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

Оценка фона, обусловленного неверной идентификацией адронной струи как фотона в исследовании ассоциированного рождения Z-бозона с фотоном на полном наборе данных Run2 протон-протонных столкновений с энергией 13 ТэВ в эксперименте ATLAS

Научный руководитель,	
к.фм.н., доцент	Е. Ю. Солдатов

\_\_\_\_\_ Д. Н. Пятиизбянцева

Научный рукодитель

\_\_\_\_\_ К. К. Казакова

Москва 2022

Студент

# Содержание

B	веде	ние	3
	Цел	ь работы	4
1	Уст	ройство 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 детектора ATLAS	7
		1.1.4 Мюонный спектрометр	8
		1.1.5 Триггерная система	8
2	Ист	юльзуемые наборы и отбор событий	9
	2.1	Отбор фотонов	9
	2.2	Отбор событий	10
3	Фо	н, обусловленный конфигурацией пучка	11
4	Оце	енка фона с помощью двумерного метода боковых интер-	
	вал	OB	15
	4.1	Описание метода	16
	4.2	Оптимизация регионов в ABCD-методе	19
	4.3	Оценка числа фоновых событий в сигнальном регионе	24
	4.4	Оценка статистической и систематической погрешностей	26
5	Оце	енка фона с помощью метода максимального правдоподо-	
	бия		29
	5.1	Результаты оценки методом максимального правдободобия	30
	5.2	Оценка статистической и систематической погрешностей	33
За	клю	очение	35
С	писо	к используемых источников	37

### Введение

Стандарная модель (CM) - наиболее тщательно проработанная теория в физике элементарных частиц. То, почему частицы обладают массой, в СМ объясняется через механизм Хиггса[1]. Однако СМ не описывает гравитацию, Тёмную Энергию, Темную Материю и многие другие явления. Можно предположить, что СМ лишь часть более универсальной теории. Этот факт даёт мотивацию проводить исследования, которые позволят найти отклонения от СМ и привести к открытию «новой физики». В данной работе исследуются высокочувствительные к отклонениям от СМ процесс ассоциированного рождения Z-бозона с фотоном. Выбор нейтрального канала распада Z-бозона мотивирован его достаточно большой вероятностью (20%)[2] и возможностью отделения сигнала от фона в отличии от распада по адронному каналу ( $\sim 70\%$ ). Лептонный канал распада не рассматривается из-за его малой вероятности (~6.7%). Примеры диаграмм Фейнмана электрослабых процессов рассеяния векторных бозонов с конечным состоянием  $Z(\nu\bar{\nu})\gamma jj$ представлены на рисунке 1. Примеры диаграмм Фейнмана с сильными вершинами с конечным состоянием  $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$  и выходящей за рамки CM вершиной  $ZZ\gamma$  представлены на рисунке 2.



Рисунок 1 — Диаграммы Фейнмана электрослабых процессов рассеяния векторных бозонов с конечным состоянием  ${\rm Z}(\nu\bar{\nu})\gamma jj$ 



Рисунок 2 — Диаграммы Фейнмана с сильными вершинами с конечным состоянием  $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$  и выходящей за рамки СМ вершиной  $ZZ\gamma$ 

### Цель работы

Цель данного анализа заключается в оценке фона, обусловленного неверной идентификацией адронной струи как фотона в процессе ассоциированного рождения Z-бозона с фотоном. В соответствии с поставленной целью, задачами анализа являлись:

- оценка и последующая оптимизация корреляционного фактора с помощью двумерного метода боковых интервалов (ABCD - метод);
- получение значения числа фоновых событий в сигнальном регионе с помощью ABCD-метода;
- создание альтернативного метода оценки фона, основанного на методе максимального правдоподобия (метод МП);
- оценка числа фоновых событий с помощью метод МП
- оценка статистической и систематической погрешностей числа фоновых событий для обоих методов.

Также одной из целей анализа является наиболее оптимальное подавление фоновых событий, обусловленных конфигурацией пучка.

## 1 Устройство детектора ATLAS

### 1.1 Эксперимент ATLAS

Эксперимент ATLAS[3],[4] - это многоцелевой детектор (рис.3), предназначенный для исследования протон-протонных столкновений и столкновений тяжелых ионов, полученных с БАКа. Программа ATLAS предназначена для поиска бозона Хиггса и «новой физики», а так же для проверки КХД. Детектор радиально симметричен и состоит из разных подчастей, 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 отчёты, одна из них - прямоугольная система координат. Начало отчёта 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 циллиндрической системе координат вводятся полярный угол  $\theta$  - отсчитывается от положительного направления оси z, и азимутальный угол  $\phi$  - определяется в плоскости 0xy вокруг оси пучка. Псевдобыстрота задается формулой (1.1).

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

Угловое расстояние между частицами определяется формулой (1.2).

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



Рисунок 3 — Схема детектора ATLAS и его подсистем

### 1.1.2 Внутренний детектор

Внутренний детектор - это первая часть детектора ATLAS, регистрирующая продукты распада. Он относительно компактный и очень устойчив к радиационным воздействиям. Детектор состоит из трех частей: пиксельного детектора, детектора переходного излучения и кремниего трекера, изображённые на рисунке (3), которые охватывают диапозон псевдобыстрот  $|\eta| < 2.5$ . Внутренний детектор выполняет функции трекинга заряженных частиц. Благодаря магнитному полю от соленоида детектор фиксирует треки частиц, а также восстанавливает их импульсы.

### 1.1.3 Система калориметров детектора ATLAS

Система калориметров охватывает диапозон псевдобыстрот  $|\eta| < 4.9$ и состоит из двух компонентов: электромагнитного и адронного калориметров. Основная задача калориметров - это измерение энергии и положения пришедших в него частиц. Также система калориметров позволяет вычислить потерянную энергию  $E_T^{miss}$ . Калориметры сконструированы так, чтобы обеспечивать надежную защиту мюонной системы от проникновения электромагнитных и адронных ливней. Электромагнитный калориметр, окружающий внутренний детектор, оптимизирован для измерения энергии фотонов и электронов. Адронный калориметр окружает электромагнитный калориметр и позволяет измерить энергию адронов.

### 1.1.4 Мюонный спектрометр

Мюоны проходят через описанную в разделе 1.1.3 систему калориметров почти без потерь, поэтому главной задачей мюонного спектрометра является 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 виду кривизны трека, изгибаемой магнитным полем тороидных магнитов.

### 1.1.5 Триггерная система

Триггерная система ATLAS имеет несколько различных подсистем: триггер первого уровня и триггер высокого уровня. Главная задача триггерной системы ATLAS заключается в фильтрации интересных событий от всех остальных фоновых событий. Также триггерная система должна уменьшать частоту событий, примерно 40 кГц, до частоты, которые могут использоваться для обработки данных и для хранения, которая примерно равна 200 Гц.

