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

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ И ТЕХНОЛОГИЙ
КАФЕДРА №40 «ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ»

На правах рукописи

ЗУБОВА НАТАЛЬЯ СЕРГЕЕВНА

ИССЛЕДОВАНИЕ ТРЕХЧАСТИЧНОГО РАСПАДА Z БОЗОНА ($Z \to ll\gamma$) И ИЗУЧЕНИЕ ФОНОВЫХ ПРОЦЕССОВ В РЕАКЦИИ РОЖДЕНИЯ $Z\gamma$

Направление подготовки 14.04.02 «Ядерная физика и технологии»
Диссертация на соискание степени магистра

Научный руководитель,
к.ф.-м.н. _____ Е. Ю. Солдатов

Москва 2020

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА МАГИСТРА

ИССЛЕДОВАНИЕ ТРЕХЧАСТИЧНОГО РАСПАДА Z БОЗОНА ($Z \to ll\gamma$) И ИЗУЧЕНИЕ ФОНОВЫХ ПРОЦЕССОВ В РЕАКЦИИ РОЖДЕНИЯ $Z\gamma$

Студент	_____ Н. С. Зубова
Научный руководитель, к.ф.-м.н.	_____ Е. Ю. Солдатов
Рецензент, к.ф.-м.н., доц.	_____ А. Ю. Серяков
Секретарь ГЭК, к.ф.-м.н.	_____ А. А. Кириллов
Зав. каф. №40, д.ф.-м.н., проф.	_____ М. Д. Скорохватов
Рук. учеб. прог., д.ф.-м.н., проф.	_____ М. Д. Скорохватов

РЕФЕРАТ

Отчет 34 с., 4 табл., 18 источн.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА

Анализ данных, эксперимент ATLAS, идентификация фотонов, изоляция фотонов, оценка фона

ЦЕЛЬ РАБОТЫ

Сравнение эффективности оценки фона в процессе распада Z-бозона с фотоном в конечном состоянии для скорректированных и нескорректированных значений калориметрической изоляции.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ МЕТОДЫ И ИНСТРУМЕНТАРИЙ

- Программный пакет ROOT, а также встроенная в него библиотека RooFit
- Двумерный метод боковых интервалов
- Метод шаблонного фитирования

ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

В данной работе были рассчитаны сдвиги изоляционных переменных для различных фитирующих функций. Было получено, что функция асимметричный Crystal Ball более точно описывает форму распределения при фитировании распределений, по сравнению со стандартной функцией Гаусса, как при низких, так и при высоких значениях поперечной энергии. Для скорректированных значений изоляции были получены оценки соотношения вклада фоновых событий в процесс $Z \to ll\gamma$ в зависимости от энергии фотона.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение **5**

1 Цель и задачи работы 7
2 Детектор ATLAS 8
3 Наборы данных 10
4 Отбор событий 11
4.1 Изоляция фотонов 13
4.2 Идентификация фотонов 14
5 Распределение изоляционных переменных 18
6 Расчет корреляции между идентификацией и изоляцией 22
7 Метод шаблонного фитирования 28

Заключение **31**

Приложение **35**

ВВЕДЕНИЕ

Множество физических исследований, в том числе исследования, проводимые в программе ATLAS эксперимента на Большом Адронном Коллайдере (БАК), связанных с проверкой Стандартной модели и поиском физики за рамками Стандартной модели основаны на изучении процессов, содержащих «первичные» фотоны в конечном состоянии (фотоны, возникающие не из процессов распадов адронов), таких как распад бозона Хиггса в два фотона, распад Z-бозона на два лептона с наличием в диаграмме фотонов «конечного состояния», а за пределами Стандартной модели – это процессы распада гравитона на фотонную пару в моделях с дополнительными пространственными измерениями, пары фотонов, возникающие из распадов суперсимметричных частиц и др. [1].

Основным источником фона в процессе восстановления фотонов служат высокоэнергетичные струи от распадов нейтральных адронов (например, π^0-мезоны) или электроны, неправильно идентифицированные детектором [2].

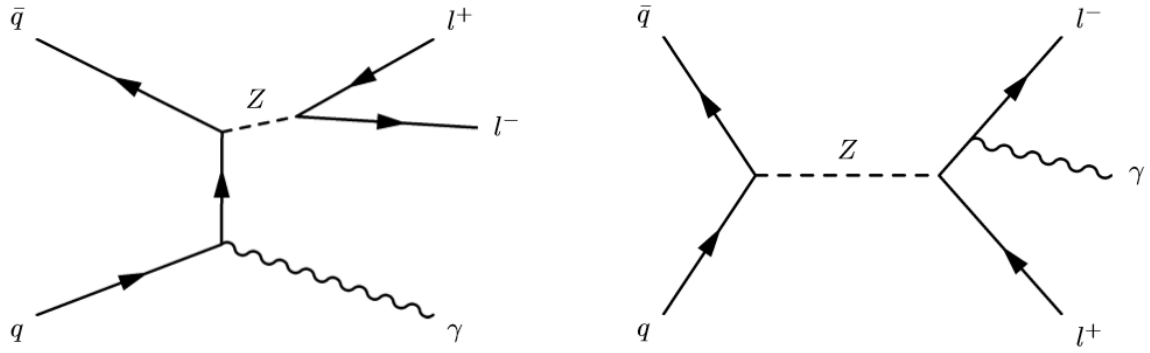

Рисунок 1 — Фейнмановские диаграммы процессов распада Z-бозона с фотоном начального состояния(слева) и фотоном конечного состояния(справа)

Существует несколько способов оценки фона. Один из них основан на чистом наборе распада Z-бозона с фотоном в конечном состоянии ($Z \to ll\gamma$), который позволяет оценивать фон, возникающий в результате неверной идентификации адронных струй как фотонов, и он представлен в данной работе.

На рисунке 1 представлены фейнмановские диаграммы процессов распада Z-бозона с фотоном в начальном состоянии(ISR) и распада Z-бозона с фотоном в конечном состоянии(FSR).

Эффективный отбор сигнальных фотонов в распаде Z-бозона с ассоциированным фотоном возможен посредством применения идентификационных ограничений и при условии изолированности их от других частиц в событии. Идентификационное ограничение основано на информации о продольных и поперечных формах ливня в электромагнитном и адронном калориметре. Изоляционное ограничение определяется количеством энергии, выделившейся в электромагнитном калориметре, и суммой поперечных импульсов треков частиц во внутреннем детекторе. Дополнительно стоит отметить, что в настоящее время в эксперименте имеются несоответствия между экспериментальными данными и смоделированными данными при применении изоляционного ограничения, возникающие вследствие неточностей моделирования электромагнитных ливней. Данные несоответствия можно корректировать в смоделированных данных к измеренному значению в данных с ускорителя.

1. ЦЕЛЬ И ЗАДАЧИ РАБОТЫ

Целью данной работы было сравнить эффективность оценки фона в процессе распада Z-бозона с фотоном в конечном состоянии для нескорректированных и скорректированных значений калориметрической изоляции. В рамках данной работы были поставлены следующие задачи:

- Построить и сравнить распределения изоляционной поперечной энергии в конусе $\Delta R = 0.2$ и $\Delta R = 0.4$ вокруг фотона для смоделированных данных и экспериментальных данных с ускорителя.
- Сравнить фитирование этих распределений различными типами функций параметризации, и вычислить разницу между положениями этих распределений относительно друг друга. Полученные результаты применяются для корректировки смоделированных данных.
- Сравнить количество оцененного сигнала до и после применения корректировок по калориметрической изоляции двумерным методом боковых интервалов и методом шаблонного фитирования.

2. ДЕТЕКТОР ATLAS

Общий вид детектора ATLAS приведен на рисунке 2. ATLAS использует правостороннюю систему координат с началом в точке взаимодействия. Направление луча определяет ось z, положительная ось x направлена от точки взаимодействия к центру кольца LHC, а положительная ось y направлена вверх. Цилиндрические координаты (r, ϕ) используются в поперечной плоскости, а псевдобыстрота η определяется в терминах полярного угла θ как $\eta = -\ln\tan(\theta/2)$. Поперечный импульс p_T и поперечная энергия E_T определены в плоскости x-y. Расстояние ΔR определяется как $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$ [3].

