

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»

УДК 539.1.05

**ПОЯСНИТЕЛЬНАЯ ЗАПИСКА К БАКАЛАВРСКОЙ
ДИПЛОМНОЙ РАБОТЕ
МЕТОДЫ ПОВЫШЕНИЯ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ АНАЛИЗА
И ОЦЕНКА ФОНА Z +СТРУИ В ИССЛЕДОВАНИИ
АССОЦИИРОВАННОГО РОЖДЕНИЯ Z -БОЗОНА С
ФОТОНОМ НА ПОЛНОМ НАБОРЕ ДАННЫХ RUN2
ПРОТОН-ПРОТОННЫХ СТОЛКНОВЕНИЙ С ЭНЕРГИЕЙ
 $\sqrt{S} = 13$ ТЭВ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ ATLAS**

Студент _____ К. К. Казакова

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

Научный консультант,
инж. _____ Д. Н. Пятиизбянцева

Научный консультант,
к.ф.-м.н. _____ Н. В. Проклова

Москва 2022

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА БАКАЛАВРА

**МЕТОДЫ ПОВЫШЕНИЯ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ АНАЛИЗА
И ОЦЕНКА ФОНА Z +СТРУИ В ИССЛЕДОВАНИИ
АССОЦИИРОВАННОГО РОЖДЕНИЯ Z -БОЗОНА С
ФОТОНОМ НА ПОЛНОМ НАБОРЕ ДАННЫХ RUN2
ПРОТОН-ПРОТОННЫХ СТОЛКНОВЕНИЙ С ЭНЕРГИЕЙ
 $\sqrt{S} = 13$ ТЭВ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ ATLAS**

Студент _____ К. К. Казакова

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

Научный консультант,
инж. _____ Д. Н. Пятиизбянцева

Научный консультант,
к.ф.-м.н. _____ Н. В. Проклова

Рецензент,
к.ф.-м.н. _____ О. В. Мешков

Секретарь ГЭК,
к.ф.-м.н. _____ А. А. Кириллов

Зав. каф. №40,
д.ф.-м.н., проф. _____ М. Д. Скорохватов

Содержание

Введение	6
1 Основные теоретические сведения	7
1.1 Стандартная модель	7
1.2 Требование локальной калибровочной инвариантности	9
1.3 Электрослабая модель	10
1.3.1 Спонтанное нарушение симметрии	12
1.4 Бозон Хиггса в Стандартной модели	13
1.4.1 Образование бозона Хиггса	13
1.4.2 Каналы распада бозона Хиггса	15
1.5 Ассоциированное рождение Z -бозона с фотоном в Стандартной модели	16
1.6 Машинное обучение	17
1.6.1 Многослойный перцептрон MLP	17
1.6.2 Лес деревьев решений BDTG	18
1.7 Метод максимального правдоподобия	19
1.8 Стратегия анализа	20
2 Устройство детектора ATLAS	23
2.1 Эксперимент ATLAS	23
2.1.1 Система координат детектора ATLAS	23
2.1.2 Внутренний детектор	24
2.1.3 Система калориметров детектора ATLAS	25
2.1.4 Мюонный спектрометр	26
2.1.5 Триггерная система	26
3 Используемые наборы и отбор событий	27
3.1 Отбор фотонов	27
3.2 Используемые наборы в $H \rightarrow Z\gamma$	28
3.2.1 Отбор событий	29

3.3	Используемые наборы в $Z \rightarrow (\nu\bar{\nu})\gamma$	30
3.3.1	Отбор событий	31
4	Категоризация событий и моделирование сигнала в $H \rightarrow Z\gamma$	33
4.1	Категоризация событий	33
4.1.1	Обучение модели MLP	36
4.1.2	Обучение модели BDTG	40
4.1.3	Итоговая категоризация событий	44
4.2	Сравнение данных и фоновых распределений	46
4.3	Параметризация смоделированного сигнала	47
5	Оценка фонов для процесса $Z \rightarrow (\nu\bar{\nu})\gamma$	51
5.1	Фон, обусловленный конфигурацией пучка	51
5.2	Оценка фона $jet \rightarrow \gamma$ двумерным методом боковых интервалов	55
5.2.1	Оптимизация областей в ABCD-методе	58
5.2.2	Оценка фона $jet \rightarrow \gamma$ в сигнальной области ABCD-методом	64
5.2.3	Статистическая и систематическая погрешности	66
5.3	Оценка фона $jet \rightarrow \gamma$ методом максимального правдоподобия	68
5.3.1	Описание метода максимального правдоподобия	68
5.3.2	Оценка фона $jet \rightarrow \gamma$ в сигнальной области методом максимального правдоподобия	70
5.3.3	Статистическая и систематическая погрешности	73
	Заключение	76
	Список используемых источников	81
A	Альтернативные способы категоризации	82
B	Распределения по переменной изоляции	85
B.1	Распределения для изоляции FixedCutTight	85
B.2	Распределения для изоляции FixedCutTightCaloOnly	87
B.3	Распределения для изоляции FixedCutLoose	88

Введение

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

Исследуя процессы с помощью СМ и сравнивая экспериментальные результаты с теоретическими предсказаниями, можно проверять параметры СМ и искать проявления «новой физики» – отклонения от СМ. В данной работе были исследованы два процесса: распад бозона Хиггса $H \rightarrow Z\gamma$ и ассоциированное рождение Z -бозона с фотоном в протон-протонных столкновениях. Оба этих процесса чувствительны к отклонениям от СМ.

Канал распада бозона Хиггса в Z -бозон и фотон является редким (сечение процесса с энергией $\sqrt{s} = 13$ ТэВ и интегральной светимостью 139 fb^{-1} составляет $\sigma = 0.0843 \pm 0.005 \text{ пбн}$ [5]), из-за чего его вероятность очень чувствительна к отклонениям от СМ, так как в сравнении с небольшим предсказанным сечением будут хорошо заметны эффекты от «новой физики». Диаграммы Фейнмана процессов распада Хиггсовского бозона представлены на рисунке 1. Одна из теорий, выходящая за рамки СМ, предполагает, что из-за наличия новых бесцветных заряженных частиц вероятность распада бозона Хиггса через петли может быть значительно увеличена[6]. Обнаружение увеличения вероятности распада бозона Хиггса будет свидетельствовать о наличии его взаимодействия с этими новыми заряженными частицами.

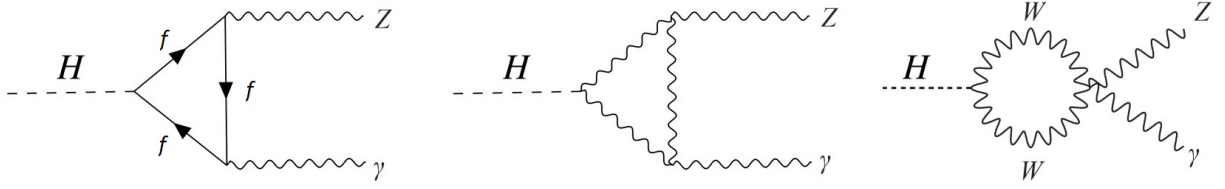


Рисунок 1 — Входящие в СМ Диаграммы Фейнмана распада бозона Хиггса

Z -бозон является нестабильной частицей, поэтому он не может быть зарегистрирован детектором непосредственно. Нейтральный бозон регистрируют по продуктам распада. Он может распадаться на пару заряженных или нейтральных лептонов, а также на адроны[7]. В анализе процесса распада $H \rightarrow Z\gamma$ рассматривается Z -бозон, который распадается в пару электронов или мюонов, так как такие процессы характеризуются хорошим разрешением по инвариантной массе, подавлением фона и эффективностью сигнала по сравнению с распадом Z -бозона на адроны, на пару τ -лептонов (так как они распадаются до регистрации детектором) и на нейтрино.

Ассоциированное рождение Z -бозона с фотоном также является чувствительным процессом к отклонениям от СМ. На рисунке 2 показаны диаграммы Фейнмана этого процесса, первые три из которых предсказываются

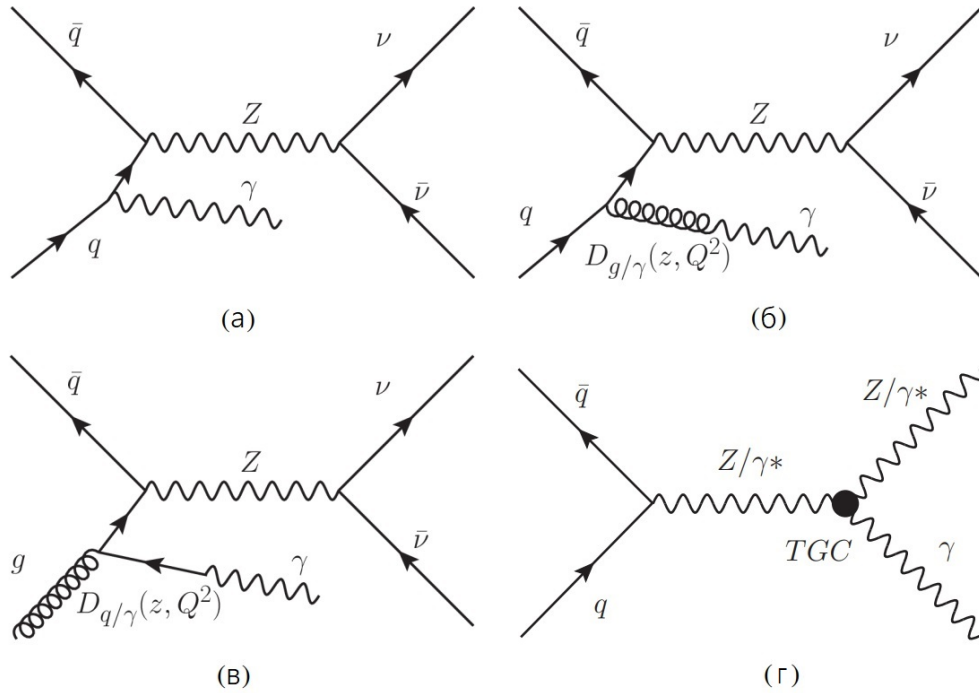


Рисунок 2 — Диаграммы Фейнмана ассоциированного рождения Z -бозона с фотоном. Диаграммы (а), (б), (в) предсказываются СМ. Диаграмма (г) имеет тройную аномальную вершину и выходит за рамки СМ

СМ. Последняя диаграмма на рисунке 2 имеет аномальную тройную вершину и запрещена СМ на древесном уровне[8]. Поэтому, если удастся найти отклонения величин частот образования частиц или отношений вероятностей распада по разным каналам, то это будет косвенно указывать на процессы, выходящие за рамки СМ, то есть указывать на «новую физику».

В работе был выбран нейтринный канал распада Z -бозона ($Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$) из-за его большей вероятности ($\approx 20\%$) по сравнению с лептонным каналом ($\approx 6.7\%$). Однако выбор нейтринного канала распада включает в себя множество фонов, так как нейтрино не регистрируются детектором напрямую, а восстанавливаются по потерянным поперечному импульсу.

Цель работы.

Целью работы является повышение чувствительности исследования распада бозона Хиггса в Z -бозон и фотон и оценка фона Z +струи в ассоциированном рождении Z -бозона с фотоном в pp-столкновениях на полном наборе данных Run2.

Задачи исследования.

1. Создание категорий для процесса $H \rightarrow Z\gamma$, в которых сигнальные и фоновые процессы будут описываться локально.
2. Подавление фона для процесса ассоциированного рождения Z -бозона с фотоном, обусловленного конфигурацией пучка.
3. Оценка фона, обусловленного неверной идентификацией адронной струи как фотона ($jet \rightarrow \gamma$) для процесса ассоциированного рождения Z -бозона с фотоном.

Научная новизна работы.

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

1 Основные теоретические сведения

1.1 Стандартная модель

Стандартная модель – современная теория физики элементарных частиц, которая наилучшим образом согласуется с экспериментальными данными. Теория является релятивистской квантовой теорией поля, удовлетворяющей локальной калибровочной симметрии $SU(3) \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ [9; 10], начало которой было положено во второй половине 20-го века А. Саламом, Ш. Глешоу и С. Вайнбергом [11–13]. Стандартная модель объединяет в себе 3 взаимодействия: сильное, слабое и электромагнитное. Слабое и электромагнитное взаимодействие рассматривается как одно – электрослабое взаимодействие, которое описывается электрослабой теорией. Сильное взаимодействие описывается квантовой хромодинамикой (КХД) [14]. С момента обнаружения бозона Хиггса в 2012 году все частицы, входящие в СМ, были открыты. На рисунке 3 показана схема СМ с указанием свойств частиц, таких как элек-

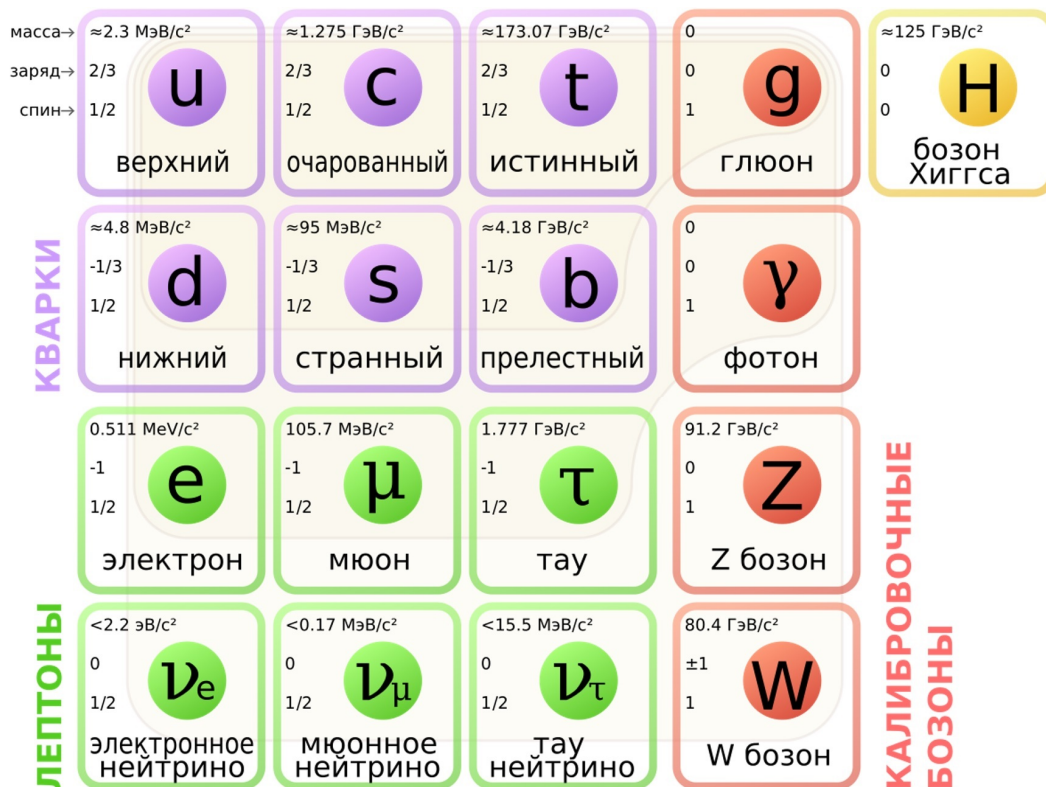


Рисунок 3 — Стандартная модель в физике элементарных частиц

трический заряд, масса и спин.

Согласно СМ, существует два типа частиц: фермионы и бозоны. Фермионы имеют полуцелый спин и описываются статистикой Ферми-Дирака, бозоны имеют целый спин и описываются статистикой Бозе-Энштейна. Такое определение частиц позволяет разделять материю на вещество и поля. Согласно запрету Паули, частицы вещества не могут находиться в одной точке пространства в один момент времени, но частиц полей может быть сколько угодно много.

Фермионы делятся на две подгруппы: кварки и лептоны. Все эти частицы имеют спин $1/2$. Лептоны делятся на 2 типа: электрически заряженные (e, μ, τ) и нейтральные – нейтрино (ν_e, ν_μ, ν_τ). Каждому заряженному лептону (заряд -1 в единицах элементарного заряда) ставится в соответствие своё нейтрино. Таким образом, лептоны образуют три поколения:

$$(e, \nu_e), (\mu, \nu_\mu), (\tau, \nu_\tau).$$

Кварки являются массивными частицами и имеют как электрический заряд, так и цветовой заряд. В СМ всего 6 кварков: (u, d, c, s, t, b). Кварки, как и лептоны, образуют три поколения:

$$(u, d), (c, s), (t, b).$$

Электрический заряд у u, c и t кварков равен $+2/3$, у кварков d, s и b равен $-1/3$ в единицах элементарного заряда. Цветовых зарядов три: красный, зеленый и синий. Кварки не существуют в свободном состоянии и образуют бесцветные системы, состоящие из нескольких кварков – адроны. Также каждой частице в СМ ставится в соответствие античастица, которая имеет противоположный электрический заряд и некоторые квантовые числа.

Бозоны, имеющие спин равный единице, представляют собой векторные поля. Три взаимодействия, которые описываются в рамках СМ, а именно сильное, слабое и электромагнитное, переносятся бозонами. Электромагнитное (ЭМ) взаимодействие связано с электрическим зарядом и включает в себя все заряженные частицы. Переносчиком ЭМ взаимодействия является фотон, у которого нет массы. Слабое взаимодействие обусловлено наличием

слабого изоспина у фермионов. Переносчиками слабого взаимодействия являются $W^\pm$ и Z^0 бозоны. Сильное взаимодействие обусловлено наличием у кварков цветового заряда и переносится 8-ю глюонами, не имеющими массы.

Для завершения построения СМ необходимо ввести еще одну частицу – бозон Хиггса. Именно благодаря взаимодействию с полем Хиггса частицы $W^\pm$ и Z^0 обретают массу. Более подробное описание механизма Хиггса дано в разделе [1.3.1](#).

1.2 Требование локальной калибровочной инвариантности

Электрослабая теория – это модель, объединяющая электромагнитное и слабое взаимодействия. В основе этой теории лежит принцип локальной калибровочной инвариантности, который заключается в требовании инвариантности лагранжиана относительно преобразования, зависящего от координат:

$$\psi(x) \rightarrow e^{ie\phi(x)}\psi(x), \quad (1.1)$$

где $\psi(x)$ – спинор Дирака. Лагранжиан, описывающий свободный спинор ψ :

$$\mathcal{L}_{Dirac} = \bar{\psi}(i\gamma_\mu\partial^\mu - m)\psi, \quad (1.2)$$

где γ_μ – матрица Дирака, а m – масса фермиона Дирака. Однако лагранжиан [1.2](#) неинвариантен относительно локального преобразования:

$$\partial_\mu\psi(x) \rightarrow e^{ie\phi(x)}(\partial_\mu + ie\partial_\mu)\psi(x). \quad (1.3)$$

Для того, чтобы восстановить калибровочную инвариантность относительно локального $U(1)$ -преобразования, необходимо ввести векторное поле A_μ , которое является элементом алгебры $U(1)$ и соответствует фотону, являющемуся переносчиком ЭМ взаимодействия. Такое поле преобразуется следующим образом:

$$A_\mu(x) \rightarrow A'_\mu(x) = A_\mu(x) + \frac{1}{e}\partial_\mu\phi. \quad (1.4)$$

В таком случае, ковариантная производная также преобразуется и будет иметь вид:

$$D_\mu = \partial_\mu - ieA_\mu. \quad (1.5)$$

С преобразованной ковариантной производной 1.5 снимается проблема неинвариантности 1.3. После введения калибровочного поля A_μ в лагранжиане появится новый член $e\bar{\psi}\gamma^\mu\psi A_\mu$, который представляет собой взаимодействие между полем A_μ и фермионной плотностью тока $j^\mu = -e\bar{\psi}\gamma^\mu\psi$. Также в лагранжиан должно быть добавлено слагаемое, учитывающее кинетическую энергию фотона: $-\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}$, где $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$.

Подводя итог, можно записать новый лагранжиан, который описывает взаимодействие между фермионами и полем фотона:

$$\mathcal{L}_{QED} = \bar{\psi}(i\gamma_\mu\partial^\mu - m)\psi + e\bar{\psi}\gamma^\mu\psi A_\mu - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}. \quad (1.6)$$

1.3 Электрослабая модель

Для ЭМ взаимодействия калибровочной группой симметрий является $U(1)_Y$, для слабого взаимодействия группой симметрий является $SU(2)_L$. Таким образом, для электрослабой теории калибровочной группой симметрий является $SU(2)_L \times U(1)_Y$, где L означает, что элементы группы $SU(2)$ действуют на левые изоспиновые фермионные дублеты, а Y означает, что элементы группы $U(1)$ действуют на гиперзарядовые правые синглеты. По формуле Гелл-Манна справедливо выражение для электрического заряда Q :

$$Q = I_3 + Y/2, \quad (1.7)$$

где I_3 – третья компонента слабого изоспина. У группы симметрий $U(1)$ один генератор $Y/2$, поэтому, как следствие, появляется одно калибровочное поле B_μ . У группы симметрий $SU(2)$ три генератора (матрицы Паули σ_i), поэтому возникает 3 калибровочных поля $\mathbf{W}_\mu = W_\mu^1, W_\mu^2, W_\mu^3$. Для упрощения вида левого слагаемого лагранжиана лептонов можно записать отношение между

калибровочными полями, которое имеет вид:

$$\begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_w & -\sin \theta_w \\ \sin \theta_w & \cos \theta_w \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix}, \quad (1.8)$$

где θ_w - угол Вайнберга, а $\cos \theta_w$ и $\sin \theta_w$ выражаются как:

$$\cos \theta_w = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}}, \quad \sin \theta_w = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}}, \quad (1.9)$$

где g и g' - константы связи взаимодействий $U(1)$ и $SU(2)$ соответственно.

Таким образом, получаются нейтральные электрослабые бозоны, являющиеся комбинацией полей $\mathbf{W}_\mu$ и B_μ :

$$\begin{aligned} Z_\mu^0 &= \cos \theta_w W_\mu^3 - \sin \theta_w B_\mu, \\ A_\mu &= \sin \theta_w W_\mu^3 + \cos \theta_w B_\mu. \end{aligned}$$

Заряженные электрослабые бозоны определяются следующим образом:

$$W_\mu^\pm = \frac{W_\mu^1 \mp W_\mu^2}{\sqrt{2}}.$$

В конечном итоге, электрослабый лагранжиан представляется как:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{EWK} &= i\bar{\psi}_L \gamma^\mu (\partial_\mu + ig \frac{\sigma_i}{2} W_\mu^i + ig' \frac{Y}{2} B_\mu) \psi_L + \\ &+ i\bar{\psi}_R \gamma^\mu (\partial_\mu + ig' \frac{Y}{2} B_\mu) \psi_R - \frac{1}{4} W_{\mu\nu}^i W_i^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B_i^{\mu\nu}, \end{aligned}$$

где первые два слагаемых учитывают кинетическую энергию электрослабых бозонов, вторые два слагаемых являются калибровочными полями, причем тензоры $W_{\mu\nu}^i$ и $B_{\mu\nu}$ выглядят следующим образом:

$$\begin{aligned} W_{\mu\nu}^i &= \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i + g \varepsilon_{ijk} W_\mu^j W_\nu^k, \\ B_{\mu\nu} &= \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu, \end{aligned}$$

где ε_{ijk} - структурная константа группы $SU(2)$. Однако в лагранжиане нет массовых членов для $W^\pm$ и Z^0 бозонов.

1.3.1 Спонтанное нарушение симметрии

Проблема отсутствия массовых членов для $W^\pm$ и Z^0 бозонов была решена Р.Броутом, Ф.Энглером и П.Хиггсом[15; 16]. Придание масс этим бозонам осуществляется с помощью механизма Хиггса спонтанного нарушения симметрии $SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_{EM}$, которое осуществляется путём добавления нового скалярного поля. Для этого вводится дублет комплексных скалярных полей:

$$\Phi_H = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \Phi^+ \\ \Phi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix}, \quad (1.10)$$

Лагранжиан, описывающий это скалярное комплексное поле, может быть представлен как:

$$\mathcal{L}_H = (D^\mu \Phi_H)^\dagger (D_\mu \Phi_H) - V(\Phi_H), \quad (1.11)$$

где ковариантная производная D_μ и потенциал $V(\Phi_H)$ имеют вид:

$$D_\mu = \partial_\mu + ig \frac{\sigma_i}{2} W_\mu^i + ig' \frac{Y}{2} B_\mu,$$

$$V(\Phi_H) = -\mu^2 \Phi_H^\dagger \Phi_H + \lambda (\Phi_H^\dagger \Phi_H)^2.$$

На рисунке 4 показан вид потенциала $V(\Phi_H)$ для $\mu^2 < 0$ и $\lambda > 0$. Минимум

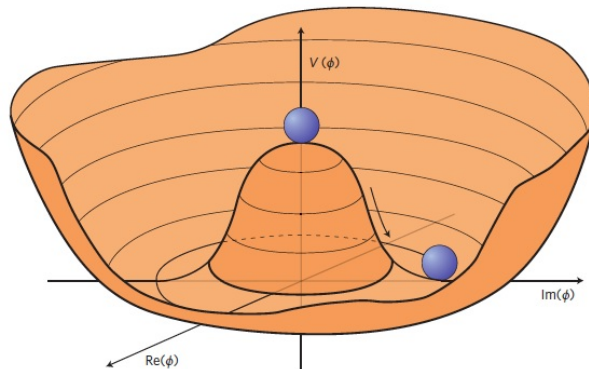


Рисунок 4 — Потенциал Хиггса $V(\Phi_H)$ для $\mu^2 < 0$ и $\lambda > 0$

потенциала называется вакуумом и принимает вид:

$$\Phi_{min} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}, (\phi_1 = \phi_2 = \phi_4 = 0, \phi_3 = v), \quad (1.12)$$

где значение вакуума поля Хиггса равно $v = \sqrt{\mu^2/\lambda}$. Именно этот вакуум инвариантен относительно $U(1)_{EM}$, так как $Q = I_3 + Y/2 = 0$, что сохраняет фотон безмассовым, а векторным бозонам даёт массу. После параметризации и калибровочных преобразований дублет Φ_H представляется в виде:

$$\Phi_H = \frac{v + H}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (1.13)$$

Возникающие выражения для масс бозонов $W^\pm$ и Z^0 через константы связи g, g' и v выглядят следующим образом:

$$M_Z = \frac{1}{2}\sqrt{g^2 + g'^2}, \quad M_W = \frac{1}{2}vg, \quad \frac{M_W}{M_Z} = \cos \theta_w.$$

Масса бозона Хиггса не предсказывается СМ, так как зависит от свободного параметра λ , и равна $m_H = v\sqrt{2\lambda}$. Так как фермионный массовый член нарушает калибровочную симметрию, то масса фермионов вводится путём юкавских связей с хиггсовским полем.

1.4 Бозон Хиггса в Стандартной модели

Так как масса бозона Хиггса не предсказывается СМ, было множество попыток для поиска бозона и измерения его массы. Последний результат измерения массы коллаборациями ATLAS и CMS составляет $m_H = 125.09 \pm 0.21(\text{стат.}) \pm 0.11(\text{сист.})$ ГэВ[17] для распадов $H \rightarrow \gamma\gamma$ и $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$.

1.4.1 Образование бозона Хиггса

Бозон Хиггса в основном образуется путем взаимодействия тяжелых частиц, таких как t -кварк или Z^0 и $W^\pm$ бозоны. На рисунке 5 показаны

диаграммы Фейнмана для четырёх основных способов образования бозона Хиггса в протон-протонных столкновениях.

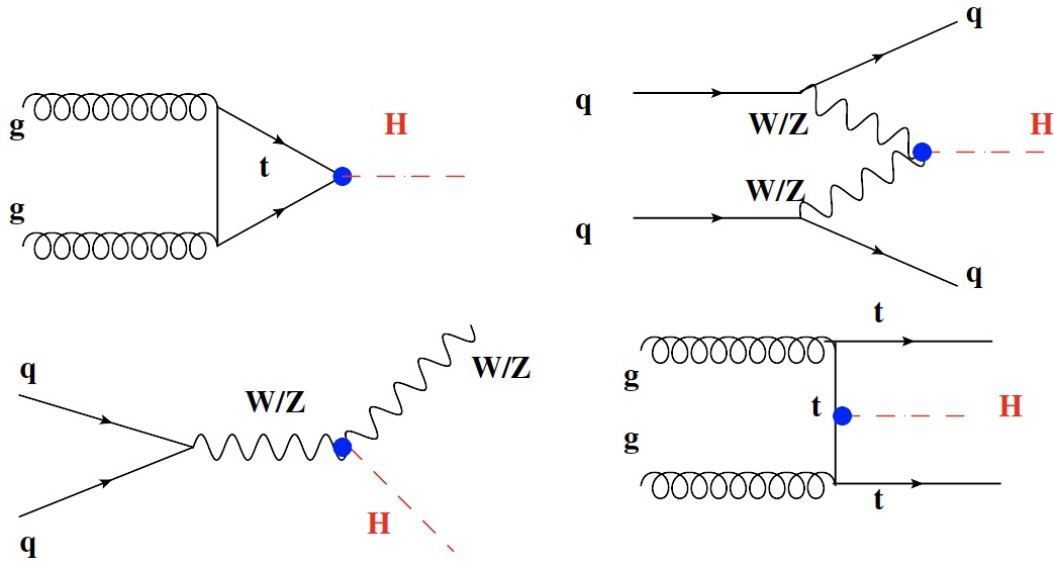


Рисунок 5 — Диаграммы Фейнмана основных способов образования бозона Хиггса в протон-протонных столкновениях. Глюон-глюонное слияние (слева сверху), слияние векторных бозонов (справа сверху), ассоциированное рождение вместе с $W^\pm$ или Z^0 (слева снизу), ассоциированное рождение вместе с топ-кварками (справа снизу)

- Глюон-глюонное слияние (ggF) – доминирующий процесс образования бозона Хиггса, требующий слияния двух глюонов, порождающих бозон Хиггса через петлю тяжелого кварка, обычно топ-кварка из-за его большой массы.
- Слияние векторных бозонов (VBF) – процесс образования бозона Хиггса в результате слияния двух слабых векторных бозонов ($W^\pm$ или Z^0). Процесс характерен тем, что в конечном состоянии образуются две адронные струи, которые, в основном, направлены в противоположные стороны, а продукты распада бозона Хиггса образуются в области между струями. Между струями не ожидается никакой прочей адронной активности, что даёт специфическую сигнатуру этого процесса в детекторе и позволяет эффективно подавлять фоны, исходящие от адронных струй.
- Ассоциированное рождение вместе с $W^\pm$ или Z^0 бозонами (WH или

ZH) – процесс, в котором бозон Хиггса образуется совместно с векторным бозоном $W^\pm$ или Z^0 , полученным из слияния двух кварков.