## 2 Используемые наборы и отбор событий

В данной работе использовались наборы Монте-Карло (МК) данных, прошедшие полное моделирование и реконструкцию для геометрии детектора ATLAS. Также в анализе использовались реальные наборы данных с БАКа, полученные в результате протон-протонных столкновений с энергией в системе центра масс 13 ТэВ и интегральной светимостью 139 fb<sup>-1</sup>, набранные с 2015 по 2018 гг.

МК генератор Sherpa[5] использовался для моделирования процессов с электрослабыми бозонами и/или фотонами. Электрослабые процессы  $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ и  $W\gamma$  были смоделированы с помощью генератора MadGraph[6]. КХД процессы  $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$  и многоструйные события моделировались с помощью Sherpa. События с top-кварками смоделированы генератором Powheg[7]. Также использовались различные модели партонных ливней: Pythia8[8] и Herwig7[9].

Количества событий в каждом МК наборе отнормированы на данные.

### 2.1 Отбор фотонов

После реконструкции событий в МК и в данных производится классификация всех фотонов, после которой фотон будет идентифицироваться как «жесткий»(tight) или как «мягкий»(non-tight). Также из-за особенностей калориметра накладываются ограничения на псевдобыстроту фотона:  $|\eta| < 2.37$ , кроме 1.37 $< |\eta| < 1.52$ . Из-за особенностей триггерной системы накладывается ограничение на поперечный импульс фотона  $p_{\rm T}^{\gamma} > 150$  ГэВ. В анализе использовались три различные фотонные изоляции, информация о которых приведена в таблице 1. В зависимости от изоляции накладывается отбор на трековую изоляцию  $p_{\rm T}^{\rm cone20}/p_{\rm T}^{\gamma} < 0.05$ . Используемые в таблице переменные соответствуют следующим определениям:  $E_{\rm T}^{\rm cone20}$  - энерговыделение в калориметре внутри конуса раствором  $\Delta R = 0.4$  и  $\Delta R = 0.2$  соответственно,  $p_{\rm T}^{\rm cone20}$  есть сумма поперечных импульсов в конусе с раствором  $\Delta R = 0.2$ .

Изоляция	Калориметрическая изоляция	Трековая изоляция
FixedCutTightCaloOnly	$E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{cone40}}-0.022{\cdot}p_{\mathrm{T}}^{\gamma}<2.45$ ГэВ	-
$\mathbf{FixedCutTight}$	$E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ar{c}one40}}-0.022{\cdot}p_{\mathrm{T}}^{ar{\gamma}}<2.45$ ГэВ	$p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{cone20}}/p_{\mathrm{T}}^{\gamma} < 0.05$
FixedCutLoose	$\bar{E}_{\mathrm{T}}^{\mathrm{cone20}} - 0.065 \cdot \bar{p}_{\mathrm{T}}^{\gamma} < 0$ ГэВ	$p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{cone20}}/p_{\mathrm{T}}^{ar{\gamma}} < 0.05$

Таблица 1 — Типы фотонных изоляций

### 2.2 Отбор событий

В работе использовались оптимизированные отборы событий. Условия на число фотонов и струй соответствует конечному состоянию  $Z(\nu \bar{\nu})\gamma$ . Лептонное вето отсеивает процессы с лептонами в конечном состоянии. Угловые ограничения оптимизированы таким образом, чтобы максимально подавлять прочие фоны. В таблице 2 приведены отборы, которые применялись в анализе:

Переменная	Ограничение
$E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$	> 130 ГэВ
$ar{E}^{\gamma}_{\mathrm{T}}$	> 150ГэВ
Число фотонов	$N_\gamma=1$
Число лептонов	$N_e=0,N_\mu=0$
Число струй	$N_{jets} \ge 0$
Значимость $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$	> 11
$ \Delta \phi(E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}},\gamma) $	> 0.6
$ \Delta \phi(E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}, j_1) $	> 0.4

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

где  $E_{\rm T}^{\rm miss}$  - потерянная поперечная энергия, величина которой есть модуль вектора потерянного поперечного импульса  $|\vec{p}_{\rm T}^{\rm miss}|$ . Значимость  $E_{\rm T}^{\rm miss}$  - это величина, отделяющая события с правдивой величиной от событий с ложной величиной потерянной поперечной энергии. Переменные  $|\Delta\phi(E_{\rm T}^{\rm miss},\gamma)|$  и  $|\Delta\phi(E_{\rm T}^{\rm miss},j_1)|$  есть разность азимутальных углов между  $E_{\rm T}^{\rm miss}$  и фотоном и первой адронной струей соответственно.

# 3 Фон, обусловленный конфигурацией

### пучка

При оценке фоновых событий необходимо подавить первичные фотоны, которые обусловлены конфигурацией пучка. Первичная вершина — это вершина взаимодействия протонных партонов, которая является источником процесса с высоким переданным импульсом. Эта вершина и является источником рассматриваемого фона. Введем координатную переменную  $\Delta z = z_{\gamma} - z_{vtx}$ , где  $z_{\gamma}$  и  $z_{vtx}$  - координаты исследуемого фотона и первичной вершины соответсвенно. Далее необходимо оценить количество событий в данных, исходящих от данного фона в изолированной области с жестким критерием на фотоны (isolated, tight), в изолированный обласи с мягким критерием (isolated, loose), в неизолированной области с жестким критерием (nonisolated, tight), в изолированной области с мягким критерием (nonisolated, tight), в неизолированной области с мягким критерием (nonisolated, tight), в каждой



Рисунок 4 — Распределения по координатной переменной  $\Delta z$  для каждого региона

области в данных.

Чтобы исключить определение неконверсионных фотонов как сигнальных фотонов, необходимо применить отбор на  $\Delta z$ . Для оценки количества неконверсионных и конверсионных фотонов построены распредения, показанные на рисунке 5 в изолированной области с мягким критерием, которая



Рисунок 5 — Распределения по координатной переменной  $\Delta z$  в изолированный области с мягким критерием для неконверсионных фотонов (слева) и конверсионных фотонов (справа)

наиболее обогащена неконверсионными фотонами. С помощью распределения на рисунке 6 можно показать, что фотоны в данной области сконцен-



Рисунок 6 — Распределение по псевдобыстроте фотона <br/>  $\eta$ и азимутальному углу $\phi$ в изолированной области с мяг<br/>ким критерием

трированы преимущественно вблизи  $|\phi| = 0, \pm \pi$  и  $|\eta| = 2$ . После отбора по

переменным  $|\phi| < 0.2, |\phi| \in [2.9, 3.2]$  и  $|\eta| > 1.7$  построено распределение для неконверсионных фотонов, которое представлено на рисунке 7. На его основе



Рисунок 7 — Распределения по координатной переменной  $\Delta z$  в изолированный обласи с мягким критерием для неконверсионных фотонов с отборами  $|\phi| < 0.2, |\phi| \in [2.9, 3.2]$  и  $|\eta| > 1.7$ 

можно сделать вывод, что подавляющее большинство событий, удовлетворяющие таким критериям, лежит в области  $|\Delta z| > 1000$  мм.

