

Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук

---

---

**«ЭЛЕКТРОСЛАБОЕ РОЖДЕНИЕ Z БОЗОНА С ФОТОНОМ В  
ЭКСПЕРИМЕНТЕ АТЛАС»**

Специальность 1.3.15 – Физика атомных ядер и элементарных частиц,  
физика высоких энергий

Диссертант:	инженер каф. №40 Курова Анастасия Сергеевна
Руководитель:	доцент. ООП ИЯФиТ к.ф-м.н Солдатов Евгений Юрьевич

---

---

14.11.2022 Москва, Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”

# Актуальность

- Стандартная модель (СМ) является завершённой теорией, но описывает не все природные явления и имеет внутренние проблемы (напр. СМ не объясняет ненулевые массы нейтрино, иерархию масс, не включает гравитацию), поэтому ведётся поиск более совершенной теории.

## Поиск физики за рамками СМ на ускорителях

Прямой

может быть недоступен, если энергетический масштаб <<новой физики>> (НФ) значительно выше достигнутых в настоящее время энергий

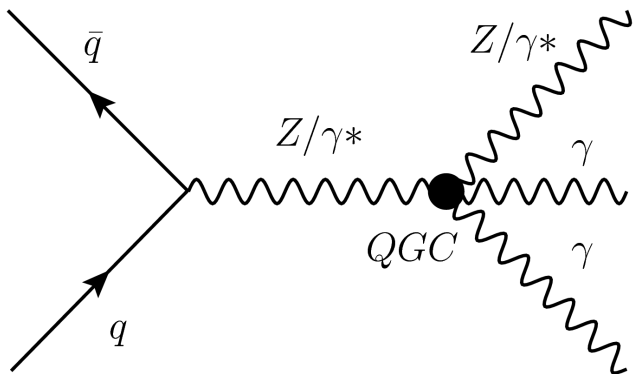
Косвенный

позволяет увидеть проявления новой физики при более низких энергиях

- Среди косвенных способов наиболее универсальный — модельно независимый, т.к. позволяет проверить целый ряд моделей НФ.
- Например, поиск аномальных бозонных вершин (аБВ) путём их параметризации с помощью эффективной теории поля (ЭТП).
- Ненулевые параметры аБВ будут говорить о наличии НФ
- ограничения на величину параметров аБВ позволят теоретикам исключить модели НФ, например суперсимметричные модели или модели техницвета.

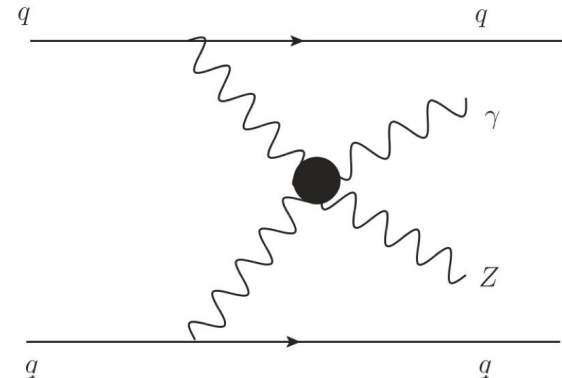
# Мотивация

- В этой работе мы сосредоточимся на поиске аномальных четырехбозонных вершин (ЧБВ)
- Два типа процессов, в которых можно искать аЧБВ: процессы многобозонного рождения (МБ) и рассеяния векторных бозонов (РВБ), оба вида довольно редкие ( $\sigma \approx 10^{-1} - 1$  фб)  $\Rightarrow$  чувствительный инструмент для проверки или поиска отклонений от СМ.