- Ассоциированное рождение вместе с топ-кварками (ttH) – процесс, в котором бозон Хиггса рождается вместе с парами топ-кварков. Данный процесс даёт наименьший вклад в образование бозона Хиггса.

1.4.2 Каналы распада бозона Хиггса

Бозон Хиггса распадается на фермионы или бозоны. Информацию о наличии бозона Хиггса в детекторе можно восстановить только по продуктам распада. Вероятность распада пропорциональна массе, а значит, тяжелые частицы распадаются быстрее. На рисунке 6 показан бренчинг¹ бозона Хиггса с учётом полной погрешности в зависимости от его массы[18].

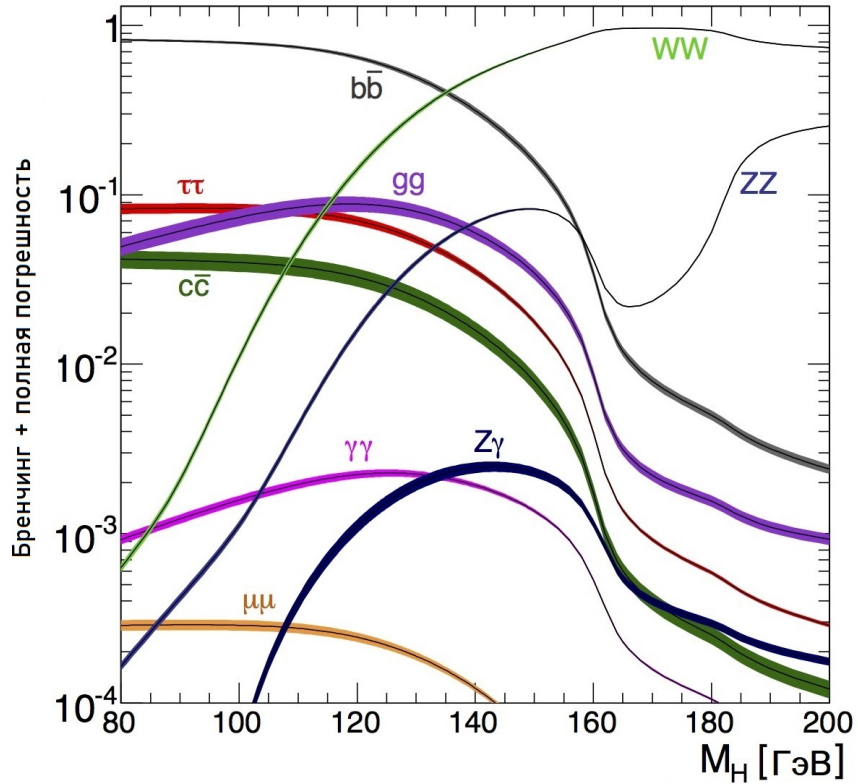


Рисунок 6 — Бренчинг бозона Хиггса с учетом полной погрешности

Исследуемый канал распада $H \rightarrow Z\gamma$ имеет значение вероятности распада порядка 10^{-3} . Однако $Z(\rightarrow ll)$ и фотон могут быть реконструированы с высоким разрешением, а сам процесс имеет сильно подавленный фон.

¹Вероятности распада бозона Хиггса по разным каналам

1.5 Ассоциированное рождение Z -бозона с фотоном в Стандартной модели

В протон-протонных столкновениях на БАК пары кварков от сталкивающихся протонов могут рождать Z -бозон, который из-за своей большой массы имеет крайне малое время жизни и распадается на пару лептонов или пару кварков. Как было сказано во введении, регистрация Z -бозона осуществляется по продуктам распада, и задача регистрации пары мюонов или электронов крайне проста с экспериментальной точки зрения. Однако вероятность распада Z -бозона в пару нейтрино примерно в 3 раза больше вероятности распада на заряженные лептоны, поэтому в работе рассматривается именно нейтринный канал.

Так как в анализе рассмотрено ассоциированное рождение Z -бозона с фотоном, следует учесть, что фотон взаимодействует только с заряженными фермионами. Он может быть испущен как до образования Z -бозона, так и после. На рисунке 7 показаны диаграммы Фейнмана для процессов

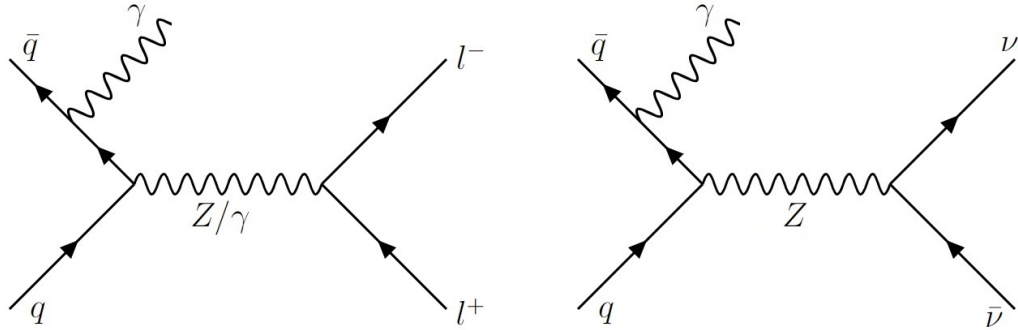


Рисунок 7 — Диаграммы Фейнмана для процессов $q\bar{q} \rightarrow Z\gamma \rightarrow l^+l^-\gamma$ (слева) и $q\bar{q} \rightarrow Z \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$ (справа) с излучением фотона до образования Z -бозона

$q\bar{q} \rightarrow Z\gamma \rightarrow l^+l^-\gamma$ и $q\bar{q} \rightarrow Z \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$ с излучением фотона до образования Z -бозона.

На рисунке 8 показана диаграмма Фейнмана для процесса $q\bar{q} \rightarrow Z \rightarrow l^+l^-\gamma$, в котором фотон был испущен после образования Z -бозона. Однако такой процесс существует только для конечного состояния с заряженными лептонами. Фотон, который был испущен подобным образом, как на рисунках 7 и 8, называется ассоциированным.

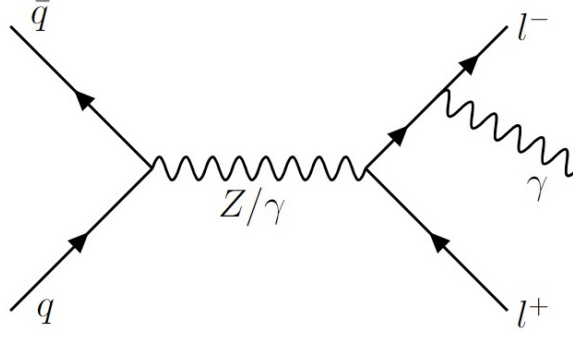


Рисунок 8 — Диаграмма Фейнмана для процесса $q\bar{q} \rightarrow Z \rightarrow l^+l^-\gamma$ с излучением фотона после образования Z -бозона

1.6 Машинное обучение

Машинное обучение крайне широко используется в физике высоких энергий. Применение машинного обучения позволяет разделять сигнальные и фоновые события более эффективно, чем фиксированные отборы. В данной работе использовалась библиотека алгоритмов машинного обучения **TMVA** (Toolkit for Multivariate Data Analysis)[19], являющаяся дополнением к пакету **ROOT**[20]. С помощью **TMVA** в работе осуществлялось создание моделей для классификации событий. Были использованы модель **MLP** (см. раздел 4.1.1) и классификатор **BDTG** (см. раздел 4.1.2).

1.6.1 Многослойный перцептрон MLP

Алгоритм **MLP** (Multilayer Perceptron)[21] — это одна из простейших моделей машинного обучения. В её основе лежат слои нейронов, представляющих из себя математические объекты, суммирующие входные данные, прибавляющие константу смещения и применяющие к полученной сумме функцию активации $\sigma(x)$. Примерами функции активации являются сигмоида и гиперболический тангенс:

$$\sigma(x) = \frac{1}{1 + e^{-x}}, \quad \sigma(x) = \tanh(x).$$

Нейроны в разных слоях соединены между собой взвешенными связями. При передаче значения от одного нейрона к другому оно домножается на соответ-

ствующий вес связи. Схематичный вид многослойного перцептрона представлен на рисунке 9. Таким образом, выходным значением является вектор из

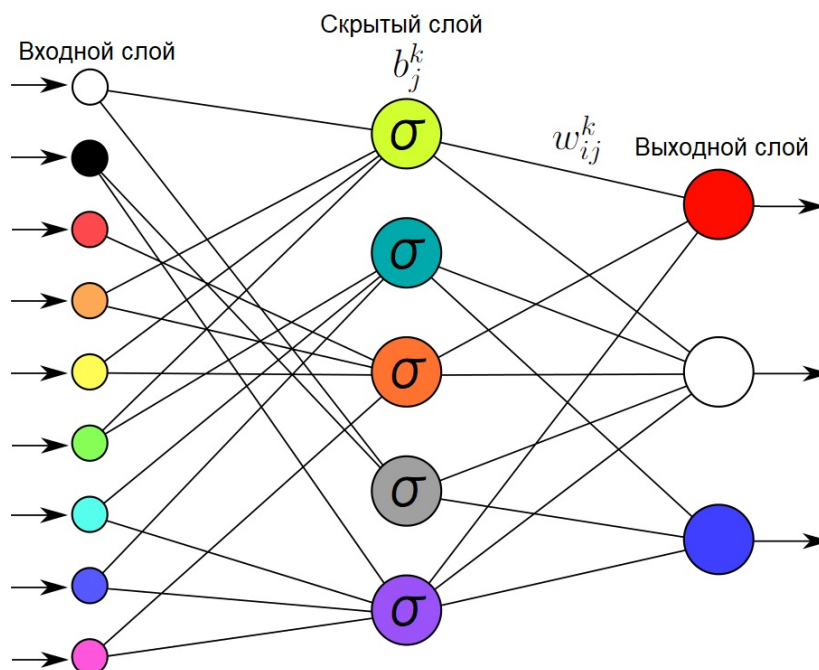


Рисунок 9 — Схематичный вид многослойного перцептрона. σ - функция активации, b_j^k - значение смещения j -ого нейрона k -ого слоя, w_{ij}^k - вес связи, соединяющий i -й нейрон $(k - 1)$ -ого слоя с j -ым нейроном k -ого слоя

чисел, длина которого равна размеру выходного слоя.

Основными недостатками метода MLP являются большое время обучения и склонность к переобучению. Переобучение – это эффект, заключающийся в том, что модель показывает хороший результат на обучающем наборе, и плохой на тестовом.

Процесс обучения MLP заключается в нахождении весов связей и значений смещения нейронов, обеспечивающих минимальную ошибку классификации. Откликом MLP для задачи бинарной классификации является число в диапазоне $[0; 1]$, так как в этом случае выходной слой состоит из одного нейрона.

1.6.2 Лес деревьев решений BDTG

Лес деревьев решений (Gradient Boosted Decision Trees, BDTG) – классификатор, имеющий вид бинарного дерева. Принцип его работы заключается в применении большого числа отборов к событиям и выделении областей,

которые можно классифицировать как сигнальные или фоновые. Схематичный вид дерева решений показан на рисунке 10.

В каждом узле определяется такая переменная и отбор по ней, которые наилучшим образом разделяют события. События, определенные как сигнальные и фоновые, соответственно попадают в два дочерних узла. Далее процесс повторяется до тех пор, пока не будет достигнута максимальная глубина дерева.

Для избежания переобучения и стабилизации работы модели исполь-

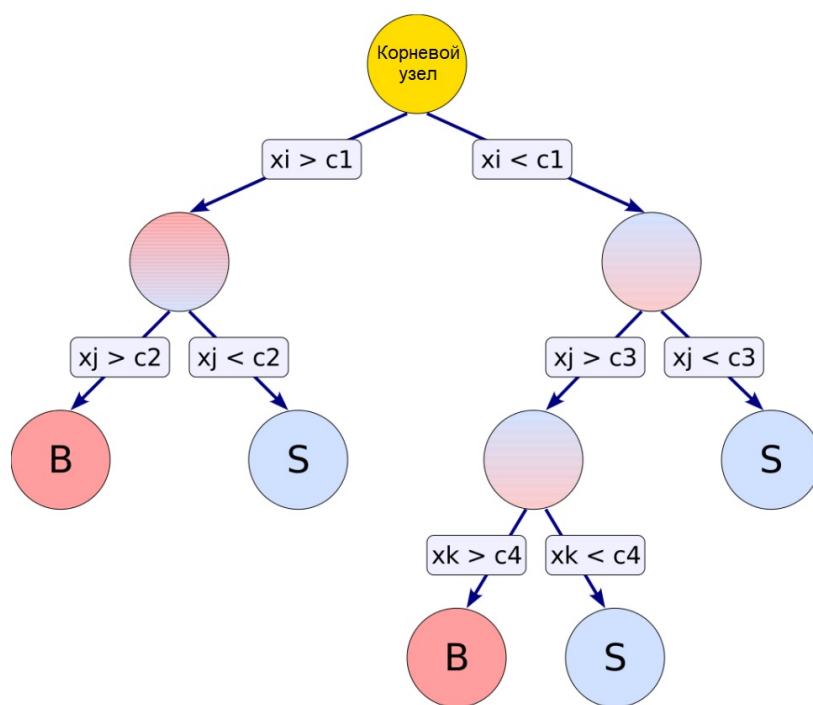


Рисунок 10 — Схематичный вид дерева решений

зуется бустинг[22]. Он заключается в создании леса деревьев решений. Отклик классификатора – это число в диапазоне $[-1; 1]$, которое является взвешенной суммой откликов каждого дерева. Вес каждого дерева определяется тем, насколько эффективно оно классифицирует события. Отклик дерева имеет тенденцию быть равным -1, если событие фоновое, и 1, если событие сигнальное.

1.7 Метод максимального правдоподобия

Метод максимального правдоподобия – это статистический метод оценки неизвестных параметров путем поиска максимума функции правдоподобия.

бия. Предполагается, что всю информацию о статистической выборке содержит функция правдоподобия.

Пусть есть некоторая выборка $(X_1, X_2, \dots, X_n)$ из распределения $\mathbb{P}_{\vec{\theta}}$, где $\vec{\theta}$ - неизвестные параметры модели. Тогда функция правдоподобия имеет вид $\mathcal{L}_n(X_1, X_2, \dots, X_n|\vec{\theta}) = \prod_{i=1}^n \mathcal{L}_1(X_i|\vec{\theta})$. Оценкой параметра модели называется $\hat{\vec{\theta}} = \operatorname{argmax} \mathcal{L}(X_1, X_2, \dots, X_n|\vec{\theta})$ - точка максимума функции. Однако гораздо удобнее работать с суммой функций правдоподобий, а не с произведением. На основе того, что положения экстремумов функций $f(x)$ и $\ln f(x)$ совпадают, функцию правдоподобия заменяют на логарифм от этой функции. В таком случае $\ln \mathcal{L}(X_1, X_2, \dots, X_n|\vec{\theta}) = \sum_{i=1}^n \mathcal{L}_1(X_i|\vec{\theta})$.

Для получения оценки необходимо продифференцировать логарифм функции правдоподобия по всем неизвестным параметрам $\vec{\theta}$ и приравнять к нулю. Полученная система будет выглядеть следующим образом:

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial \theta_1} \ln \mathcal{L}(X_1, X_2, \dots, X_n|\vec{\theta}) = 0, \\ \frac{\partial}{\partial \theta_2} \ln \mathcal{L}(X_1, X_2, \dots, X_n|\vec{\theta}) = 0, \\ \dots \dots \dots \\ \frac{\partial}{\partial \theta_k} \ln \mathcal{L}(X_1, X_2, \dots, X_n|\vec{\theta}) = 0, \end{cases} \quad (1.14)$$

где k - число неизвестных параметров. Решение системы уравнений 1.14 даст искомую оценку параметров $\hat{\vec{\theta}}$.

1.8 Стратегия анализа

Для повышения чувствительности анализа распада бозона Хиггса $H \rightarrow Z\gamma$ применяется машинное обучение, так как оно дает значительное преимущество по сравнению с фиксированными отборами. Однако применение машинного обучения на всем наборе сигнальных и фоновых событий не столь эффективно, как его применение во взаимоисключающих категориях с

различной чувствительностью сигнала, которая задается формулой 1.15:

$$\sigma = \frac{N_S}{\sqrt{N_S + N_B}}, \quad (1.15)$$

где N_S и N_B – число сигнальных и фоновых событий соответственно. Поэтому стратегия повышения чувствительности сигнала в распаде бозона Хиггса заключается в создании категорий (см. раздел 4.1) на основе кинематических переменных и характеристик различных способов его образования.

После категоризации событий необходимо убедиться, что в каждой категории фоновое распределение описывается аналитическими функциями (см. раздел 4.2), так как при дальнейшем моделировании сигнала и фона их нормированные распределения параметризуются аналитическими функциями. Также для подтверждения применимости созданной категоризации проводится фитирование смоделированного сигнала в каждой категории (см. раздел 4.3).

В исследовании ассоциированного рождения Z -бозона с фотоном оценивается фон, обусловленный неверной идентификацией адронной струи как фотона ($jet \rightarrow \gamma$) двумерным методом боковых интервалов (ABCD-метод) (см. раздел 5.2.2) и методом максимального правдоподобия (см. раздел 5.3).

Для корректной оценки числа фоновых событий необходимо максимально эффективно подавить фон, обусловленный конфигурацией пучка. Источник такого фона – неконверсионные фотоны, которые идентифицируются как сигнальные. Более подробное описание подавления этого фона приведено в разделе 5.1.

Для оценки фона $jet \rightarrow \gamma$ ABCD-методом в первую очередь необходимо оптимизировать области A, B, C и D (см. раздел 5.2.1), и после процедуры оптимизации оценить центральное значение числа фоновых событий. Эта оценка производится на основе данных, так как Монте-Карло наборы имеют крайне ограниченную статистику и проблемы с точным моделированием, вследствие чего возникают проблемы с нормировкой и погрешность оценки достигает порядка 80%. Учет систематической и статистической погрешностей оценки описан в разделе 5.2.3.

Оценить фон $jet \rightarrow \gamma$ возможно и при помощи альтернативного ста-

тистического метода. В работе был создан способ оценки фоновых событий на основе метода максимального правдоподобия. Данный подход не требует оптимизации областей, что значительно уменьшает трудозатратность. Также метод учитывает форму распределения данных, сигнала и фона внутри каждой области.

2 Устройство детектора ATLAS

2.1 Эксперимент ATLAS

Эксперимент ATLAS[23; 24] – это многоцелевой детектор, предназначенный для исследования протон-протонных столкновений и столкновений тяжелых ионов. Схема детектора ATLAS показана на рисунке 11. Детектор радиально симметричен и состоит из разных подсистем, наложенных друг на друга концентрическими слоями. Детектор состоит из внутренней трековой системы, которая окружена сверхпроводящим соленоидом, адронного и электромагнитного калориметров, а также мюонного спектрометра.

2.1.1 Система координат детектора ATLAS

В детекторе используется несколько основных систем отсчёта, одной из которых является прямоугольная система координат. Начало отсчёта выбирается в точке взаимодействия, оси расположены так, что ось x направлена к центру БАКа, ось z направлена вдоль движения пучка, а ось y направлена вверх. В цилиндрической системе координат вводятся полярный угол θ , отсчитываемый от положительного направления оси z , и азимутальный угол ϕ , определяемый в плоскости $0xy$ вокруг оси пучка. Псевдобыстрота задается формулой 2.1:

$$\eta = -\ln \left(\operatorname{tg} \left(\frac{\theta}{2} \right) \right). \quad (2.1)$$

Угловое расстояние между частицами определяется формулой 2.2:

$$\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2)}. \quad (2.2)$$

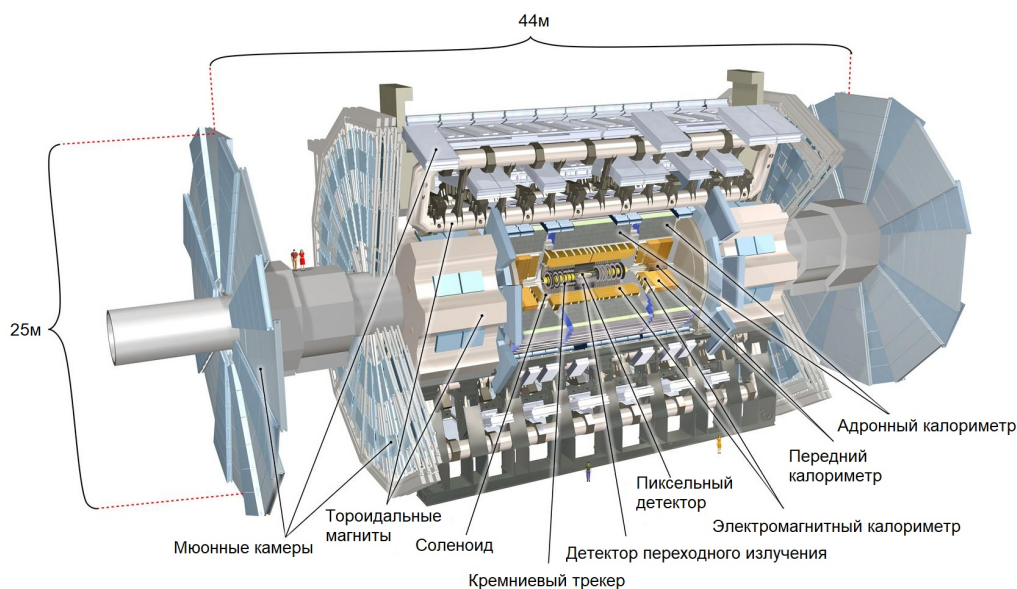


Рисунок 11 — Схема детектора ATLAS и его подсистем

2.1.2 Внутренний детектор

Внутренний детектор – это ближайшая к оси пучка часть детектора ATLAS, регистрирующая треки продуктов распада. Он относительно компактный и очень устойчив к радиационным воздействиям. Детектор состоит из трех подсистем: пиксельный детектор (pixel detector), полупроводниковый трековый детектор (semi-conductor tracker, SCT) и трековый детектор переходного излучения (transition radiation tracker, TRT). Составляющие внутреннего детектора перечислены в порядке удаления от трубы БАКа и изображены на рисунке 11. Полупроводниковый и пиксельный детекторы охватывают диапазон псевдобыстрот $|\eta| < 2.5$, TRT охватывает диапазон псевдобыстрот $|\eta| < 2.0$. Пиксельный детектор находится ближе всего к точке столкновения протонов и состоит из 3-х слоёв в баррельной¹ части, закрытой с торцов эндкапами² с каждой стороны. На слои и диски нанесены кремниевые матрицы, состоящие из пикселей размером $50 \text{ мкм} \times 400 \text{ мкм}$. При прохождении заряженной частицы через пиксель в нем образуются свободные носители заряда. Под действием приложенной разности потенциалов, свободные носители заряда движутся к электродам, в следствие чего электроника фиксирует сигнал. Так как эта часть внутреннего детектора наиболее подвержена ради-

¹Центральная часть детектора, представляющая форму цилиндра

²Торцевая часть детектора

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

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

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

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

2.1.3 Система калориметров детектора ATLAS

Система калориметров охватывает диапазон псевдобыстрот $|\eta| < 4.9$ и состоит из двух компонент: электромагнитного и адронного калориметров. Их основная задача – измерение энергии попавших в него частиц путем их полного поглощения. Также система калориметров позволяет определить потерянную поперечную энергию E_T^{miss} . В разделе 3.3.1 дано более подробное описание определения этой переменной. Калориметры состоят из чередующихся слоёв поглотителя, где частица порождает ливень и теряет энергию, и чувствительных слоёв, которые регистрируют ионизацию вещества, измеряя тем самым потерянную частицей энергию. Калориметры сконструированы так, чтобы обеспечивать надежную защиту мюонной системы от проникновения в неё электромагнитных и адронных ливней. Электромагнитный калориметр, окружающий внутренний детектор, оптимизирован для измерения энергии фотонов и электронов. Адронный калориметр окружает электромагнитный калориметр и позволяет измерить энергосодержание адронов.

2.1.4 Мюонный спектрометр

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

2.1.5 Триггерная система

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

3 Используемые наборы и отбор событий

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

3.1 Отбор фотонов

После реконструкции событий производится классификация всех фотонов, после которой фотон будет идентифицироваться как «жесткий» (tight) или как «мягкий» (loose). Фотон идентифицируется как «мягкий», если он удовлетворяет не всем критериям формы электромагнитного ливня[25]. Поэтому задаются несколько типов «мягкого» фотона, называемые рабочими точками (loose'), в которых, по крайней мере, один из следующих критериев должен нарушаться:

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

где w_{s3} – ширина электромагнитного ливня с использованием трёх стриповых слоёв вокруг стрипового слоя с максимальной энергией; F_{side} – доля энергии вне трёх стриповых слоёв, но внутри семи слоёв; ΔE – 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_{tot} – полная поперечная ширина ливня. Также из-за особенностей калориметра накладываются ограничения на псевдобыстроту фотона: $|\eta| < 2.37$ за исключением $1.37 < |\eta| < 1.52$, соответствующей

переходной области¹ ЭМ калориметра.

В работе использовались три различные фотонные изоляции[26], информация о которых приведена в таблице 1. В зависимости от изоляции накладывается отбор на трековую изоляцию $p_T^{\text{cone20}}/p_T^\gamma < 0.05$, где переменная

Таблица 1 — Типы фотонных изоляций

Изоляция	Калориметрическая изоляция	Трековая изоляция
FixedCutTightCaloOnly	$E_T^{\text{cone40}} - 0.022 \cdot p_T^\gamma < 2.45 \text{ ГэВ}$	-
FixedCutTight	$E_T^{\text{cone40}} - 0.022 \cdot p_T^\gamma < 2.45 \text{ ГэВ}$	$p_T^{\text{cone20}}/p_T^\gamma < 0.05$
FixedCutLoose	$E_T^{\text{cone20}} - 0.065 \cdot p_T^\gamma < 0 \text{ ГэВ}$	$p_T^{\text{cone20}}/p_T^\gamma < 0.05$

p_T^{cone20} есть сумма поперечных импульсов в конусе с раствором $\Delta R = 0.2$, а угловое расстояние между объектами ΔR определяется как $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$. Переменная p_T^γ определяет поперечный импульс фотона. Переменные E_T^{cone40} и E_T^{cone20} задают энерговыделение в калориметре внутри конуса раствором $\Delta R = 0.4$ и $\Delta R = 0.2$ вокруг трека кандидата в фотон соответственно.

3.2 Используемые наборы в $H \rightarrow Z\gamma$

В качестве сигнальных событий использовались сгенерированные с помощью Powheg+Pythia8[27] МК наборы для пяти основных способов образования бозона Хиггса: ggH, VBF, WH, ZH и ttH. Значение массы бозона Хиггса было выбрано равное $m_H = 125 \text{ ГэВ}$ для всех смоделированных образцов. Информация о сигнальных МК наборах приведена в таблице 2, где DSID (Dataset ID) обозначает номер набора, p-tag – идентификатор МК набора после моделирования и реконструкции. Обозначения mc16a, mc16d и mc16e соответствуют набранным данным за 2015-2016, 2017 и 2018 года.

Основными фоновыми процессами для распада бозона Хиггса в Z -бозон и фотон являются: Z +струя, где адронная струя неверно идентифицируется как фотон; $Z + \gamma$ – нерезонансное рождение Z -бозона и фотона; $Z\gamma jj$ – электрослабое рождение Z -бозона и фотона совместно с двумя адронными струями. Последним фоном обогащен процесс VBF рождения бозона Хиггса.

¹Область перехода от барреля к эндкапам

Таблица 2 — Сгенерированные с помощью Powheg+Pythia8 сигнальные наборы для процесса $H \rightarrow Z\gamma$

Канал образования	m_H , ГэВ	Кол-во событий	p-tag	DSID	Сечение, пбн
ggH, Z(l)gam	125	1.436M	p4062(m16a/e)	345316	48.52
VBF, Z(l)gam	125	1.155M	p4062(m16a/e)	345833	3.779
WpH, Z(l)gam	125	60k	p4062(m16a/e)	345320	-
WmH, Z(l)gam	125	60k	p4062(m16a/e)	345321	1.369
ZH, Z(l)gam	125	120k	p4062(m16a/e)	345322	0.7612
ttH, Z(l)gam	125	5.398M	p4062(m16a/e)	346198	0.5065

Фоновый процесс Z +струя оценивался с помощью ABCD-метода на основе реальных данных (в работе используется результат этой оценки), процессы $Z + \gamma$ и $Z\gamma jj$ были сгенерированы с помощью Sherpa [28] и MadGraph[29]. Информация о фоновых МК наборах приведена в таблицах 3 и 4.