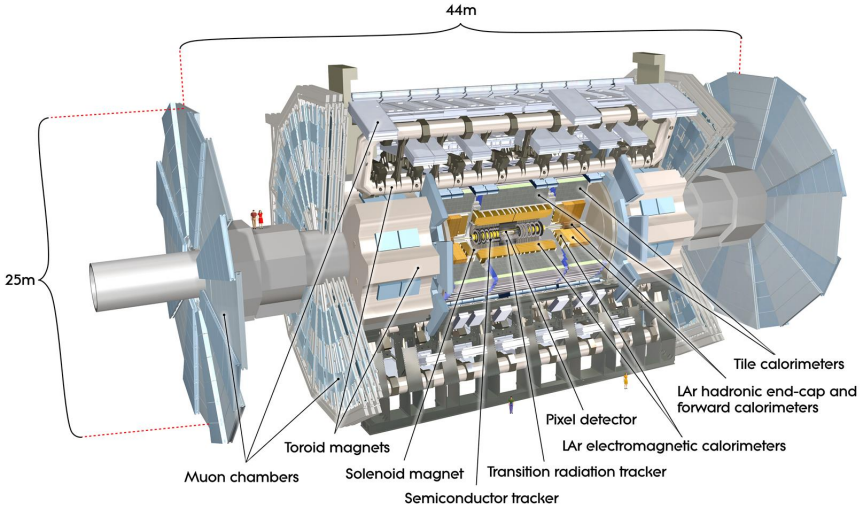

Рисунок 2 — Устройство детектора ATLAS

Детектор ATLAS обладает осевой симметрией относительно продольного направления пучка ускоренных протонов и симметрией вперед-назад относительно центральной точки детектора, где происходит столкновение пучков протонов.

Конфигурация магнитной системы содержит тонкий сверхпроводящий соленоид, окружающий полость внутреннего детектора, и три больших сверхпроводящих тороида (один центральный(баррель) и два торцевых). Этот выбор послужил основой для дизайна остальной части детектора.

Внутренний детектор погружен в магнитное поле соленоида 2 Тл. Элементами внутреннего детектора служат пиксельные и микростриповые кремниевые детекторы и пропорциональные дрейфовые трубки детектора переходного излучения.

Электромагнитные калориметры с жидким аргоном (LAr) с высокой зернистостью, обладающие превосходными характеристиками в отношении энергии и разрешения положения, охватывают диапазон псевдобыстроты $|\eta| < 3.2$.

Адронный калориметр состоит из нескольких блоков. Центральную часть занимают три секции адронного тайл-калориметра. Торцевым элементом адронного калориметра служит жидкоаргоновый адронный калориметр. В непосредственной близости к оси детектора расположен передний адронный калориметр.

В магнитном поле тороидов размещены детекторы мюонов. Справа и слева по краям расположены большие торцевые диски мюонных камер, диаметр этих дисков 25 м. Тороидальный магнит с мюонными камерами составляет мюонный спектрометр детектора ATLAS [4].

3. НАБОРЫ ДАННЫХ

В качестве экспериментальных данных использовались данные, собранные на детекторе ATLAS за 2015–2018 гг.. Общая интегральная светимость ускорителя 139 фб$^{-1}$ при столкновении протон-протонных пучков с суммарной энергией 13 ТэВ. Использовались только экспериментальные данные хорошего качества, т.е. собранные в момент корректной работы всех систем эксперимента ATLAS.

В качестве смоделированных данных использовались Монте-Карло данные по распаду $Z \to ll\gamma$, смоделированные генератором POWHEG с использованием генератора PYTHIA8 для моделирования ливней и адронизации. Моделирование включает в себя полную имитацию ATLAS детектора [5] с использованием пакета Geant4[6]. Пайлап (от "pile-up") – множественные протон-протонные взаимодействия, происходящие внутри одного пересечения сгустков в детекторе ATLAS. Дополнительные взаимодействия от подобного события могут воздействовать на измерения процесса, проистекающего в главном взаимодействии. Во время Run2 (второго сеанса набора данных – 2015–2018гг.) значение пайлапа сильно возросло, что может влиять на эффективность регистрации частиц. Пайлап-взаимодействия в одном и в соседних пересечениях сгустков были включены в моделирование. Монте-Карло данные были перевзвешены в соответствии со значением пайлапа в экспериментальных данных.

4. ОТБОР СОБЫТИЙ

Следующие критерии отбора были применены ко всем Монте-Карло и экспериментальным наборам данных. Для событий распада $Z \to ll\gamma$ отбираются два противоположно - заряженных лептона (такие как электроны и мюоны) с поперечным импульсом $p_T > 10$ ГэВ и псевдобыстротой $|\eta| < 2.47$ для электронов и $|\eta| < 2.5$ для мюонов, и восстанавливается фотон с поперечным импульсом $p_T > 10$ ГэВ и псевдобыстротой $|\eta| < 2.37$.

Мюонные кандидаты идентифицируются путем сопоставления полных треков или сегментов треков в мюонной системе с треками во внутреннем детекторе. Они также должны удовлетворять мягкому «loose» - ограничению по изоляции, определенному аналогично описанным для фотонов в разделе 4.1 [7].

Электроны и фотоны имеют похожие сигнатуры электромагнитных ливней в электромагнитном калориметре, оставляя значительное количество энергии в ячейках электромагнитного калориметра, поэтому их реконструкция происходит параллельно [2].

Электроны восстанавливаются из энергии в электромагнитном калориметре и соответствующем треке во внутреннем детекторе. Они должны удовлетворять мягкому "loose"ограничению по изоляции, определенному аналогично для фотонов и описанному в разделе 4.1. Электроны также должны удовлетворять средним («medium») идентификационным критериям. Эти критерии основаны на информации о треке и переходном излучении во внутреннем детекторе, а также на переменных электромагнитного ливня, рассчитанных из поперечных и продольных профилей энергии, выделенной в электромагнитном калориметре, и переменных качества трека и степени совпадения треков с кластерами [8].

Реконструкция фотона основана на энергии в электромагнитном калориметре, а также на трековой информации внутреннего детектора. Для того, чтобы классифицировать кластер электромагнитного калориметра как конверсионный фотон (фотон, образовавший электрон-позитронную пару во внутреннем детекторе) или неконверсионный фотон (фотон, образовавший пару за внутренним детектором), идет поиск соответствующего трека с импульсом соответствующим кластеру энергии. В случае если трек не найден, кластер классифицируется как неконверсионный фотон. В случае когда соответствующий трек исхо-

дит из конверсионной вершины, кластер рассматривается как конверсионный фотон. Большинство конверсионных фотонов изначально рассматриваются как электроны до тех пор, пока им не будет найден подходящий кандидат в конверсионную вершину. Конверсионные фотоны классифицируются в зависимости от количества соответствующих им треков. Конверсия с одним треком происходит из-за асимметричного распада (либо электрон или позитрон имеют очень низкую энергию), либо из-за поздней конверсии, когда две дорожки объединены, и только один трек реконструируется и сопоставляется с кластером энергии. При двухтрековой конверсии импульсы двух треков не сильно отличаются друг от друга, каждый трек экстраполируется и сопоставляется с одним и тем же кластером в электромагнитном калориметре [9].

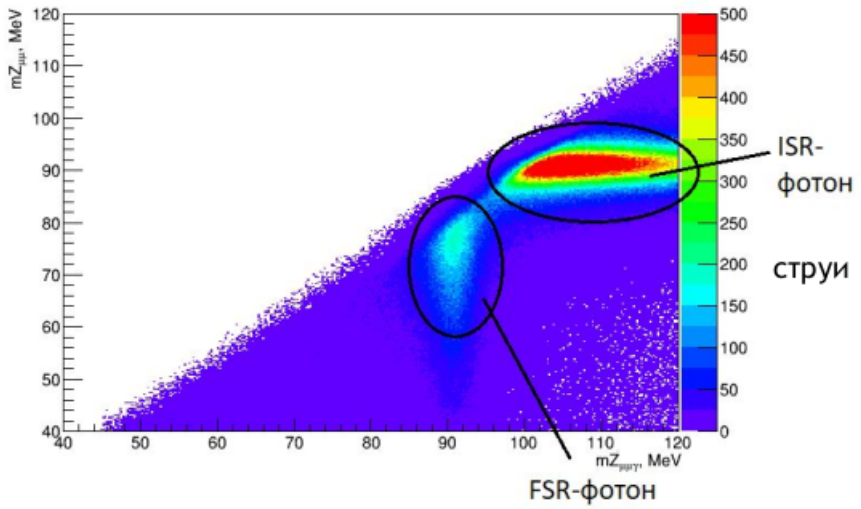

Рисунок 3 — Диаграмма Далица

Для того, чтобы отобрать процессы распада Z-бозона в два мюона и фотон конечного состояния, применяются следующие ограничения по двухчастичной и трехчастичной инвариантным массам: 40 ГэВ $< m_{ll} <$ 83 ГэВ, 80 ГэВ $< m_{ll\gamma} <$ 100 ГэВ. На диаграмме Далица (рисунок 3), которая показывает распределение зависимости двухчастичной массы от трехчастичной в процессе распада Z-бозона, можно увидеть, что при применении этих ограничений отбираются в основном только события с процессами рождения Z-бозона совместно с фотонами конечного состояния (FSR фотоны). Использование обратных ограничений приводит к отбору региона с основным содержанием процессов рождения Z бозона совместно с фотонами начального состояния (ISR фотоны), с примесью событий от совместного рождения Z-бозонов и адронных струй,

неверно идентифицированных детектором как фотоны.

4.1. ИЗОЛЯЦИЯ ФОТОНОВ

Одним из основных методов отбора чистых фотонов, без наличия примеси адронных струй и других близко зарегистрированных частиц, является так называемое ограничение по изоляции, применяемое к реконструированным частицам[1].