МБ рождение с аЧБВ

Нейтральные  
аБВ можно  
изучать только  
в рождениях  
 $Z$  и  $\gamma$



Электрослабый (ЭС) процесс РВБ с ЧБВ

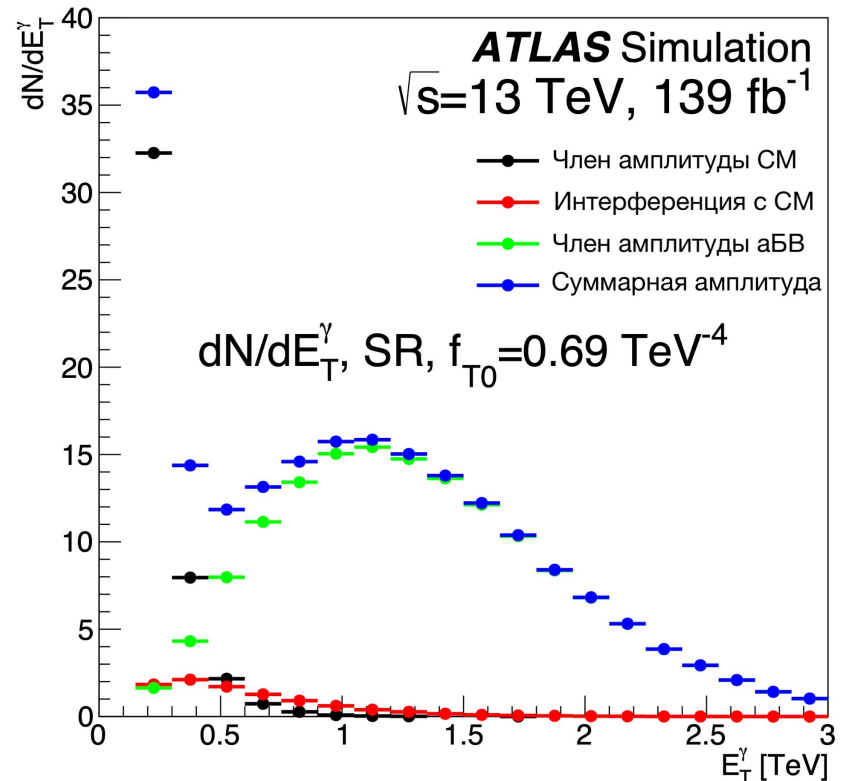
- В процессах РВБ БВ присутствуют на древесном уровне в СМ
- Вероятность рождения двух бозонов выше вероятности рождения трех бозонов

Для исследования выбран процесс с РВБ с  $Z$  и  $\gamma$  т.к. имеет он обеспечивает бо́льшую вероятность обнаружения аЧБВ или наложение более жестких ограничений.