Таблица 3 — Сгенерированные с помощью Sherpa наборы для нерезонансного процесса $Z + \gamma$

Канал	Количество событий	p-tag	DSID
mc16a $Z + \gamma ee$	998k, 3.996M, 498k, 249k, 249k	p-3705	366140-366144
mc16a $Z + \gamma \mu\mu$	998k, 3.995M, 499k, 250k, 250k	p-3705	366145-366149
mc16d $Z + \gamma ee$	1.247M, 4.956M, 622k, 319k, 318k	p-3705	366140-366144
mc16d $Z + \gamma \mu\mu$	1.246M, 4.985M, 624k, 319k, 320k	p-3705	366145-366149
mc16e $Z + \gamma ee$	1.596M, 6.634M, 835k, 420k, 419k	p-3705	366140-366144
mc16e $Z + \gamma \mu\mu$	1.67M, 6.461M, 834k, 418k, 250k	p-3705	366145-366149

3.2.1 Отбор событий

К данным и МК наборам была применена фильтрация с условием существования как минимум одного фотона, электрона или мюона в событии. Для фотонов была применена изоляция FixedCutLoose. Для отделения реальных электронов от других частиц, которые реконструированы как электронные кандидаты, коллаборацией ATLAS были разработаны три идентификации (мягкая, средняя и жёсткая), использующие переменные ЭМ ливня и информацию об утечке энергии в адронный калориметр. Подробнее об электронной идентификации написано в [25]. В настоящей работе для электронов использована средняя (medium) идентификация. Информация об отборах для

Таблица 4 — Сгенерированные с помощью MadGraph наборы электрослабого рождения $Z\gamma jj$

Канал	Количество событий	Название датасета	DSID
mc16a ee	0.44M	MGaMcAtNloPy8EG_EWKVgamma	363267
mc16d ee	0.74M	MGaMcAtNloPy8EG_EWKVgamma	363267
mc16e ee	0.77M	MGaMcAtNloPy8EG_EWKVgamma	363267
mc16a $\mu\mu$	0.43M	MGaMcAtNloPy8EG_EWKVgamma	363268
mc16d $\mu\mu$	0.75M	MGaMcAtNloPy8EG_EWKVgamma	363268
mc16e $\mu\mu$	0.77M	MGaMcAtNloPy8EG_EWKVgamma	363268

электронов, мюонов и фотонов представлена в таблице 5. Также на фотон

Таблица 5 — Отборы для электронов, мюонов и фотонов для процесса $H \rightarrow Z\gamma$

Отбор	Электроны	Мюоны	Фотоны
p_T^γ	> 10 ГэВ	> 10 ГэВ	> 10 ГэВ
$ \eta $	$ \eta < 2.47$	$ \eta < 2.7$	$ \eta < 2.37$
	кроме $1.37 < \eta < 1.52$	-	кроме $1.37 < \eta < 1.52$
Идентификация	Мягкая	Средняя	Жёсткая
Изоляция	FCLoose	FCLoose	FCLoose

дополнительно накладывается отбор по переменной $p_T^\gamma/m_{ll\gamma} > 0.12$, который обеспечивает максимальную ожидаемую значимость сигнала, где переменная $m_{ll\gamma}$ есть трехчастичная инвариантная масса.

Кандидаты в Z -бозон реконструируются из пары лептонов противоположных знаков с ограничением по массе $81.2 \text{ ГэВ} < m_{ll} < 101.2 \text{ ГэВ}$. Кандидаты в бозон Хиггса восстанавливаются по кандидату в Z -бозон, масса которого близка к табличному значению $m_Z = 90.2 \text{ ГэВ}$, и фотону с наибольшей поперечной энергией. Накладываемые ограничения по массе кандидата в бозон Хиггса: $123.59 \text{ ГэВ} < m_{ll\gamma} < 126.59 \text{ ГэВ}$.

3.3 Используемые наборы в $Z \rightarrow (\nu\bar{\nu})\gamma$

Исследуемый процесс рождения Z -бозона с фотоном обладает конечным состоянием, которое может быть воспроизведено в ряде других процес-

сов, являющимися фоновыми. Такими процессами являются:

- конечные состояния $\tau\nu\gamma$ и $l\nu\gamma$ от КХД и электрослабого рождения $W\gamma$, где τ распадается на адроны, или где электрон или мюон от распада τ или W не регистрируются детектором;
- события γ + струя, 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 $W(e\nu)$, t -кварк и $t\bar{t}$, где электрон в конечном состоянии неверно идентифицируется как фотон ($e \rightarrow \gamma$);
- события от рождения $t\bar{t}\gamma$, когда один или оба W бозона от распада t -кварка распадаются на лептоны. Эти лептоны либо распадаются на τ -лептоны, которые либо распадаются на адроны, либо не реконструируются;
- $Z(\nu\bar{\nu})$ + струя и многоструйные события, где одна из струй неверно идентифицируется как фотон ($jet \rightarrow \gamma$);
- события $Z(ll) + \gamma$ (преимущественно τ -лептоны), где τ распадается на адроны или когда электрон или мюон от распада τ или Z не регистрируется.

МК генератор Sherpa показал хорошее согласие данных и моделирования, поэтому он использовался для сигнального КХД процесса $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$. Также генератор Sherpa использовался для КХД процесса $W\gamma$, $Z(ll)\gamma$, γ + струя, $Z(\nu\bar{\nu})j$ и многоструйных событий. Электрослабые процессы $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ и $W\gamma$ были смоделированы с помощью генератора MadGraph. События с топ-кварками смоделированы генератором Powheg[30]. Также для оценки систематических погрешностей использовались различные модели партонных ливней: Pythia8 и Herwig7[31]. Количества событий в МК нормированы на данные.

3.3.1 Отбор событий

В работе использовались оптимизированные отборы событий. Условия на число фотонов и струй соответствует конечному состоянию $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$. Вето на электроны и мюоны отсеивает процессы с этими лептонами в конечном

состоянии. Угловые ограничения оптимизированы таким образом, чтобы максимально подавлять прочие фоны. В таблице 6 приведены отборы, которые применялись в анализе, где E_T^{miss} – потерянная поперечная энергия, величина

Переменная	Ограничение
E_T^{miss}	$> 130 \text{ ГэВ}$
E_T^γ	$> 150 \text{ ГэВ}$
Число жёстких фотонов	$N_\gamma = 1$
Число лептонов	$N_e = 0, N_\mu = 0$
Значимость E_T^{miss}	> 11
$ \Delta\phi(E_T^{\text{miss}}, \gamma) $	> 0.6
$ \Delta\phi(E_T^{\text{miss}}, j_1) $	> 0.4

Таблица 6 — Критерии отбора событий для сигнального процесса с конечным состоянием $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$

которой есть модуль вектора потерянного поперечного импульса $|\vec{p}_T^{\text{miss}}|$ [32]. Недостающий поперечный импульс $\vec{p}_T^{\text{miss}}$ – незарегистрированная составляющая импульса в поперечной плоскости, определяемая как сумма поперечных импульсов частиц в конечном состоянии со знаком минус: $\vec{p}_T^{\text{miss}} = -\sum \vec{p}_T^f$. Значимость измерения потерянного поперечного импульса E_T^{miss} – это величина, отделяющая события с правдивой величиной от событий с ложной величиной потерянного поперечного импульса. Значимость E_T^{miss} определяется как $E_T^{\text{miss}^2}/(\sigma_L^2(1 - \rho_{LT}^2))$, где σ_L – дисперсия измерения потерянного поперечного импульса в продольном направлении, ρ_{LT} – корреляционный фактор измерения продольной и поперечной компонент потерянного поперечного импульса [33]. Переменные $|\Delta\phi(E_T^{\text{miss}}, \gamma)|$ и $|\Delta\phi(E_T^{\text{miss}}, j_1)|$ есть модули разностей азимутальных углов между E_T^{miss} и фотоном и E_T^{miss} и первой по величине поперечного импульса адронной струей соответственно. Ограничение на поперечный импульс фотона E_T^γ устанавливается $> 150 \text{ ГэВ}$, так как используется однофотонный триггер $E_T^\gamma > 140 \text{ ГэВ}$.

4 Категоризация событий и моделирование сигнала в $H \rightarrow Z\gamma$

Одна из стратегий для повышения чувствительности анализа заключается в разделении событий на категории. Чувствительность сигнала задается уравнением 4.1:

$$\xi = \frac{N_S}{\sqrt{N_S + N_B}}, \quad (4.1)$$

где N_S – количество сигнальных событий, N_B – количество фоновых событий ($Z + \gamma$, Z +струя и $Z\gamma jj$). Фон нормирован на данные со светимостью 139.0 фб^{-1} в диапазоне масс 115 - 170 ГэВ.

В качестве сигнала использовались смоделированные методом МК наборы с инвариантной массой 125 ГэВ, включающие в себя все способы образования бозона Хиггса: ggF, VBF, WH, ZH и ttH. Разделение сигнала и фона в работе производилось с использованием методов машинного обучения из библиотеки TMVA, а именно методами MLP и BDTG.

В этой главе приведено описание стратегии категоризации, которая основана на особенностях кинематических переменных и различных способов образования бозона Хиггса. Основная идея заключается в разделении событий по количеству адронных струй в процессах.

4.1 Категоризация событий

Разделение событий по количеству адронных струй основано на том, что процесс VBF характеризуется наличием двух направленных в противоположные стороны адронных струй, а процесс ggF либо не имеет струй, либо имеет одну струю, исходящую от глюонного слияния. Кроме того, события с двумя адронными струями также могут образовываться в процессе ассоциированного рождения вместе с W или Z бозонами (процессы WH и ZH), где $W(jj)$ или $Z(jj)$ характеризуются двумя струями с инвариантной массой равной инвариантной массе W или Z бозонов. Процессы ZH и WH также

можно охарактеризовать отсутствием струй при лептонных распадах. На основе этих особенностей производилась дальнейшая категоризация событий.

Проводить дальнейшее разделение возможно на основе кинематических свойств распада бозона Хиггса в Z -бозон и фотон. Для этого были выбраны переменные, для которых возможно наиболее эффективно отделить сигнал от фона. Для событий без адронных струй ($N_{\text{jets}} = 0$) такие переменные [34] представлены в таблице 7. Для данной категории машинное обучение не применяется из-за меньшей чувствительности по сравнению с отборами по кинематическим переменным.

Таблица 7 — Переменные, выбранные на основе кинематических свойств распада бозона Хиггса для $N_{\text{jets}} = 0$, на основе которых возможно наиболее эффективно отделить сигнал от фона

Переменная	Определение
$p_T^\gamma / m_{ll\gamma}$	Отношение поперечного импульса фотона к инвариантной массе $ll\gamma$
p_{Tt}	Поперечный импульс p_{Tt} системы $ll\gamma$
$\Delta\phi_{Z,\gamma}$	Азимутальный угол между Z -бозоном и γ
$\Delta\eta_{Z,\gamma}$	Разница псевдобыстрот Z -бозона и γ
$m_{ll\gamma}$	Инвариантная масса системы $ll\gamma$

Наиболее эффективной переменной для разделения сигнала и фона является:

$$p_{Tt} = 2 \cdot \frac{|p_x^Z p_y^\gamma - p_x^\gamma p_y^Z|}{p_T^{Z-\gamma}},$$

где $p_T^{Z-\gamma}$ — поперечная компонента разности трёхмерных векторов импульсов Z -бозона и фотона. Переменная является компонентой поперечного импульса кандидата в Хиггс, ортогональной оси, которая определяется как разность между импульсами Z -бозона и фотона.

Максимум чувствительности при отборе по переменной p_{Tt} определялся по графику зависимости чувствительности от величины ограничения. График изображён на рисунке 12.

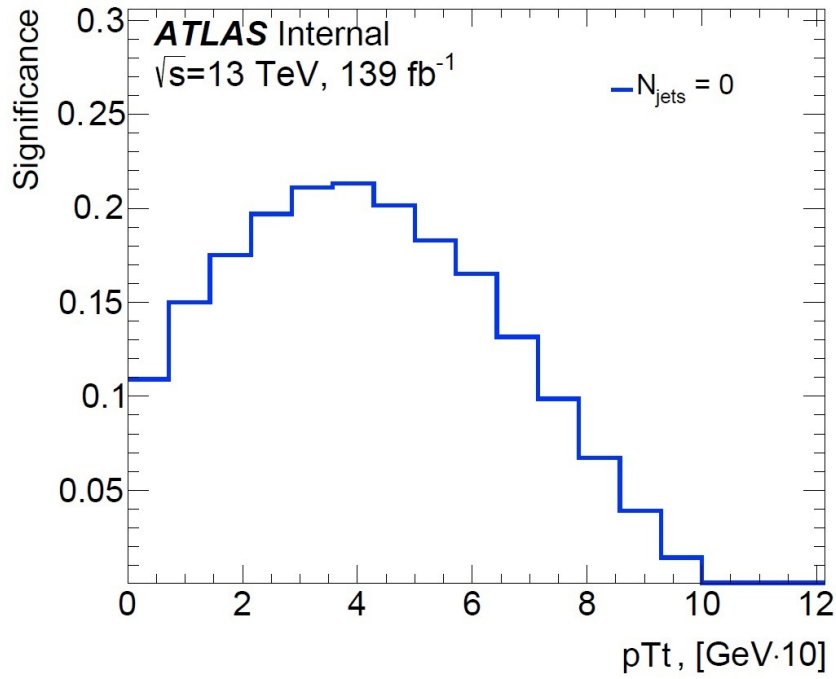


Рисунок 12 — График зависимости чувствительности от ограничения по переменной p_{Tt} для $N_{\text{jets}} = 0$

Максимальная чувствительность в категории $N_{\text{jets}} = 0$ и $p_{Tt} > 40$ ГэВ («категория 1») составила $\xi_1 = 0.215 \pm 0.010$.

Схематичная иллюстрация разбиения области фазового пространства с $N_{\text{jets}} = 0$ показана на рисунке 13.

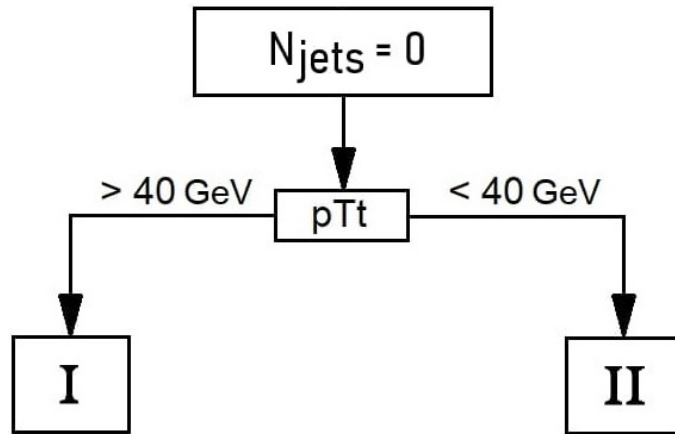


Рисунок 13 — Схематичная иллюстрация разбиения области фазового пространства с $N_{\text{jets}} = 0$

Чувствительность в категории $N_{\text{jets}} = 0$ и $p_{Tt} < 40$ ГэВ («категория 2») составила $\xi_2 = 0.290 \pm 0.003$. Количество сигнальных и фоновых событий в каждой категории представлены в таблице 10 из раздела 4.1.3.

4.1.1 Обучение модели MLP

В области фазового пространства с $N_{\text{jets}} = 1$ применялся метод MLP из-за большей чувствительности по сравнению с другими методами машинного обучения. Это означает, что для выбранного метода площадь под ROC-кривой¹ является наибольшей среди других методов, а сигнал наиболее чётко отделим от фона. При обучении модели MLP были использованы следующие настройки алгоритма: функция активации нейрона – **tanh**; количество эпох обучения – 600; структура скрытых слоёв – N+10, N, N; преобразования входных данных – N; количество итераций, через которое происходит оценка эффективности работы алгоритма – 5.

Переменные, наиболее эффективно отделяющие сигнал от фона и используемые для обучения модели перечислены в таблице 8, где матричный

Таблица 8 — Переменные, используемые при обучении модели MLP

Переменная	Определение	$\langle S^2 \rangle$	I_m	Ранг
$p_{Tt}^{ll\gamma}$	p_T частицы, ортогональный вектору разности между импульсами Z -бозона и γ	0.084	1370	1
p_T^γ	Поперечный импульс фотона	0.030	1184	2
$\log ME_{\text{kDVal}}$	$2 \cdot [\log(ME_{\text{ggH}}) - \log(ME_{\text{bkg}})]$	0.119	475	3
ME_{Jets}	Потерянный поперечный импульс системы jj	0.017	147	4
$\Delta\eta^{Z,\gamma}$	Разница псевдобыстрот между Z -бозоном и γ	0.033	44	5
$\cos^{H,Z\gamma} \theta$	Косинус угла между $H \rightarrow Z\gamma$ и $Z\gamma$	0.031	42	6
$\Delta\phi^{Z,\gamma}$	Азимутальный угол между Z -бозоном и γ	0.011	36	7
$\log ME_{\text{ggH}}$	Логарифм матричного элемента ggH	0.118	17	8

элемент (matrix element, ME) – это элемент матрицы рассеяния, который характеризует процесс взаимодействия частиц. Он определяется на основе лагранжиана взаимодействия и правил Фейнмана. Сила разделения сигнала $\langle S^2 \rangle$ определяется следующим образом: $\langle S^2 \rangle = 1/2 \cdot \int \frac{(yS-yB)^2 dy}{yS+yB}$, где yS и yB есть распределения для сигнала и фона соответственно в зависимости от отбора по переменной y . $\langle S^2 \rangle = 0$ означает, что формы сигнала и фона полностью совпадают. Значимость переменной I_i задается выраже-

¹Параметрическая кривая, по одной из оси которой откладывается эффективность сигнала от ограничения по отклику, по другой 1–эффективность фона от ограничения по отклику

нием: $I_i = \bar{x}_i^2 \sum_{j=1}^n (\omega_{ij}^{(1)})^2$, $i = 1, \dots, n_{var}$, где $\bar{x}_i^2$ – квадрат среднего значения переменной, а $\omega_{ij}^{(1)}$ – вес связи, соединяющей i -й нейрон входного слоя и j -й нейрон первого скрытого слоя. Распределения переменных, использующиеся при обучении модели MLP для сигнала, фона и данных, показаны на рисунке 14. Форма МК нормирована на данные. Распределения по переменным для

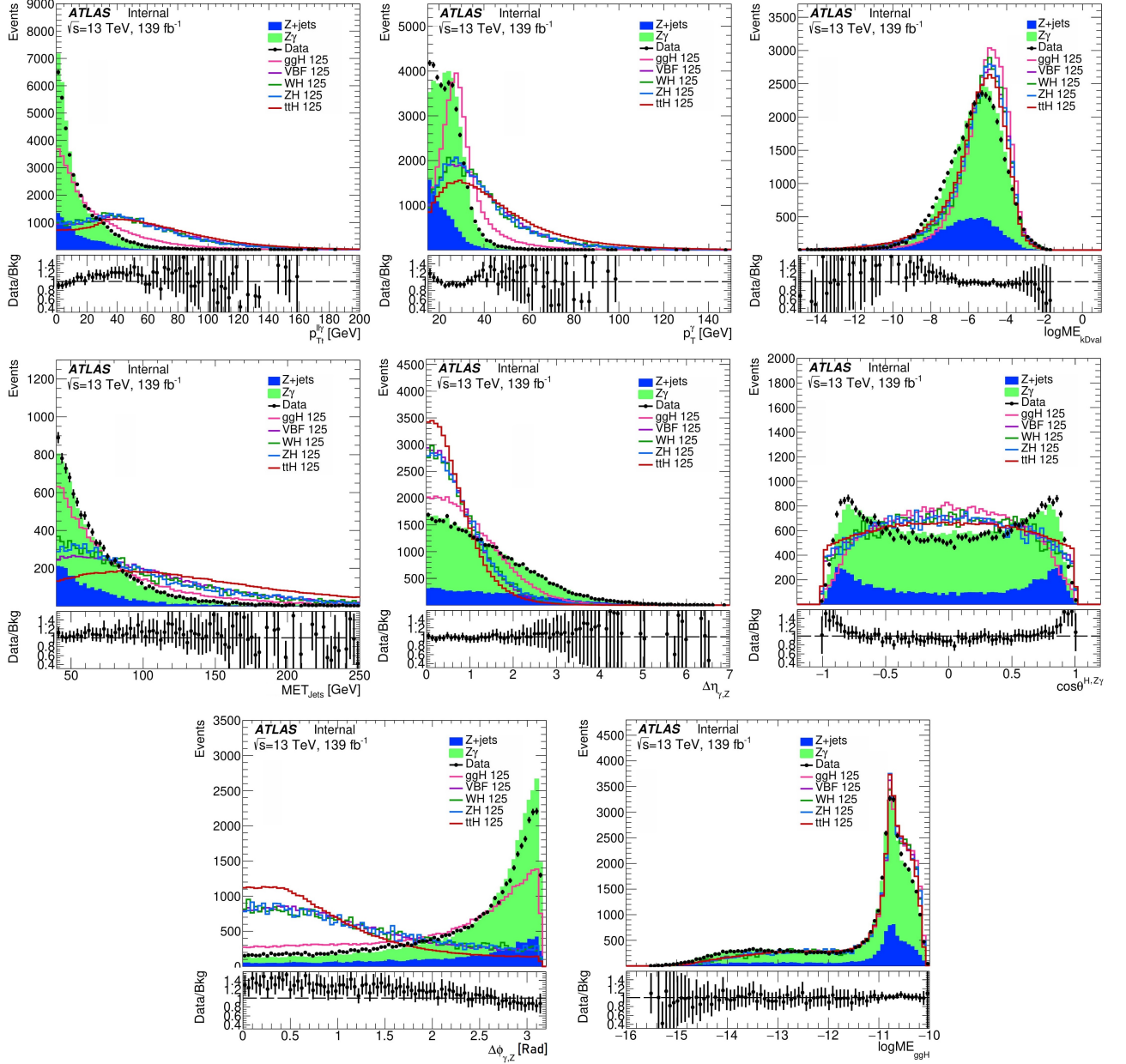


Рисунок 14 — Переменные, использующиеся при обучении модели MLP. Форма МК нормирована на данные

сигнала и фона показаны на рисунке 15. Значение интеграла под ROC-кривой составляет 0.891, что является наибольшим значением среди рассматриваемых моделей для обучения. Распределение отклика для сигнала и фона для

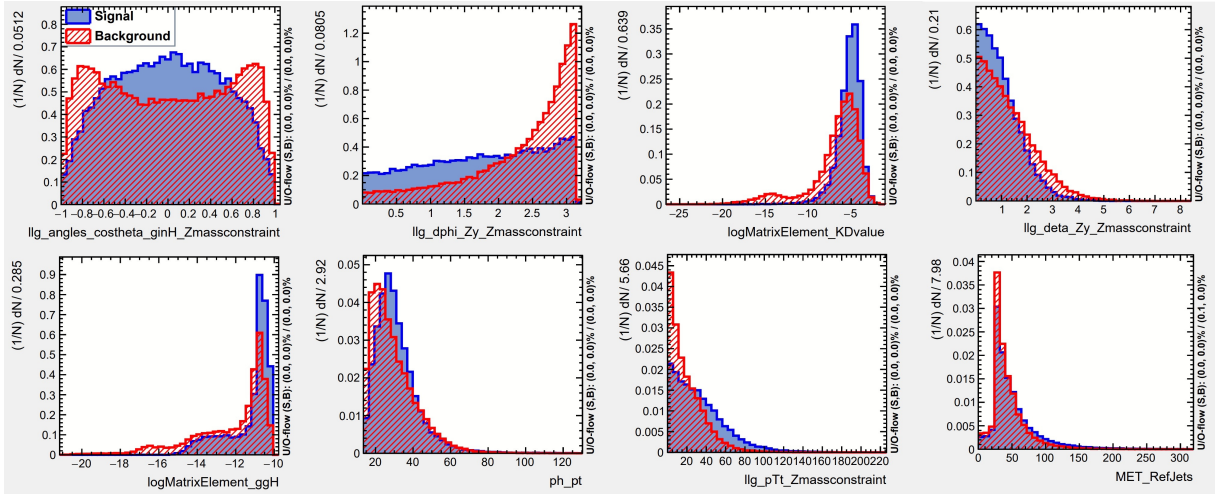


Рисунок 15 — Распределения по переменным для сигнала и фона при обучении модели MLP

обучающей и тестовой выборки для модели MLP показано на рисунке 17. Матрицы корреляции переменных при обучении модели для сигнала и фона представлены на рисунке 16.

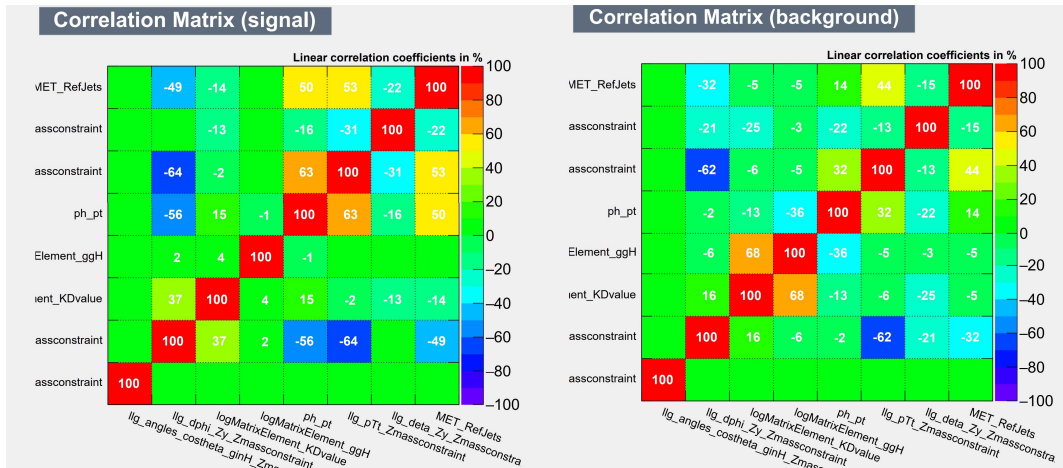


Рисунок 16 — Матрицы корреляции переменных при обучении модели MLP для сигнала (слева) и фона (справа)

После обучения модели был построен график зависимости чувствительности от ограничения по отклику модели, представленный слева на рисунке 18. На его основе максимум чувствительности составил $\xi_{\text{MLP}} = 0.629 \pm 0.008$, что соответствует отбору по отклику модели MLP > 0.82 . Распределение по отклику модели для составляющих фона, сигнала и для данных представлено справа на рисунке 18. Таким образом, область фазового пространства с $N_{\text{jets}} = 1$ и откликом MLP > 0.82 образует «категорию 3». Область фазового пространства с $N_{\text{jets}} = 1$ и откликом MLP < 0.82 образует «категорию 3».

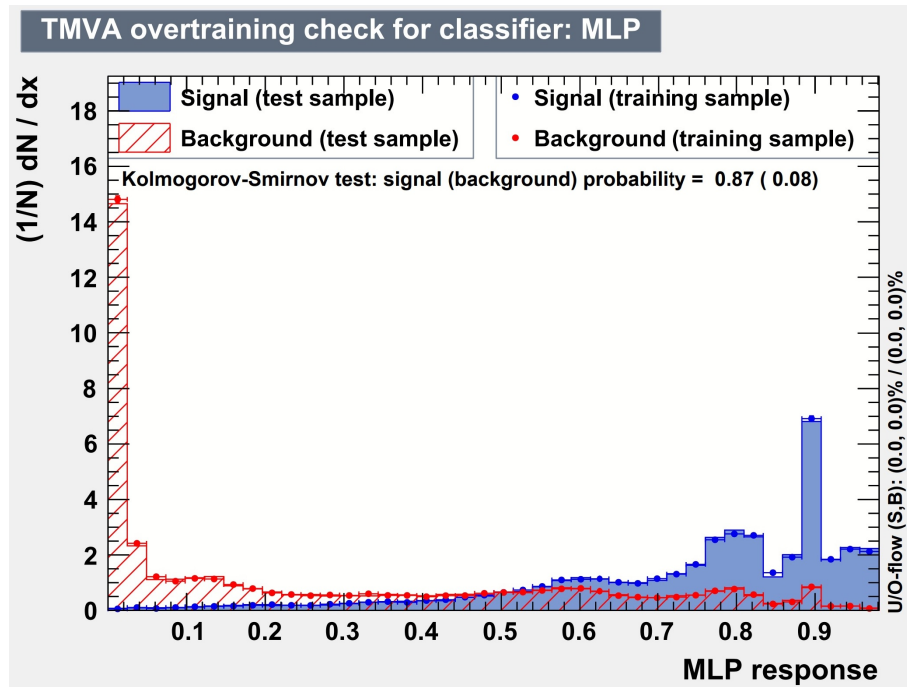


Рисунок 17 — Распределение отклика для сигнала и фона для обучающей и тестовой выборки для модели MLP

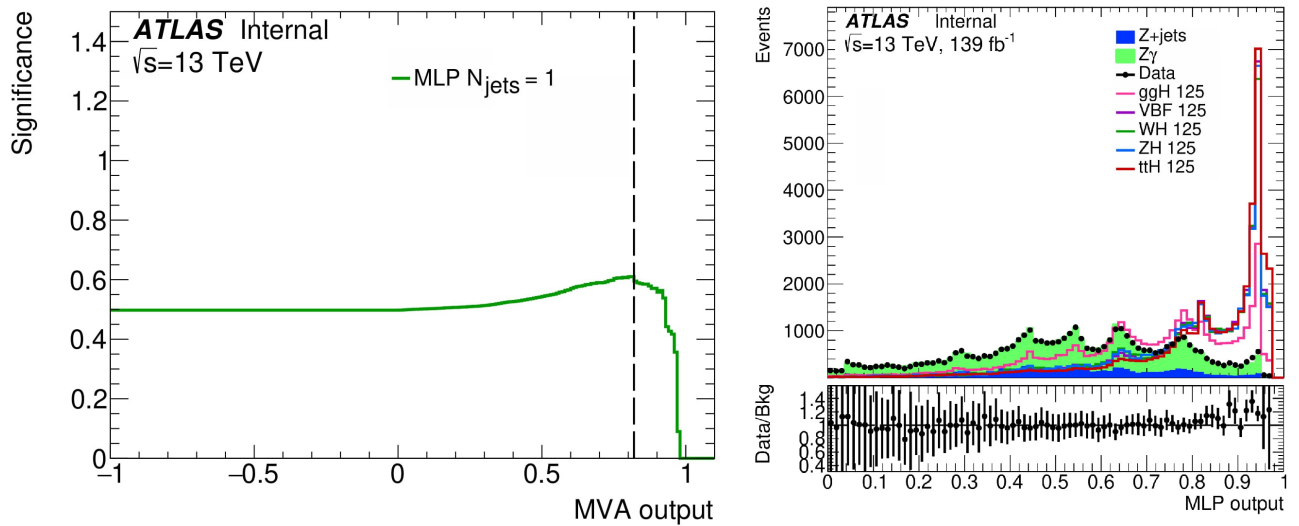


Рисунок 18 — График зависимости чувствительности от ограничения по отклику модели (слева) и распределение по отклику для составляющих фона, сигнала и для данных(справа)

рию 4». Чувствительность в «категории 4» составила $\xi_4 = 0.277 \pm 0.003$.