Для определения наиболее эффективного отбора на  $\Delta z$ , были построены распределения, представленые на рисунке 8, для эффекивности и об-



Рисунок 8 — Распределение эффекивности для изолированной области с жестким критерием (слева) и распределение обратной эффекивности для изолированной области с мягким критерием (справа)

ратной эффективности для изолированной области с жестким критерием и

изолированной области с мягким критерием соответственно, в которой наложены отборы на  $|\phi|$  и  $|\eta|$ .

Наиболее эффективному отбору соответсвует  $|\Delta z| < 250$  мм. Значение для эффективности составило  $\epsilon_{accept} = 99.7 \pm 0.9\%$ , значение для обратной эффективности составило  $\epsilon_{rej} = 100 \pm 3\%$ , что говорит об оптимальном ограничении на координатную переменную  $|\Delta z|$ . Полученный отбор будет применяться далее в оценке фона  $jet \rightarrow \gamma$ .

# 4 Оценка фона с помощью двумерного метода боковых интервалов

Исследуемый электрослабый и КХД процессы  $Z(\nu \bar{\nu})\gamma j j$  обладают конечным состоянием, который может быть воспроизведен в ряде других процессов, которые будут являться фоновыми. Такими процессами являются:

- конечные состояния  $\tau \nu \gamma$  и  $l \nu \gamma$  от КХД и электрослабого рождения  $W \tau$ , где  $\tau$  распадается на адроны, или где электрон или мюон от распада  $\tau$  или W не регистрируется детектором;
- события  $\gamma$ + jet, в которых большой  $E_T^{miss}$  возникает из комбинации реального  $E_T^{miss}$  от нейтрино в распадах тяжелых кварков и от неверно измеренной энергии струй;
- события  $W(e\nu)$ , моно-*t* и  $t\bar{t}$ , где электрон в конечном состоянии неверно идентифициаруется как фотон  $(e \rightarrow \gamma)$ ;
- события от рождения  $t\bar{t}\gamma$ , когда один или оба из W бозона от распада t-кварка распадается на лептоны. Далее либо  $\tau$  распадается на адроны, либо не восстанавливается;
- $Z(\nu\bar{\nu})$  + jets и многоструйные события, 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.

В данном анализе производится оценка фона, обусловленного неверной идентификацией адронной струи как фотона ( $jet \rightarrow \gamma$ ), а также оптимизация методов этой оценки. Фон, полученный на основе того, что объекты были неправильно идентифицированы, обычно плохо моделируется с помощью МК, поэтому для наиболее точной оценки более надеждым является метод, основанный на данных.

### 4.1 Описание метода

Наибольшая доля событий, где струя неверно идентифицируется как фотон ( $jet \rightarrow \gamma$ ) происходит в процессах  $Z(\nu \bar{\nu})$  + jets и в многоструйных процессах. Так как эти фоны не могут быть оценены из МК, в анализе используется один из методов оценки – двумерный метод боковых интервалов (далее ABCD-метод). В качестве переменных используются идентификационные и изоляционные критерии для фотонов, в основе которых лежат переменные формы электромагнитного ливня в калориметрах. Данный метод содержит четыре основых региона, которые схематично представлены на рисунке 9. Для фотонной изоляции FixedCutTight сигнальный и контрольные регионы (KO) удовлетворяют следующим требованиям:

- «жёсткая» (tight) и изолированная (isolated) область (регион А сигнальный регион): события в этом регионе содержат лидирующий фотон, который отвечает критерию изолированности ( $E_{\rm T}^{\rm cone40}$ -0.022· $p_{\rm T}^{\gamma}$  < 2.45 ГэВ) и удовлетворяет «жёсткому» критерию;
- «жёсткая» (tight), но неизолированная (non isolated) область (KO B): события в этом регионе содержат лидирующий фотон, который отвечает критерию изолированности (2.45 + iso gap ГэВ < ( $E_{\rm T}^{\rm cone40}$ -0.022· $p_{\rm T}^{\gamma}$  < U<sub>cut</sub> ГэВ) и удовлетворяет «жёсткому» критерию;
- «мягкая» (non-tight) и изолированная (isolated) область (KO C): события в этом регионе содержат лидирующий фотон, который отвечает критерию изолированности ( $E_{\rm T}^{\rm cone40}$ -0.022· $p_{\rm T}^{\gamma}$  < 2.45 ГэВ) и удовлетворяет «мягкому» критерию;
- «мягкая» (non-tight), но неизолированная (non isolated) область (KO D): события в этом регионе содержат лидирующий фотон, который отвечает критерию изолированности (2.45 + iso gap  $\Gamma$ эB < ( $E_{\rm T}^{\rm cone40}$ - $0.022 \cdot p_{\rm T}^{\gamma}$  < U<sub>cut</sub>  $\Gamma$ эB) и удовлетворяет «мягкому» критерию.

Изоляционный зазор (isolation gap) между изолированными и неизолированными областями выбран равным 2 ГэВ с целью уменьшить утечки сигнальных событий из области A в контрольные регионы. Ограничение сверху по переменной изоляции (U<sub>cut</sub>) не имеет определённого значения и определяется для каждого анализа в отдельности. Для изоляций FixedCutTightCaloOnly



Рисунок 9 — Схематичная иллюстрация двумерного метода боковых интервалов с разделением на A, B, C и D контрольные области

и FixedCutLoose определение сигнальной и контрольных областей происходит аналогичным образом.

Фотон идентифицируется как «мягкий», если он удовлетворяет не всем критериям формы электромагнитного ливня. Поэтому задаются несколько типов «мягкого» фотона (loose'), называемые рабочими точками, в которых, по крайней мере, один из следующих критериев должен нарушаться:

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

где  $w_{s3}$  - ширина электромагнитного ливня с использованием трёх стриповых (первых слоёв ЭМ калориметра) слоёв вокруг стрипового слоя с максимальной энергией;  $F_{side}$  - энергия 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;  $E_{ratio}$  - отношение разности энергий, ассоциированных с наиболее высоким и вторым по величине выделением энергии к сумме этих энергий;  $w_{\text{tot}}$  - полная поперечная ширина ливня. Основное предположение ABCDметода в том, что заданные KO не коррелируют между собой, то есть должно выполняться равенство (4.1):

$$\frac{N_{\rm A}^{jet \to \gamma}}{N_{\rm B}} = \frac{N_{\rm C}}{N_{\rm D}} \tag{4.1}$$

Также предположение метода заключается в том, что корреляция между «мягким» критерием и изоляцией отсутствует, поэтому должна выбираться наименее скоррелированная рабочая точка loose'. Для этого вводится корреляционный фактор R, который для МК данных задается как  $R = \frac{N_A^{\rm MC} N_D^{\rm MC}}{N_B^{\rm MC} N_C^{\rm MC}}$ , и в случае отсутствия корреляции R = 1.