# Цель работы

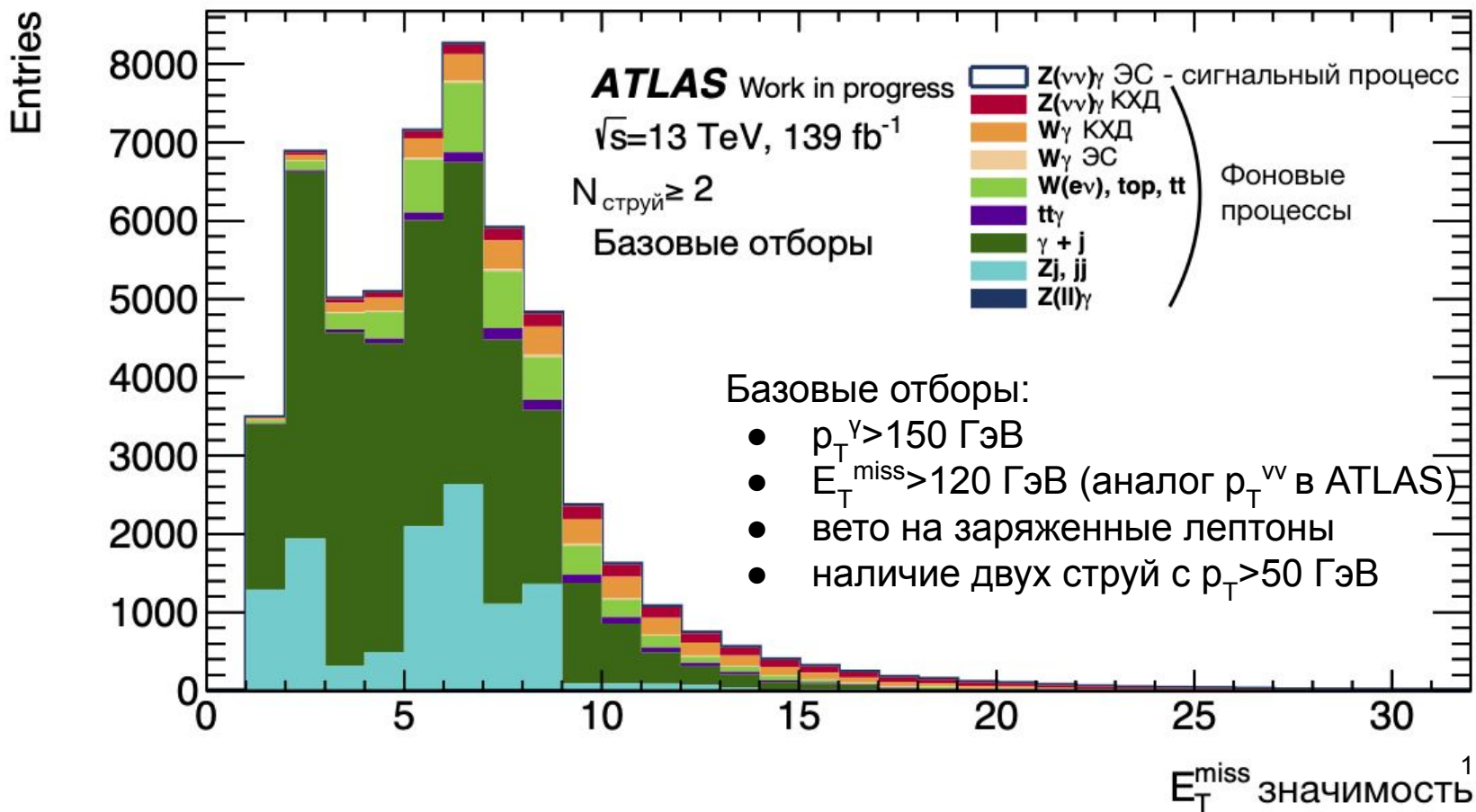
Измерение сечения ЭС процесса совместного рождения Z бозона с фотоном и двумя адронными струями в нейтринном канале распада ( $pp \rightarrow Z(\rightarrow \nu\nu)\gamma + jj$ ) при высоких энергиях фотона (150 ГэВ и выше), в том числе поиск аномальных взаимодействий бозонов и проявлений физики за рамками Стандартной Модели.

- Вероятность проявлений новой физики растет с  $\sqrt{s}$ , и соответственно с энергией бозонов в конечном состоянии, поэтому рассматриваются энергии фотона  $>150$  ГэВ
- Вероятность распада Z на нейтрино в 6 раз превышает вероятность распада на любой из  $e^+e^-$ ,  $\mu^+\mu^-$  или  $\tau^+\tau^-$
- По сравнению с адронным каналом распада Z, нейтринный менее загрязнен фоновыми процессами



# Отбор событий

Основная задача, без которой невозможно проведение измерения — отделить события сигнального процесса ( $pp \rightarrow Z(\rightarrow \nu\nu)\gamma + jj$  ЭС) от фоновых в детекторе ATLAS



Путем дополнительных отборов, подавляется часть фоновых процессов, но невозможно от них избавиться совсем  $\Rightarrow$  возникает задача оценки фоновых процессов.