Схематичная иллюстрация разбиения области фазового пространства с $N_{\text{jets}} = 1$ показана на рисунке 19.

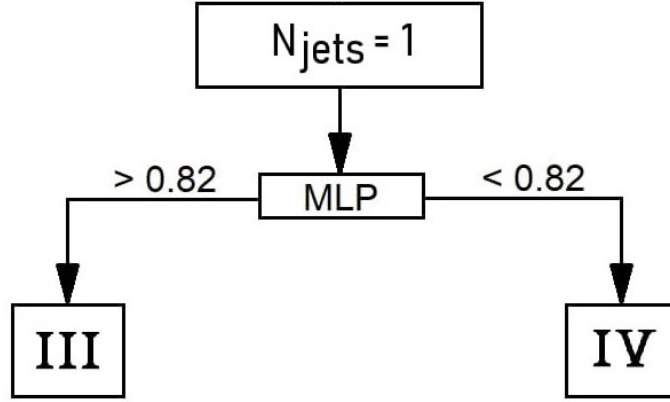


Рисунок 19 — Схематичная иллюстрация области фазового пространства с $N_{\text{jets}} = 1$

4.1.2 Обучение модели BDTG

В области фазового пространства с $N_{\text{jets}} \geq 2$ применялся метод BDTG из-за большей чувствительности по сравнению с другими методами машинного обучения. Были использованы следующие настройки модели: количество деревьев решений в ансамбле NTrees – 2000; минимальный процент событий в узле MinNodeSize – 2.5%; тип бустинга BoostType – Grad; константа обучения для алгоритма градиентного бустинга Shrinkage – 0.10; количество отрезков, на которые разбивается диапазон значений переменной для определения оптимального отбора nCuts – 20; максимальная глубина дерева MaxDepth – 3.

Переменные, наиболее эффективно отделяющие сигнал от фона и используемые для обучения модели, перечислены в таблице 9. Значимость переменной I_m задается выражением: $I_m = |a_m| \sqrt{(1.0 - s_m)}$, где a_m и s_m – параметры, характеризующие эффективность переменной в разделении событий. Более подробно переменные описаны в [35]. Распределения переменных, использующихся при обучении модели BDTG для сигнала, фона и данных показаны на рисунке 20. Форма МК нормирована на данные.

Таблица 9 — Переменные, используемые при обучении методом BDTG

Переменная	Определение	$\langle S^2 \rangle$	I_m	Ранг
$\Delta\phi^{Z,\gamma}$	Азимутальный угол между Z -бозоном и γ	0.157	0.140	1
$\Delta\phi_{Z\gamma,jj}$	Азимутальный угол между $Z\gamma$ и системой jj	0.030	0.036	2
$\Delta\eta^{Z,\gamma}$	Разница псевдобыстрот между Z -бозоном и γ	0.052	0.111	3
$\log\text{ME}_{\text{kDVal}}$	$2 \cdot [\log(\text{ME}_{\text{ggH}}) - \log(\text{ME}_{\text{bkg}})]$	0.092	0.110	4
$\Delta R_{\gamma,j}^{\min}$	Минимальное расстояние между $Z\gamma$ и системой jj	0.072	0.110	5
$\log\text{ME}_{\text{ggH}}$	Логарифм матричного элемента ggH	0.124	0.110	6
η^{ZepP}	$ \eta_{Z\gamma} - 0.5 \cdot (\eta_{j_1} + \eta_{j_2}) $	0.026	0.100	7
$p_{\text{Tt}}^{l\gamma}$	p_{T} частицы, ортогональный вектору разности между импульсами Z -бозона и фотона	0.110	0.096	8
p_{T}^{γ}	Поперечный импульс фотона	0.048	0.095	9

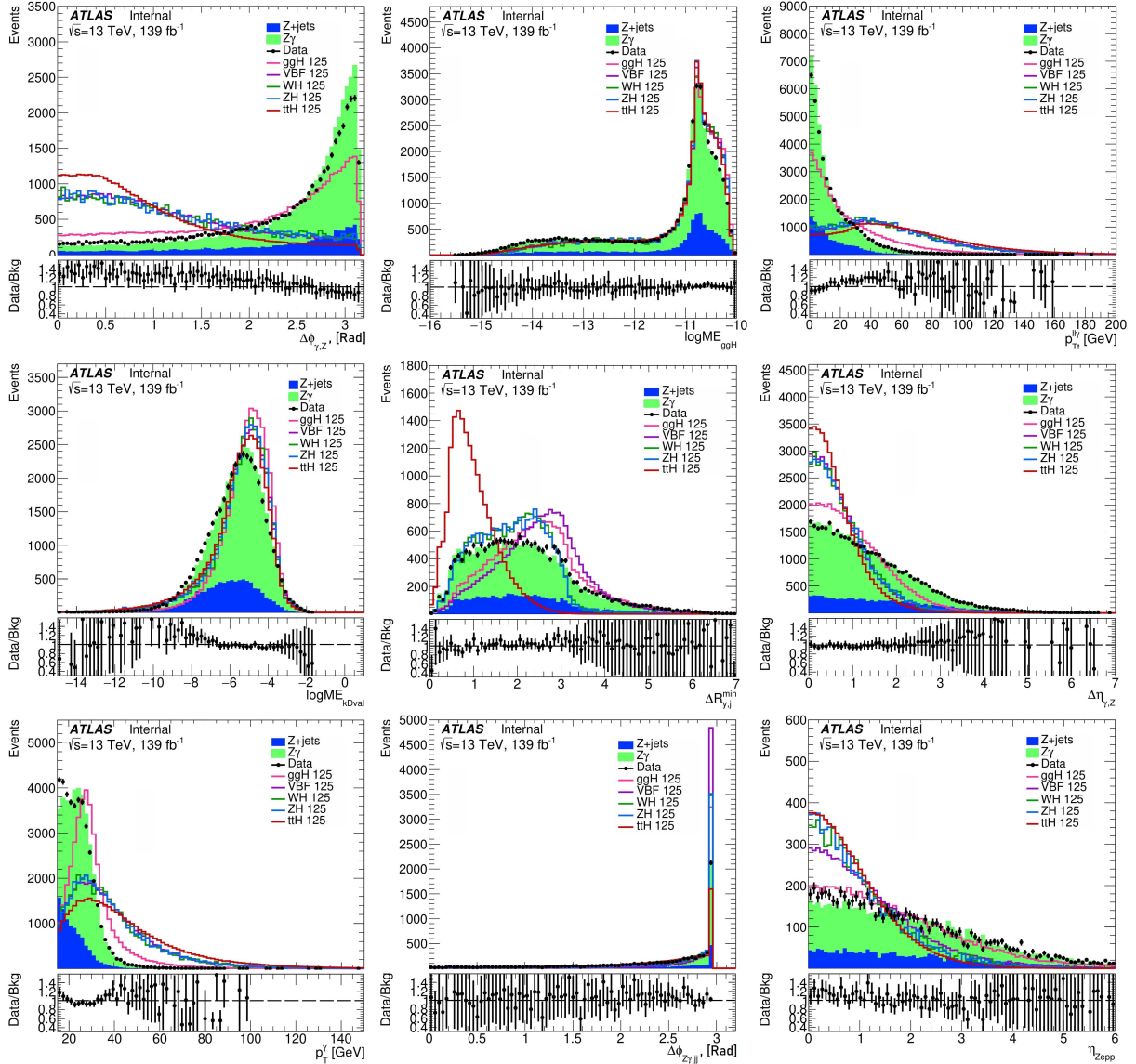


Рисунок 20 — Переменные, использующиеся при обучении модели BDTG

Распределения по переменным при обучения модели BDTG для сигнала и фона показаны на рисунке 21. Значение интеграла ROC-кривой равно 0.877, что является наибольшим значением среди рассматриваемых моделей для обучения. Распределение отклика для сигнала и фона для обучающей и тестовой выборки для модели BDTG показано на рисунке 22.

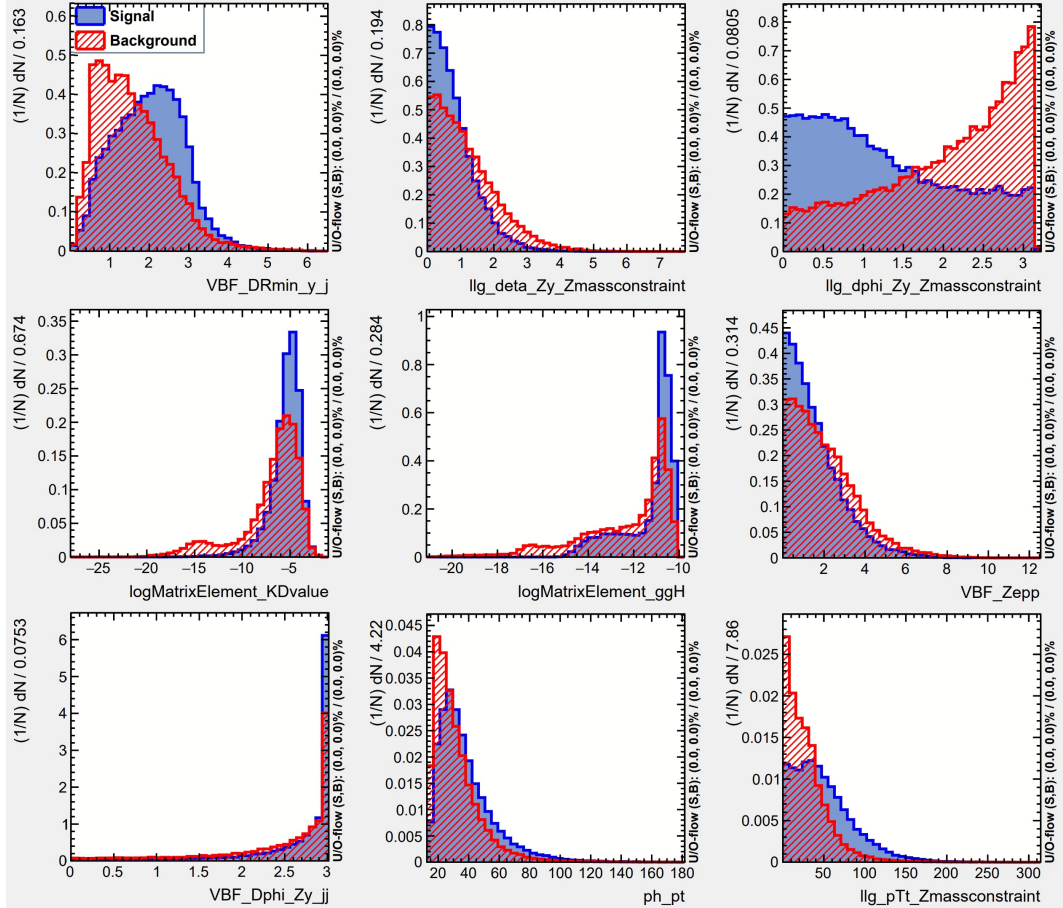


Рисунок 21 — Распределения по переменным для сигнала и фона при обучении модели BDTG

Матрицы корреляции переменных для обучения модели для сигнала и фона представлены на рисунке 23. После обучения модели был построен график зависимости чувствительности от ограничения по отклику модели, представленный слева на рисунке 24. На его основе максимум чувствительности составил $\xi_{\text{BDTG}} = 0.870 \pm 0.012$, что соответствует отбору по отклику модели $\text{BDTG} > 0.78$. Распределение по отклику модели для составляющих фона, сигнала и для данных представлен справа на рисунке 24. Таким образом, область фазового пространства с $N_{\text{jets}} \geq 2$ и откликом $\text{BDTG} > 0.78$ образует «категорию 5». Область фазового пространства с $N_{\text{jets}} \geq 2$ и от-

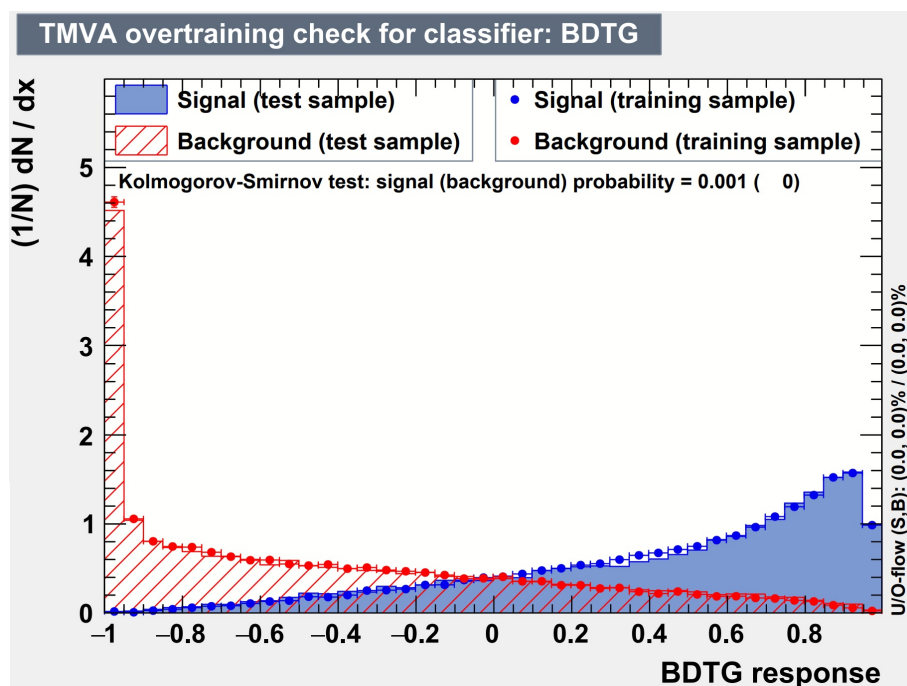


Рисунок 22 — Распределение отклика сигнала и фона для обучающей и тестовой выборок для модели BDTG

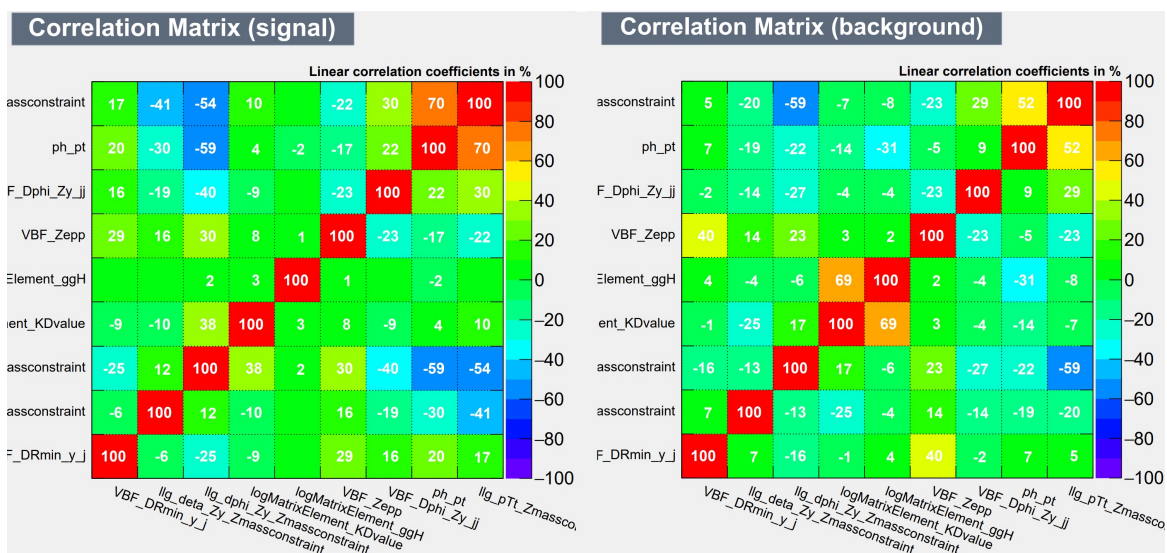


Рисунок 23 — Матрицы корреляции переменных при обучении модели BDTG для сигнала (слева) и фона (справа)

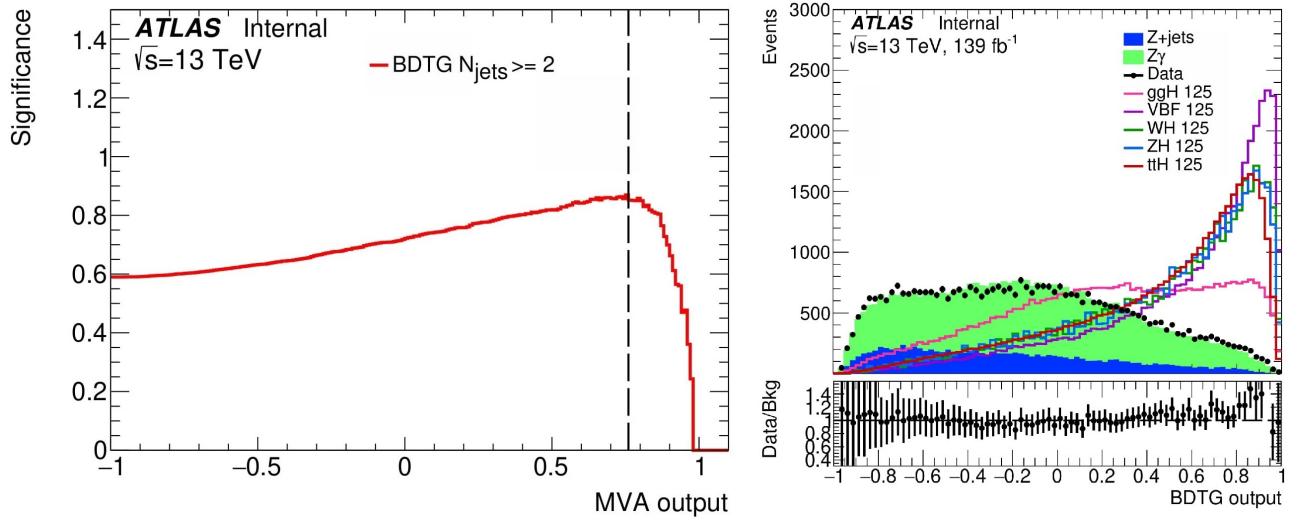


Рисунок 24 — График зависимости чувствительности от ограничения по отклику модели BDTG (слева) и распределение по отклику для составляющих фона, сигнала и для данных (справа)

кликком < 0.76 образует «категорию 6». Чувствительность в «категории 6» составила $\xi_6 = 0.398 \pm 0.002$.

На рисунке 25 показана схематичная иллюстрация разбиения области фазового пространства с $N_{\text{jets}} \geq 2$.

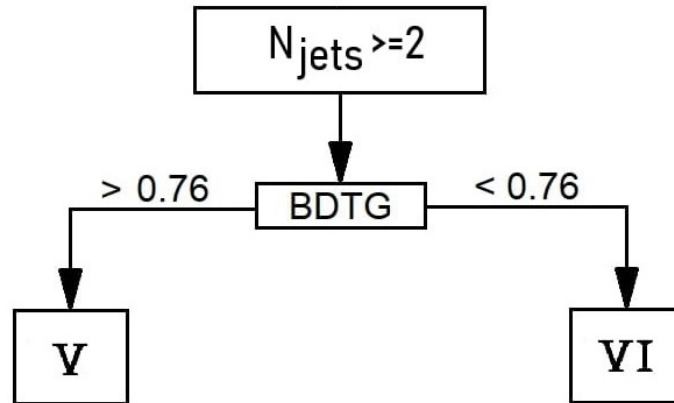


Рисунок 25 — Схематичная иллюстрация для области фазового пространства с $N_{\text{jets}} \geq 2$

4.1.3 Итоговая категоризация событий

На основе разделов 4.1, 4.1.1 и 4.1.2 можно определить полную категоризацию событий для процесса распада бозона Хиггса $H \rightarrow Z\gamma$. Список категорий, а также числа событий для сигнала и фона представлены в таблице

10. Более точное значение для чувствительности можно получить с помощью формулы Пуассона:

$$\xi_{\text{Poisson}} = \sqrt{2 \cdot \left[(S + B) \times \ln \left(1 + \frac{S}{B} \right) - S \right]}. \quad (4.2)$$

Таблица 10 — Количество сигнальных и фоновых событий и значения чувствительности в каждой категории в диапазоне масс 123.59-126.59 ГэВ

№	N_{jets}	Категория	N_S	N_B	$S/\sqrt{(S+B)}$	ξ_{Poisson}
1	0	$p_{Tt}^{l\gamma} > 40$ ГэВ	1.54 ± 0.05	50 ± 3	0.215 ± 0.010	0.217 ± 0.010
2	0	$p_{Tt}^{l\gamma} < 40$ ГэВ	34.25 ± 0.18	6516 ± 20	0.423 ± 0.002	0.424 ± 0.002
Σ			35.79 ± 0.19	6566 ± 20	0.475 ± 0.010	0.476 ± 0.010
3	1	MLP > 0.82	14.32 ± 0.11	504 ± 11	0.629 ± 0.008	0.635 ± 0.008
4	1	MLP < 0.82	14.46 ± 0.16	2711 ± 29	0.277 ± 0.003	0.277 ± 0.003
Σ			28.8 ± 0.2	3215 ± 31	0.687 ± 0.009	0.693 ± 0.009
5	≥ 2	BDTG > 0.76	9.30 ± 0.07	105 ± 3	0.870 ± 0.012	0.895 ± 0.014
6	≥ 2	BDTG < 0.76	17.51 ± 0.07	1933 ± 12	0.396 ± 0.002	0.398 ± 0.002
Σ			26.81 ± 0.10	2038 ± 13	0.956 ± 0.012	0.980 ± 0.014
Σ	—	—	91.4 ± 0.3	11819 ± 39	1.269 ± 0.019	1.29 ± 0.02
					0.837 ± 0.003	0.840 ± 0.003

Схематичная иллюстрация полученной категоризации показана на рисунке 26. Полная чувствительность составила $\xi = 1.29 \pm 0.02$, в то время как чувствительность без применения категоризации составляет $\xi = 0.840 \pm 0.003$. Альтернативные способы категоризации с большей чувствительностью, но в которых фон нельзя описать аналитическими функциями, описаны в приложении А.

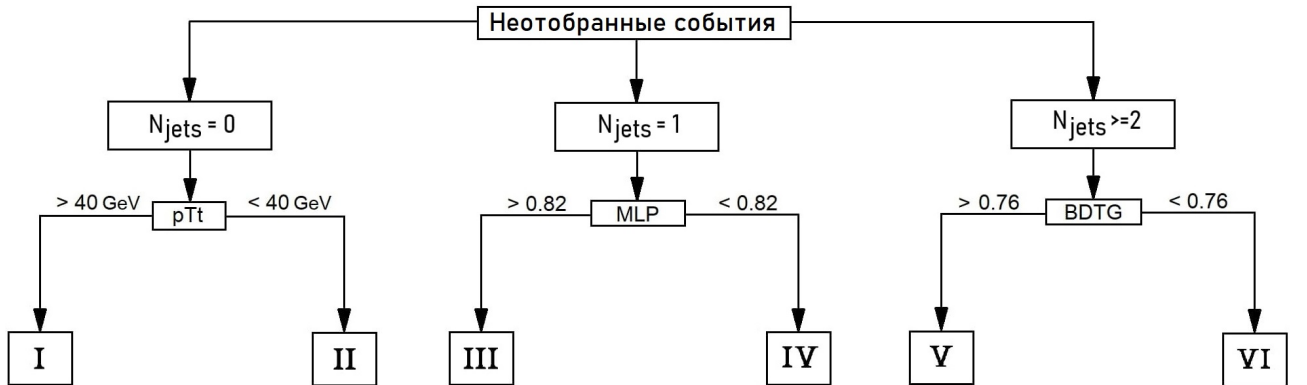


Рисунок 26 — Схематичная иллюстрация полной категоризации событий

4.2 Сравнение данных и фоновых распределений

Доминирующим фоном в рассматриваемом процессе распада бозона Хиггса $H \rightarrow Z\gamma$ является образование Z -бозона посредством КХД рождения, также вклад в фоновые процессы вносит процесс Z +струя, где адронная струя неверно идентифицируется как фотон. В анализе рассматривается еще один фоновый процесс $Z\gamma jj$, являющийся результатом электрослабого рождения Z -бозона с фотоном, преимущественно вносящий вклад в VBF процесс, составляющий порядка 2.4% от всего смоделированного Монте-Карло фона.

В следующем этапе анализа фоновые распределения необходимо параметризовать аналитическими функциями. Поэтому в каждой категории необходимо проверить форму фоновых распределений на возможность описать его такими функциями, а также сопоставить реальные данные с коллайдера фоновым процессам. На рисунках 27 и 28 показано сравнение формы фоновых процессов ($Z\gamma$, Z +струя, $Z\gamma jj$) и данных для распределения по инвариантной массе в диапазоне 115-155 ГэВ. Как видно, наблюдается хорошее согласие между данными и фоном.

