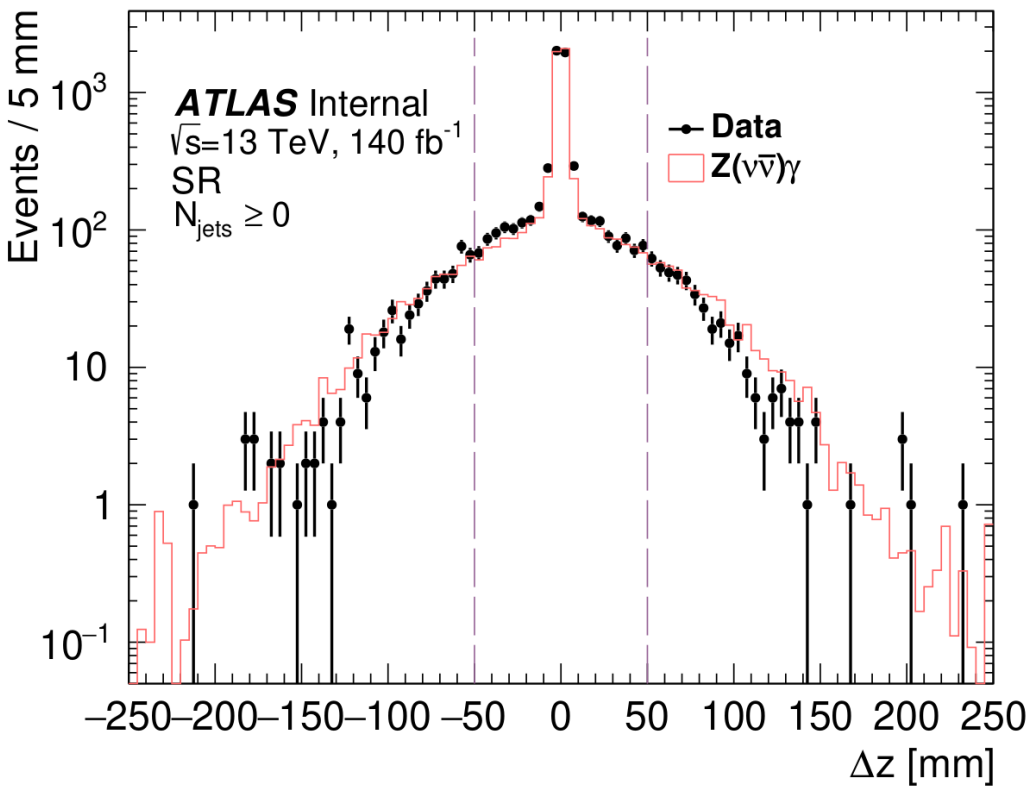


Рисунок 6 — Распределение данных по Δz для событий с конверсионными фотонами, сопоставленное с $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ QCD LO набором, отнормированным на SF_1=4.30 $\pm$ 0.07.

Полученная доля пайлап фона составляет: $f_{\text{PU}} = (-28 \pm 12)\%$.

Также вычисления были проделаны в области с увеличенной статистикой

$|\Delta z| > 15$ мм:

$$f_{\mathrm{PU}} = \frac{N_{\mathrm{data}}^{|\Delta z|>15\mathrm{mm}} - \mathrm{SF}_1 \times \mathrm{SF}_2 \times N_{\mathrm{MC}}^{|\Delta z|>15\mathrm{mm}}}{0.76 \times N_{\mathrm{data}}}, \tag{18}$$

где $N_{\mathrm{data}}^{|\Delta z|>15\mathrm{mm}}$ – число событий в данных в области $|\Delta z| > 15$ мм, $N_{\mathrm{MC}}^{|\Delta z|>15\mathrm{mm}}$ – число сигнальных МК событий в области $|\Delta z| > 15$ мм, SF_2 – нормировочный коэффициент, принимается равным 1.27 ± 0.07 при $|\Delta z| > 15$ мм.

Доля pile-up фона, вычисленная в области с менее строгим ограничением на $|\Delta z|$, составляет: $f_{\mathrm{PU}} = (-11 \pm 3)\%$.

Результаты, приведенные в таблице 6, говорят о нестабильности доли пайлап фона, оцениваемой с помощью метода, основанного на данных, что мотивирует рассмотреть альтернативные подходы.