Для вычисления корреляционного фактора *R* между изоляцией и различными рабочими точками для данных добавляется два неизолированных контрольных региона (Е и F), которые являются частью контрольных регионов В и D. Этот метод на основе данных схематично изображён на рисунке 10. Контрольные регионы E и F задаются следующим образом:

- «жёсткая» (tight) и ещё более неизолированная область (KO E): события в этом регионе содержат лидирующий фотон, который отвечает критерию изолированности ( $M_{cut} \ \Gamma \ni B < E_T^{cone40} 0.022 \cdot p_T^{\gamma} < U_{cut} \ \Gamma \ni B$ ) и удовлетворяет «жёсткому» критерию;
- «мягкая» (non-tight) и ещё более неизолированная область (KO F): события в этом регионе содержат лидирующий фотон, который отвечает критерию изолированности (M<sub>cut</sub> ГэВ < E<sub>T</sub><sup>cone40</sup> - 0.022·p<sub>T</sub><sup>γ</sup> < U<sub>cut</sub> ГэВ) и удовлетворяет «мягкому» критерию.

Точка разделения областей (M<sub>cut</sub>) В и D выбирается исходя из исследуемого процесса таким образом, чтобы R<sub>data</sub> стремилась к 1. Для ABCDметода, основанного на данных, фактор R<sub>data</sub> задается следующим уравнением (4.2):

$$R_{\rm data} = \frac{N_{\rm B-E}^{\rm data} N_{\rm F}^{\rm data}}{N_{\rm D-F}^{\rm data} N_{\rm E}^{\rm data}}$$
(4.2)

где количество событий в каждом регионе есть данные за вычетом сигнальных событий и фонов, не относящихся к оцениваемому фону.



Рисунок 10 — Схематичная иллюстрация двумерного метода боковых интервалов выделением в регионах В и D двух дополнительных регионов Е и F соответственно

### 4.2 Оптимизация регионов в АВСД-методе

Регионы ABCD-метода, описанные в параграфе 4.1, необходимо определять для каждого анализа в отдельности. Поэтому в данном разделе описан способ оптимизации регионов, который приведет к наиболее нескоррелированному значению R-фактора. В анализе не использовались многоструйные МК наборы, так как они имеют крайне ограниченную статистику, что привело бы к проблемам с нормировкой. В процессе оптимизации R фактора были рассмотрены все три изоляции, а также рассматривалась изоляция FixedCutTight с инверсией трековой изоляции ( $p_{\rm T}^{\rm cone20}/p_{\rm T}^{\gamma} > 0.05$ ).

В таблице 3 представлены значения корреляционных факторов для трёх изоляций и FixedCutTight с инверсией без верхнего ограничения по изоляции для наименее скоррелированной рабочей точки loose'2. На рисунке

Изоляция	<b>R-</b> фактор
FixedCutTight	$1.05 \pm 0.15$
FixedCutTightCaloOnly	$1.06 \pm 0.10$
FixedCutLoose	$1.29 \pm 0.28$
FixedCutTight (инверсия)	$1.01 \pm 0.12$

Таблица 3 — Значения корреляционных факторов для трёх изоляций и FixedCutTight с инверсией без верхнего ограничения по изоляции

11 показаны распределения по переменной изоляции для трёх изоляций и



для FixedCutTight с инверсией для loose'2. На основе распредеделений мож-

Рисунок 11 — Распределения по переменной изоляции для трёх изоляцией и для FixedCutTight с инверсией для наименее скоррелированной рабочей точки loose'2.

но сделать вывод, что после применения изоляции FixedCutLoose статистика становится сильно ограниченной, из-за чего возникают значительные погрешности, особенно заметные в области > 10 ГэВ.

Также был построена функция зависимости 12 корреляционного фактора R для трёх изоляцией и для FixedCutTight с инверсией в зависимости от ограничения сверху по изоляции для loose'2. На основе распределений и таблицы можно сделать вывод, что для изоляции FixedCutLoose идентификационные и изоляционные критерии для фотонов сильно скоррелированны, также для данной изоляции крайне ограничена статистика, вследствие чего данная изоляция не будет рассматриваться далее.

На рисунке 13 показана аналогичная 12 функция зависимости без изоляции FixedCutLoose. Далее будет расмматриваться процесс оптимизации регионов ABCD-метода для поиска наименее скоррелированного значения для



Рисунок 12 — Функция зависимости R-фактора для трёх изоляцией и для FixedCutTight с инверсией в зависимости от ограничения сверху по изоляции для loose'2.



Рисунок 13 — Функция зависимости R-фактора без изоляции FixedCutLoose для loose'2.

двух изоляций.

В таблице 4 представлены значения R-факторов, полученных на основе МК и на основе данных для изоляции FixedCutTight без применения верхнего ограничния по изоляции. Применение данной изоляции очень сильно сокращает статистику и приводит к большим статистическим погрешностям.

FixedCutTight, без верхнего ограничения						
MC						
	loose'2	loose'3	loose'4	loose'5		
R-factor	$1.05 \pm 0.15$	$1.19 \pm 0.14$	$1.39 \pm 0.17$			
		Data-driver	n			
Cut	loose'2	loose'3	loose'4	loose'5		
7.95	$1.6 \pm 0.3$	$1.5 \pm 0.3$	$1.4 \pm 0.3$	$1.4 \pm 0.3$		
8.45	$1.5 \pm 0.3$	$1.5 \pm 0.3$	$1.4 \pm 0.3$	$1.4 \pm 0.3$		
8.95	$1.4 \pm 0.3$	$1.3 \pm 0.3$	$1.3 \pm 0.3$	$1.3 \pm 0.3$		
9.45	$1.6 \pm 0.4$	$1.5 \pm 0.4$	$1.5 \pm 0.4$	$1.5 \pm 0.3$		
0.05	$16 \pm 0.1$	$15 \pm 04$	17 + 04	$16 \pm 04$		

Далее было применено верхнее ограничение по переменной изоляции

Таблица 4 — Оценка R-факторов на основе МК и данных для изоляции FixedCutTight без верхнего ограничения

равное 25.45 ГэВ с целью уменьшения статистической погрешности в регионе > 26 ГэВ, результаты оптимизации представлены в таблице 5. Значение R-фактора на данных для точки разделения 9.05 ГэВ близко к 1, но из-за ограниченной статистики данная оптимизация так же не применима.

В таблице 6 представлены значения R-факторов для FixedCutTight c инверсией трековой изоляции и верхним ограничением 25.45 ГэВ. А в таблице 7 представлены значения изоляции FixedCutTightCaloOnly. Для этой изоляции, опираясь на распределения 11, нет причин применять верхнее ограничение по изоляциию.