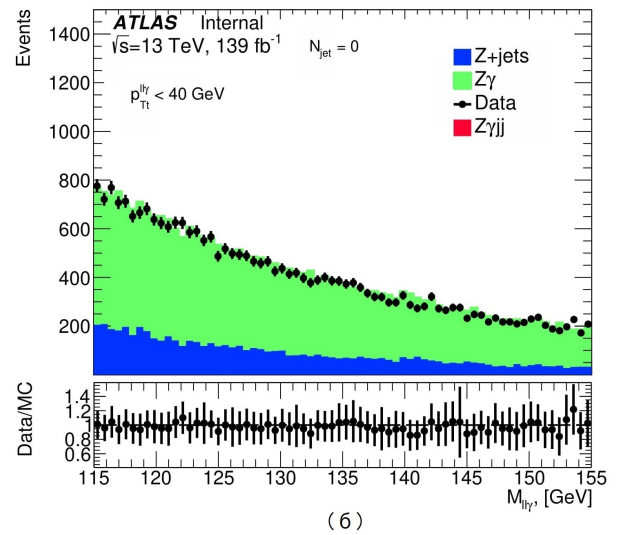
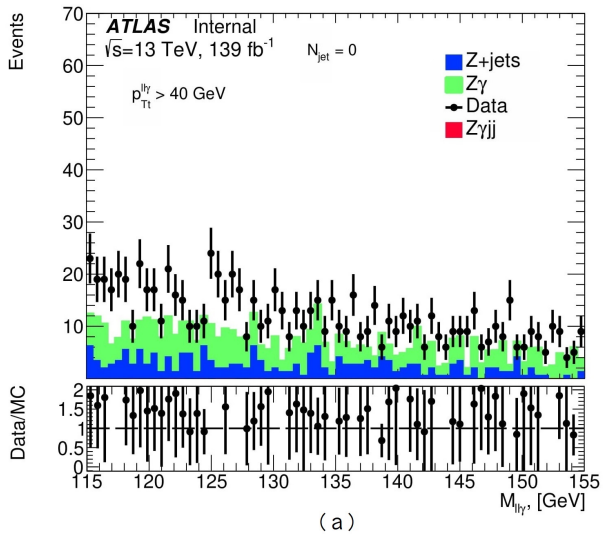


Рисунок 27 — Сравнение формы фона ($Z\gamma$, Z +струя, $Z\gamma jj$) и данных для распределения по инвариантной массе в диапазоне 115-155 ГэВ в «категории 1» (а) и в «категории 2» (б)

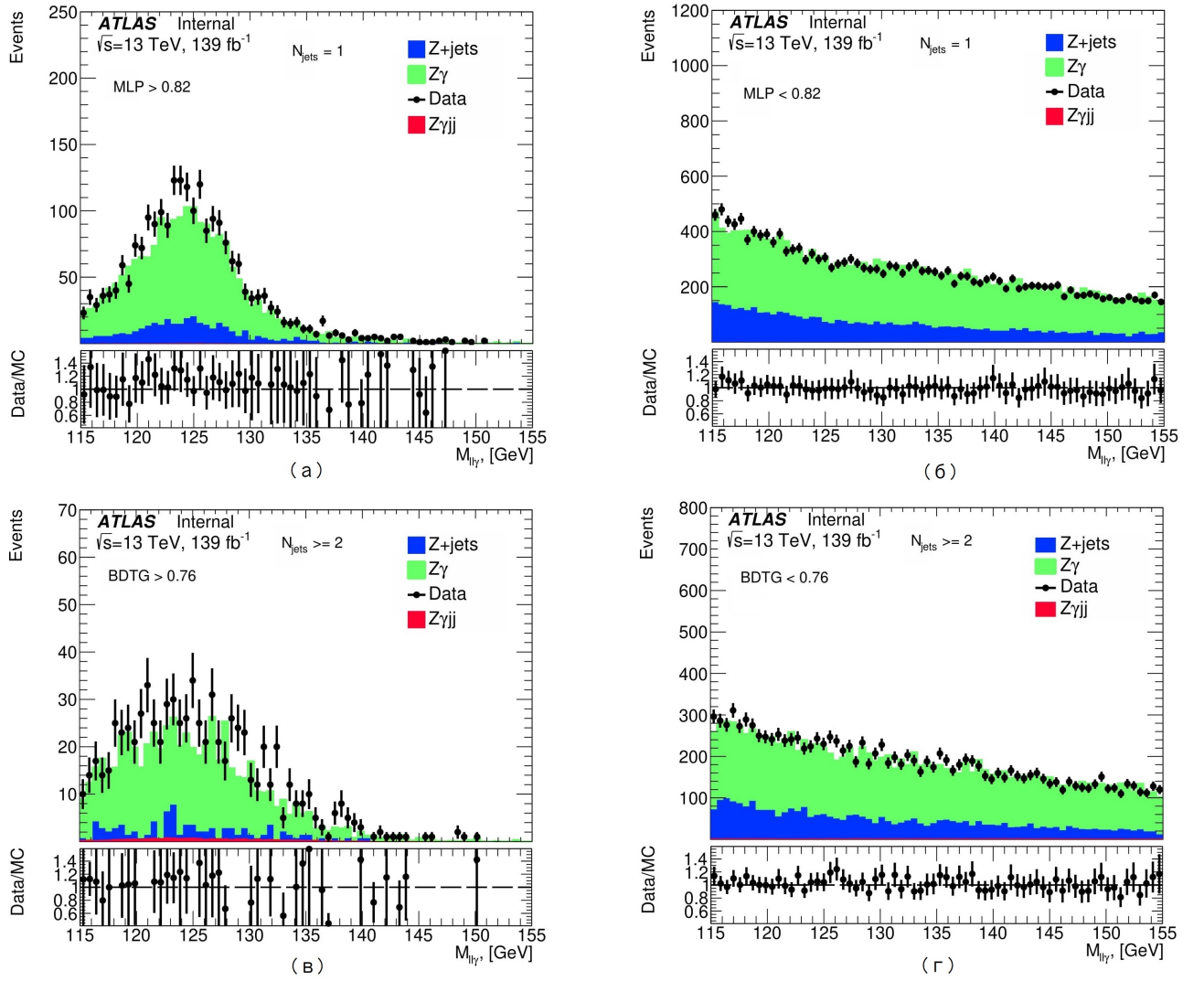


Рисунок 28 — Сравнение формы фона ($Z\gamma$, Z +струя, $Z\gamma jj$) и данных для распределения по инвариантной массе в диапазоне 115-155 ГэВ в «категории 3» (а), в «категории 4» (б), в «категории 5» (в), в «категории 6» (г)

4.3 Параметризация смоделированного сигнала

Для уменьшения статистических и систематических погрешностей в последующем этапе анализа – фитирования, необходимо как можно точнее параметризовать сигнальные и фоновые распределения. В данном разделе была проведена параметризация только сигнального смоделированного распределения в каждой категории. Основными параметрами являются:

- пик распределения инвариантной массы бозона Хиггса;
- стандартное отклонение σ_{CB} .

Из всех смоделированных сигнальных процессов были выбраны два, а именно ggH и VBF , так как они вносят наибольший вклад в сигнальные события. Распределение по трёхчастичной инвариантной массе для резонанса с массой m_H хорошо описывается функцией Double-Sided Crystal Ball (DSCB)[36]. Центральная часть функции DSCB задается функцией Гаусса, а оба хвоста описываются степенным законом. Функция DSCB задается как:

$$N \cdot \begin{cases} e^{t^2/2}, & -\alpha_{Lo} \leq t \leq \alpha_{Lo}, \\ \frac{e^{-0.5\alpha_{Lo}^2}}{\left[\frac{\alpha_{Lo}}{n_{Lo}} \left(\frac{n_{Lo}}{\alpha_{Lo}} - \alpha_{Lo} - t \right) \right]^{n_{Lo}}}, & t < -\alpha_{Lo}, \\ \frac{e^{-0.5\alpha_{Hi}^2}}{\left[\frac{\alpha_{Hi}}{n_{Hi}} \left(\frac{n_{Hi}}{\alpha_{Hi}} - \alpha_{Hi} + t \right) \right]^{n_{Hi}}}, & t > \alpha_{Hi}, \end{cases} \quad (4.3)$$

где $t = \Delta m_H / \sigma_{CB}$, $\Delta m_H = M_{Z\gamma} - \mu_{CB}$, N – нормировочный параметр, μ_{CB} – пик распределения Гаусса, σ_{CB} – ширина распределения Гаусса, α_{Lo} (α_{Hi}) – точки, где функция Гаусса переходит в степенную функцию на левом (правом) участке, n_{Lo} (n_{Hi}) – показатель степенной функции.

В каждой категории из раздела 4.1.3 были определены наиболее подходящие параметры фитирующей функции. На рисунках 29 и 30 приведены результаты фитирования смоделированного сигнала в каждой категории.

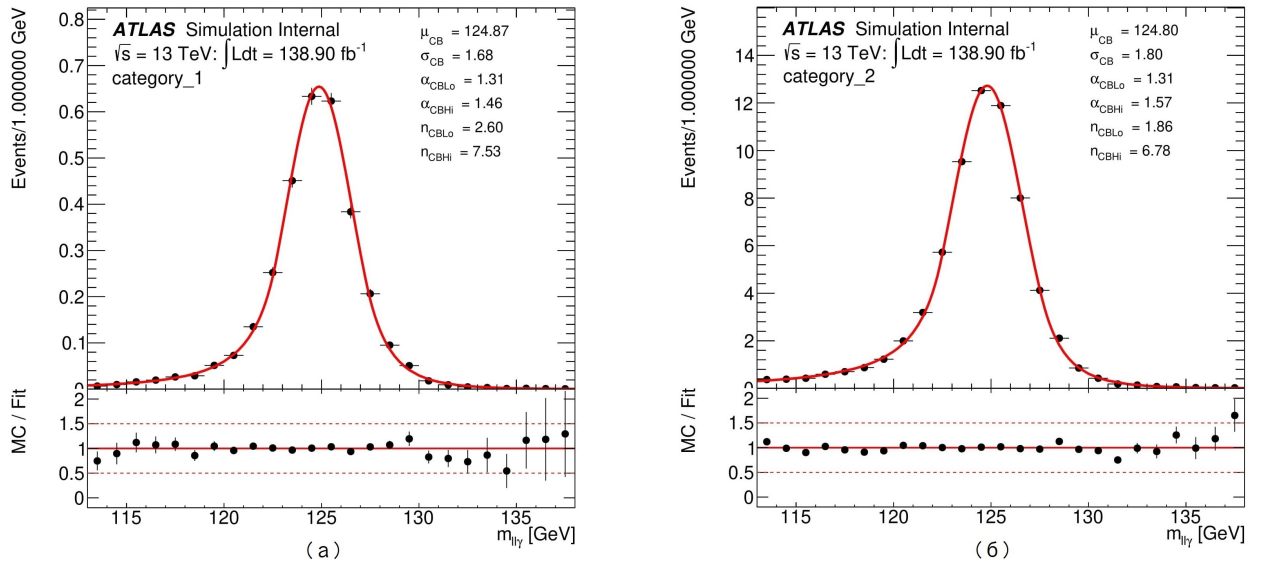


Рисунок 29 — Фитирование смоделированного сигнала в «категории 1» (а), в «категории 2» (б)

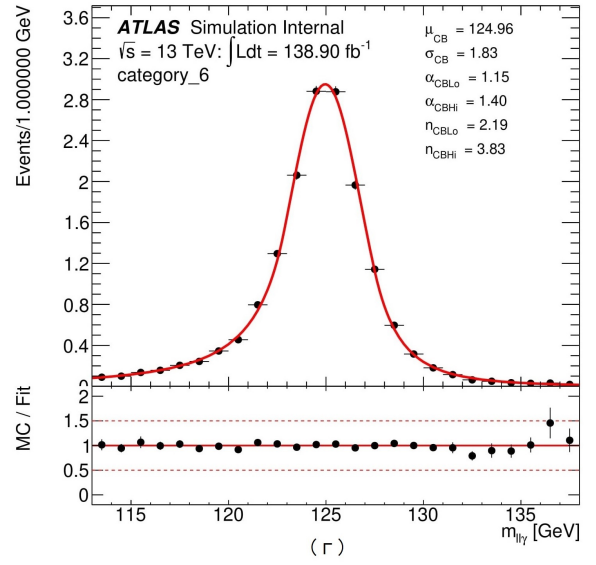
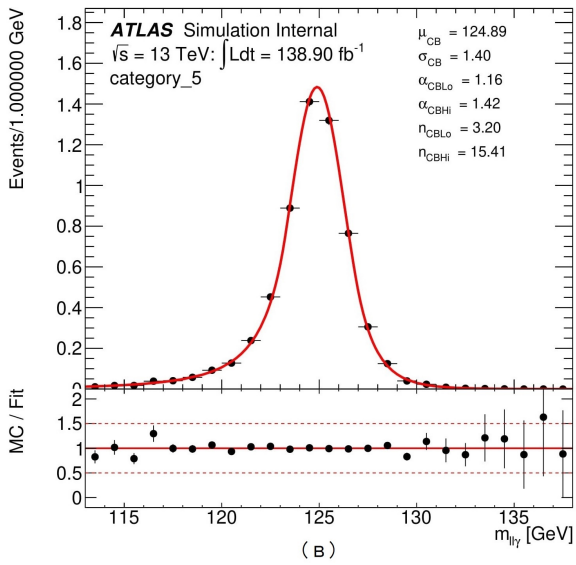
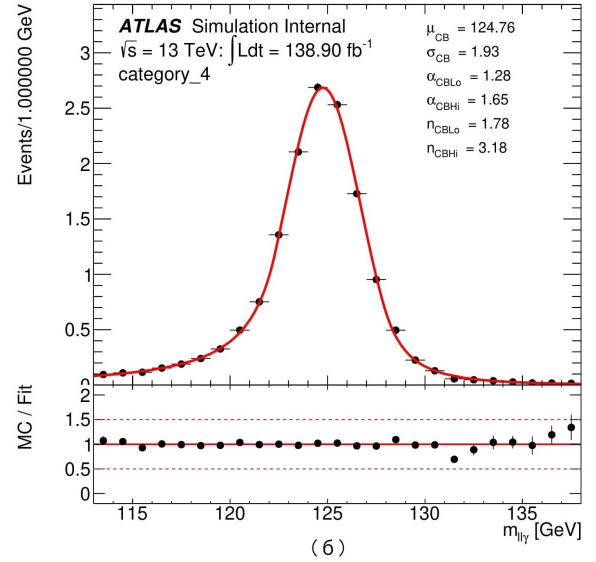
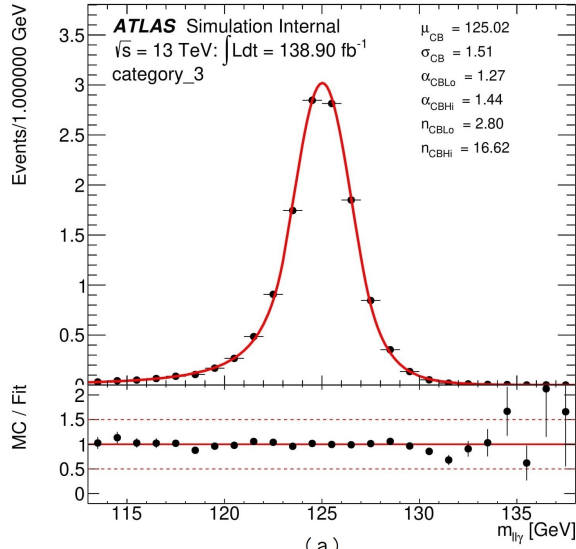


Рисунок 30 — Фитирование смоделированного сигнала в «категории 3» (а), в «категории 4» (б), в «категории 5» (в), в «категории 6» (г)

Значения инвариантной массы, стандартного отклонения и коэффициента согласия Пирсона для сигнального распределения в каждой категории приведены в таблице 11.

Таблица 11 — Значения инвариантной массы, стандартного отклонения и коэффициента согласия Пирсона для сигнального распределения в каждой категории

Категория	Значение массы, ГэВ	σ_{CB} , ГэВ	χ^2/Ndf
$N_{jet} = 0, p_{Tt}^{ll\gamma} > 40$ ГэВ	124.87 ± 1.49	1.68 ± 0.96	0.86
$N_{jet} = 0, p_{Tt}^{ll\gamma} < 40$ ГэВ	124.80 ± 0.48	1.80 ± 0.64	3.41
$N_{jet} = 1, MLP > 0.82$	125.02 ± 0.65	1.51 ± 0.90	1.84
$N_{jet} = 1, MLP < 0.82$	124.76 ± 0.86	1.93 ± 1.02	2.10
$N_{jet} \geq 2, BDTG > 0.76$	124.89 ± 0.92	1.40 ± 0.95	0.89
$N_{jet} \geq 2, BDTG < 0.76$	124.96 ± 1.11	1.83 ± 1.13	1.28

В каждой категории форма смоделированного сигнала имеет хорошее согласие с фитирующей функцией, что подтверждает применимость выбранной категоризации.

5 Оценка фонов для процесса $Z \rightarrow (\nu\bar{\nu})\gamma$

Для процесса ассоциированного рождения Z -бозона с фотоном в разделе 3.3.1 в таблице 6 приведены отборы, которые включают в себя наличие изолированного фотона, удовлетворяющему жесткому (tight) идентификационному критерию. Однако, этот отбор могут проходить не только фотоны. Например, жесткий идентификационный отбор также могут проходить струи, содержащие нейтральные π^0 и η^0 мезоны.

Для оценки частоты неверной идентификации струй как изолированных фотонов, в работе используется двумерный метод боковых интервалов, который также называется ABCD-метод.

5.1 Фон, обусловленный конфигурацией пучка

Для корректной оценки фоновых событий $jet \rightarrow \gamma$ необходимо подавить фон от первичных фотонов, которые обусловлены конфигурацией пучка. Пучки протонов подвержены неизбежным потерям, которые связаны с рассеянием на молекулах/атомах газа в трубе и с взаимодействием с веществом, из которого состоят компоненты детектора. Два этих процесса являются источником вторичных частиц, которые в большинстве случаев не могут пройти сквозь защиту детектора, состоящую из тяжелых элементов. Высокоэнергетичные мюоны не подвержены воздействию при прохождении через защиту, однако могут создавать большое энерговыделение в детекторе посредством излучения, что и является источником рассматриваемого фона. Эти мюоны проходят через детектор, создавая сигнатуры, которые распознаются как струи, засоряя сигнальный регион[37; 38].

Первичная вершина – это вершина взаимодействия протонных партонов, которая является источником процесса с высоким переданным импульсом. Введем координатную переменную $\Delta z = z_\gamma - z_{vtx}$, где z_γ и z_{vtx} – координаты кандидата в фотоны и первичной вершины соответственно. На рисунке 31 показаны распределения по координатной переменной Δz для данных в изолированной области с жестким критерием на фотоны (isolated,

tight) и с мягким критерием и рабочей точкой *loose'2* (isolated, *loose'2*), а также в неизолированной области с такими же критериями на фотоны (non-isolated и tight, non-isolated и *loose'2*). Изолированная область – это область, в которой применены отборы из таблицы 6 и наложена фотонная изоляция FixedCutCaloOnly. Неизолированная область удовлетворяет тем же отборам и условию по переменной изоляции > 4.45 ГэВ. Более подробное описание приведённых областей дано в разделе 5.2. Для фотонов с жестким критери-

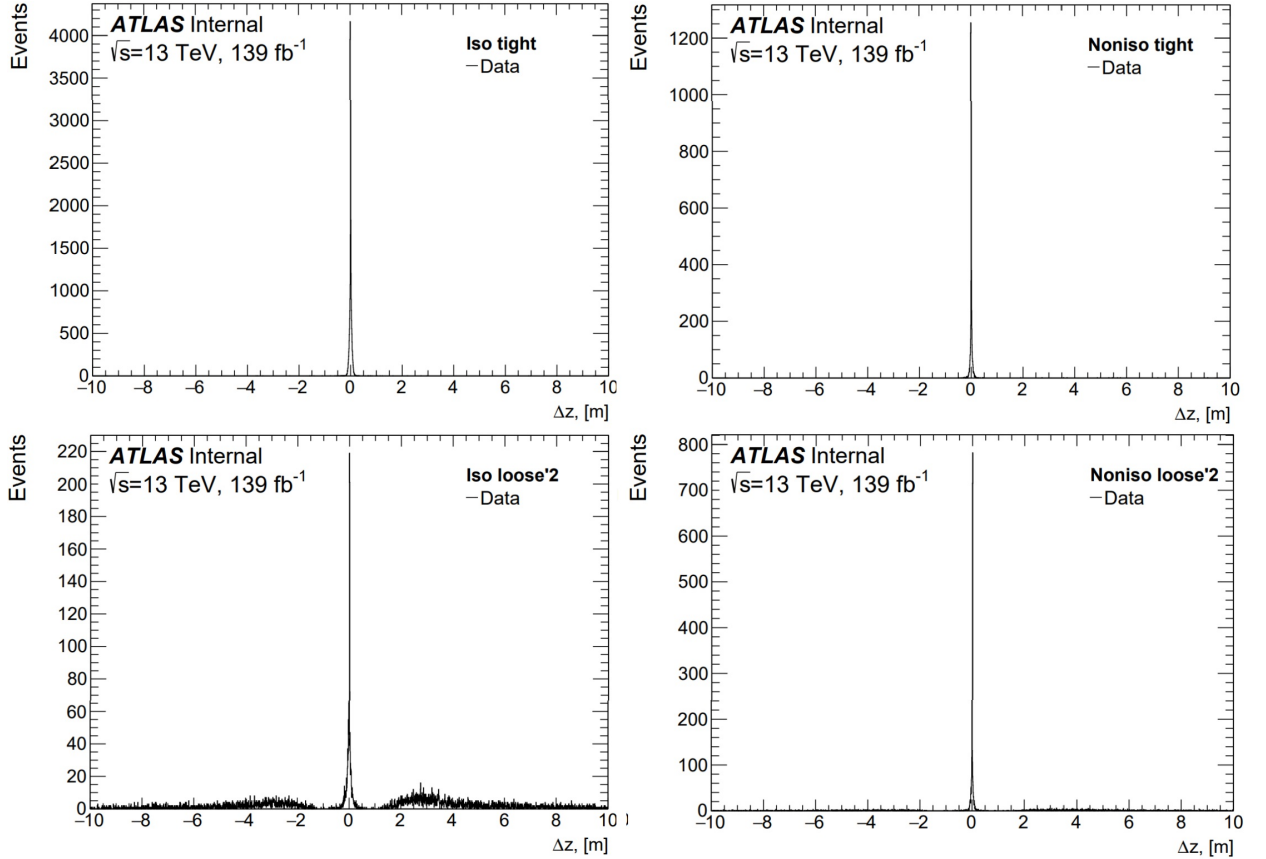


Рисунок 31 — Распределения по координатной переменной Δz для данных в изолированной области с жестким критерием на фотоны (слева сверху), в неизолированной области с жестким критерием на фотоны (справа сверху), в изолированной области с рабочей точкой *loose'2* (слева снизу), в неизолированной области с рабочей точкой *loose'2* (справа снизу)

ем максимум по переменной Δz достигается в нуле, в то время как в области, обогащенной рассматриваемым фоном, большинство событий сосредоточено в области $|\Delta z| \gg 0$. На изолированную область с мягким критерием и рабочей точкой *loose'2* приходится наиболее число неконверсионных фотонов¹.

Чтобы исключить идентификацию неконверсионных фотонов как сиг-

¹Энерговыделение в ЭМ калориметре без совпадения с треками

нальных, необходимо применить отбор по Δz . Для оценки вклада неконверсионных и конверсионных фотонов² в изолированную область с рабочей точкой *loose'2* построены распределения, показанные на рисунке 32. На основе

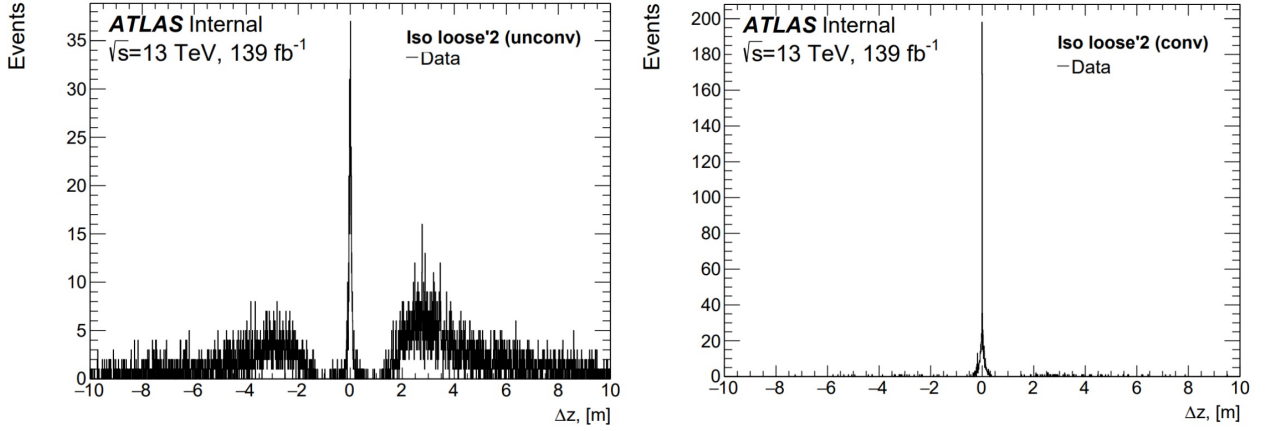


Рисунок 32 — Распределения по координатной переменной Δz для данных в изолированной области с рабочей точкой *loose'2* для неконверсионных (слева) и конверсионных (справа) фотонов

двумерного распределения на рисунке 33 можно сделать вывод о том, что

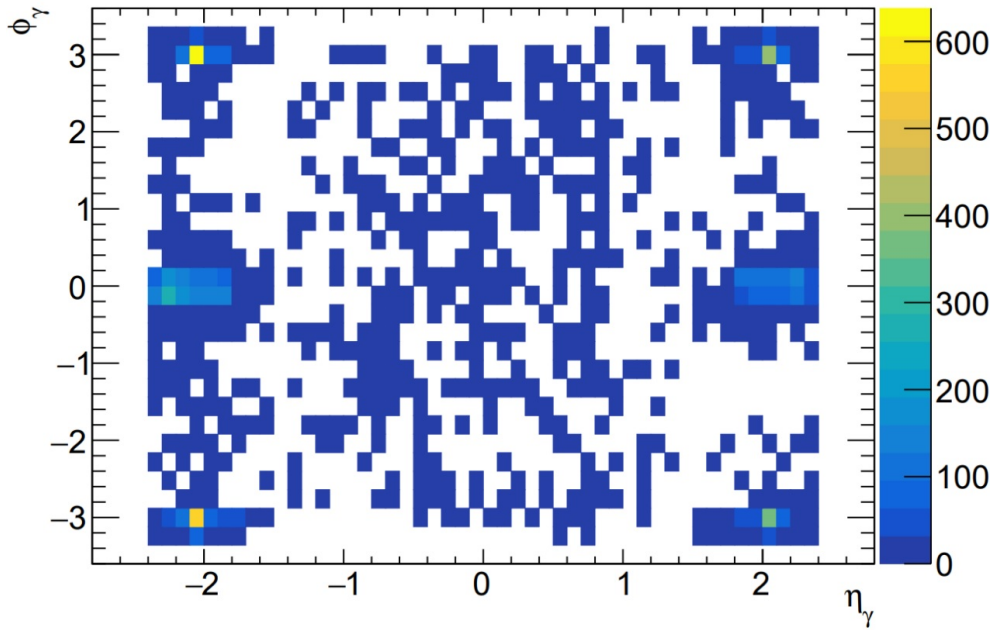


Рисунок 33 — Распределение по псевдобыстроте фотона η и азимутальному углу ϕ в изолированной области с рабочей точкой *loose'2*

фотоны в данной области сконцентрированы преимущественно вблизи $|\phi| = 0$ рад., $\pm\pi$ рад. и $|\eta| = 2$.

²Фотоны, конвертировавшие в e^+e^- пару

После отбора по переменным $|\phi| < 0.2$ рад., $|\phi| \in [2.9, 3.2]$ рад. и $|\eta| > 1.7$ было построено распределение по переменной Δz в изолированной области с рабочей точкой *loose'2* для неконверсионных фотонов, которое представлено на рисунке 34. На его основе можно сделать вывод, что подав-

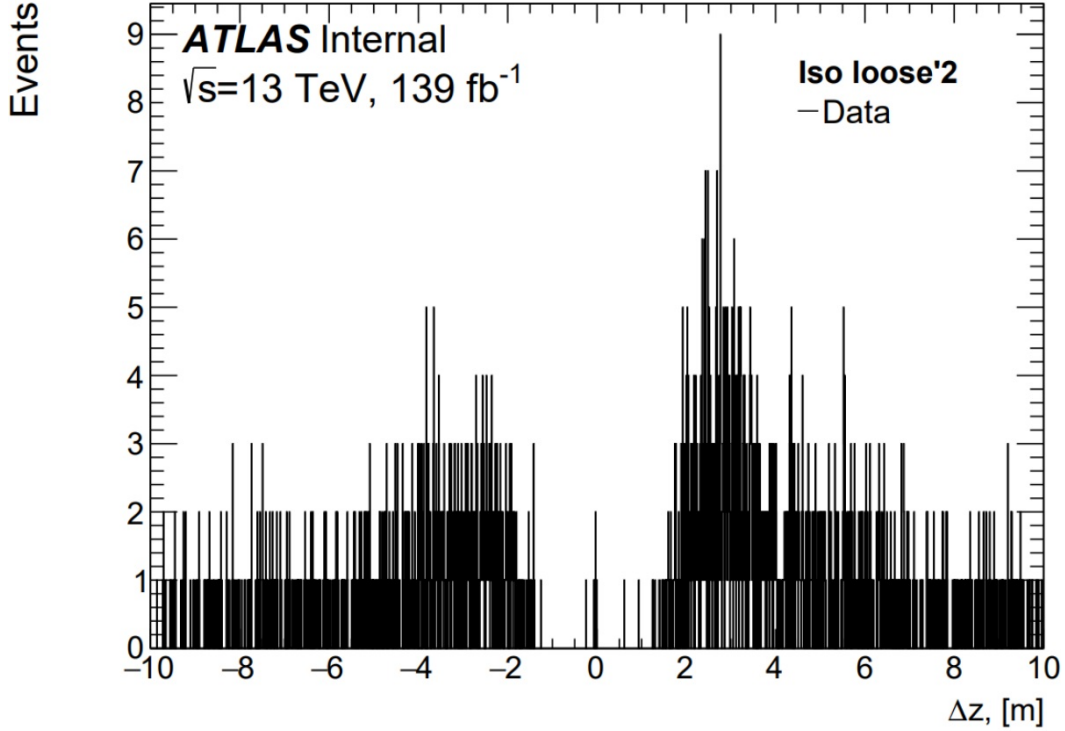


Рисунок 34 — Распределение по координатной переменной Δz в изолированной области с рабочей точкой *loose'2* для неконверсионных фотонов с применением отборов $|\phi| < 0.2$ рад., $|\phi| \in [2.9, 3.2]$ рад. и $|\eta| > 1.7$

ляющее большинство событий, удовлетворяющих таким критериям, сконцентрировано в области $|\Delta z| < 1000$ мм.

Отбор по переменной Δz является эффективным в том случае, если он отсекает максимальное число фоновых событий в области, наиболее обогащённой неконверсионными фотонами, и одновременно не отсекает события в области с сигнальными фотонами. Слева на рисунке 35 показан график эффективности отбора в изолированной области с жестким критерием на фотоны, а справа показан график эффективности режекции³ отбора в изолированной области с рабочей точкой *loose'2* в зависимости от отбора по $|\Delta z|$.