	$N_{\mathrm{jets}} \geqslant 0$	$N_{\mathrm{jets}} > 0$	$N_{\mathrm{jets}} > 1$	$N_{\mathrm{jets}}=0$
SF_1	4.46 ± 0.08	4.24 ± 0.12	5.7 ± 0.3	4.593 ± 0.010
$f_{PU}^{\|\Delta z\|>15\mathrm{mm}}$,%	-15 ± 3	13.0 ± 1.7	17 ± 3	-29 ± 5
$f_{PU}^{\|\Delta z\|>50\mathrm{mm}}$,%	-34 ± 13	12 ± 3	12 ± 4	-56 ± 19

Таблица 6 — Результаты пайлап фона в области $|\Delta z| > 15$ мм и $|\Delta z| > 50$ мм для различного числа струй.

В приложении B приведены распределния данных по Δz для событий с отбором по числу струй, сопоставленные с $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ QCD LO набором, отнормированным на SF_1.

4.2. МЕТОД МОНТЕ-КАРЛО НАЛОЖЕНИЙ

Метод Монте-Карло наложений основан на формировании выборки $Z(\nu\bar{\nu})+\gamma$ посредством добавления на truth-уровне фотона из γ+jets событий к $Z(\nu\bar{\nu})$ событиям, которые удовлетворяют критериям отбора, представленным в таблице 7:

Объект	Ограничение
Фотон	Изолированный, $E_{\mathrm{T}}^{\gamma} > 150$ ГэВ
	$\lvert\eta\rvert < 2.37$ за исключением $1.37 < \lvert\eta\rvert < 1.52$
Струя	$\lvert\eta\rvert < 4.5$
	$p_T > 50$ ГэВ
	$\Delta R(jet, \gamma) > 0.3$
Лептон	$N_l = 0$
Нейтрино	$p_T^{\nu\bar{\nu}} > 130$ ГэВ
События	Значимость $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}} > 11$
	$\lvert\Delta\phi(\vec{p}_{\mathrm{T}}^{\,\mathrm{miss}}, \gamma)\rvert > 0.7$
	$\lvert\Delta\phi(\vec{p}_{\mathrm{T}}^{\,\mathrm{miss}}, j_1)\rvert > 0.4$

Таблица 7 — Критерии отбора событий для формирования $Z(\nu\bar{\nu})+\gamma$ выборки.

Каждому $Z(\nu\bar{\nu}) + \gamma$ событию присваивается вес, который вычисляется с помощью весов независимых событий w_Z и w_γ согласно формуле 19:

$$w_{\mathrm{Z}\gamma} = \frac{w_Z w_\gamma}{\langle w_Z \rangle \langle w_\gamma \rangle} \frac{L\sigma_{\mathrm{PU}}}{N_{\mathrm{MC}}}, \tag{19}$$

где L=139 fb^{-1}, N_{MC} – количество событий МК наложений, $\langle w_Z \rangle$, $\langle w_\gamma \rangle$ – усредненные веса $Z(\nu\bar{\nu})$ и γ событий, участвующих в формировании $Z(\nu\bar{\nu}) + \gamma$.

Поперечное сечение σ_{PU} для $Z(\nu\bar{\nu}) + \gamma$ вычисляется по формуле 20:

$$\sigma_{\mathrm{Z}\gamma} = \langle \mu \rangle \frac{\sigma_Z \sigma_\gamma}{\sigma_{\mathrm{inel}}}, \tag{20}$$

где $\langle \mu \rangle$ – среднее число неупругих pp столкновений, $\sigma_{Z/\gamma/\mathrm{inel}}$ – сечения независимых процессов.

Число пайлап событий в доверительной области вычисляется по формуле 21 путём суммирования весов $w_{\mathrm{Z}\gamma}$:

$$N_{Z\gamma}^{FR} = \sum w_{\mathrm{Z}\gamma}. \tag{21}$$

Ожидаемое число таких событий в сигнальной области на уровне детек-

тора вычисляется согласно формуле 22:

$$N_{Z\gamma}^{SR} = N_{Z\gamma}^{FR} C, \tag{22}$$

где коррекционный фактор C – отношение количества восстановленных $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ событий в СО к количеству таких событий на truth-уровне в доверительной области.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Цель работы заключалась в оценке фоновых $jet \to \gamma$ и пайлап событий в процессе ассоциированного рождения Z-бозона с изолированным фотоном. В результате:

- разработан альтернативный способ оценки фоновых событий $jet \to \gamma$, который позволяет относительно быстро получить оценку данного фона, в отличие от ABCD метода, где необходимо оптимизировать области фазового пространства. Кроме того, данный метод всегда применим для оценки фона. Полученная в сигнальной области оценка $jet \to \gamma$ составляет: $N_{SR}^{\mathrm{jet}\to\gamma} = 1800 \pm 200(\text{стат.}) \pm 500(\text{сист.})$ событий.