Определение изоляции фотонов в эксперименте ATLAS основано на вычислении суммы поперечной энергии в конусе с определенным угловым размером вокруг фотона. Калориметрическая изоляция рассчитывается из суммы поперечной энергии топологических кластеров в электромагнитном калориметре после вычитания вклада от самого фотона и с учетом пайлап-взаимодействий. Трековая изоляция рассчитывается из суммы поперечных импульсов всех треков в конусе определённого радиуса за исключением трека самого фотонного кандидата [10].

Существует несколько видов изоляционного ограничения фотонов, используемых в анализе эксперимента ATLAS. Наиболее часто используемое изоляционное ограничение - мягкое «loose». Оно основано на использовании изоляции в калориметре и трековой изоляции в конусе с угловым размером $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} = 0.2$ вокруг фотона:

$$E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{iso}}|_{\Delta R<0.2} < 0.065 \cdot E_{\mathrm{T}} \text{ и } p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{iso}}|_{\Delta R<0.2} < 0.05 \cdot E_{\mathrm{T}};$$

Жесткое «tight» изоляционное ограничение основано на изоляции в калориметре в конусе размером $\Delta R = 0.4$ вокруг фотона и трековой изоляции в конусе размером $\Delta R = 0.2$ вокруг фотона:

$$E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{iso}}|_{\Delta R<0.4} < 0.022 \cdot E_{\mathrm{T}} + 2.45\ GeV \text{ и } p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{iso}}|_{\Delta R<0.2} < 0.05 \cdot E_{\mathrm{T}}.$$

Альтернативная версия изоляционного ограничения основана только на изоляции в калориметре («calo-only») [2].

4.2. ИДЕНТИФИКАЦИЯ ФОТОНОВ

Высокоточная идентификация фотонных кандидатов в эксперименте ATLAS основывается на ограничениях с использованием калориметрических переменных, которые обеспечивают хорошее разделение между фотонами и высокоэнергетичными струями от распадов нейтральных пионов [11]. Электромагнитные ливни в электромагнитном калориметре, рождаемые фотонами, более узкие, в то время как ливни от адронных струй шире и могут оставлять часть своей энергии также и в адронном калориметре (рисунок 3). Также, фоновые события от распада $\pi^0 \to \gamma\gamma$ часто характеризуются двумя разными локальными максимумами энергии в тонко-сегментированных стрипах первого слоя калориметра из-за малого угла между двумя фотонами. Информация о продольных и поперечных формах ливня используется, чтобы отличить фотоны от адронных струй[1]. Для фотонов определяется два набора критериев (мягкая «loose»- и жесткая «tight» - идентификация), каждый из которых основан на нескольких независимых переменных. Переменные в случае мягкой идентификации не зависят от поперечной энергии фотонного кандидата и зависят в случае жесткой идентификации, для обеспечения определенного уровня эффективности отбора фотонов для физических анализов с использованием низкоэнергетичных фотонов. Уровни идентификации дополнительно зависят от псевдобыстроты восстановленного фотона, для того чтобы учесть разницу общей толщины материала и геометрии калориметра [10].

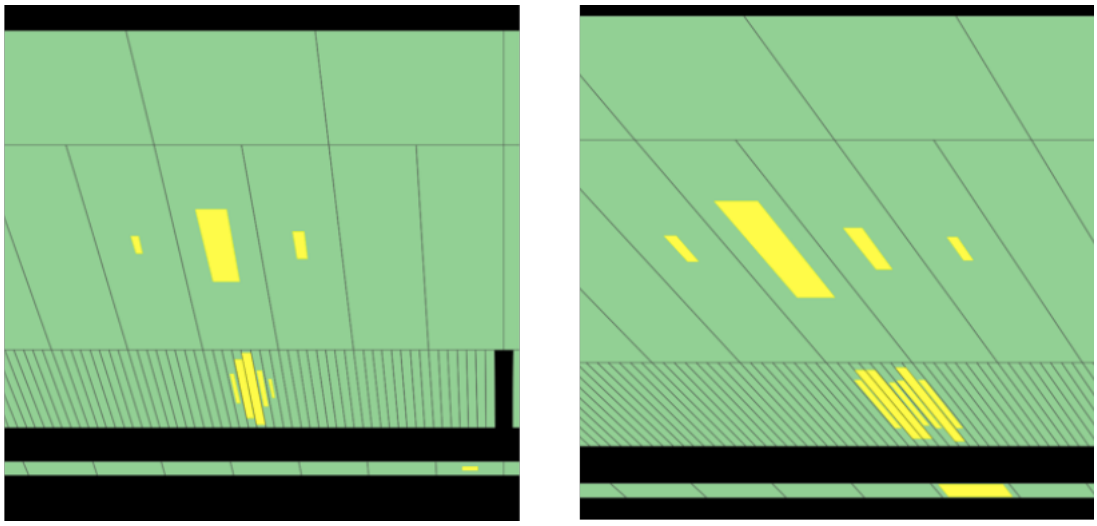

Рисунок 4 — Поток энергии, оставленный фотоном (слева) и π^0-мезоном (справа)

Мягкая «loose» идентификация основана на формах ливня во втором слое электромагнитного калориметра и энергии, выделяемой в адронном калориметре. «Loose» идентификация определяется следующим набором переменных:

- Параметр утечки R_{had1}, определяемый как отношение полной поперечной энергии, оставленной в первом слое адронного калориметра к поперечной энергии фотонного кандидата;
- Параметр утечки R_{had} – отношение поперечной энергии, оставленной в адронного калориметра к поперечной энергии фотонного кандидата;
- Отношение между суммой энергии, оставленной в ячейках размером 3×7 и 7×7 во втором слое калориметра;
- Общая ширина продольного ливня во втором слое электромагнитного калориметра.

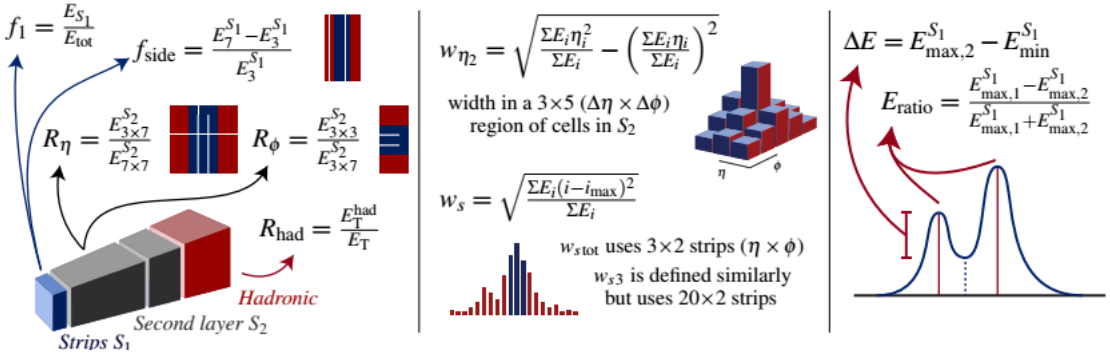

Рисунок 5 — Схематическое изображение дискриминационных переменных, используемых для «loose»- и «tight» - идентификации

«Истинные» фотоны имеют меньшее значение адронной утечки (порядка 1-2) и более узкий профиль ливня в электромагнитном калориметре, наиболее сосредоточенном вокруг ядра кластера, в отличие от фоновых кандидатов-фотонов(струй) [10; 12].

Для жесткого «tight» ограничения используется также информация из тонко сегментированного полосчатого слоя калориметра [13].

Для «tight» - идентификации дополнительно к вышеперечисленным переменным добавляются также:

- Поперечная форма во втором слое калориметра – переменная R_ϕ, которая вычисляется, как соотношение энергии в кластере размером 3×3 к энергии в кластере размером 3×7 вокруг фотона;
- Общая ширина продольного ливня для трех стрипов вокруг максимума в первом слое электромагнитного калориметра – $w_{s,3}$;

- Общая ширина продольного ливня вдоль η в первом слое электромагнитного калориметра – $w_{s,tot}$;
- Отношение разницы энергии между первым и вторым максимумами оставленной энергии в кластере к сумме этих энергий – E_{ratio};
- Разность ΔE энергии между вторым максимумом и минимумом между двумя максимумами;
- Доля F_{side} энергии в семи стрипах вокруг первого максимума, которая не содержится в трех центральных стрипах;
- Отношение энергии в первом слое к полной энергии электромагнитного кластера – f_1.

Переменная R_ϕ ведет себя очень по-разному для конверсионных и неконверсионных фотонов, так как электроны и позитроны, образовавшиеся от конверсионного фотона, изгибаются в разных направлениях магнитного поля соленоида, создавая большие потоки в направлении ϕ, чем неконверсионные фотоны Переменная $w_{s,tot}$ обеспечивает отбор фоновых кандидатов с более широкими ливнями – струи. Переменные E_{ratio} и ΔE помогают отбирать события, в которых два ливня дают отдельные максимумы энергии в первом слое. Переменные F_{side} и $w_{s,3}$ отбирают события, для которых два ливня объединены в один максимум[12].