<sup>1</sup> имеет смысл разрешения  $E_T^{\text{miss}}$

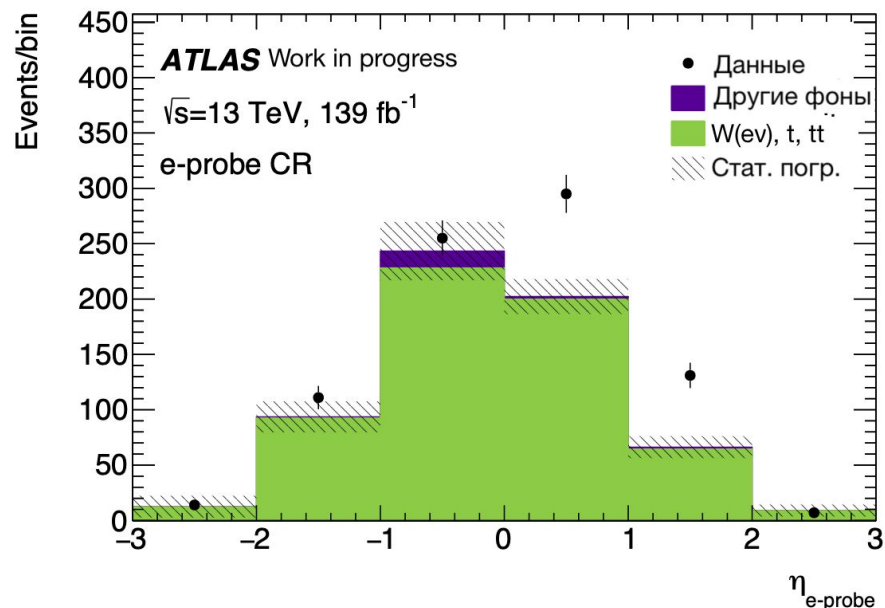
# Фоновые процессы

В докладе будут показаны методы оценки фоновых процессов от неверной идентификации  $e \rightarrow \gamma$  и струи  $\rightarrow \gamma$  из данных:

- $W(ev)$ , моно- $t$ -кварк и  $tt$ :  $e$  неверно идентифицируется как  $\gamma$  ( $\approx 6\%^1$ )
- $Z(\nu\nu)$ +струи и многоструйные события: одна из струй неверно идентифицируется как фотон ( $\approx 2\%^1$ );

Фоновые процессы с неверной идентификацией нельзя корректно оценить из Монте-Карло (МК), в виду несовершенства моделирования в настоящее время:

- для неверной идентификации струя  $\rightarrow \gamma$  МК предсказывает  $9 \pm 2$  событий, в то время как оценка из данных  $33 \pm 18$ ;
- кинематические распределения в МК  $W(ev)$  не согласуются с данными в контрольной области, где этот процесс доминирует (см рис. справа)



<sup>1</sup>доля от общего числа предсказанных событий в области измерения сигнала.

# Задачи

- разработка методов оценки выходов фоновых событий с неверной идентификацией частиц (электронов как фотонов и адронных струй как фотонов) из данных для процесса  $pp \rightarrow Z(\rightarrow \nu\nu)\gamma$  с целью достижения погрешности измерения сечения 10% достаточной для сравнения измеренных дифференциальных распределений с предсказанными на данных  $pp$ -столкновений с интегральной светимостью  $36.1 \text{ фб}^{-1}$ ;
- разработка методов оценки выходов фоновых событий с неверной идентификацией частиц (электронов как фотонов и адронных струй как фотонов) из данных для процесса  $pp \rightarrow Z(\rightarrow \nu\nu)\gamma jj$  ЭС с целью его обнаружения при энергиях фотона выше 150 ГэВ с точностью не менее  $3\sigma$  на данных  $pp$ -столкновений с интегральной светимостью  $139 \text{ фб}^{-1}$ ;
- получение сечения электрослабого процесса ассоциированного рождения  $Z$  бозона с фотоном и двумя струями в протон-протонных столкновениях с  $\sqrt{s}=13$  ТэВ, с последующим распадом  $Z$  бозона на нейтрино и антинейтрино ( $pp \rightarrow Z(\rightarrow \nu\nu)\gamma jj$  ЭС) при энергиях фотона выше 150 ГэВ;
- поиск аномальных бозонных вершин, отсутствующих в Стандартной модели и чувствительных к <<новой физике>> за её пределами.