- выявлена нестабильность доли пайлап событий, вычисленной с помощью метода, основанного на данных. Полученная для инклюзивного случая доля пайлап событий составляет: $f_{PU}^{|\Delta z|>50\mathrm{mm}} = -34 \pm 13\%$.

В дальнейшем планируется реализовать альтернативный метод оценки доли пайлап фона – метод Монте-Карло наложений.

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$\gamma \to \nu\bar{\nu}\gamma$ 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.

[3] ATLAS Collaboration. *The performance of ATLAS detector*. Springer, Heidelberg, 2011. URL: https://cds.cern.ch/record/1485681.

[4] 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.

[5] 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.

[6] Hoeche S. Krauss F., Gleisberg T. et al. Event generation with sherpa 1.1. *JHEP*, 2008. 0902. c. 007.

[7] 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.

[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 collaboration. Electron and photon performance measurements with the ATLAS detector using the 2015-2017 LHC proton-proton collision data. *JINST*, 14(12):P12006, 2019. URLhttps://cds.cern.ch/record/2684552.

[10] URLhttps://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/IsolationSelectionTool.

[11] ATLAS. Object-based missing transverse momentum significance in the ATLAS detector. Technical report, CERN, Geneva, 2018. https://cds.cern.ch/record/2630948.

[12] W. Buttinger. Background estimation with the abcd method. October 17, 2018.

[13] Andrew Pilkington, Dag Ingemar Gillberg, Stephen Albert Weber, Jonathan Crane, Marina Rotaru, William Buttinger, and Stephen Burns Menary. Measurements of differential and fiducial cross sections of Z boson production in association with dijets using the $\sqrt{s} = 13$ TeV ATLAS Run-2 dataset. Technical report, CERN, Geneva, 2019. https://cds.cern.ch/record/2668493.

[14] Yee Chinn Yap, Beate Heinemann, Ruchi Gupta, Daniel James Lewis, Dave Charlton, James William Cowley, Richard Batley, and Patricia Ward. Measurement of the $Z\gamma$ cross-section in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ with the ATLAS Detector. Technical report, CERN, Geneva, 2018. https://cds.cern.ch/record/2644987.