Также в данной работе используются несколько альтернативных критериев – «looseprime$N$» ($N = 2, 3, 4, 5$), использующиеся в анализе для регионов с отбором фоновых событий в виде адронных струй. Эти критерии отбирают фотоны, не прошедшие «tight» - идентификацию, но прошедшие «loose» - идентификацию, а также дополнительно фотон должен не проходить как минимум одно из двух ограничений на переменные, связанные с первым слоем электромагнитного калориметра (переменные «tight» - идентификационного критерия): $w_{s,3}$ и F_{side}. Эти переменные используют ячейки только в центре электромагнитного кластера и должны иметь наименьшую корреляцию с изоляцией, которая определяет количество энергии, выделяющейся вне кластера [11].

Переменные, которые используются в определении «looseprime$N$»-критериев:

- Looseprime 2: все переменные «tight»- идентификации, за исключением $w_{s,3}$ и F_{side}.
- Looseprime 3: все переменные «tight»- идентификации, за исключением

$w_{s,3}$, F_{side} и ΔE.

- Looseprime 4: все переменные «tight»- идентификации, за исключением $w_{s,3}$, F_{side}, ΔE и E_{ratio}.
- Looseprime 5: все переменные «tight»- идентификации, за исключением $w_{s,3}$, F_{side}, ΔE, E_{ratio} и $w_{s,tot}$.

5. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ИЗОЛЯЦИОННЫХ ПЕРЕМЕННЫХ

Распределения значений поперечной энергии в электромагнитном калориметре в конусе с угловым размером $\Delta R < 0.2$ и $\Delta R < 0.4$ вокруг фотона для экспериментальных данных и Монте-Карло данных представлены на рисунке 6. Как видно, наблюдаются различия в позиции пиков распределений калориметрических изоляционных переменных между смоделированными и экспериментальными данными. Эти различия возникают вследствие неточностей моделирования поперечных электромагнитных ливней в электромагнитном калориметре [2] и утечек энергии от фотона в конус изоляционной энергии, и корректируются с помощью сдвига смоделированных данных с поправкой на экспериментальные данные.

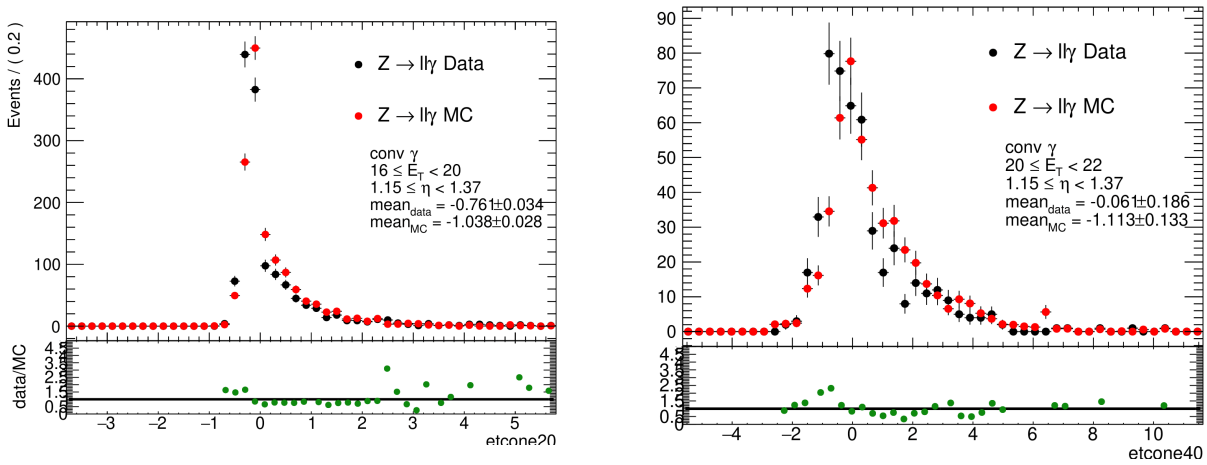

Рисунок 6 — Распределения калориметрической изоляция в конусе $\Delta R < 0.2$ и $\Delta R < 0.4$ для экспериментальных данных и Монте-Карло данных

Рассчитывать разницу пиков распределений можно как непосредственно из самих распределений, так и при фитировании их различными функциями, которые дают немного разную оценку ширины и положения пика, и значения могут достаточно сильно различаться при условиях недостатка статистики (например, при высоких поперечных энергиях фотонов E_T). Фитирование данных производится методом максимального правдоподобия с помощью библиотеки RooFit, встроенной в Root [14; 15]. На рисунке 7 и 8 представлены распределения экспериментальных данных и смоделированных данных и их фитирование функцией Гаусса (слева). Справа те же распределения при фитировании их

функцией асимметричный Crystall Ball [16]. Как видно, функция асимметричный Crystal Ball более точно описывает форму распределения, чем функция Гаусса, как для низких, так и для высоких значений поперечной энергии.

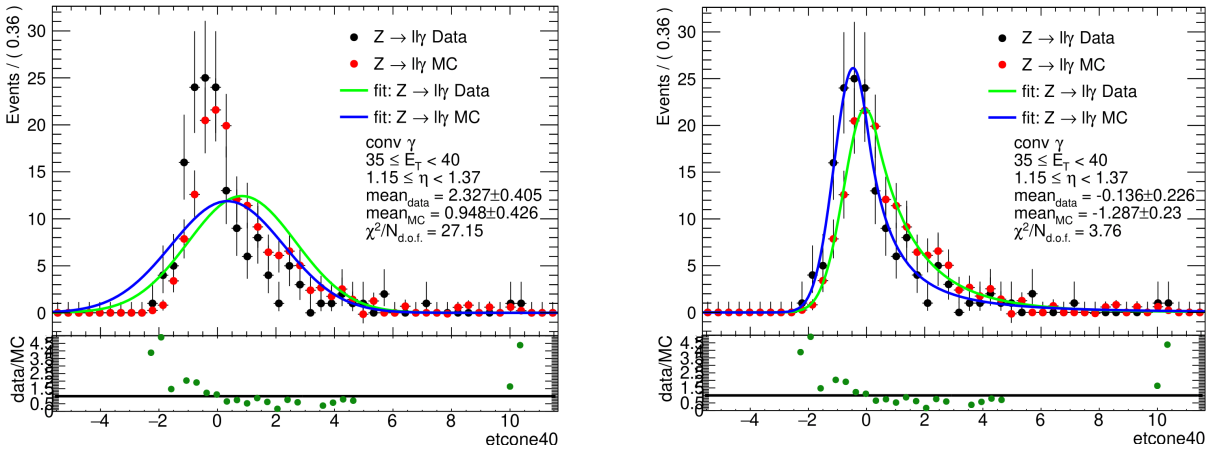

Рисунок 7 — Распределения калориметрической изоляция в конусе $\Delta R < 0.4$ и их фитирование функцией Гаусса(слева) и функцией асимметричный Crystal Ball (справа) для экспериментальных данных и смоделированных данных для значений поперечной энергии $10 < E_T <$13 ГэВ

Функция асимметричный Crystal Ball задается следующим выражением:

$$f(x;\alpha,n,\bar{x},\sigma_L,\sigma_R) = \begin{cases} \exp\left(\dfrac{-A^2}{2}\right), & \text{для } A \leqslant \alpha \\ B\cdot(C+A)^{-n}, & \text{для } A > \alpha \end{cases}$$

где

$$A = \begin{cases} \dfrac{x-\bar{x}}{\sigma_L}, \text{для } \bar{x} \leqslant x \\ \dfrac{x-\bar{x}}{\sigma_R}, \text{для } \bar{x} > x \end{cases}$$

$$B = \left(\frac{n}{\alpha}\right)^n \cdot \exp\left(-\frac{\alpha^2}{2}\right),$$

$$C = \frac{n}{\alpha} - \alpha.$$

Значения разницы между пиками распределений для смоделированных и экспериментальных данных были рассчитаны отдельно для конверсионных и неконверсионных фотонов, для различных значений поперечной энергии фотонов p_T^γ и псевдобыстрот фотона η^γ.