Наиболее эффективному отбору соответствует $|\Delta z| < 250$ мм. Значение для эффективности отбора составило $\varepsilon_{accept} = 99.7 \pm 0.9\%$, значение для

³Характеристика, показывающая то, насколько хорошо подавляется фон примененным отбором. Она определяется как отношение числа фоновых событий до отбора к числу фоновых событий после отбора

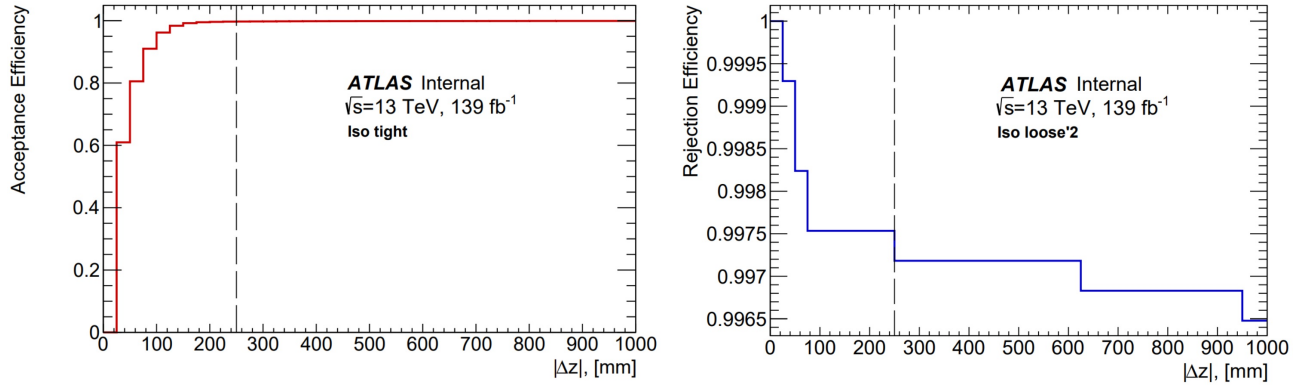


Рисунок 35 — Распределение эффективности отбора в изолированной области с жестким критерием на фотоны (слева) и распределение эффективности режекции в изолированной области с рабочей точкой *loose'2* (справа) в зависимости от отбора по $|\Delta z|$

эффективности режекции составило $\varepsilon_{rej} = 100 \pm 3\%$, что говорит об оптимальном ограничении по координатной переменной $|\Delta z|$. Полученный отбор будет применяться далее в оценке фона $jet \rightarrow \gamma$.

5.2 Оценка фона $jet \rightarrow \gamma$ двумерным методом боковых интервалов

В работе производится оценка фона, обусловленного неверной идентификацией адронной струи как фотона ($jet \rightarrow \gamma$). Фон, полученный на основе того, что объекты были неправильно идентифицированы, обычно плохо моделируется с помощью МК, поэтому необходимо оценивать такой фон методом, основанным на данных.

Наибольшая доля событий $jet \rightarrow \gamma$ приходится на процессы $Z(\nu\bar{\nu}) + \text{струи}$ и на многоструйные процессы. Так как из-за ограниченной статистики и проблемам с нормировкой эти фоны не могут быть оценены из МК, в анализе используется один из методов оценки – двумерный метод боковых интервалов (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 основные области, которые схематично изображены на рисунке 36. С учетом отборов 6 и фотонной изоляции FixedCutTight сигнальная область (СО) и контрольные области (КО) удовлетворяют следующим тре-

бованиям:

- «жёсткая» (tight) и изолированная (isolated) область (область А - СО): события в этой области содержат лидирующий фотон, который удовлетворяет условию $E_T^{\text{cone40}} - 0.022 \cdot p_T^\gamma < 2.45 \text{ ГэВ}$ и удовлетворяет «жёсткому» критерию;
- «жёсткая» (tight), но неизолированная (non-isolated) область (КО В): события в этой области содержат лидирующий фотон, который удовлетворяет условию $2.45 \text{ ГэВ} + \text{изоляция} < E_T^{\text{cone40}} - 0.022 \cdot p_T^\gamma$ и удовлетворяет «жёсткому» критерию;
- «мягкая» (*loose'*) и изолированная (isolated) область (КО С): события в этой области содержат лидирующий фотон, который удовлетворяет условию $E_T^{\text{cone40}} - 0.022 \cdot p_T^\gamma < 2.45 \text{ ГэВ}$ и удовлетворяет «мягкому» критерию;
- «мягкая» (*loose'*), но неизолированная (non-isolated) область (КО D): события в этой области содержат лидирующий фотон, который удовлетворяет условию $2.45 \text{ ГэВ} + \text{изоляция} < E_T^{\text{cone40}} - 0.022 \cdot p_T^\gamma$ 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 А в КО. Для изоляций FixedCutTightCaloOnly и FixedCutLoose определение сигнальной и контрольных областей происходит аналогичным образом в соответствии с определением изоляции из таблицы 1.

Основное предположение ABCD-метода заключается в отсутствии корреляции между изоляцией и «мягкими» критериями на фотоны. Для чисел событий в каждой области должно выполняться следующее равенство:

$$\frac{N_A^{\text{jet} \rightarrow \gamma}}{N_B} = \frac{N_C}{N_D}, \quad (5.1)$$

где N_i - количество событий в соответствующей области. Для оценки корреляции вводится корреляционный фактор R , который для МК задается как $R_{\text{MC}} = \frac{N_A^{\text{MC}} N_D^{\text{MC}}}{N_B^{\text{MC}} N_C^{\text{MC}}}$, и в случае отсутствия корреляции выполнено равенство $R_{\text{MC}} = 1$. Следовательно, должна выбираться наименее скоррелированная рабочая точка *loose'*.

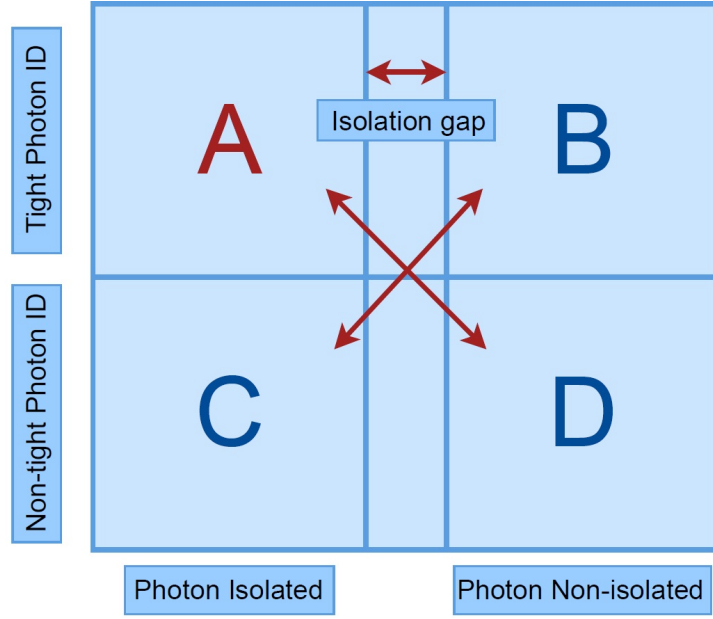


Рисунок 36 — Схематическая иллюстрация разделения фазового пространства на области A, B, C и D в двумерном методе боковых интервалов

Для вычисления корреляционного фактора R между изоляционными и идентификационными критериями фотона на основе данных добавляются две неизолрированные контрольные области E и F, которые являются частью контрольных областей B и D. Схематическая иллюстрация с разделением областей показан на рисунке 37. Контрольные области E и F задаются следующим образом:

- «жесткая» (*tight*) и ещё более неизолрированная область (КО E): события в этой области содержат лидирующий фотон, который удовлетворяет условию $M_{\text{cut}}, \Gamma\text{ЭВ} < E_{\text{T}}^{\text{cone40}} - 0.022 \cdot p_{\text{T}}^{\gamma}$ и удовлетворяет «жесткому» критерию;
- «мягкая» (*loose'*) и ещё более неизолрированная область (КО F): события в этой области содержат лидирующий фотон, который удовлетворяет условию $M_{\text{cut}}, \Gamma\text{ЭВ} < E_{\text{T}}^{\text{cone40}} - 0.022 \cdot p_{\text{T}}^{\gamma}$ и удовлетворяет «мягкому» критерию.

Корреляционный фактор R_{data} задается следующим уравнением:

$$R_{\text{data}} = \frac{N_{\text{B-E}}^{\text{data}} N_{\text{F}}^{\text{data}}}{N_{\text{D-F}}^{\text{data}} N_{\text{E}}^{\text{data}}}, \quad (5.2)$$

где N_i^{data} — количество данных в каждой области за вычетом сигнальных и фоновых событий, за исключением фона $jet \rightarrow \gamma$. Точка разделения M_{cut} об-

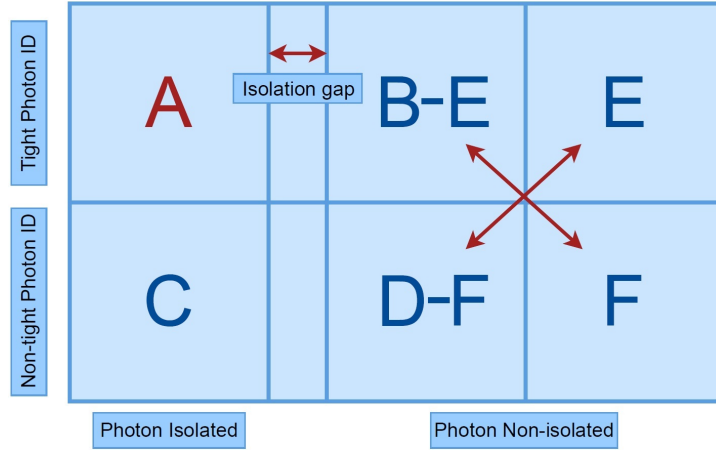


Рисунок 37 — Схематическая иллюстрация разделения областей В и D и дополнительных областей E и F в двумерном методе боковых интервалов

ластей В и D выбирается таким образом, чтобы значение R_{data} стремилось к 1.

5.2.1 Оптимизация областей в ABCD-методе

Области ABCD-метода, описанные в параграфе 5.2, необходимо определять для каждого анализа уникальным образом. В данном разделе описана оптимизация областей, которая приведет к наиболее нескоррелированному значению R -фактора. В оптимизации не использовались многоструйные МК наборы, так как они имеют крайне ограниченную статистику, что привело бы к проблемам с нормировкой. В процессе оптимизации областей были рассмотрены все три фотонные изоляции, а также рассматривалась изоляция FixedCutTight с инверсией трековой изоляции ($p_T^{\text{cone20}}/p_T^\gamma > 0.05$).

В таблице 12 представлены значения корреляционных факторов на МК для трёх изоляций и FixedCutTight с инверсией трековой изоляции для наименее скоррелированной рабочей точки *loose'2*. На рисунке 38 показаны распределения по переменной изоляции для трёх изоляций и для FixedCutTight с инверсией для *loose'2*. Распределения для других изоляций и рабочих точек показаны в приложении В. На основе распределений можно сделать вывод, что после применения изоляции FixedCutLoose статистика становится сильно ограниченной, из-за чего возникают значительные погрешности, особенно заметные в области > 10 ГэВ.

Для получения наименее скоррелированного значения и небольшой

Таблица 12 — Значения R -факторов на МК для трёх изоляций и FixedCutTight с инверсией трековой изоляции

Изоляция	$R_{\text{МК}}$
FixedCutTight	1.05 ± 0.15
FixedCutTightCaloOnly	1.06 ± 0.10
FixedCutLoose	1.29 ± 0.28
FixedCutTight (инверсия)	1.01 ± 0.12

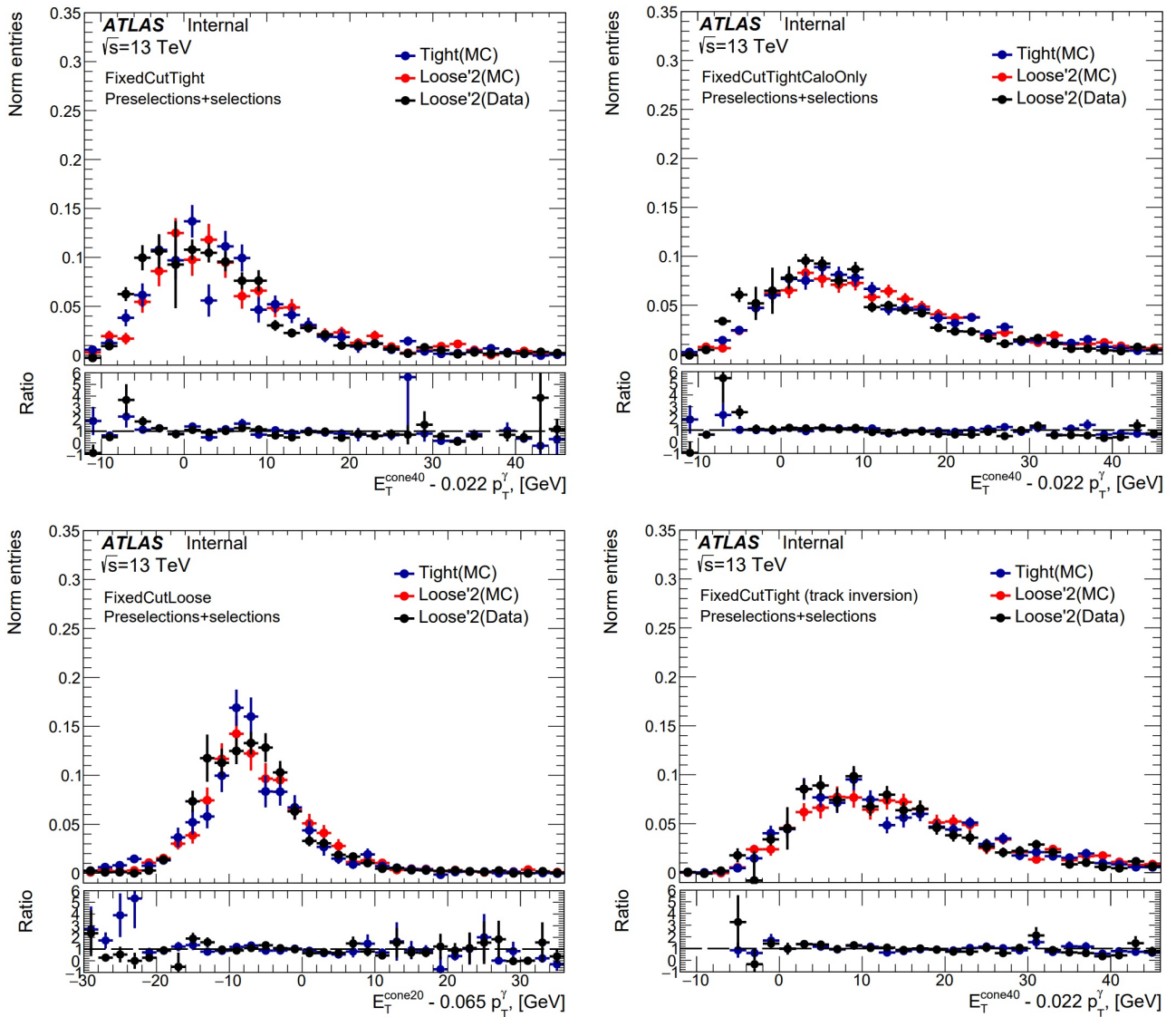


Рисунок 38 — Распределения по переменной изоляции для наименее скоррелированной рабочей точки *loose'2* для FixedCutTight (слева сверху), FixedCutCaloOnly (справа сверху), FixedCutLoose (слева снизу) и FixedCutTight с инверсией трековой изоляции (справа снизу)

статистической погрешности необходимо оптимизировать области В и D. Один из способов оптимизации заключается в ограничении сверху по переменной изоляции. Для этого был построен график зависимости R_{MC} от ограничения по изоляции сверху для *loose'2* для трёх изоляций. График показан на рисунке 39. На основе этого графика и таблицы 12 можно сделать вывод, что для изоляции FixedCutLoose идентификационные и изоляционные критерии для фотонов сильно скоррелированы. Также для данной изоляции крайне ограничена статистика, вследствие чего эта изоляция не будет рассматриваться далее.

На рисунке 40 показан график зависимости R_{MC} от ограничения сверху по изоляции для FixedCutTight с инверсией и без изоляции FixedCutLoose.

В таблице 13 представлены значения R -факторов, полученных на ос-

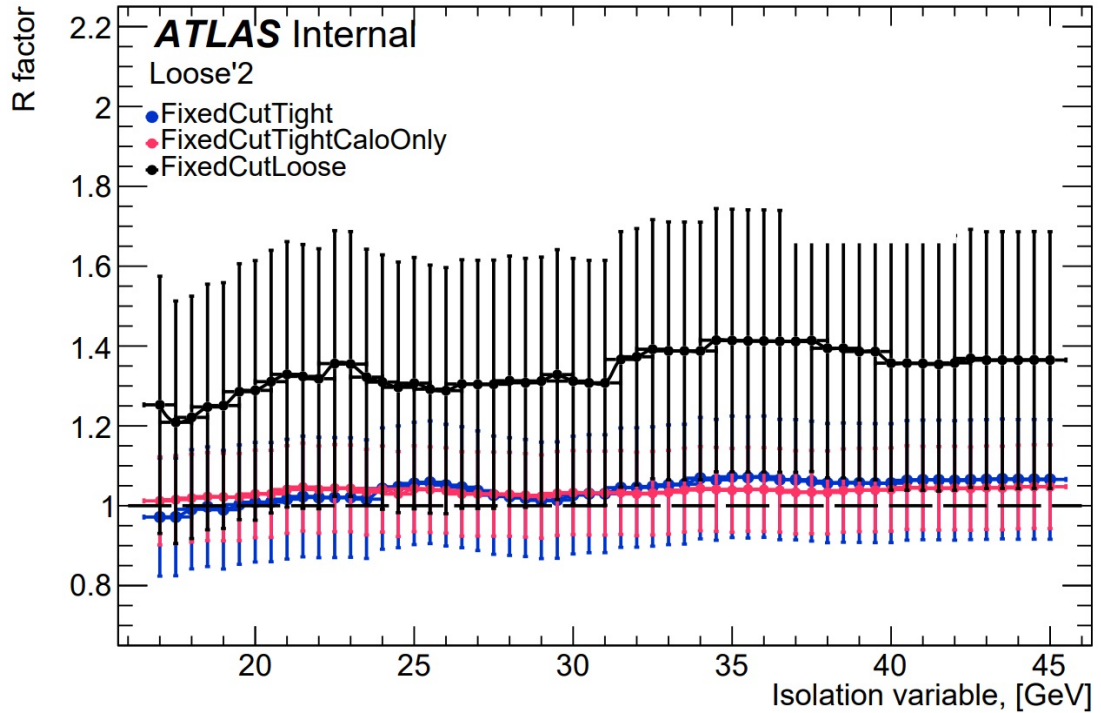


Рисунок 39 — График зависимости R_{MC} от ограничения по изоляции сверху для *loose'2* для трёх изоляций

нове МК и данных для изоляции FixedCutTight без применения верхнего ограничения по изоляции. Применение данной изоляции сильно сокращает статистику и приводит к большим статистическим погрешностям (на основе данных относительная стат. погрешность составляет $\delta \approx 20\%$).

С целью уменьшения статистической погрешности в регионе > 26 ГэВ применялось верхнее ограничение по переменной изоляции равное 25.45 ГэВ.

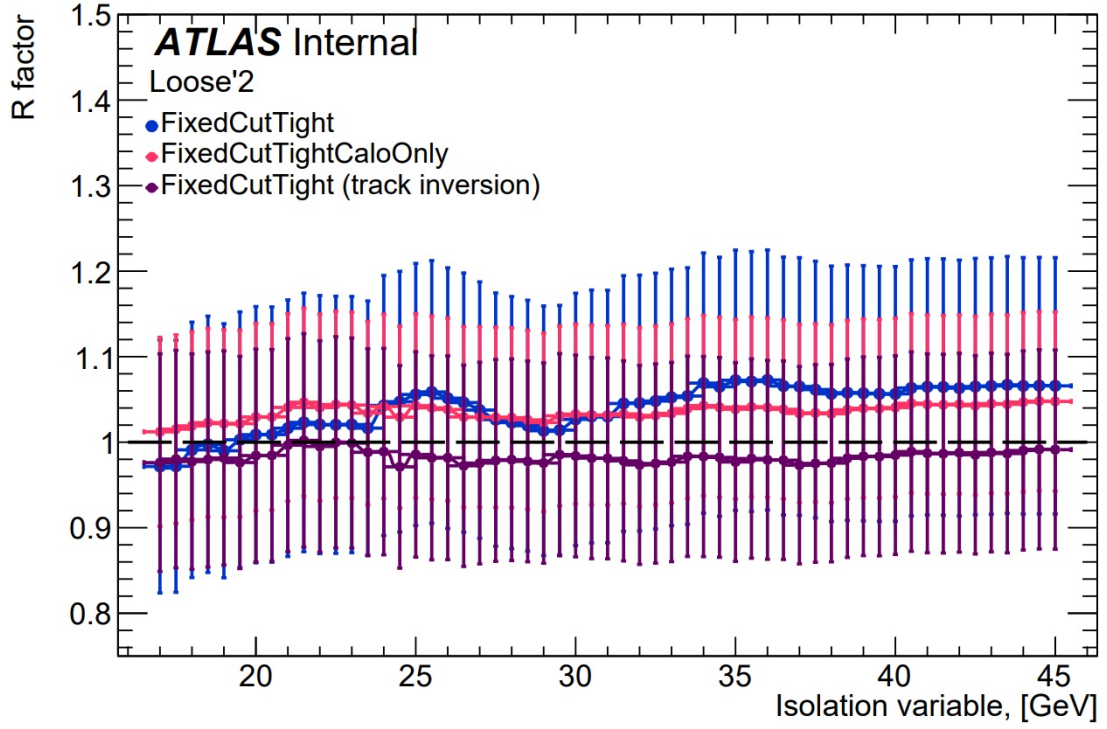


Рисунок 40 — График зависимости R_{MC} от ограничения по изоляции сверху для *loose'2* для двух изоляций и для FixedCutTight с инверсией

Таблица 13 — Значения R -факторов на основе МК и данных для изоляции FixedCutTight без верхнего ограничения по изоляции

FixedCutTight, без верхнего ограничения				
МК				
	loose'2	loose'3	loose'4	loose'5
R -фактор	1.05 ± 0.15	1.14 ± 0.15	1.19 ± 0.14	1.39 ± 0.17
На основе данных				
M_{cut}	loose'2	loose'3	loose'4	loose'5
7.95	1.6 ± 0.3	1.5 ± 0.3	1.4 ± 0.3	1.4 ± 0.3
8.45	1.5 ± 0.3	1.5 ± 0.3	1.4 ± 0.3	1.4 ± 0.3
8.95	1.4 ± 0.3	1.3 ± 0.3	1.3 ± 0.3	1.3 ± 0.3
9.45	1.6 ± 0.4	1.5 ± 0.4	1.5 ± 0.4	1.5 ± 0.3
9.95	1.6 ± 0.4	1.5 ± 0.4	1.7 ± 0.4	1.6 ± 0.4

Результаты оптимизации представлены в таблице 14. Значение R -фактора на данных с точкой разделения областей В и D равной $M_{\text{cut}}=9.05$ ГэВ близко к 1, но из-за ограниченной статистики данная оптимизация также неприменима (на основе данных относительная стат. погрешность составляет $\delta \approx 18\%$).

Таблица 14 — Значения R -факторов на основе МК и данных для изоляции FixedCutTight с верхним ограничением по переменной изоляции 25.45 ГэВ

FixedCutTight , верхнее ограничение = 25.45 ГэВ				
МК				
	loose'2	loose'3	loose'4	loose'5
R -фактор	1.06 ± 0.15	1.15 ± 0.16	1.21 ± 0.15	1.40 ± 0.17
На основе данных				
M_{cut}	loose'2	loose'3	loose'4	loose'5
8.45	1.1 ± 0.2	1.1 ± 0.2	1.03 ± 0.18	1.06 ± 0.18
8.95	0.96 ± 0.18	0.97 ± 0.17	0.96 ± 0.17	0.97 ± 0.16
9.05	1.01 ± 0.18	1.02 ± 0.18	1.01 ± 0.18	1.01 ± 0.17
9.45	1.08 ± 0.19	1.10 ± 0.19	1.10 ± 0.19	1.12 ± 0.18
9.95	1.03 ± 0.18	1.03 ± 0.18	1.16 ± 0.19	1.16 ± 0.19
10.45	1.1 ± 0.2	1.1 ± 0.2	1.2 ± 0.2	1.2 ± 0.2
10.95	1.2 ± 0.2	1.2 ± 0.2	1.3 ± 0.2	1.3 ± 0.2

В таблице 15 приведены значения R -факторов для изоляции FixedCutTight с инверсией и верхним ограничением 25.45 ГэВ. В таблице 16 приведены значения R -факторов для изоляции FixedCutTightCaloOnly. Для этой изоляции, опираясь на распределение на рисунке 38, нет причин применять верхнее ограничение по переменной изоляции.

На основе приведенных таблиц можно сделать вывод, что наиболее оптимальная изоляция – FixedCutCaloOnly без верхнего ограничения, так как значения R -факторов наименее скоррелированы, а относительная стат. погрешность равна $\delta \approx 9\%$, в то время как для изоляции FixedCutTight с инверсией трековой изоляции относительная стат. погрешность равна $\delta \approx 11\%$.

Таблица 15 — Значения R -факторов на основе МК и данных для изоляции FixedCutTight с инверсией трековой изоляции с верхним ограничением по переменной изоляции 25.45 ГэВ

FixedCutTight (инверсия), верхнее ограничение = 25.45 ГэВ				
МК				
	loose'2	loose'3	loose'4	loose'5
R -фактор	1.01 ± 0.12	1.15 ± 0.12	1.29 ± 0.13	1.58 ± 0.16
На основе данных				
M_{cut}	loose'2	loose'3	loose'4	loose'5
9.45	1.09 ± 0.13	1.15 ± 0.13	1.09 ± 0.11	1.13 ± 0.10
9.95	1.08 ± 0.12	1.16 ± 0.12	1.11 ± 0.11	1.13 ± 0.10
10.45	1.07 ± 0.12	1.13 ± 0.12	1.09 ± 0.10	1.12 ± 0.10
10.95	1.09 ± 0.12	1.14 ± 0.12	1.10 ± 0.10	1.14 ± 0.10
11.45	1.18 ± 0.13	1.23 ± 0.12	1.17 ± 0.10	1.20 ± 0.10

Таблица 16 — Значения R -факторов на основе МК и данных для изоляции FixedCutCaloOnly без верхнего ограничения по переменной изоляции

FixedCutTightCaloOnly, без верхнего ограничения				
МК				
	loose'2	loose'3	loose'4	loose'5
R -фактор	1.01 ± 0.12	1.15 ± 0.12	1.29 ± 0.13	1.58 ± 0.16
На основе данных				
M_{cut}	loose'2	loose'3	loose'4	loose'5
9.45	1.08 ± 0.11	1.14 ± 0.11	1.12 ± 0.10	1.13 ± 0.10
9.95	1.07 ± 0.10	1.13 ± 0.10	1.15 ± 0.10	1.15 ± 0.10
10.45	1.09 ± 0.10	1.14 ± 0.10	1.14 ± 0.10	1.15 ± 0.10
10.95	1.18 ± 0.11	1.23 ± 0.11	1.21 ± 0.10	1.22 ± 0.10
11.45	1.23 ± 0.11	1.27 ± 0.11	1.22 ± 0.10	1.22 ± 0.10

5.2.2 Оценка фона $jet \rightarrow \gamma$ в сигнальной области ABCD-методом

Одно из основных предположений ABCD-метода заключается в том, что сигнальная область А преимущественно состоит из сигнальных событий, в то время как три контрольные области В, С и D состоят из фоновых событий. Однако присутствуют «утечки» сигнальных событий в КО, которые хорошо оцениваются из МК. Количества событий в каждой области задаются следующим образом:

$$\begin{cases} N_A = N_A^{\text{sig}} + N_A^{\text{bkg}} + N_A^{jet \rightarrow \gamma}, \\ N_B = c_B N_A^{\text{sig}} + N_B^{\text{bkg}} + N_B^{jet \rightarrow \gamma}, \\ N_C = c_C N_A^{\text{sig}} + N_C^{\text{bkg}} + N_C^{jet \rightarrow \gamma}, \\ N_D = c_D N_A^{\text{sig}} + N_D^{\text{bkg}} + N_D^{jet \rightarrow \gamma}, \end{cases} \quad (5.3)$$

где N_i^{bkg} - фон, за исключением оцениваемого фона $jet \rightarrow \gamma$ в каждой КО. Количества событий оцениваются из МК, за исключением фона, обусловленного неверной идентификацией электрона как фотона ($e \rightarrow \gamma$), который оценивается из данных. Параметры «утечки» c_i определяются отношением количества сигнальных событий в КО к событиям в сигнальной области и задаются как:

$$c_B = \frac{N_B^{\text{sig}}}{N_A^{\text{sig}}}, \quad c_C = \frac{N_C^{\text{sig}}}{N_A^{\text{sig}}}, \quad c_D = \frac{N_D^{\text{sig}}}{N_A^{\text{sig}}}. \quad (5.4)$$

Значения параметров «утечки» сигнала в области В, С и D представлены в таблице 17:

Таблица 17 — Значения параметров «утечки» сигнала в области В, С и D

	c_B	c_C	c_D
Значение	0.0713 ± 0.0002	0.00879 ± 0.00007	0.00070 ± 0.00002

После оценки параметров «утечки» необходимо в каждой области из данных N_i вычесть фоновые события N_i^{bkg} за исключением исследуемого фона $jet \rightarrow \gamma$. Разница задается как $\tilde{N}_i = N_i - N_i^{\text{bkg}}$. Подставляя полученные

выражения в уравнение 5.2 (значение R_{data} взято для наименее скоррелированной рабочей точки *loose'2* из таблицы 16 для точки разделения областей В и D $M_{\text{cut}} = 9.95$ ГэВ) получим:

$$N_{\text{A}}^{\text{sig}} = \tilde{N}_{\text{A}} - R_{\text{data}}(\tilde{N}_{\text{B}} - c_{\text{B}}N_{\text{A}}^{\text{sig}})\frac{\tilde{N}_{\text{C}} - c_{\text{C}}N_{\text{A}}^{\text{sig}}}{\tilde{N}_{\text{D}} - c_{\text{D}}N_{\text{A}}^{\text{sig}}}. \quad (5.5)$$

Решая квадратное уравнение 5.5 относительно $N_{\text{A}}^{\text{sig}}$, получим:

$$N_{\text{A}}^{\text{sig}} = \frac{b - \sqrt{b^2 - 4ac}}{2a}, \quad (5.6)$$

где a, b и c определяются как:

$$\begin{cases} a = c_{\text{D}} - R_{\text{data}}c_{\text{B}}c_{\text{C}}; \\ b = \tilde{N}_{\text{D}} + c_{\text{D}}\tilde{N}_{\text{A}} - R_{\text{data}}(c_{\text{B}}\tilde{N}_{\text{C}} + c_{\text{C}}\tilde{N}_{\text{B}}); \\ c = \tilde{N}_{\text{D}}\tilde{N}_{\text{A}} - R_{\text{data}}\tilde{N}_{\text{C}}\tilde{N}_{\text{B}}. \end{cases}$$

Число фоновых событий в сигнальной области А можно получить, подставив решение 5.6 в выражение 5.3 для N_{A} .