A

Экстраполяция в СО фоновых $jet \to \gamma$ событий различными функциями

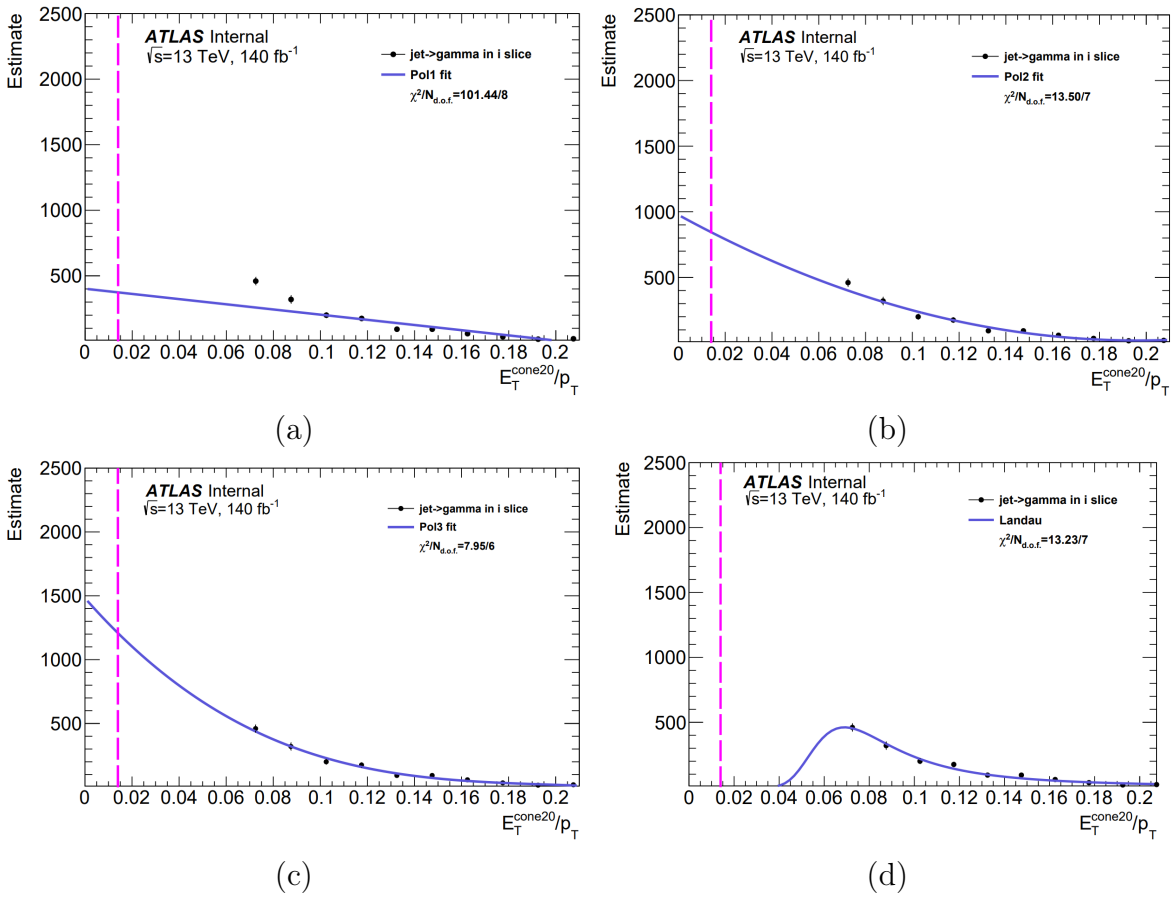


Рисунок 7 — Экстраполяция в СО фоновых $jet \to \gamma$ событий (a) полиномом перовой степени, (b) полиномом второй степени, (c) полиномом третьей степени и (d) функцией Ландау.

Б

Экстраполяция в СО фоновых $jet \to \gamma$ событий для различного числа слайсов в КО

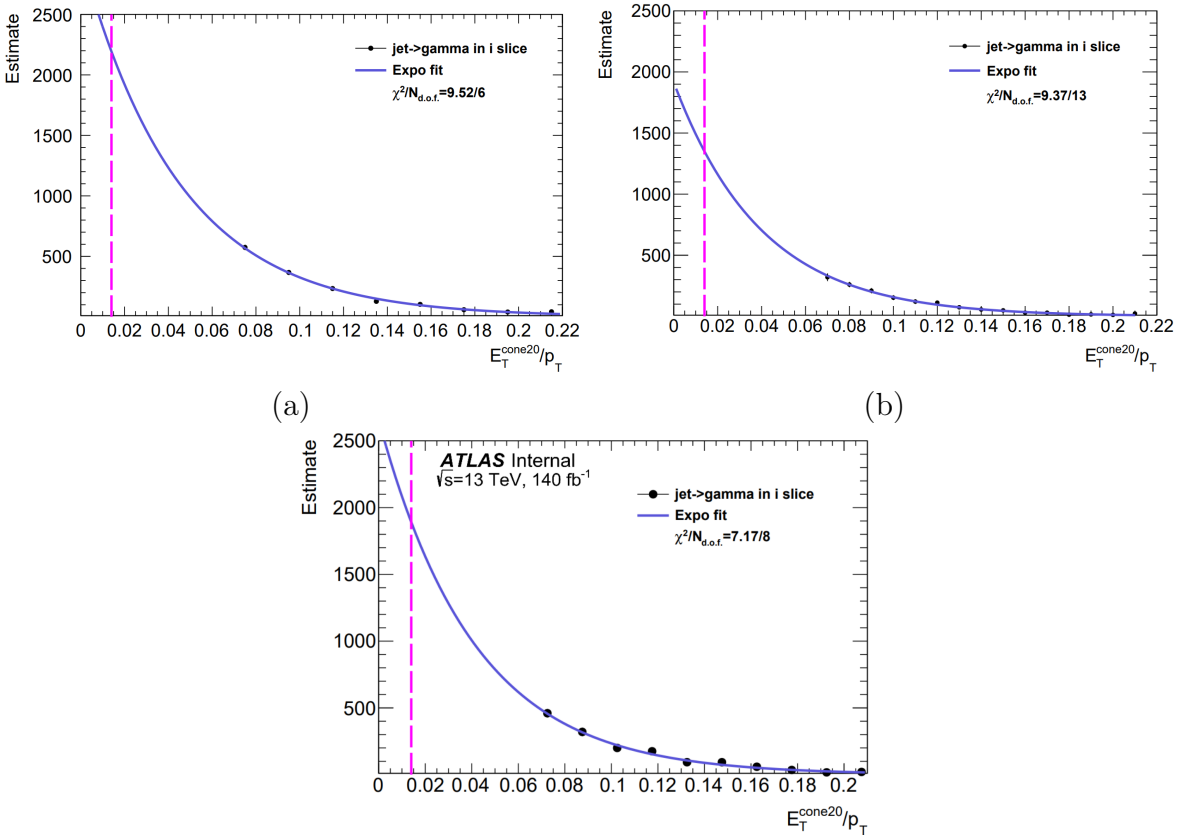


Рисунок 8 — Экстраполяция в СО фоновых $jet \to \gamma$ событий для (a) 8, (b) 15 и (c) 10 слайсов в КО.