На основе приведенных таблиц можно сделать вывод, что наиболее оптимальная изоляция - FixedCutCaloOnly без верхнего ограничения, так как значения R-фактора наименее скоррелированны, а статистическая погрешность для R на основе MK и данных составляет  $\delta = 9\%$ 

$\mathbf{FixedCutTight}, \ U_c = 25.45 \ \Gamma$ əB							
MC							
	loose'2	loose'3	loose'4	loose'5			
R-factor	R-factor $1.06 \pm 0.15$ $1.15 \pm 0.16$		$1.21 \pm 0.15$	$1.40 \pm 0.17$			
		Data-driver	n				
Cut	loose'2	loose'3	loose'4	loose'5			
8.45	$1.1 \pm 0.2$	$1.1 \pm 0.2$	$1.03 \pm 0.18$	$1.06 \pm 0.18$			
8.95	$0.96 \pm 0.18$	$0.97 \pm 0.17$	$0.96 \pm 0.17$	$0.97 \pm 0.16$			
9.05	$1.01 \pm 0.18$	$1.02 \pm 0.18$	$1.01 \pm 0.18$	$1.01 \pm 0.17$			
9.45	<b>9.45</b> $1.08 \pm 0.19$ $1.10 \pm 0.19$ $1.10 \pm 0.19$ $1.12 \pm 0.18$						
9.95	$1.03 \pm 0.18$	$1.03 \pm 0.18$	$1.16 \pm 0.19$	$1.16 \pm 0.19$			
10.45	$1.1 \pm 0.2$	$1.1 \pm 0.2$	$1.2 \pm 0.2$	$1.2 \pm 0.2$			
10.95	$1.2 \pm 0.2$	$1.2 \pm 0.2$	$1.3 \pm 0.2$	$1.3 \pm 0.2$			

Таблица 5 — Оценка R-факторов на основе МК и данных для изоляции FixedCutTight с ограничением 25 ГэВ

$fixedCutTight (инверсия), U_c = 25.45$ ГэВ									
MC									
	loose'2	loose'3	loose'4	loose'5					
R-factor	$1.01 \pm 0.12$	$1.15 \pm 0.12$	$1.29 \pm 0.13$	$1.58 \pm 0.16$					
				<u> </u>					
		Data-drive	Data-driven						
Cut	loose'2	loose'3	loose'4	loose'5					
Cut 9.45	$1.09 \pm 0.13$	1000000000000000000000000000000000000	$1.09 \pm 0.11$	$\frac{\text{loose'5}}{1.13 \pm 0.10}$					
Cut 9.45 9.95	$\frac{1005e'2}{1.09 \pm 0.13}$ $1.08 \pm 0.12$	$     loose'3     1.15 \pm 0.13     1.16 \pm 0.12 $	$     loose'4      1.09 \pm 0.11      1.11 \pm 0.11   $	$     loose'5     1.13 \pm 0.10     1.13 \pm 0.10   $					
Cut           9.45           9.95           10.45	$\frac{\text{loose'2}}{1.09 \pm 0.13}$ $1.08 \pm 0.12$ $1.07 \pm 0.12$	$     loose'3     1.15 \pm 0.13     1.16 \pm 0.12     1.13 \pm 0.12   $	$\begin{array}{c} \textbf{loose'4} \\ 1.09 \pm 0.11 \\ 1.11 \pm 0.11 \\ 1.09 \pm 0.10 \end{array}$	$     loose'5     1.13 \pm 0.10     1.13 \pm 0.10     1.12 \pm 0.10     1.12 \pm 0.10   $					
Cut           9.45           9.95           10.45           10.95	$\begin{array}{c} \textbf{loose'2} \\ 1.09 \pm 0.13 \\ 1.08 \pm 0.12 \\ 1.07 \pm 0.12 \\ 1.09 \pm 0.12 \end{array}$	loose'3 $1.15 \pm 0.13$ $1.16 \pm 0.12$ $1.13 \pm 0.12$ $1.14 \pm 0.12$	$\begin{array}{c} \textbf{loose'4} \\ 1.09 \pm 0.11 \\ 1.11 \pm 0.11 \\ 1.09 \pm 0.10 \\ 1.10 \pm 0.10 \end{array}$	$     loose'5     1.13 \pm 0.10     1.13 \pm 0.10     1.12 \pm 0.10     1.14 \pm 0.10   $					

Таблица 6 — Оценка R-факторов на основе МК и данных для изоляции FixedCutTight с инверсией с верхним ограничением 25.45 ГэВ

<b>FixedCutTightCaloOnly</b> , без верхнего ограничения						
MC						
	loose'2	loose'3	loose'4	loose'5		
R-factor	$1.01 \pm 0.12$	$1.15 \pm 0.12$	$1.29 \pm 0.13$	$1.58 \pm 0.16$		
		Data-driver	n			
Cut	loose'2	loose'3	loose'4	loose'5		
9.45	$1.08 \pm 0.11$	$1.14 \pm 0.11$	$1.12 \pm 0.10$	$1.13 \pm 0.10$		
9.95	$1.07 \pm 0.10$	$1.13 \pm 0.10$	$1.15 \pm 0.10$	$1.15 \pm 0.10$		
10.45	$1.09 \pm 0.10$	$1.14 \pm 0.10$	$1.14 \pm 0.10$	$1.15 \pm 0.10$		
10.95	$1.18 \pm 0.11$	$1.23 \pm 0.11$	$1.21 \pm 0.10$	$1.22 \pm 0.10$		
11.45	$1.23 \pm 0.11$	$1.27 \pm 0.11$	$1.22 \pm 0.10$	$1.22 \pm 0.10$		

Таблица 7 — Оценка R-факторов на основе MK и данных для изоляции FixedCutCaloOnly без верхнего ограничения

## 4.3 Оценка числа фоновых событий в сигнальном регионе

Одно из основных предположений ABCD-метода заключается в том, что сигнальный регион A преимущественно состоит из сигнальных событий, в то время как три контрольных региона B, C и D состоят из фоновых событий. Однако присутствуют «утечки» сигнальных событий в KO, которые хорошо оцениваются из MK. Каждый региона задается следующим образом:

 $\begin{cases} N_A = N_A^{\text{sig}} + N_A^{\text{bkg}} + N_A^{\text{jet} \to \gamma}; \\ N_B = c_B N_A^{\text{sig}} + N_B^{\text{bkg}} + N_B^{\text{jet} \to \gamma}; \\ N_C = c_C N_A^{\text{sig}} + N_C^{\text{bkg}} + N_C^{\text{jet} \to \gamma}; \\ N_D = c_D N_A^{\text{sig}} + N_D^{\text{bkg}} + N_D^{\text{jet} \to \gamma}; \end{cases} \end{cases}$ 

где  $N_i^{\text{bkg}}$  - фон, не относящийся к оцениваемому фону  $jet \to \gamma$  в каждой КО. Количества событий оцениваются из МК, однако фон, обусловленный неверной идентификации электрона как фотона оценивается с помощью метода, основанного на данных. Параметры «утечки»  $c_i$  определяются отношением количества сигнальных событий в КО к событиям в сигальной области и задаются как:

$$c_B = \frac{N_B^{\text{sig}}}{N_A^{\text{sig}}};$$
$$c_C = \frac{N_C^{\text{sig}}}{N_A^{\text{sig}}};$$
$$c_D = \frac{N_D^{\text{sig}}}{N_A^{\text{sig}}}.$$