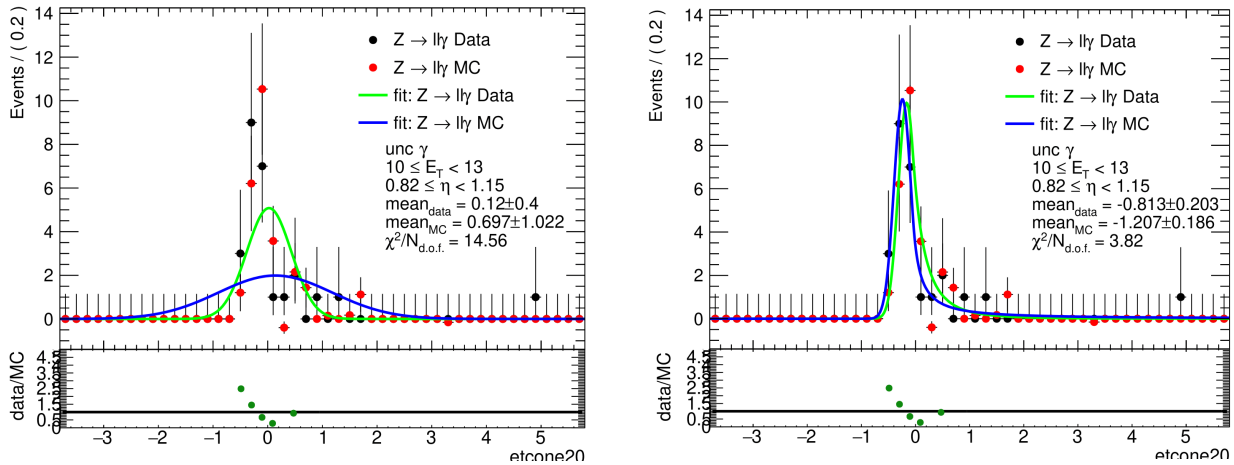

Рисунок 8 — Распределения калориметрической изоляции в конусе $\Delta R < 0.2$ и их фитирование функцией Гаусса(слева) и функцией асимметричный Crystal Ball (справа) для экспериментальных данных и Монте-Карло данных для значений поперечной энергии 55 $< E_T <$65 ГэВ

На рисунках 9 и 10 представлена разница пиков, полученная из непосредственного вычисления пика гистограмм, и при фитировании распределений функцией асимметричный Crystal Ball. При низких значениях поперечного импульса фотона p_T наилучшие значения дает разница пиков, полученная из гистограмм, а при высоких значениях поперечного импульса фотона p_T – разница пиков, вычисленная при фитировании распределений функцией асимметричный Crystal Ball. Также, для высоких значений поперечного импульса фотона p_T значения сдвигов между распределениями, вычисленные при фитировании функцией асимметричный Crystal Ball имеют меньшую статистическую ошибку.

Конечные значения сдвигов рассчитывались по следующей формуле:

$$\varepsilon = \frac{\dfrac{\varepsilon_1}{{\sigma_1}^2} + \dfrac{\varepsilon_2}{{\sigma_2}^2}}{\dfrac{1}{{\sigma_1}^2} + \dfrac{1}{\sigma_2^2}},$$

где ε_1 – значения сдвигов, полученные из гистограмм, ε_2 – значения сдвигов, полученные из фитирования распределений функцией асимметричный Crystal Ball, а σ_1 и σ_2 – соответствующие погрешности значений сдвигов.

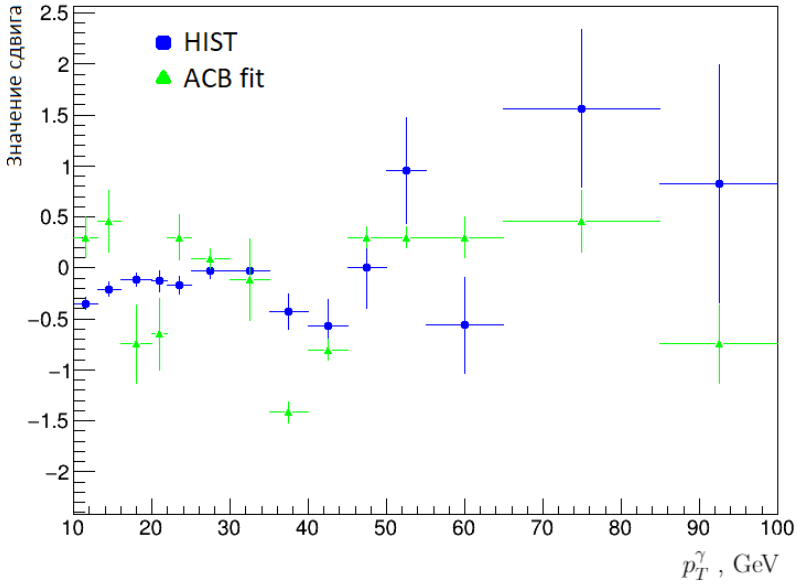

Рисунок 9 — Разница пиков между экспериментальными данными и смоделированными данными для конверсионных фотонов для значений псевдобыстроты $0 < \eta^\gamma < 0.6$

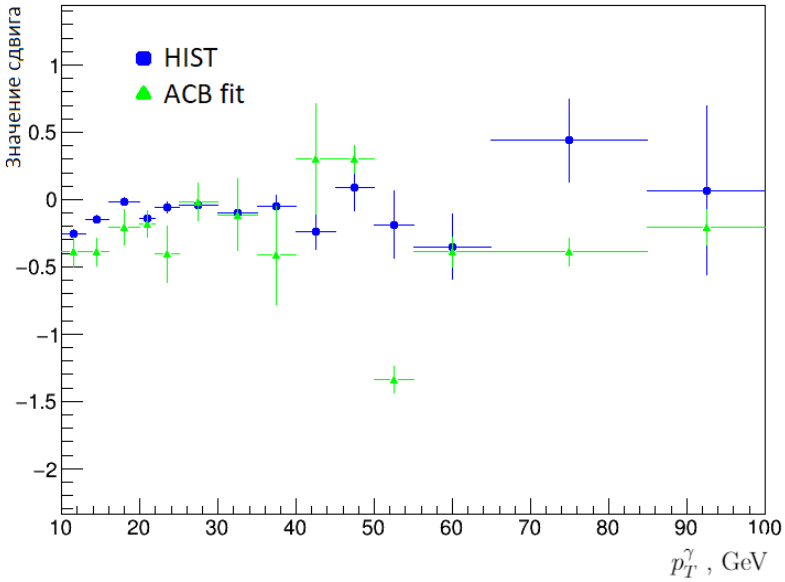

Рисунок 10 — Разница пиков между экспериментальными данными и смоделированными данными для неконверсионных фотонов для значений псевдобыстроты $0.6 < \eta^\gamma < 0.81$

6. РАСЧЕТ КОРРЕЛЯЦИИ МЕЖДУ ИДЕНТИФИКАЦИЕЙ И ИЗОЛЯЦИЕЙ

Некоторое количество фоновых событий остается в данных и после применения изоляционных и идентификационных ограничений. Этот фон в основном происходит из процессов с множеством струй, в которых струя ошибочно идентифицируется как фотон (называемый Z+jets). В рамках данной работы одним из методов оценки вклада фона в данные является двумерный метод боковых интервалов, в котором используются четыре ортогональных региона. Он основан на использовании взаимно поперечных ограничений по фотонной идентификации и изоляции. Как было показано ранее, существуют определенные погрешности в моделировании изоляционной энергии фотонов, которые могут возможно оказывать влияние на работу метода по оценке фона. Соответственно, необходимо оценить вклад скорректированных и нескорректированных изоляционных распределений для двумерного метода боковых интервалов.

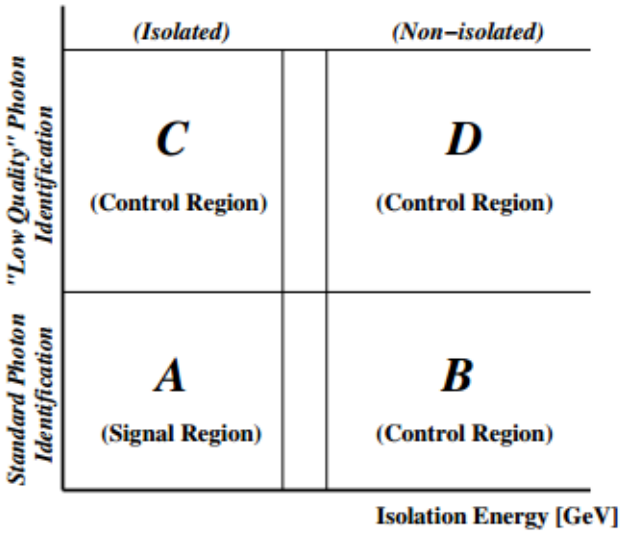

Рисунок 11 — Регионы двумерного метода боковых интервалов

Двумерный метод боковых интервалов метод основан на построении областей, разделенных двумя почти некоррелирующими критериями (рисунок 11) [17]. На одной оси откладывается поперечная энергия изоляции, на другой - идентификация фотонного кандидата. Фотон считается изолированным, если проходит «loose»- или «tight» - изоляционное ограничение, описанное в разделе 4.1. Рассматриваются 4 области (1 сигнальная и 3 контрольные):

- A — сигнальная: в эту область попадают изолированные фотоны, прошедшие «tight» идентификацию;
- B: неизолированные фотоны, прошедшие «tight» идентификацию;
- C: изолированные фотоны, прошедшие обогащенную фоном «looseprime4» - идентификацию;
- D: неизолированные фотоны, прошедшие ограничение «looseprime4».