Значения событий в сигнальной области и КО для данных и всех фонов, за исключением фона $jet \rightarrow \gamma$, представлены в таблице 18. Числа событий для фона $W(e\nu)$, t -кварк, tt ($e \rightarrow \gamma$) получены с помощью метода, основанного на данных.

Таблица 18 — Числа событий в сигнальной области и КО для данных и фоновых процессов, за исключением фона $jet \rightarrow \gamma$

	Data	$W\gamma$ QCD	$W\gamma$ EWK	$e \rightarrow \gamma$	$tt\gamma$	$\gamma + \text{струя}$	$Z(ll)\gamma$
A	24946 ± 158	3655 ± 22	145.9 ± 0.7	3070 ± 12	213 ± 3	5015 ± 52	270 ± 4
B	5163 ± 72	337 ± 8	14.1 ± 0.2	140.9 ± 0.5	21.9 ± 1.0	161 ± 9	15.1 ± 1.3
C	1586 ± 40	32 ± 2	1.42 ± 0.07	41.92 ± 0.14	2.2 ± 0.3	36 ± 4	2.4 ± 0.4
D	2805 ± 53	3.0 ± 0.6	0.21 ± 0.03	0 ± 0	0.82 ± 0.19	0.8 ± 0.4	0.19 ± 0.11

Подставляя значения для данных и фоновых процессов из таблицы 18 в решение 5.6, получена оценка центрального значения фоновых событий $jet \rightarrow \gamma$ в сигнальной области А с учетом R -фактора на данных, которая

составила $N_A^{jet \rightarrow \gamma} = 1960$.

5.2.3 Статистическая и систематическая погрешности

Для получения статистической погрешности числа событий в каждой области были независимо проварьированы на $\pm 1\sigma$ для данных и фоновых процессов. Полученные значения были просуммированы в квадратурах. Конечное значение статистической погрешности составило ± 83 события.

Систематическая погрешность была оценена путём варьирования определения областей ABCD-метода, а именно использовались альтернативные рабочие точки и проварьирован изоляционный промежуток между областями на $\pm 1\sigma$ для данных в КО В и D. Результаты отклонений от центральных значений представлены в таблице 19. Наибольшее отклонение составило 24%.

Систематические погрешности для параметров «утечки» можно оце-

Таблица 19 — Центральное значение фоновых событий $jet \rightarrow \gamma$ и отклонения от него при варьировании определения областей

Центральное значение	1960 ± 83
loose'3	-334
loose'4	-397
loose'5	-472
Изоляционный зазор +0.15 ГэВ	+33
Изоляционный зазор -0.15 ГэВ	-22

нить двумя способами:

- с помощью различных МК генераторов и моделей партонных ливней;
- из погрешности на эффективность реконструкции фотона.

Параметры «утечки» и центральные значения событий $jet \rightarrow \gamma$ для различных МК генераторов и моделей партонных ливней приведены в таблице 20. Отклонение от центрального значения составило 9%.

Более точно оценить систематические погрешности параметров «утечки» можно из погрешности на эффективность реконструкции фотона $\delta_{iso/ID}^{eff}$

Таблица 20 — Значения «утечек» сигнала в КО В,С и D для альтернативных МК генераторов и моделей партонных ливней. В нижней строке показано отклонение от центрального значения в случае использования альтернативных МК генераторов и моделей партонных ливней

Параметры утечки	Различные МК генераторы и модели партонных ливней		
	MadGraph+Pythia8, Sherpa 2.2	MadGraph+Herwig7, MadGraph+Pythia8	δ
c_B	0.0713 ± 0.0002	0.1000 ± 0.0011	29%
c_C	0.00879 ± 0.00007	0.0092 ± 0.0003	4%
c_D	0.00070 ± 0.00002	0.00099 ± 0.00010	29%
$jet \rightarrow \gamma$	1960	1785	9%

(относительная погрешность), так как различие между генераторами обусловлено преимущественно неидеальным моделированием изоляционных и идентификационных переменных. 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»:

- $\sigma_{iso}^{c_B} = \delta_{iso}^{eff} \cdot (c_B + 1)/c_B$,
- $\sigma_{ID}^{c_C} = \delta_{ID}^{eff} \cdot (c_C + 1)/c_C$,
- $\sigma_{iso}^{c_D} = \delta_{iso}^{eff} \cdot (c_B + 1)/c_B$,
- $\sigma_{ID}^{c_D} = \delta_{ID}^{eff} \cdot (c_C + 1)/c_C$.

Значения для δ_{iso}^{eff} и δ_{ID}^{eff} взяты равными: $\delta_{iso}^{eff} = 0.013$ и $\delta_{ID}^{eff} = 0.013$. Наибольшее значение погрешности оценки с учетом погрешности на эффективность реконструкции фотона составило 1.4%. Суммарное значение всех систематических погрешностей составило 26%. Конечное значение количества фоновых событий от неверной идентификации адронной струи как фотона в сигнальной области А составило $N_A^{jet \rightarrow \gamma} = 1960 \pm 83(\text{стат.}) \pm 510(\text{сист.})$, в то время как значение, предсказанное МК составляет 1560 ± 1243 . Большая погрешность объясняется малой статистикой наборов $Z(\nu\nu) + \text{струи}$ и многоструйных процессов, а также проблемами с нормировкой, из-за чего невозможно точно оценить число фоновых событий. Поэтому в работе используется метод, основанный на данных.

5.3 Оценка фона $jet \rightarrow \gamma$ методом максимального правдоподобия

В параграфе 5.2 была подробно описана оценка с помощью ABCD-метода. Однако для этого метода необходимо оптимизировать области для получения R -фактора с наименьшей погрешностью, значение которого стремится к 1. Изменения в определяющих сигнальную область отборах и используемых наборах приводят к необходимости повторной оптимизации областей, что ставит задачу о нахождении альтернативных способов оценки фона, не требующих повтора процедуры оптимизации. Оценка, полученная другим методом и совпадающая в пределах погрешностей, подтвердит полученные результаты. Одним из таких методов является статистический метод максимального правдоподобия (МП).

5.3.1 Описание метода максимального правдоподобия

Метод максимального правдоподобия построен на предположение о том, что существует взаимосвязь между фоновыми распределениями в различных областях. Можно составить функцию правдоподобия 5.7:

$$L(N_{ji}|f_{F_{ji}}, f_{N_j}) = \prod_{j=A}^{B,C,D} \prod_{i=1}^{N_{bins}} \text{Pois}(N_{ji}|\nu_{b_{ji}} + \nu_{\gamma_{ji}}f_{F_{ji}} + \nu_{s_{ji}}f_{N_j}), \quad (5.7)$$

где индексы j и i – номер области и номер бина соответственно, N_{ji} – количество событий в данных. Параметры модели определяются как:

- f_{N_j} - варьируемый параметр, на который умножается сигнал в областях А, В, С и D;
- $f_{F_{ji}}$ - варьируемый параметр, на который умножается оцениваемый фон в бинах в каждой из областей А, В, С и D;
- $\nu_{b_{ji}}$ - количество событий в МК фонах, за исключением фона $jet \rightarrow \gamma$, в бинах в каждой из областей А, В, С и D;

- $\nu_{s_{ji}}$ - количество событий МК сигнала в бинах в каждой из областей А, В, С и D;
- $\nu_{\gamma_{ji}}$ - количество событий оцениваемого фона в бинах в каждой из областей А, В, С и D.

Далее, взяв логарифм от функции правдоподобия 5.7, получим уравнение:

$$\ln L = \sum_{j,i} \text{Pois}(N_{ji} | \nu_{b_{ji}} + \nu_{\gamma_{ji}} f_{F_{ji}} + \nu_{s_{ji}} f_{N_j}). \quad (5.8)$$

После этого вычисляются частные производные от логарифма функции правдоподобия по каждому из варьируемых параметров, и с помощью пакета RooFit[39] и специального дополнения TRooFit[40] определяется минимум функции.

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 областях равен единице. Во избежание корреляции изоляционных и идентификационных переменных для фотонов необходимо наложить на поиск минимума функции несколько условий:

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

Первое уравнение в системе является аналогом для R -фактора в каждом бине в областях. Второе уравнение является условием для избежания переопределения модели и стабилизации работы фита[40]. Таким образом, количество варьируемых параметров модели равно $3i + j$. Оценка фона $jet \rightarrow \gamma$ для данного метода будет задаваться выражением 5.9:

$$N_A^{jet \rightarrow \gamma} = \nu_{\gamma_{Ai}} f_{F_{Ai}}. \quad (5.9)$$

Преимущества данного метода заключаются в учёте биннинга внутри сигнальной области и контрольных областей. Также метод не требует оптимизации R -фактора на основе МК и данных.

5.3.2 Оценка фона $jet \rightarrow \gamma$ в сигнальной области методом максимального правдоподобия

Для фитирования данными были выбраны две переменные: азимутальный угол фотона ϕ_γ и псевдобыстрота фотона η_γ , так как эти переменные имеют определённые границы. Число бинов для процедуры фитирования выбиралось на основе значения χ^2/N_{dof} в области А, которое должно стремиться к 1. В таблице 21 показаны результаты оценки фона для переменной ϕ_γ , приведены значения χ^2/N_{dof} и корреляционных факторов (5.1) для различного биннинга. На основе таблицы было выбрано наиболее оптимальное количество бинов $N_{\text{bins}} = 5$. Результат фитирования данными для переменной ϕ_γ представлен на рисунке 41. Центральное значение оценки фона $jet \rightarrow \gamma$ для переменной ϕ_γ составило 1743 события.

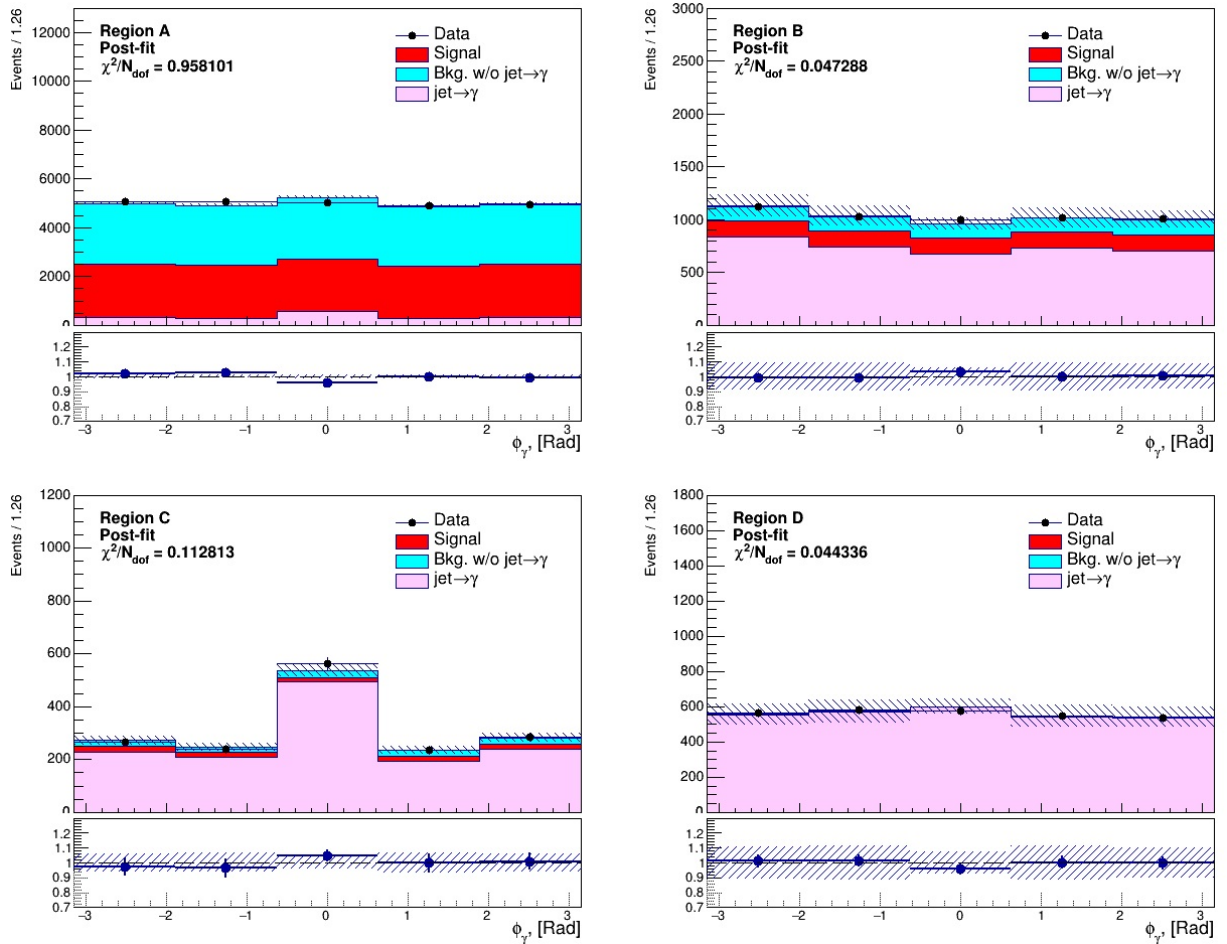


Рисунок 41 — Результат фитирования данными для переменной ϕ_γ с числом бинов $N_{\text{bins}} = 5$

Таблица 21 — Центральные значения оценки фона, значения корреляционных факторов и χ^2/N_{dof} в области А для переменной ϕ_γ для различного биннинга

Переменная: ϕ_γ			
N_{bins}	Оценка	R-фактор	А: χ^2/N_{dof}
3	1780	0.99 ± 0.05	1.53
4	1801	0.99 ± 0.04	0.34
5	1743	0.97 ± 0.04	0.96
6	1784	0.99 ± 0.03	0.51
7	1723	0.97 ± 0.03	0.82
8	1763	0.98 ± 0.03	0.43

Далее производился процесс фитирования данными для переменной η_γ . В таблице 22 показаны результаты оценки фона, приведены значения χ^2/N_{dof} и корреляционных факторов для различного биннинга. На основе таблицы было выбрано наиболее оптимальное количество бинов $N_{\text{bins}} = 4$. Результат фитирования данными для переменной η_γ представлен на рисунке 42. Центральное значение оценки фона $jet \rightarrow \gamma$ для переменной η_γ составило 1882 события.

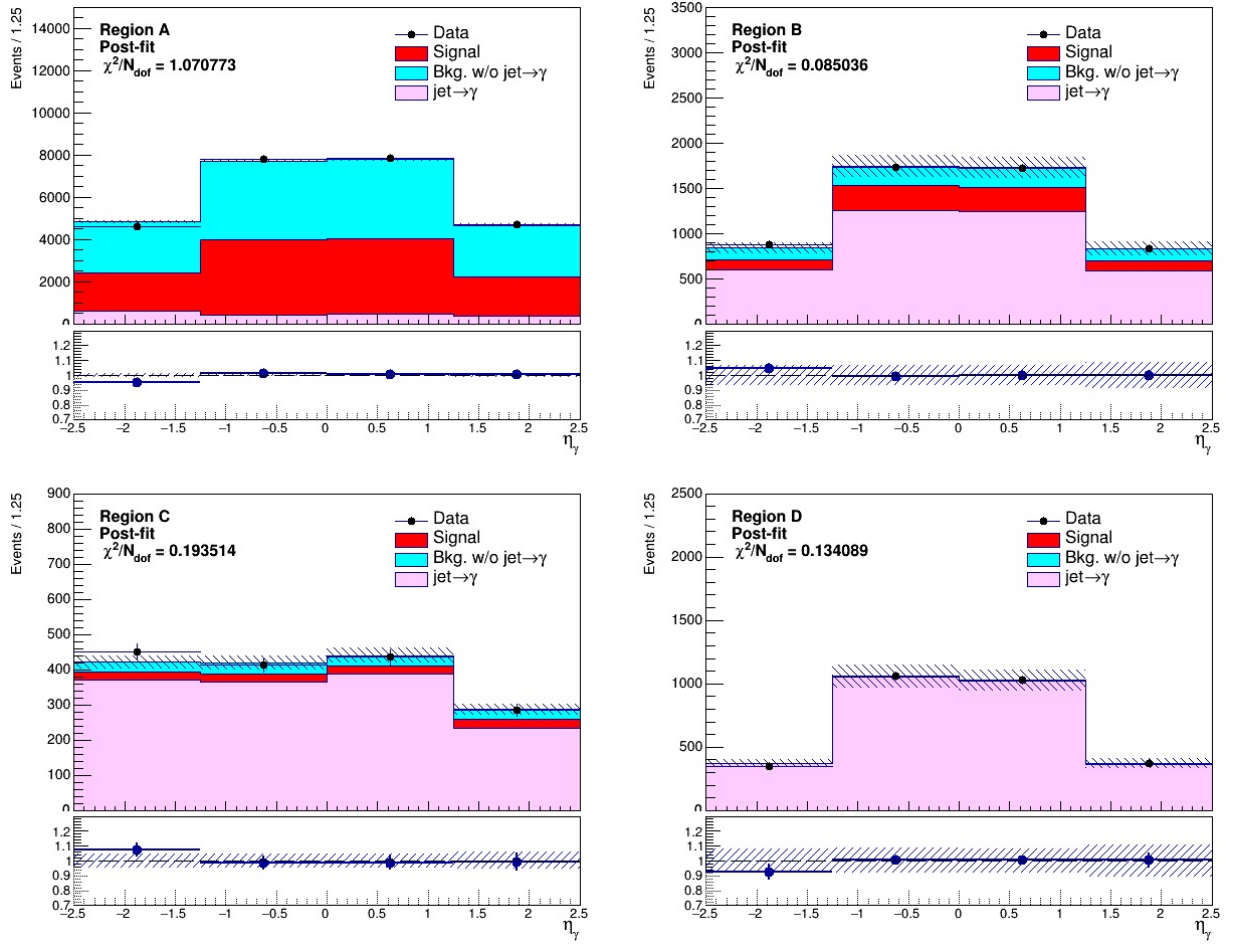


Рисунок 42 — Результат фитирования данными для переменной η_γ с количеством бинов $N_{\text{bins}} = 4$

Таблица 22 — Центральные значения оценки фона, значения корреляционных факторов и χ^2/N_{dof} для переменной η_γ для различного биннинга

Переменная: η_γ			
N_{bins}	Оценка	R-фактор	A: χ^2/N_{dof}
3	1965	1.09 ± 0.05	0.70
4	1882	1.06 ± 0.04	1.07
5	1834	1.03 ± 0.03	0.90
6	1794	1.01 ± 0.03	0.83
7	1744	0.98 ± 0.03	0.72
8	1694	0.96 ± 0.02	0.45

5.3.3 Статистическая и систематическая погрешности

Для оценки статистической погрешности для метода МП составляется функция отношения правдоподобий 5.10:

$$\lambda(\theta_k) = \frac{L(\theta_k, \hat{\theta}_{l \neq k})}{L(\hat{\theta}_k, \hat{\theta}_{l \neq k})}, \quad (5.10)$$

где $\theta_k = f_{F_{ji}}, f_{N_i}$ ⁴, $\hat{\theta}_{l \neq k}$ – значения параметров, при которых достигается минимум функции правдоподобия при фиксированном значении θ_k , а $\hat{\theta}_k$ и $\hat{\theta}_{l \neq k}$ – параметры, при которых функция правдоподобия достигает минимума.

Взяв логарифм от функции 5.10 со знаком минус, можно получить функцию $\Lambda(\theta_k)$, схематичная иллюстрация которой показана на рисунке 43.

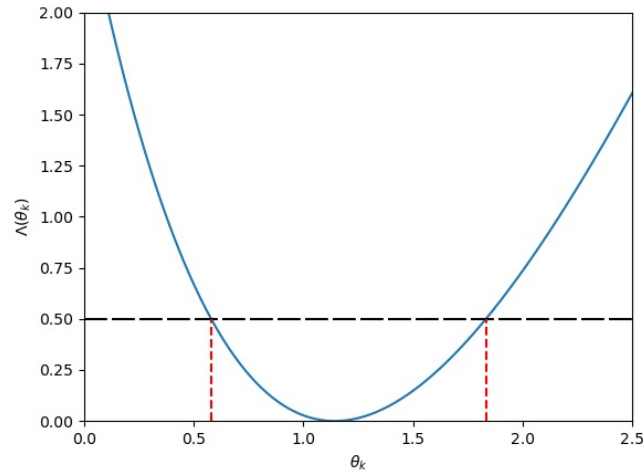


Рисунок 43 — Схематичная иллюстрация функции $\Lambda(\theta_k)$

Значения параметра θ_k , при которых значение функции $\Lambda = 0.5$, определяют статистическую погрешность оценки, то есть $\Lambda(\theta_k \pm \sigma) = 0.5$. Данная погрешность была получена с помощью функции `minos()` пакета RooFit[41]. Для переменной ϕ_γ погрешность составила +69 для верхнего предела и –65 для нижнего предела. Для переменной η_γ верхний предел погрешности составил +74, нижний предел –70. Итоговая относительная статистическая погрешность для обеих переменных составила $\delta = 4\%$.

Систематическая погрешность определялась аналогичным для ABCD-

⁴Варьируемые коэффициенты для фона и сигнала

метода образом. Результаты отклонений от центральных значений при варьировании определения областей ABCD и использовании различных МК генераторов и моделей партонных ливней представлены в таблицах 23 и 24 для переменных ϕ_γ и η_γ соответственно. Итоговая относительная систематическая погрешность для обеих переменных составила $\delta = 28\%$.

Таблица 23 — Отклонения от центрального значения для переменной ϕ_γ при варьировании определения областей ABCD и использовании различных МК генераторов и моделей партонных ливней

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

Таблица 24 — Отклонения от центрального значения для переменной η_γ при варьировании определения областей ABCD и использовании различных МК генераторов и моделей партонных ливней

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

В результате была получена оценка числа фоновых событий в сигнальной области для двух переменных методом МП, которая составила $N_A^{jet \rightarrow \gamma} = 1743^{+69}_{-65}(\text{стат.}) \pm 488(\text{сист.})$ для переменной ϕ_γ , а для переменной η_γ составила $N_A^{jet \rightarrow \gamma} = 1882^{+74}_{-70}(\text{стат.}) \pm 527(\text{сист.})$. Полученные значения согласуются друг с другом и совпадают с результатом, полученным ABCD-методом в пределах погрешностей.

Заключение

Цель данной работы заключалась в повышении чувствительности исследования распада бозона Хиггса в Z -бозон и фотон, а также в оценке фона Z +струи в ассоциированном рождении Z -бозона с фотоном. В соответствии с поставленными задачами в результате данной работы:

- создана категоризация для процесса $H \rightarrow Z\gamma$ на основе кинематических переменных и особенностях различных способов образования бозона Хиггса с использованием методов машинного обучения. Суммарная чувствительность исследования повышена со значения $\xi = 0.840 \pm 0.003$ до значения $\xi = 1.29 \pm 0.02$;
- получен оптимальный отбор по координатной переменной $|\Delta z|$ для процесса ассоциированного рождения Z -бозона с фотоном. В результате фон, обусловленный конфигурацией пучка, подавлен на $99.7 \pm 0.9 \%$;
- оптимизированы области двумерного метода боковых интервалов и получена оценка центрального значения числа фоновых событий $jet \rightarrow \gamma$ в сигнальной области. Также оценены статистические и систематические погрешности. Значение оценки составило $N_A^{jet \rightarrow \gamma} = 1960 \pm 83(\text{стат.}) \pm 510(\text{сист.})$;
- разработан способ оценки числа фоновых событий $jet \rightarrow \gamma$ на основе метода максимального правдоподобия и получена оценка числа фоновых событий в сигнальной области $jet \rightarrow \gamma$ для азимутального угла фотона ϕ_γ , которая составила $N_A^{jet \rightarrow \gamma} = 1743_{-65}^{+69}(\text{стат.}) \pm 488(\text{сист.})$, и для псевдобыстроты фотона η_γ , которая составила $N_A^{jet \rightarrow \gamma} = 1882_{-70}^{+74}(\text{стат.}) \pm 527(\text{сист.})$. Результаты в пределах погрешностей согласуются друг с другом, а также со значением, полученным двумерным методом боковых интервалов.

Полученная чувствительность для процесса $H \rightarrow Z\gamma$ повышает общую чувствительность исследования примерно в 1.5 раза. Хорошее согласие

МК и данных, а также возможность описания формы фона и смоделированного сигнала аналитическими функциями в каждой категории подтверждает применимость категоризации.

Также результат оценки числа фоновых событий $jet \rightarrow \gamma$ в сигнальной области на основе данных имеет значительно меньшую погрешность, чем оценка на МК, что позволит рассчитать сечение процесса с большей точностью.

Список используемых источников

1. *Higgs P. W.* Broken symmetries, massless particles and gauge fields // Phys. Lett. — 1964. — Vol. 12. — P. 132–133.
2. *Collaboration A.* Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC // Physics Letters B. — 2012. — Sept. — Vol. 716, no. 1. — P. 1–29. — URL: <https://doi.org/10.1016%2Fj.physletb.2012.08.020>.
3. *Collaboration C.* Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC // Physics Letters B. — 2012. — Vol. 716, no. 1. — P. 30–61. — ISSN 0370-2693. — URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269312008581>.
4. *Evans L., Bryant P.* LHC Machine // Journal of Instrumentation. — 2008. — Aug. — Vol. 3, no. 08. — S08001–S08001. — URL: <https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/s08001>.
5. *Group P. D.* Status of Higgs Boson Physics. — 2022. — June. — URL: <https://pdg.lbl.gov/2022/reviews/rpp2022-rev-higgs-boson.pdf>.
6. *Carena M., Low I., Wagner C. E. M.* Implications of a modified Higgs to diphoton decay width // Journal of High Energy Physics. — 2012. — Aug. — Vol. 2012, no. 8. — URL: <https://doi.org/10.1007%2Fjhep08%282012%29060>.
7. *Group P. D.* [et al.]. Review of Particle Physics // Progress of Theoretical and Experimental Physics. — 2020. — Aug. — Vol. 2020, no. 8. — ISSN 2050-3911. — eprint: <https://academic.oup.com/ptep/article-pdf/2020/8/083C01/34673722/ptaa104.pdf>. — URL: <https://doi.org/10.1093/ptep/ptaa104> ; 083C01.
8. *Collaboration A.* // Physical Review D. — 2016. — June. — Vol. 93, no. 11. — URL: <https://doi.org/10.1103%2Fphysrevd.93.112002>.

9. *Okun L. B.* Leptons and Quarks: Special Edition Commemorating the Discovery of the Higgs Boson. — Amsterdam, Netherlands : North-Holland, 1982.
10. *Peskin M. E., Schroeder D. V.* An Introduction to quantum field theory. — USA : Addison-Wesley, 1995. — URL: <http://www.slac.stanford.edu/~mpeskin/QFT.html>.
11. *Glashow S. L.* Partial-symmetries of weak interactions // Nuclear Physics. — 1961. — Vol. 22, no. 4. — P. 579–588. — ISSN 0029-5582. — URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0029558261904692>.
12. *Weinberg S.* A Model of Leptons // Phys. Rev. Lett. — 1967. — Vol. 19, no. 21. — P. 1264–1266.
13. *Salam A., Ward J.* Electromagnetic and weak interactions // Physics Letters. — 1964. — Vol. 13, no. 2. — P. 168–171. — ISSN 0031-9163. — URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0031916364907115>.
14. *Gross D. J.* Asymptotically Free Gauge Theories. I // Phys. Rev. D. — 1973. — Vol. 8, no. 10. — P. 3633–3652.
15. *Higgs P. W.* Spontaneous Symmetry Breakdown without Massless Bosons // Phys. Rev. — 1966. — May. — Vol. 145, issue 4. — P. 1156–1163. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.145.1156>.
16. *Englert F., Brout R.* Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons // Phys. Rev. Lett. — 1964. — Aug. — Vol. 13, issue 9. — P. 321–323. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.13.321>.
17. Combined Measurement of the Higgs Boson Mass in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV with the ATLAS and CMS Experiments // Phys. Rev. Lett. — 2015. — May. — Vol. 114, issue 19. — P. 191803. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.114.191803>.