Параметры «утечки» для каждого региона представлены в таблице 8:

	$c_B$	$c_C$	$c_D$
Значение	$0.0713 \pm 0.0002$	$0.00879 {\pm} 0.00007$	$0.00070 \pm 0.00002$

Таблица 8 — Параметры утечки для каждого региона

После оценки параметров «утечки» необходимо в каждом регионе из данных  $N_i$  вычесть фоновые события  $N_i^{\text{bkg}}$ , которые не относятся к исследуемому фону jet  $\rightarrow \gamma$ . Обозначим эту разницу  $\tilde{N}_i = N_i - N_i^{\text{bkg}}$ . Подставляя полученные выражения с учётом R фактора для данных и loose'2 из таблицы 7 в уравнение (4.1), получим:

$$N_{\rm A}^{\rm sig} = \widetilde{N}_{\rm A} - R(\widetilde{N}_{\rm B} - c_{\rm B}N_{\rm A}^{\rm sig}) \frac{\widetilde{N}_{\rm C} - c_{\rm C}N_{\rm A}^{\rm sig}}{\widetilde{N}_{\rm D} - c_{\rm D}N_{\rm A}^{\rm sig}}$$
(4.3)

Решая квадратное уравнение (4.3) относительно  $N_{\rm A}^{\rm sig}$ , получим:

$$N_{\rm A}^{\rm sig} = \frac{b - \sqrt{b^2 - 4ac}}{2a} \tag{4.4}$$

где *a*, *b* и *c* имеют следующие выражения:

$$\begin{cases} a = c_D - Rc_B c_C; \\ b = \widetilde{N}_D + c_D \widetilde{N}_A - R(c_B \widetilde{N}_C + c_C \widetilde{N}_B); \\ c = \widetilde{N}_D \widetilde{N}_A - R \widetilde{N}_C \widetilde{N}_B. \end{cases}$$

Число фоновых событий в области A можно получить, подставляя решение (4.4) в выражение для  $N_{\rm A}$ .

Полученные значения событий с помощью ABCD-метода для данных и всех фонов, не относящиеся к фону от  $jet \rightarrow \gamma$ , представлены в таблице 9. Значения событий для фона W( $e\nu$ ), top, tt получены с помощью метода, основанного на данных.

	Data	$W\gamma \ QCD$	$W\gamma EWK$	$W(e\nu), top, tt$	$tt\gamma$	$\gamma+{ m jet}$	$Z(ll)\gamma$
Α	$24946 \pm 158$	$3655\pm22$	$145.9\pm0.7$	$3070 \pm 12$	$213\pm3$	$5016\pm52$	$270 \pm 4$
В	$5163 \pm 72$	$337 \pm 8$	$14.1\pm0.2$	$140.9\pm0.5$	$21.9\pm1.0$	$161\pm9$	$15.1 \pm 1.3$
С	$1586 \pm 40$	$32 \pm 2$	$1.42\pm0.07$	$41.92 \pm 0.14$	$2.2\pm0.3$	$36 \pm 4$	$2.4 \pm 0.4$
D	$2805\pm53$	$3.0\pm0.6$	$0.21 \pm 0.03$	$0 \pm 0$	$0.82\pm0.19$	$0.8 \pm 0.4$	$0.19 \pm 0.11$

Таблица 9 — Значения событий для данных и фоновых процессов, не относящихся к фону  $jet \to \gamma$ , полученные из ABCD-метода

На основе значений из таблицы 9 и решения (4.4) получена оценка центрального значения фоновых событий  $jet \to \gamma$  в сигнальном регионе A с учетом R фактора на данных, которая равна  $N_A^{\text{jet}\to\gamma} = 1960$ .

# 4.4 Оценка статистической и систематической погрешностей

Для получения статистической погрешности в каждой КО были независимо проварьированы числа событий на ±1 $\sigma$  для данных и всех фоновых процессов. Полученные значения были просуммированы в квадратурах. Конечные значения статистической погрешности составили ± 83 события.

Систематическая погрешность была оценена методом варьирования определения областей ABCD метода, а именно были использованы альтернативные рабочие точки и проварьирован изоляционный промежуток между областями. Значения, на которые был проварьирован изоляционный промежуток сверху и снизу составил примерно  $\pm 1\sigma$  для KO B и D. Результаты отклонений от полученных значениях представлены в таблице 10. Наибольшее отклонение составило 24%.

Систематические погрешности для параметров «утечки» можно оценить двумя способами:

• с помощью различных МК генераторов и моделей партонных ливней

Центральное значение	$1960\pm83$
loose'3	-334
loose'4	-397
loose'5	-472
Изоляционный зазор +0.15 ГэВ	+33
Изоляционный зазор -0.15 ГэВ	-22

Таблица 10 — Центральное значение фоновых событий  $jet \to \gamma$  из данных и отклонения от него для вариаций определения областей ABCD.

• из погрешности на эффективность реконструкции фотона

Парамеры «утечки» и центральные значения событий *jet*  $\rightarrow \gamma$  для различных МК генераторов и моделей партонных ливней приведены в таблице 11. Отклонение составило 9%.

	Различные МК генераторы и модели партонных ливней		
Параметры утечки	MadGraph+Pythia8, Sherpa 2.2	MadGraph+Herwig7, MadGraph+Pythia8	δ
$c_{\mathrm{B}}$	$0.0713 \pm 0.0002$	$0.1000 \pm 0.0011$	29%
$c_{ m C}$	$0.00879\pm0.00007$	$0.0092 \pm 0.0003$	4%
$c_{\mathrm{D}}$	$0.00070\pm0.00002$	$0.00099 \pm 0.00010$	29%
$jet \rightarrow \gamma$	1960	1785	9%

Таблица 11 — «Утечка сигнала» в контрольные области В,С и D для альтернативных MK генераторов и моделей партонных ливней. В нижней строке показано отклонение от центрального значения для случая альтернативных MK генераторов и моделей партонных ливней

Более точно оценить систематические погрешности параметров «утечки» можно из погрешности на эффективность реконструкции фотона  $\delta_{iso/ID}^{\text{eff}}$  (относительная погрешность), так как различие между генераторами обусловлено преимущественно неидеальным моделированием изоляции и идентификации. По определению, моделирование изоляции (iso) фотонов влияет только на параметры «утечки»  $c_B$  и  $c_D$ , а идентификация (ID) – на  $c_C$  и  $c_D$ . В итоге можно получить следующие соотношения для относительной погрешности параметров «утечки»:

- $\sigma_{\rm iso}^{\rm c_B} = \delta_{\rm iso}^{\rm eff} \cdot (c_B + 1)/c_B$
- $\sigma_{\mathrm{ID}}^{\mathrm{c}_{\mathrm{C}}} = \delta_{\mathrm{ID}}^{\mathrm{eff}} \cdot (c_{C}+1)/c_{C}$
- $\sigma_{\mathrm{iso}}^{\mathrm{c_{D}}} = \delta_{\mathrm{iso}}^{\mathrm{eff}} \cdot (c_{B}+1)/c_{B}$