Данные, полученные с помощью двумерного метода боковых интервалов, можно оценивать как достоверные при выполнении двух следующих условий: отсутствует наличие корреляции между ограничениями, используемыми методом, а также выполняется условие отсутствия сигнальных событий в контрольных регионах метода. Дополнительно предполагается, что профиль изоляционной энергии в областях с «looseprime» - идентификационным ограничением(looseprime2,-3,-4,-5) такой же, как и у фона в областях с «tight» - идентификационным ограничением [10].

Тогда корреляционный фактор R можно определить по формуле:

$$R^{Zj} = \frac{N_{\mathrm{A}}^{Zj} N_{\mathrm{D}}^{Zj}}{N_{\mathrm{B}}^{Zj} N_{\mathrm{C}}^{Zj}}, \tag{1}$$

где N_i^{Zj} $(i = \mathrm{A,B,C,D})$ – число фоновых событий в i-м регионе.

Таблица 1 — Корреляция R между идентификацией и изоляцией, вычисленная из Монте-Карло данных для нескорректированных и скорректированных значений изоляции

ID/iso	loose iso	loose iso corr	tight iso	tight iso corr
looseprime3	0.97±0.01	0.98±0.01	0.98±0.01	0.99±0.01
looseprime4	1.12±0.01	1.12±0.01	1.10±0.01	1.09±0.01
looseprime5	1.21±0.01	1.20±0.01	1.17±0.01	1.16±0.01

Корреляционный фактор рассчитывается с использованием смоделированных данных, с дополнительным условием отсутствия истинных фотонов в событии. В таблице 1 представлены значения корреляции полученные из смоделированных данных, для скорректированных и нескорректированных значений изоляции, для двух разных определений изоляционного ограничения «loose» и «tight», а также для различных «looseprime» - ограничений. Видно, что скорректированные значения изоляции ближе к 1, чем нескорректированные, од-

нако общие значения совпадают в пределах статистической погрешности. Дополнительно можно заметить, что значения фактора, полученные идентификационного ограничения «looseprime3» показывают наиболее близкие к единице результаты. Корреляцинный фактор R, вычисленный из Монте-Карло данных, обычно используются при оценке фона в экспериментальных данных, т.к. в экспериментальных данных точное соотношение сигнала к фону неизвестно. Корректная оценка корреляции и ее ошибки, а также выбор наименее возможных скоррелированных ограничений для двумерного метода боковых интервалов позволяют более точно оценить количество фоновых событий.

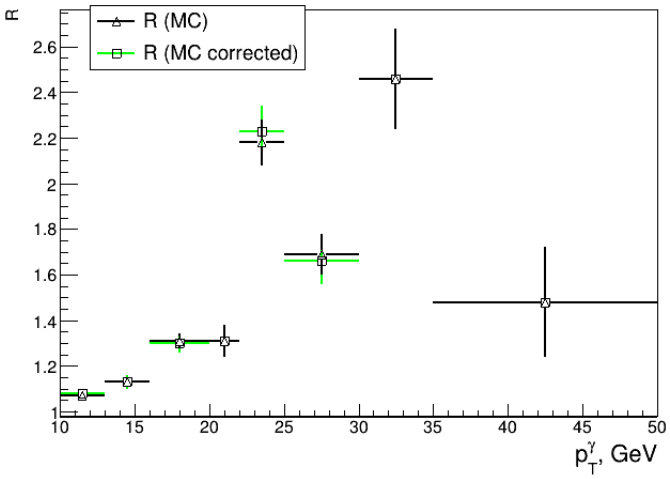

Рисунок 12 — Корреляция между идентификацией и «loose»-изоляцией в зависимости от поперечного импульса фотона

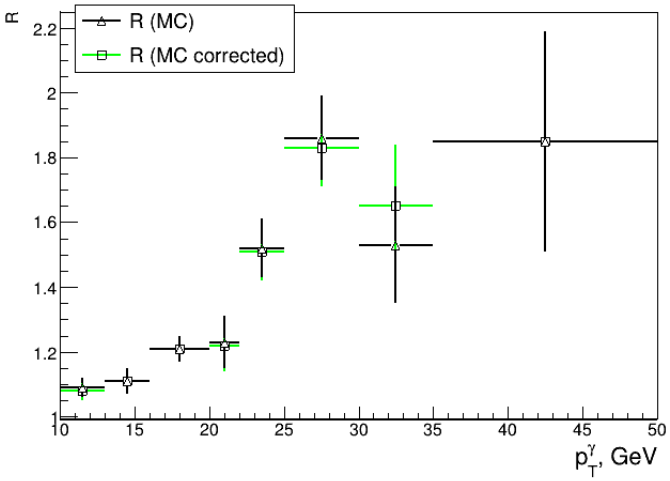

Рисунок 13 — Корреляция между идентификацией и «tight»-изоляцией в зависимости от поперечного импульса фотона

На рисунке 12 и 13 представлены значения корреляции между иденти-

фикацией и изоляцией для различных значений поперечного импульса фотона, для скорректированных и нескорректированных значений калориметрической изоляции, для «loose» и «tight» изоляционного ограничения. Видно, что для некоторых диапазонов значений поперечной энергии корреляция имеет меньшее значение при использовании скорректированного значения изоляции, однако значения также совпадают в пределах статистических погрешностей.

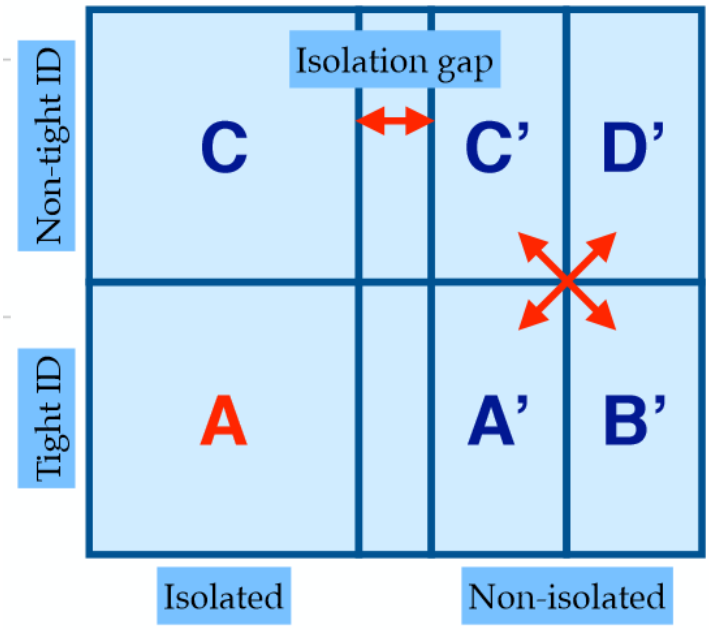

Рисунок 14 — Регионы двумерного метода боковых интервалов для расчета корреляции из экспериментальных данных

При рассчете корреляции R из экспериментальных данных формула 1 не может быть применена, т. к. число фоновых событий в регионе A является неизвестным. Регионы двумерного метода боковых интервалов переопределяются следующим образом (рисунок 14):

- A': неизолированные фотоны, прошедшие «tight» ограничение;
- B': неизолированные фотоны, прошедшие «looseprime4» ограничение;
- C': неизолированные фотоны, прошедшие «tight» ограничение, для которых выполняются одно из следующих условий по энергии изоляции:

$$\begin{aligned} E_T^{cone20} &> 0.065 \times p_T + 3.5\ GeV, \\ E_T^{cone40} &> 0.022 \times p_T + 5.95\ GeV \end{aligned} \tag{2}$$

- D': неизолированные фотоны, прошедшие «looseprime4» ограничение, для которых также выполняется условие 2.

Также добавляется интервал по поперечной энергии изоляции в 2 ГэВ для избежания утечки сигнала в контрольные регионы.

Тогда формула для расчета корреляцинного фактора R из экспериментальных данных определяется следующим образом:

$$R^{bkg} = \frac{N_{A'}^{DATA} N_{D'}^{DATA}}{N_{B'}^{DATA} N_{C'}^{DATA}}.$$

На основе полученных значений корреляции можно оценить количество сигнальных событий в регионе A для экспериментальных данных по следующей формуле:

$$N_A^{sign} = N_A - (N_B - c_B N_A^{sign}) \frac{N_C - c_C N_A^{sign}}{N_D - c_D N_A^{sign}} R^{bkg},$$

где R^{bkg} – корреляция, расчитанная из экспериментальных данных, N_i – количество событий в i-м регионе, полученное из экспериментальных данных, $c_i = \frac{N_i^{sign}}{N_A^{sign}}$ $(i = B, C, D)$ - коэффициенты утечки сигнала, которые вычисляются из Монте-Карло данных. Для Монте-Карло данных количество сигнальных событий можно найти с помощью функции MCTruthClassifier [18]. В таблице 2 приведены значения коэффициентов утечки для скорректированных и нескорректированных значений изоляции, для двух различных определений изоляционного ограничения - loose и tight.