18. *CERN*. CERN Yellow Reports: Monographs, Vol 2 (2017): Handbook of LHC Higgs cross sections: 4. Deciphering the nature of the Higgs sector. — 2017. — URL: <https://e-publishing.cern.ch/index.php/CYRM/issue/view/32>.
19. *Speckmayer P.* [et al.]. The toolkit for multivariate data analysis, TMVA 4 // Journal of Physics: Conference Series. — 2010. — Apr. — Vol. 219, no. 3. — P. 032057. — URL: <https://doi.org/10.1088/1742-6596/219/3/032057>.
20. *Brun R., Rademakers F.* ROOT — An object oriented data analysis framework // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 1997. — Vol. 389, no. 1. — P. 81–86. — ISSN 0168-9002. — URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900297...> ; New Computing Techniques in Physics Research V.
21. *Peng Z.* Multilayer Perceptron Algebra. — 2017. — arXiv: [1701.04968](https://arxiv.org/abs/1701.04968). — URL: <https://arxiv.org/abs/1701.04968>.
22. *Friedman J. H.* Greedy function approximation: A gradient boosting machine // Ann. Stat. — 2001. — Vol. 29, no. 5. — P. 1189–1232. — ISSN 0090-5364; 2168-8966/e.
23. *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).
24. *ATLAS Collaboration.* The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider // JINST. — 2008. — Vol. 3. — S08003.
25. Electron and photon performance measurements with the ATLAS detector using the 2015–2017 LHC proton–proton collision data. — 2019. — Dec. — URL: <https://cds.cern.ch/record/2684552>.
26. URL: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/IsolationSelectionTool>.

27. *Buckley A., Gupta D. B.* Powheg-Pythia matching scheme effects in NLO simulation of dijet events. — 2017. — arXiv: [1608.03577](https://arxiv.org/abs/1608.03577) [hep-ph].
28. *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>.
29. *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](http://dx.doi.org/10.1007/JHEP06(2011)128).
30. *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>.
31. *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>.
32. Performance of missing transverse momentum reconstruction for the ATLAS detector in the first proton-proton collisions at $\sqrt{s}=13$ TeV : tech. rep. / CERN. — Geneva, 07/2015. — URL: <https://cds.cern.ch/record/2037904> ; All figures including auxiliary figures are available at <https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/PUBNOTES/ATL-PHYS-PUB-2015-027>.
33. Object-based missing transverse momentum significance in the ATLAS detector : tech. rep. / CERN. — Geneva, 07/2018. — URL: <https://cds.cern.ch/record/2630948>.
34. *Collaboration A.* Searches for the Z decay mode of the Higgs boson and for new high-mass resonances in pp collisions at $\sqrt{s}=13$ TeV with the ATLAS detector // Journal of High Energy Physics. —

2017. — Oct. — Vol. 2017, no. 10. — URL: <https://doi.org/10.1007%2Fjhep10%282017%29112>.
35. *Friedman J. H., Popescu B. E.* Predictive learning via rule ensembles // The Annals of Applied Statistics. — 2008. — Sept. — Vol. 2, no. 3. — URL: <https://doi.org/10.1214%2F07-aos148>.
 36. *Das S.* A simple alternative to the Crystal Ball function. — 2016. — URL: <https://arxiv.org/abs/1603.08591>.
 37. *Collamati F.* [et al.]. Advanced assessment of beam-induced background at a muon collider // Journal of Instrumentation. — 2021. — Nov. — Vol. 16, no. 11. — P11009. — URL: <https://doi.org/10.1088%2F1748-0221%2F16%2F11%2Fp11009>.
 38. *Longarini I.* Beam-induced background identification with image vision techniques at ATLAS // Nuovo Cimento C. — 2021. — Vol. 44. — 53. 4 p. — URL: <http://cds.cern.ch/record/2791327>.
 39. *W. Verkerke, D. Kirkby.* RooFit Users Manual v2.91. — 2019. — Sept. — URL: https://root.cern.ch/download/doc/RooFit_Users_Manual_2.91-33.pdf.
 40. *Buttinger W.* Background Estimation with the ABCD Method. — 2018. — Oct. — URL: https://twiki.cern.ch/twiki/pub/Main/ABCDMethod/ABCDGuide_draft18Oct18.pdf.
 41. URL: https://root.cern.ch/doc/master/RooMinuit_8cxx_source.html ; — line 371.

А Альтернативные способы категоризации

В данном разделе описаны альтернативные способы категоризации, которые имеют высокую чувствительность. Однако форму фонового распределения сложно описать аналитическими функциями. Это приведет к значительному увеличению систематической погрешности на данное описание, из-за чего такой выбор категорий не рассматривается в окончательном анализе реальных данных.

Была рассмотрена категоризация с разделением по количеству адронных струй: $N_{\text{jets}} = 0$ (применен метод MLP); $N_{\text{jets}} = 1$ (применен метод MLP); $N_{\text{jets}} \geq 2$ (применен метод BDTG).

Для обучения MLP использовались следующие настройки: функция активации нейрона – `tanh`; количество эпох обучения = 500; структура скрытых слоёв – N+10, N+10, N; преобразования входных данных – N; количество итераций, через которое происходит оценка эффективности работы алгоритма – 5.

Для обучения метода BDTG были использованы настройки: NTrees – 2500; MinNodeSize – 2.5%; BoostType – `Grad`; Shrinkage – 0.10; nCuts – 25; максимальная глубина дерева MaxDepth – 3.

Оптимальный отбор по отклику MLP для $N_{\text{jets}} = 0$ составил 0.74, для $N_{\text{jets}} = 1$ составил 0.83. Отбор по отклику BDTG – 0.80.

Итоговая чувствительность составила $\xi = 1.33 \pm 0.02$. Однако, как показано на рисунке 44, описать форму фонового распределения в полученных категориях аналитическими функциями крайне трудно. Поэтому такая категоризация не является применимой.

Был рассмотрен еще один способ категоризации, который основывается на том, что процесс VBF имеет две адронные струи. Фазовое пространство было разделено по количеству струй следующим образом: $N_{\text{jets}} < 2$ (применен метод MLP); $N_{\text{jets}} \geq 2$ (применен метод BDTG).

Для обучения MLP использовались следующие настройки: функция активации нейрона – `tanh`; количество эпох обучения = 600; структура скрытых слоёв – N, N, N; преобразования входных данных – N; количество итера-

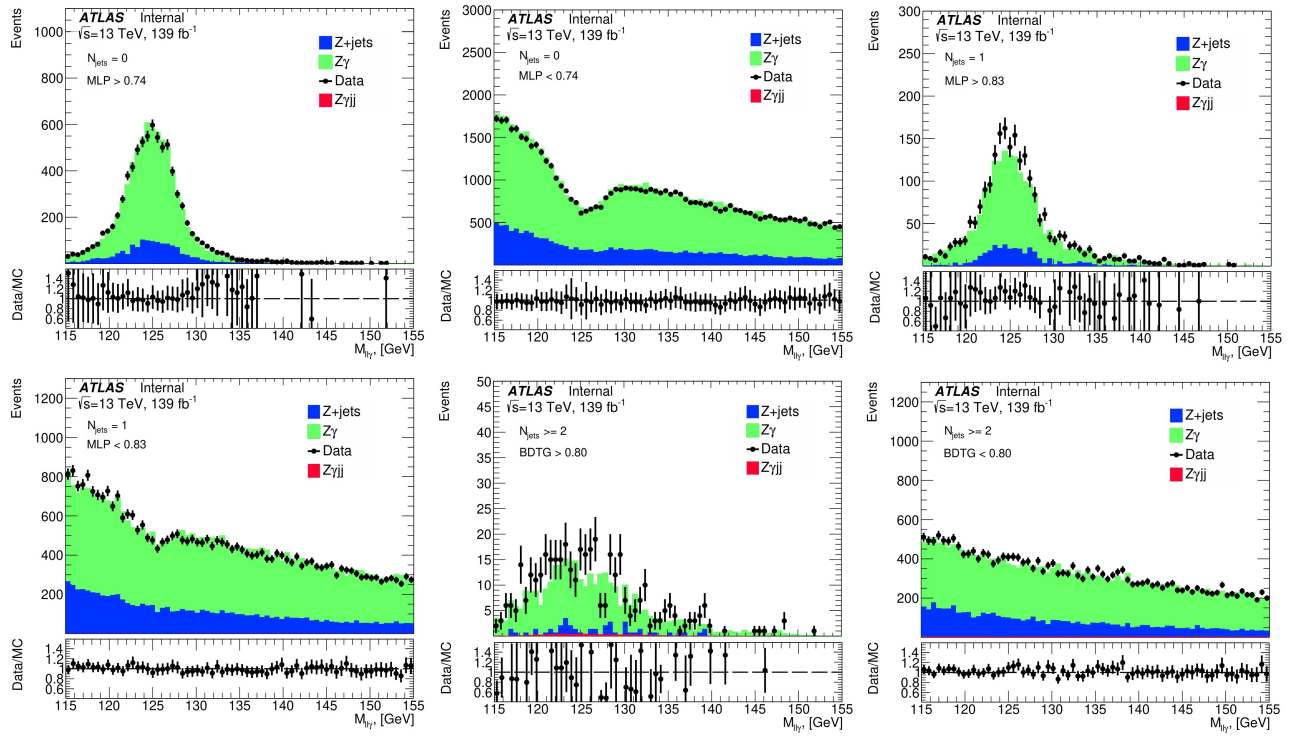


Рисунок 44 — Сравнение формы фона ($Z\gamma$, Z +струя, Z) и данных в шести категориях для распределения по инвариантной массе в диапазоне 115-155 ГэВ

ций, через которое происходит оценка эффективности работы алгоритма – 5.

Для обучения метода BDTG были использованы настройки: NTrees – 2000; MinNodeSize – 2.5%; BoostType – Grad; Shrinkage – 0.10; nCuts – 20; максимальная глубина дерева MaxDepth – 3.

Оптимальный отбор по отклику MLP составил 0.70, а по отклику BDTG составил 0.60.

Итоговая чувствительность составила $\xi = 1.32 \pm 0.02$. Такая категоризация также не является принятимой, так как форма фонового распределения не описывается аналитическими функциями, как показано на рисунке 45.

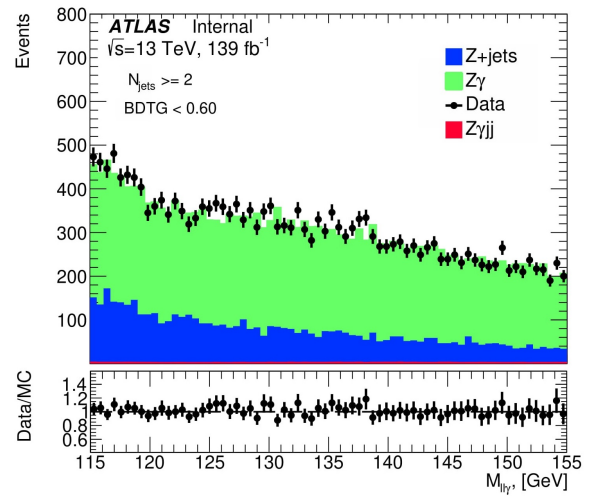
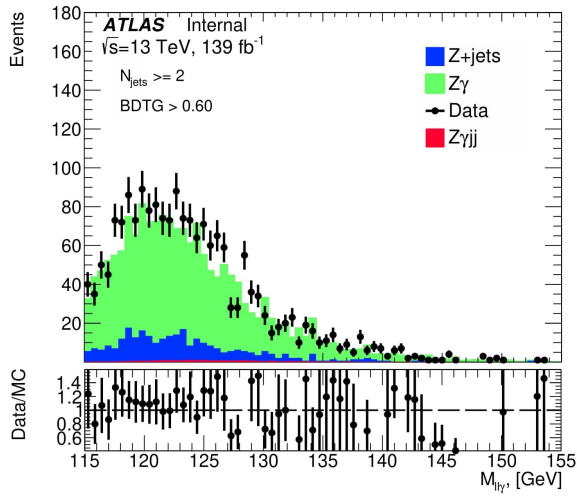
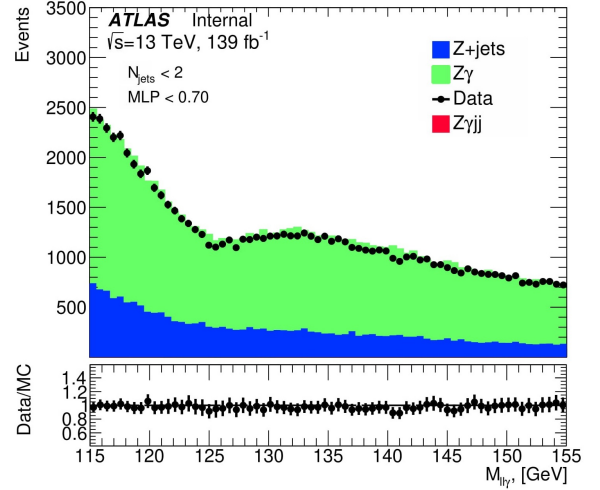
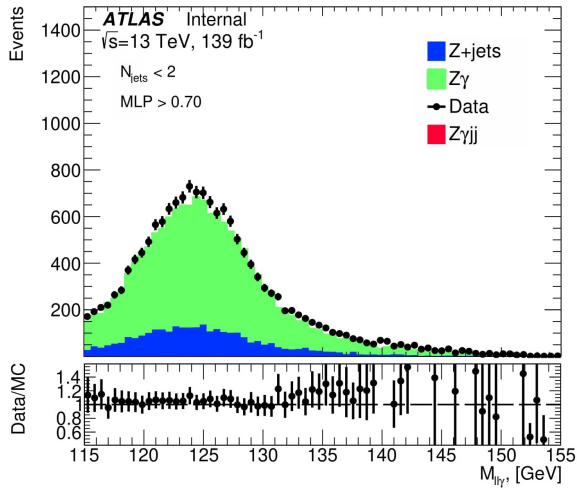


Рисунок 45 — Сравнение формы фона ($Z\gamma$, Z +струя, Z) и данных в четырёх категориях для распределения по инвариантной массе в диапазоне 115-155 ГэВ

В Распределения по переменной изоляции

В.1 Распределения для изоляции

FixedCutTight

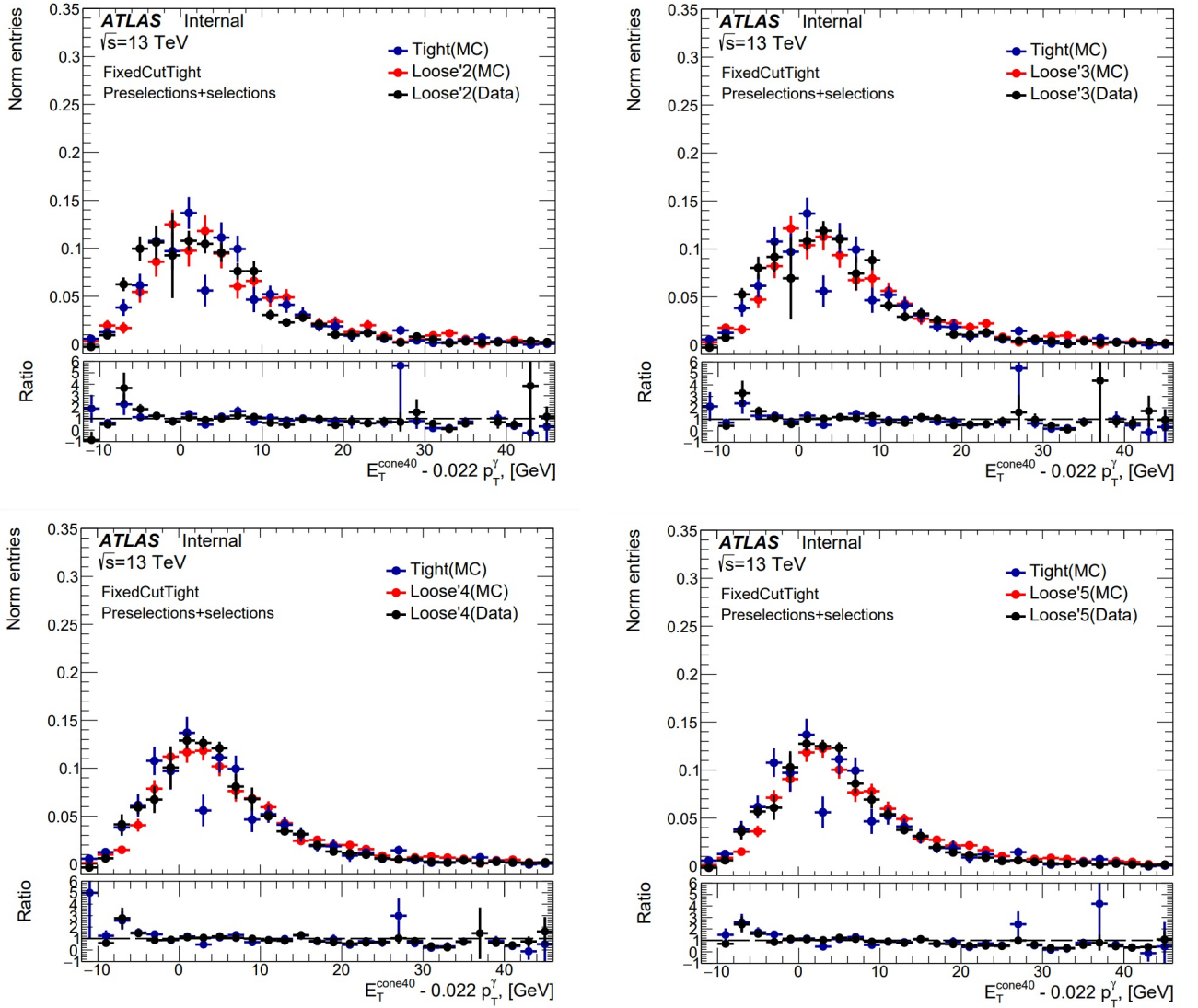


Рисунок 46 — Распределения по переменной изоляции для FixedCutTight для loose'2 (слева сверху), loose'3 (справа сверху), loose'4 (слева снизу), loose'5 (справа снизу)

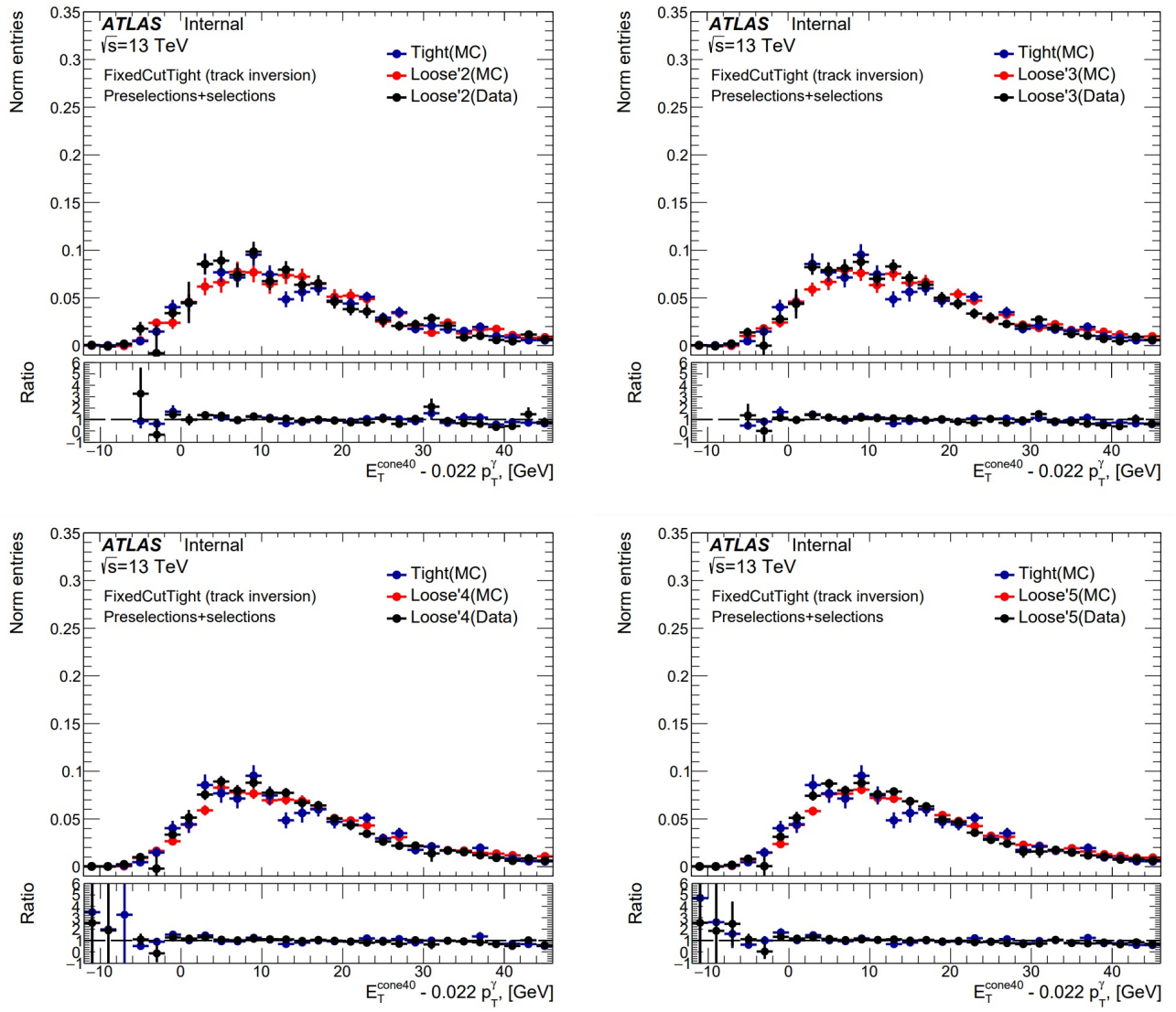


Рисунок 47 — Распределения по переменной изоляции для FixedCutTight с инверсной трековой изоляцией для loose'2 (слева сверху), loose'3 (справа сверху), loose'4 (слева снизу), loose'5 (справа снизу)

В.2 Распределения для изоляции

FixedCutTightCaloOnly

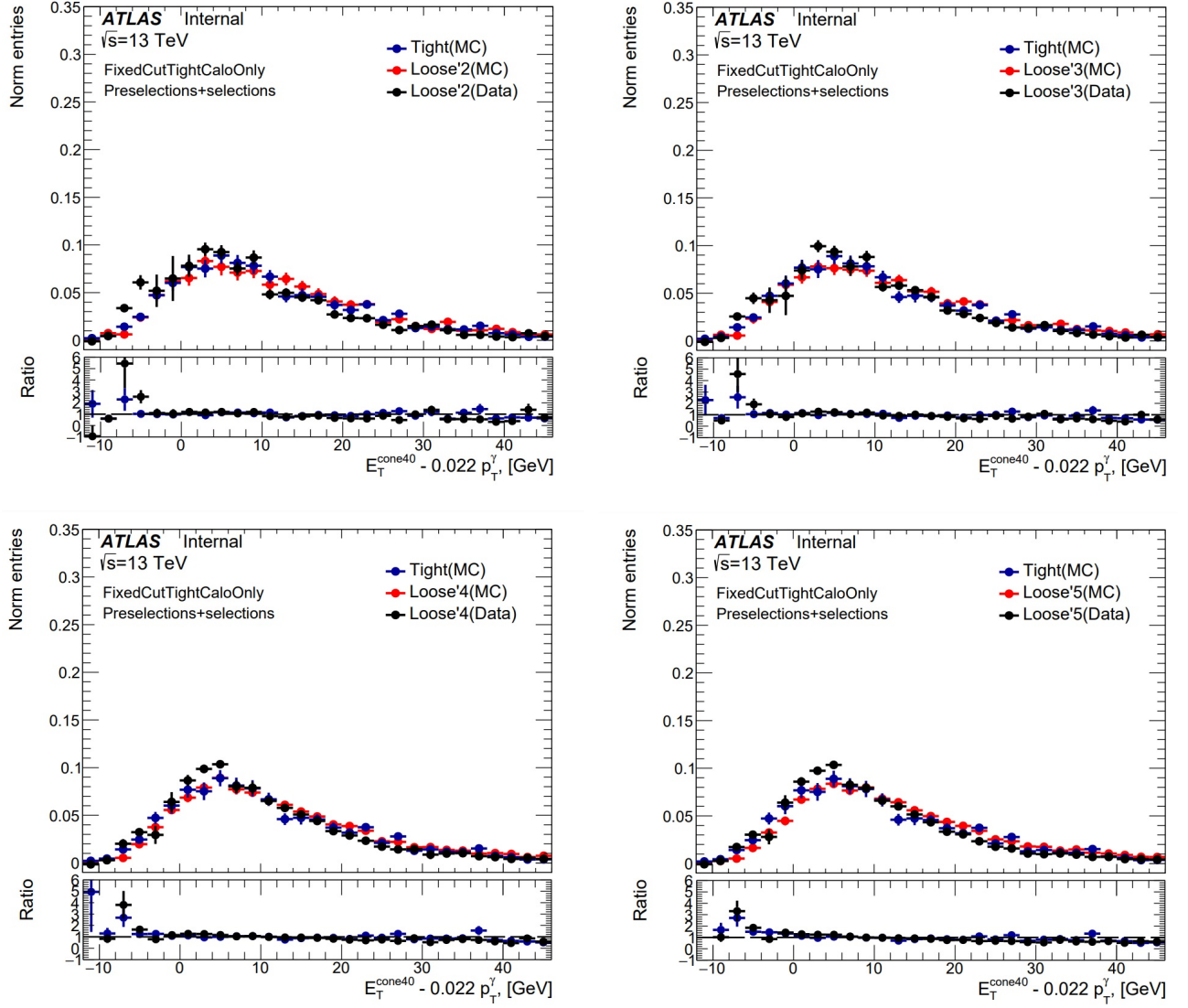


Рисунок 48 — Распределения по переменной изоляции для FixedCutTightCaloOnly для loose'2 (слева сверху), loose'3 (справа сверху), loose'4 (слева снизу), loose'5 (справа снизу)

В.3 Распределения для изоляции

FixedCutLoose

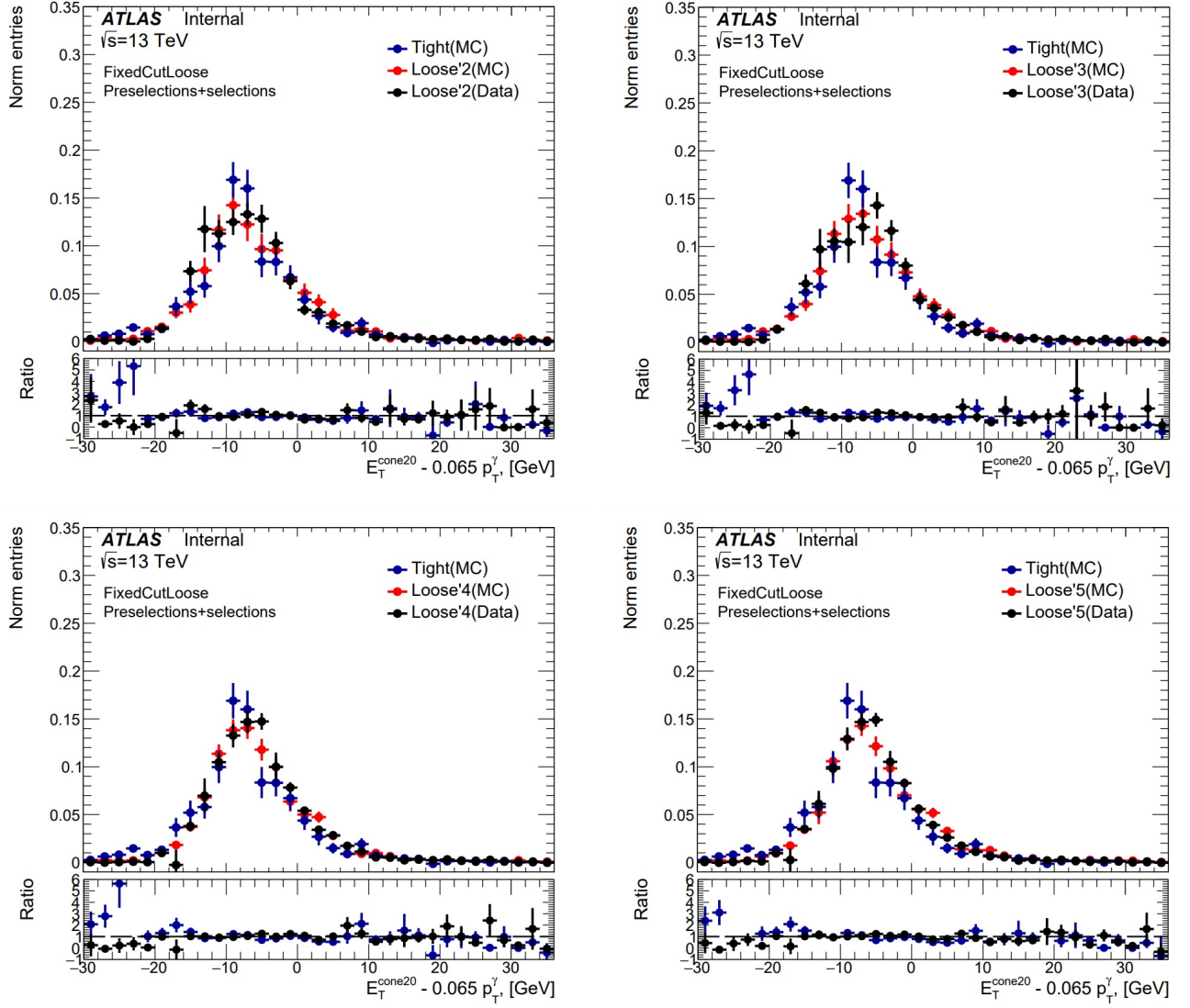


Рисунок 49 — Распределения по переменной изоляции для FixedCutLoose для loose'2 (слева сверху), loose'3 (справа сверху), loose'4 (слева снизу), loose'5 (справа снизу)