B

Распределения Δz для событий с отбором по числу струй

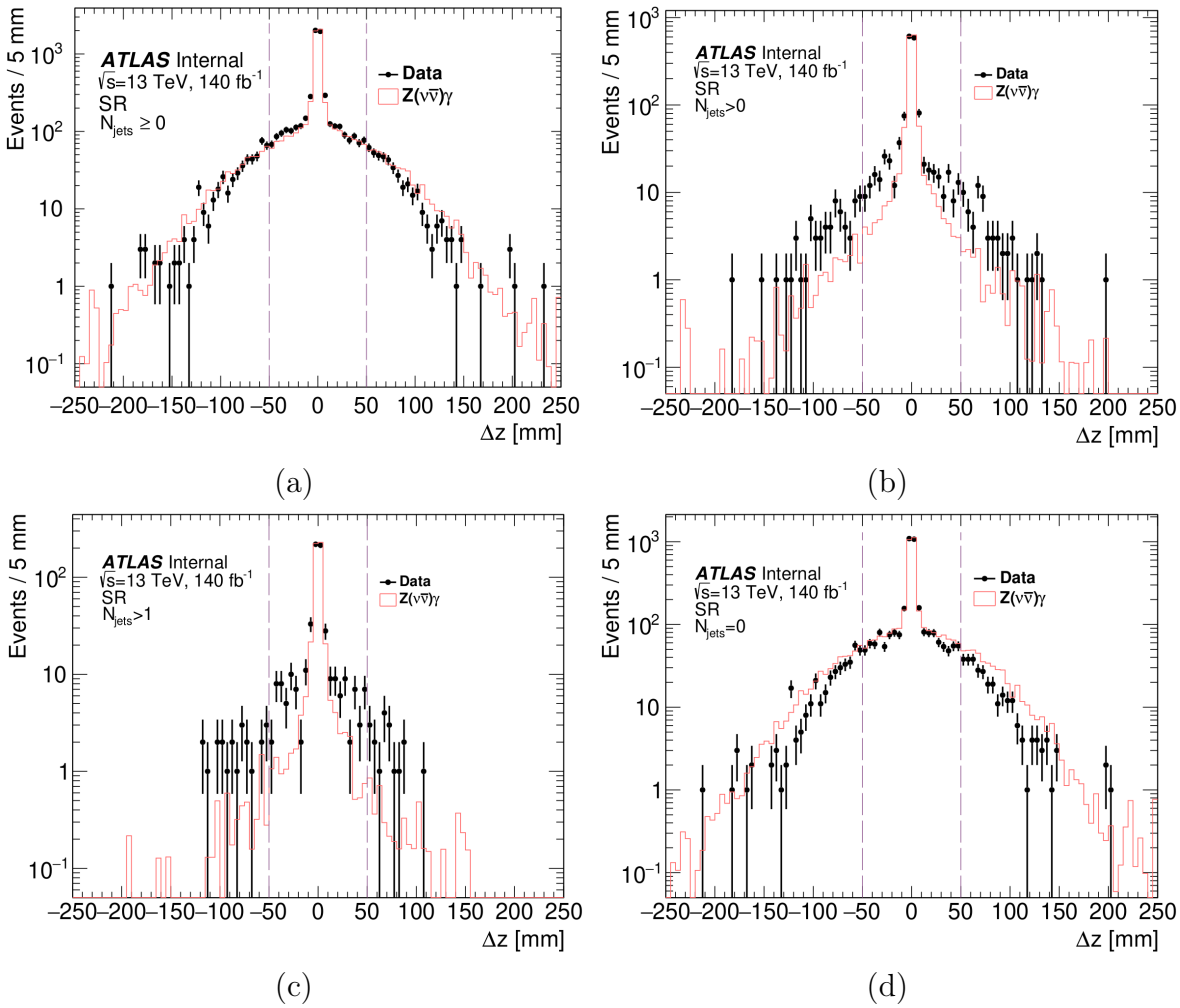


Рисунок 9 — Распределения данных по Δz для событий с отбором по числу струй, сопоставленные с $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ QCD LO набором, отнормированным на SF_1: (a) $N_{\text{jets}} \geqslant 0$, (b) $N_{\text{jets}} > 0$, (c) $N_{\text{jets}} > 1$ и (d) $N_{\text{jets}} = 0$.