Таблица 2 — Значения коэффициентов утечки для нескорректированных и скорректированных значений калориметрической изоляции

	loose iso	loose iso corr	tight iso	tight iso corr
c_B	0.0282±0.0013	0.0294±0.0013	0.0415±0.0011	0.0433±0.0011
c_C	1.0827±0.0041	1.0825±0.0041	1.0861±0.0039	1.0859±0.0039
c_D	0.0322±0.0015	0.0335±0.0013	0.0466±0.0021	0.0487±0.0020

Можно оценить чистоту сигнальных событий в сигнальном регионе по следующей формуле: $P = \frac{N_A^{sign}}{N_A}$, которая определяет отношение отобранных сигнальных событий ко всем событиям, включающим фоновые. Значения чистоты, полученные с помощью двумерного метода боковых интервалов, для «loose» - изоляции: $93.12 \pm 0.34\%$ для нескорректированных значений изоляции и $96.15 \pm 0.41\%$ - для скорректированных; для «tight» - изоляции: $79.82 \pm 0.79\%$

для нескорректированных значений изоляции и $86.62 \pm 1.18\%$ - для скорректированных. Также в таблице 3 представлены значения чистоты событий для различных поперечных энергий фотона, для скорректированных и не скорректированных на экспериментальные данные значений изоляционной энергии фотона. Параметры чистоты определены для двух различных определений изоляционного ограничения - «loose» и «tight». Значения чистоты, оцененные с помощью нескорректированных и скорректированных значений калориметрической изоляции, наиболее сильно различаются для низких значений поперечного импульса фотона и «tight»-изоляции.

Таблица 3 — Чистота событий сигнального региона, оцененная с помощью двумерного метода боковых интервалов для нескорректированных и скорректированных на данные значений изоляционных переменных

Purity	loose iso	loose iso corr	tight iso	tight iso corr
$10<p_T<15$	0.93±0.01	0.95±0.01	0.67±0.02	0.74±0.01
$15<p_T<20$	0.91±0.01	0.93±0.01	0.69±0.01	0.72±0.01
$20<p_T<100$	0.93±0.01	0.94±0.01	0.75±0.02	0.79±0.01

7. МЕТОД ШАБЛОННОГО ФИТИРОВАНИЯ

Соотношение сигнальных событий $Z \to ll\gamma$ к фоновым также можно оценить с помощью так называемого метода шаблонного фитирования. Метод основан на фитировании распределений переменных калориметрической изоляции E_T^{iso}, и производится методом максимального правдоподобия с помощью библиотеки RooFit [14; 15]. Рассматриваются два региона: сигнальный A и контрольный регион B, в котором события проходят все требования отбора сигнала, за исключением того, что фотон не проходит отбор по жесткой «tight»- идентификации, но проходит более слабые идентификационные ограничения (такие как «looseprime4») [10]. Производится оценка сигнального набора $Z \to ll\gamma$, полученного из смоделированных данных, и полного набора экспериментальных данных, содержащего компоненты сигнальных и фоновых событий, отдельно для регионов A и B. Фитирование данных позволяет оценить форму распределения и процентное содержание фоновых событий, полученные в отношении к компоненте сигнала $Z \to ll\gamma$, оцененной из Монте-Карло набора. В таком случае возможно определить следующие параметры фита:

- Число сигнальных $(Z + \gamma)$ событий в регионе A: N_A^{Sign};
- Число фоновых (Z+jet) событий в регионе A: N_A^{Bkg};
- Число фоновых (Z+jet) событий в регионе B: N_B^{Bkg};

Число сигнальных событий в регионах A и B оценивается из смоделированных данных. Оценка числа сигнальных событий в экспериментальных данных производится путем нормирования на число фоновых событий в регионах A и B.

Поскольку данный метод основан на фитировании непосредственно изоляционной энергии фотона как в смоделированных, так и в экспериментальных данных одновременно – любые коррекции изоляционной энергии в Монте-Карло наборе должны приводить к изменениям в результатах работы метода. Были проверены два типа изоляционной энергии относительно энергии фотона – $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{iso}}|_{\Delta R<0.2} - 0.065 \cdot E_{\mathrm{T}}$ и $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{iso}}|_{\Delta R<0.4} - 0.022 \cdot E_{\mathrm{T}}$, полученные для сигнального региона A и контрольного региона B (рисунок 15 и 16, соответственно).

На рисунках 15 и 16 видно, что оцененное количество сигнала для скорректированных значений переменных изоляции выше, чем для нескорректированных.

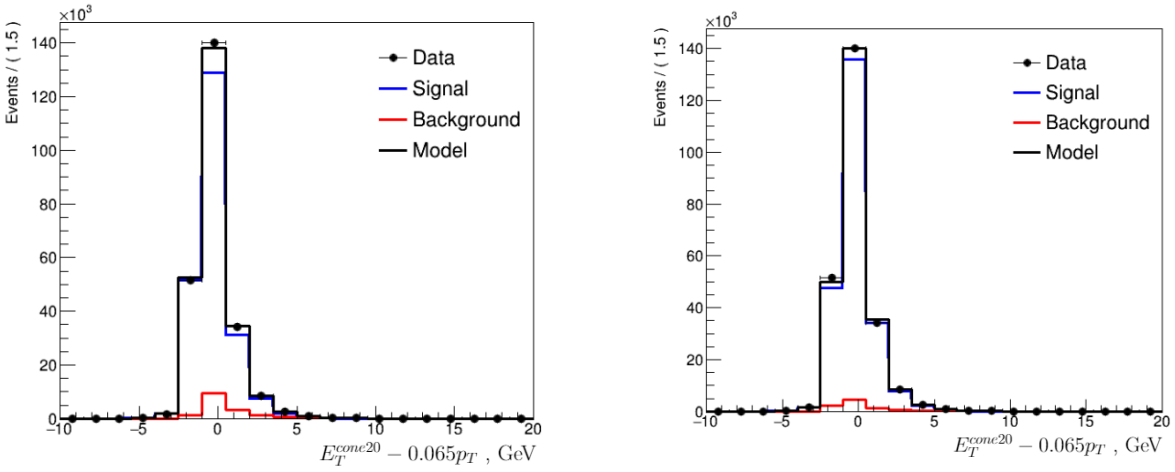

Рисунок 15 — Распределения нескорректированных и скорректированных значений изоляционной переменной $E_T^{iso}|_{\Delta R<0.2}$ для «tight»- идентификации для поперечной энергии фотона $10 < E_T^{\gamma} < 15$ ГэВ

Чистота оцененная с помощью метода шаблонного фитирования: для «loose» - изоляции: $93.66 \pm 0.36\%$ для нескорректированных значений изоляции и $95.54 \pm 0.39\%$ - для скорректированных; для «tight» - изоляции: $78.05 \pm 0.83\%$ для нескорректированных значений изоляции и $84.47 \pm 1.25\%$ - для скорректированных. В таблице 4 приведены расчеты чистоты сигнального региона методом шаблонного фитирования для скорректированных и нескорректированных значений «loose»- и «tight»-изоляции, для различных значений поперечной энергии фотона.

Таблица 4 — Чистота событий сигнального региона, оцененная с помощью метода шаблонного фитирования

Purity	loose iso	loose iso corr	tight iso	tight iso corr
$10<p_T<15$	0.93±0.01	0.96±0.01	0.65±0.03	0.75±0.02
$15<p_T<20$	0.89±0.02	0.91±0.02	0.68±0.01	0.70±0.01
$20<p_T<100$	0.95±0.01	0.96±0.02	0.74±0.01	0.78±0.02

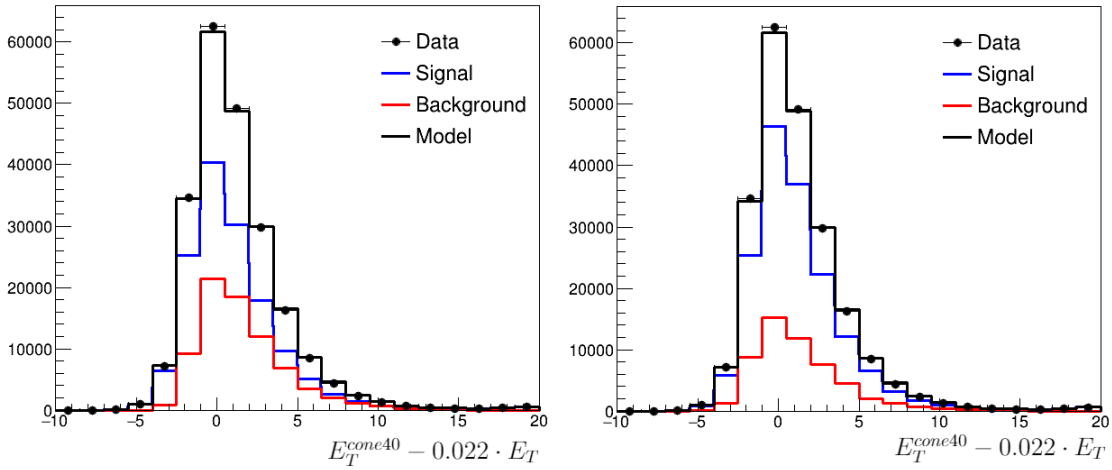

Рисунок 16 — Распределения нескорректированных и скорректированных значений изоляционной переменной $E_T^{iso}|_{\Delta R<0.4}$ для «tight»- идентификации для поперечной энергии фотона $10 < E_T^{\gamma} < 15$ ГэВ

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе было проведено исследование методов оценки фона для процесса $Z \to ll\gamma$, где фон возникает в основном в результате неверной идентификации адронных струй как фотонов. Для этого были изучены параметры изоляционной энергии фотона, являющейся одним из основных способов подавления фоновых событий, а также получены оценки соотношения вклада фоновых событий в процесс $Z \to ll\gamma$ в зависимости от энергии фотона.