•  $\sigma_{\mathrm{ID}}^{\mathrm{c_{D}}} = \delta_{\mathrm{ID}}^{\mathrm{eff}} \cdot (c_{C}+1)/c_{C}$ 

В данных соотношениях взяты значения  $\delta_{iso}^{\text{eff}} = 0.013$  и  $\delta_{\text{ID}}^{\text{eff}} = 0.013$ . Наибольшее значение погрешности оценки с помощью уточнённого метода составило 1.4%. Суммарное значение всех систематических погрешностей составило 26%. Конечное значение фоновых событий от неверной идентификации адронной струи как фотона в сигнальной области А составляет  $N_A^{jet \to \gamma} =$ 1960 ± 83(стат.) ± 510(сист.), в то время как значения, предсказанные МК наборами для многоструйных процессов и процесса  $Z(\nu\nu) + jets$  составляет 1560±1243. Именно поэтому в анализе используется метод оценки фона, основанный на данных, так как МК наборы  $Z(\nu\nu) + jets$  и многоструйных процессов имеют недостаточную статистику, из которой невозможно точно оценить число фоновых событий.

# 5 Оценка фона с помощью метода максимального правдоподобия

К ABCD-методу, который был подробно описан в параграфе 4.1, можно подойти и с другой стороны, а именно используя статистическую модель. Такая модель построена на предположение о том, что существует взаимосвязь между фоновыми распределениями в различных регионах. Можно составить функцию правдоподобия (5.1):

$$L(N_{ji}|f_{F_{ji}}, f_{N_j}) = \prod_{j=A}^{B,C,D} \prod_{i=1}^{N_{bins}} Pois(N_{ji}|\nu_{b_{ji}} + \nu_{\gamma_{ji}}f_{F_{ji}} + \nu_{s_{ji}}f_{N_j})$$
(5.1)

где индексы i и j - номер бина и номер региона соответствено. Параметры модели определяются как:

- *f*<sub>N<sub>j</sub></sub> варьируемый параметр, на который умножается сигнал в регионах A, B, C и D;
- *f*<sub>*F*<sub>*ji*</sub> варьируемый параметр, на который умножается оцениваемый фон в каждом бине в регионах A, B, C и D;</sub>
- *ν*<sub>b<sub>ji</sub></sub> количество событий МК фонов в каждом бине в регионах A, B, C и D;
- $\nu_{s_{ji}}$  количество событий МК сигнала в каждом бине в регионах A, B, C и D;
- $\nu_{\gamma_{ji}}$  количество событий оцениваемого фона в каждом бине в регионах A, B, C и D;

Далее, взяв логарифм от функции правдоподобия (5.1), получим уравнение (5.2):

$$\ln L = \sum_{j,i} Pois(N_{ji}|\nu_{b_{ji}} + \nu_{\gamma_{ji}}f_{F_{ji}} + \nu_{s_{ji}}f_{N_j})$$
(5.2)

После этого вычисляются частные производные от логарифма функции правдоподобия по каждому из 3i + j варьируемых параметров и ищется минимум функции с помощью пакета RooFit и специального дополнения к пакету TRooFit[10].

Для учета того, что изоляционные и идентификационные критерии для фотонов не должны коррелировать, необходимо наложить на поиск минимума функции несколько условий:

$$\begin{cases} 1 = \frac{\nu_{\gamma_{Ai}} f_{F_{Ai}} \cdot \nu_{\gamma_{Di}} f_{F_{Di}}}{\nu_{\gamma_{Bi}} f_{F_{Bi}} \cdot \nu_{\gamma_{Ci}} f_{F_{Ci}}}\\ f_{F_{Bi}} = f_{F_{Di}} \end{cases}$$

В таком случае оценка фона  $jet \to \gamma$  для данного метода будет задаваться выражением (5.3):

$$N_{jet \to \gamma} = \nu_{\gamma_{Ai}} f_{F_{Ai}} \tag{5.3}$$

Преимущества данной модели заключаются в том, что учитывается биннинг внутри сигнального и контрольных областей. Также данный метод не требует оптимизации R-фактора на основе MK и на данных.

# 5.1 Результаты оценки методом максимального правдободобия

Основная идея метода заключается в фитировании формы МК сигнала, МК фонов и исследуемого фона данными. Метод предполагает, что до фитирования оцениваемый фон в каждом бине во всех регионах равен единице. Для фитирования данными были выбраны две переменные: псевдобыстрота фотона  $\eta_{\gamma}$  и азимутальный угол фотона  $\phi_{\gamma}$ . Выбор количества бинов для процедуры фитирования определялся на основе значения  $\chi^2/N_{dof}$  и выбирался таким, чтобы значение стремилось к 1. В таблице 12 показаны результаты оценки фона, значения  $\chi^2/N_{dof}$  и корреляционного фактора для разного количества бинов. На основе таблицы было выбрано наиболее оптимальное количество бинов  $N_{bins} = 5$ . Результаты фитирования данными для переменной  $\phi_{\gamma}$  представлены на рисунке 14. Центральное значение оценки фона  $jet \rightarrow \gamma$  составило 1743 события.

Variable: $\phi_{\gamma}$				
N <sub>bins</sub>	Оценка	R-фактор	A: $\chi^2/N_{ m dof}$	
3	1780	$0.99 \pm 0.05$	1.53	
4	1801	$0.99 \pm 0.04$	0.34	
5	1743	$0.97 \pm 0.04$	0.96	
6	1784	$0.99 \pm 0.03$	0.51	
7	1723	$0.97 \pm 0.03$	0.82	
8	1763	$0.98 \pm 0.03$	0.43	

Таблица 12 — Значения <br/>оценки фона,  $\chi^2/N_{\rm dof}$ и корреляционного фактора для переменно<br/>й $\phi_\gamma$ 



Рисунок 14 — Результат фитирования данными для переменной  $\phi_{\gamma}$ с количеством бинов  $N_{\rm bins}=5$ 

Далее производился процесс фитирования данными по переменной  $\eta_{\gamma}$ . В таблице 13 показаны результаты оценки фона, значения  $\chi^2/N_{\rm dof}$  и корреляционного фактора для разного количества бинов. На основе таблицы было выбрано наиболее оптимальное количество бинов  $N_{\rm bins} = 4$ . Результаты

Variable: $\eta_{\gamma}$				
N <sub>bins</sub>	Оценка	R-фактор	A: $\chi^2/N_{dof}$	
3	1965	$1.09 \pm 0.05$	0.70	
4	1882	$1.06 \pm 0.04$	1.07	
5	1834	$1.03 \pm 0.03$	0.90	
6	1794	$1.01 \pm 0.03$	0.83	
7	1744	$0.98 \pm 0.03$	0.72	
8	1694	$0.96 \pm 0.02$	0.45	

Таблица 13 — Значения <br/>оценки фона,  $\chi^2/N_{\rm dof}$ и корреляционного фактора для переменно<br/>й $\phi_\gamma$ 

фитирования данными для переменной  $\eta_{\gamma}$  представлены на рисунке 15. Центральное значение оценки фона  $jet \to \gamma$  составило 1882 события.