В первой части работы были изучены несоответствия между экспериментальными данными и смоделированными данными при применении изоляционного ограничения, которые возникают в следствие неточностей моделирования электромагнитных ливней. Для устранения данных несоответствий оценивалась разница значений позиций пика распределений изоляционных переменных для смоделированных и экспериментальных данных. Затем значения изоляционных переменных в смоделированных данных корректировались к измеренному значению в данных с ускорителя с помощью нескольких различных методов. Было получено, что функция асимметричный Crystal Ball более точно описывает форму распределения при фитировании распределений, по сравнению со стандартной функцией Гаусса, как при низких, так и при высоких значениях поперечной энергии.

Во второй части работы было проведено сравнение чистоты событий для нескорректированных и скорректированных значений изоляционных переменных в сигнальном регионе с помощью двумерного метода боковых интервалов, а также метода шаблонного фитирования. В обоих случаях количество оцененного сигнала для скорректированных значений изоляции выше, чем для нескорректированных.

Значения чистоты, полученные с помощью двумерного метода боковых интервалов, для «loose» - изоляции: $93.12 \pm 0.34\%$ для нескорректированных значений изоляции и $96.15 \pm 0.41\%$ - для скорректированных; для «tight» -

изоляции: $79.82 \pm 0.79\%$ для нескорректированных значений изоляции и $86.62 \pm 1.18\%$ - для скорректированных.

Чистота оцененная с помощью метода шаблонного фитирования: для «loose» - изоляции: $93.66 \pm 0.36\%$ для нескорректированных значений изоляции и $95.54 \pm 0.39\%$ - для скорректированных; для «tight» - изоляции: $78.05 \pm 0.83\%$ для нескорректированных значений изоляции и $84.47 \pm 1.25\%$ - для скорректированных. Таким образом, данные, полученные с помощью двух методов оценки фона, совпадают в пределах погрешностей.

Данные коррекции изоляционных переменных могут использоваться в физических анализах с «первичными» фотонами в конечном состоянии, такими как поиск и исследование процессов распада $H \to Z\gamma$, $H \to \gamma\gamma$, а также для проверки процессов за пределами Стандартной модели.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Measurement of the photon identification efficiencies with the ATLAS detector using LHC Run-1 data / M. Aaboud [et al.] // The European Physical Journal C. — 2016. — Vol. 76, no. 12. — URL: http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-016-4507-9.
2. Measurement of the photon identification efficiencies with the ATLAS detector using LHC Run 2 data collected in 2015 and 2016 / M. Aaboud [et al.] // The European Physical Journal C. — 2019. — Vol. 79, no. 3. — URL: http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-019-6650-6.
3. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider / G. Aad [et al.] // JINST. — 2008. — Vol. 3. — S08003.
4. *Смирнова Л. Н.* Детектор ATLAS Большого адронного коллайдера. — М. : Университетская книга, 2010. — с. 216.
5. The ATLAS Simulation Infrastructure / G. Aad [et al.] // The European Physical Journal C. — 2010. — Vol. 70, no. 3. — P. 823–874. — URL: http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-010-1429-9.
6. GEANT4: A Simulation toolkit / S. Agostinelli [et al.] // Nucl. Instrum. Meth. A. — 2003. — Vol. 506. — P. 250–303.
7. Muon reconstruction performance of the ATLAS detector in proton–proton collision data at $\sqrt{s} = 13TeV$ / G. Aad [et al.] // The European Physical Journal C. — 2016. — Vol. 76, no. 5. — URL: http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-016-4120-y.
8. Electron efficiency measurements with the ATLAS detector using 2012 LHC proton–proton collision data / M. Aaboud [et al.] // The European Physical Journal C. — 2017. — Vol. 77, no. 3. — URL: http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-017-4756-2.

9. *Marchiori G.* Prompt photons at the LHC : selection, measurements of single- and di-photon production cross sections, and Higgs boson searches with the ATLAS detector : PhD thesis / Marchiori Giovanni. — Paris U., VI-VII, 2013.

10. Measurement of the inclusive isolated prompt photon cross section in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector / G. Aad [et al.] // Physical Review D. — 2011. — Vol. 83, no. 5. — URL: http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.83.052005.

11. Electron and photon performance measurements with the ATLAS detector using the 2015–2017 LHC proton-proton collision data / G. Aad [et al.] // Journal of Instrumentation. — 2019. — Vol. 14, no. 12. — URL: http://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/14/12/P12006.

12. Expected Performance of the ATLAS Experiment - Detector, Trigger and Physics / G. Aad [et al.]. — 2009. — arXiv: 0901.0512 [hep-ex].

13. *Cerda Alberich L.* Photon and electron identification with the ATLAS detector : tech. rep. / CERN. — Geneva, 2016. — ATL-PHYS-PROC-2016–230. — URL: https://cds.cern.ch/record/2233097.

14. *Verkerke W.*, *Kirkby D.* The RooFit toolkit for data modeling // Statistical Problems in Particle Physics, Astrophysics and Cosmology. — WS, 2006. — P. 186–189.

15. *Verkerke W.*, *Kirkby D.* RooFit Users Manual v2.91. — 2008. — URL: https://root.cern.ch/download/doc/RooFit_Users_Manual_2.91-33.pdf.

16. RooACBShape. — URL: https://gitlab.cern.ch/rahynema/SinglePhotonCaloIsolation/blob/master/RooACBShape.cxx.

17. *Buttinger W.* Background Estimation with the ABCD Method. — 2018. — URL: https://twiki.cern.ch/twiki/pub/Main/ABCDMethod/ABCDGuide_draft18Oct18.pdf.

18. MCTruthClassifier. — URL: https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/AtlasProtected/MCTruthClassifier.

ПРИЛОЖЕНИЕ

НАБОРЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ И МОНТЕ-КАРЛО ДАННЫХ

Список данных с ускорителя за 2015-2018 гг., общая интегральная светимость 139фб$^{-1}$:
data15_13TeV.periodAllYear.physics_Main.PhysCont.DAOD_EGAM3.grp18_
_v01_p3948/
data15_13TeV.periodAllYear.physics_Main.PhysCont.DAOD_EGAM4.grp18_
_v01_p3948/
data16_13TeV.periodAllYear.physics_Main.PhysCont.DAOD_EGAM3.grp18_
_v01_p3948/
data16_13TeV.periodAllYear.physics_Main.PhysCont.DAOD_EGAM4.grp18_
_v01_p3948/
data17_13TeV.periodAllYear.physics_Main.PhysCont.DAOD_EGAM3.grp18_
_v01_p3948/
data17_13TeV.periodAllYear.physics_Main.PhysCont.DAOD_EGAM4.grp18_
_v01_p3948/
data18_13TeV.periodAllYear.physics_Main.PhysCont.DAOD_EGAM3.grp18_
_v01_p3948/
data18_13TeV.periodAllYear.physics_Main.PhysCont.DAOD_EGAM4.grp18_
_v01_p3948/

Список использованных Монте-Карло наборов:
mc16_13TeV.361106.PowhegPythia8EvtGen_AZNLOCTEQ6L1_Zee.deriv.
DAOD_EGAM3.e3601_e5984_s3126_s3136_r9364_r9315_p3954/
mc16_13TeV.361107.PowhegPythia8EvtGen_AZNLOCTEQ6L1_Zmumu.deriv.
DAOD_EGAM4.e3601_e5984_s3126_s3136_r9364_r9315_p3954/
mc16_13TeV.361106.PowhegPythia8EvtGen_AZNLOCTEQ6L1_Zee.deriv.
DAOD_EGAM3.e3601_e5984_s3126_r10201_r10210_p3954/
mc16_13TeV.361107.PowhegPythia8EvtGen_AZNLOCTEQ6L1_Zmumu.deriv.
DAOD_EGAM4.e3601_e5984_s3126_r10201_r10210_p3954/
mc16_13TeV.361106.PowhegPythia8EvtGen_AZNLOCTEQ6L1_Zee.deriv.

DAOD_EGAM3.e3601_e5984_s3126_r10724_r10726_p3954/
mc16_13TeV.361107.PowhegPythia8EvtGen_AZNLOCTEQ6L1_Zmumu.deriv.
DAOD_EGAM4.e3601_e5984_s3126_r10724_r10726_p3954/