Рисунок 15 — Результат фитирования данными для переменной  $\eta_{\gamma}$ с количеством бинов  $N_{\rm bins}=4$ 

# 5.2 Оценка статистической и систематической погрешностей

Для оценки статистической погрешности для метода МП составляется функция отношения правдоподобий (5.4):

$$\lambda(\theta_k) = \frac{L(\theta_k, \hat{\theta}_{l \neq k})}{L(\hat{\theta}_k, \hat{\theta}_{l \neq k})}$$
(5.4)

где  $\theta_k = f_{F_{ji}}, f_{N_i}, \hat{\theta}_{l\neq k}$  - значения параметров, при которых обеспечивается минимум функции правдоподобия при фиксированном значении  $\theta_k, \hat{\theta}_k$  и  $\hat{\theta}_{l\neq k}$  - параметры, при которых функция правдоподобия достигает минимума.

Взяв логирифм от фукнции (5.4) со знаком минус, можно получить функцию  $\Lambda(\theta_k)$ , схематичное представление которой показано на рисунке 16: Выбрав уровень  $\Lambda = 0.5$  можно получить статистическую погрешность. Дан-



Рисунок 16 — Схематичное представление функции  $\Lambda(\theta_k)$ 

ная погрешнось была получена с помощью пакета RooFit и для переменной  $\eta_{\gamma}$  составила +74 для верхнего предела и -70 для нижнего предела. Для переменной  $\phi_{\gamma}$  верхний предел составил +69, нижний предел -65. Итоговая статистическая погрешность для обоих переменных составила  $\delta = 4\%$ .

Систематическая погрешность определялась аналогичным для ABCDметода образом. Результаты отклонений от полученных значениях для вариаций определения областей ABCD и использования различных MK генераторов для переменной  $\eta_{\gamma}$  представлены в таблице 14, а для переменной  $\phi_{\gamma}$ 

Центральное значение $(\eta_{\gamma})$	$1882^{+74}_{-70}$
loose'3	-401
loose'4	-447
loose'5	-512
Изоляционный зазор +0.15 GeV	-5
Изоляционный зазор -0.15 GeV	+16
Различные генераторы	-150

Таблица 14 — Отклонения от центрального значения для переменной  $\eta_{\gamma}$  для вариаций определения областей ABCD и использования различных MK генераторов

Центральное значение $(\phi_{\gamma})$	$1743_{-65}^{+69}$
loose'3	-353
loose'4	-406
loose'5	-467
Изоляционный зазор +0.15 GeV	-1
Изоляционный зазор -0.15 GeV	-4
Различные генераторы	-155

Таблица 15 — Отклонения от центрального значения для переменно<br/>й $\phi_\gamma$ для вариаций определения областей ABCD и использования различных MK генераторов

в таблице 15. Итоговая систематическая погрешность для двух переменных составила  $\delta = 28\%$ .

В результате получена оценка числа фоновых событий для двух переменных методом МП, которая составила  $N_{jet\to\gamma} = 1882^{+74}_{-70}$ (стат.)  $\pm 527$ (сист.) для переменной  $\eta_{\gamma}$ , и  $N_{jet\to\gamma} = 1743^{+69}_{-65}$ (стат.)  $\pm 488$ (сист.) для переменной  $\phi_{\gamma}$ . Полученные результаты согласуются друг с другом и совпадают с результатом, полученным ABCD-методом в пределах погрешностей.

# Заключение

Главная цель анализа заключалась в оценке числа фоновых событий, обусловленных неверной идентификацией адронной струи как фотона в процессе ассоциированного рождения Z-бозона с фотоном, также целью являлось наиболее оптимальное подавление фоновых событий, обусловленных конфигурацией пучка. В соответствии с поставленными задачами в результате данного анализа:

- получен наиболее оптимальный отбор на координатную переменную Δz
   для подавления фона, обусловленного конфигурацией пучка;
- оптимизированы регионы двумерного метода боковых интервалов для исследуемого процесса;
- получена оценка центрального значения фоновых событий в сигнальной области, а также оценены статистические и систематические погрешности, в результате чего получено значение  $N_A^{jet \to \gamma} = 1960 \pm 83$ (стат.)  $\pm 510$ (сист.);
- разработан метод оценки числа фоновых с помощью метода МП;
- получена оценка методом МП для двух различных переменных, которая для псевдобыстроты фотона  $\eta_{\gamma}$  состовляет  $N_{jet \to \gamma} = 1882^{+74}_{-70}$ (стат.)  $\pm 527$ (сист.), для азимутального угла фотона  $\phi_{\gamma}$  составляет  $N_{jet \to \gamma} = 1743^{+69}_{-65}$ (стат.)  $\pm 488$ (сист.). Результаты согласуются друг с другом в пределах погрешностей, а также совпадают в пределах погрешностей со значением, полученным двумерным методом боковых интревалов в пределах погрешностей.

В будущем планируется переоптимизировать регионы двумерного метода боковых интервалов с учетом адронного канала распада  $W(\tau\nu)$  и получить новую оценку фоновых событий двумя методами.

### Список используемых источников

- 1. Smestad L. Preparing for an Unbiased Study of the  $H \rightarrow \gamma \gamma$  Background with the ATLAS Experiment at LHC. — 2008. — URL: https://cds. cern.ch/record/1402030; Presented 2008.
- 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/articlepdf/2020/8/083C01/34673722/ptaa104.pdf. — URL: https://doi. org/10.1093/ptep/ptaa104; 083C01.
- 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).
- 4. ATLAS Collaboration. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider // JINST. 2008. Vol. 3. S08003.
- Gleisberg T. [et al.]. Event generation with SHERPA 1.1 // Journal of High Energy Physics. — 2009. — Feb. — Vol. 2009, no. 02. — P. 007– 007. — ISSN 1029-8479. — URL: http://dx.doi.org/10.1088/1126– 6708/2009/02/007.
- Alwall J. [et al.]. MadGraph 5: going beyond // Journal of High Energy Physics. — 2011. — June. — Vol. 2011, no. 6. — ISSN 1029-8479. — URL: http://dx.doi.org/10.1007/JHEP06(2011)128.
- 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.
- Buckley A., Gupta D. B. Powheg-Pythia matching scheme effects in NLO simulation of dijet events. 2017. arXiv: 1608.03577 [hep-ph].

- 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.
- 10. Buttinger W. Background Estimation with the ABCD Method. 2018. Oct. — URL: https://twiki.cern.ch/twiki/pub/Main/ABCDMethod/ ABCDGuide\_draft180ct18.pdf.