# Научная новизна

- разработаны методы оценки выходов фоновых событий с неверной идентификацией объектов (электрона и струи как фотона) из данных для процессов  $pp \rightarrow Z(\rightarrow \nu\nu)\gamma$  и  $pp \rightarrow Z(\rightarrow \nu\nu)\gamma jj$  ЭС на данных с интегральной светимостью  $36.1 \text{ фб}^{-1}$  и  $139 \text{ фб}^{-1}$  соответственно;
- впервые измерено интегральное сечение ЭС процесса  $pp \rightarrow Z(\rightarrow \nu\nu)\gamma jj$  и при энергиях фотона выше  $150 \text{ ГэВ}$ ;
- впервые на данных протон-протонных столкновений с интегральной светимостью  $139 \text{ фб}^{-1}$ , набранных в эксперименте ATLAS в получены пределы на параметры аномальных четырехбозонных вершин в формализме Эффективной теории поля (ЭТП); пределы на параметры  $f_{M2}/\Lambda^4$ ,  $f_{T0}/\Lambda^4$ ,  $f_{T5}/\Lambda^4$ ,  $f_{T8}/\Lambda^4$  и  $f_{T9}/\Lambda^4$  являются наилучшими в мире на момент публикации.

# Научная значимость

- Разработанные методы оценки фоновых процессов из данных с неверной идентификацией объектов могут быть применены в исследованиях любых других многобозонных конечных состояний в протон-протонных столкновениях в эксперименте ATLAS, сопровождающихся рождением фотонов.
- Полученные пределы на параметры аномальных четырехбозонных вершин в формализме Эффективной теории поля позволяют ограничить параметры моделей, описывающих <<новую физику>> за рамками СМ.

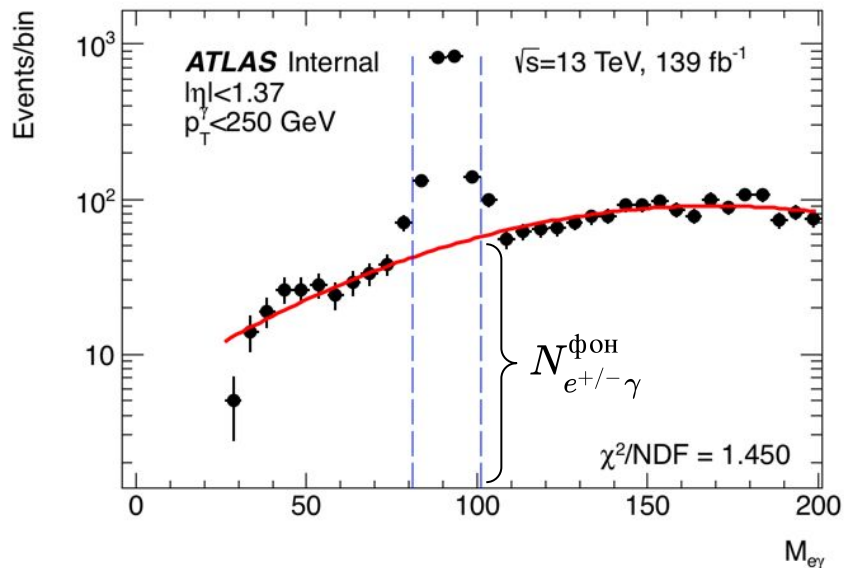


# Неверная идентификация электрона как фотона ( $e \rightarrow \gamma$ )

## 1. Измерение вероятности неверной идентификации

В основе лежит метод меченой и пробной частиц:

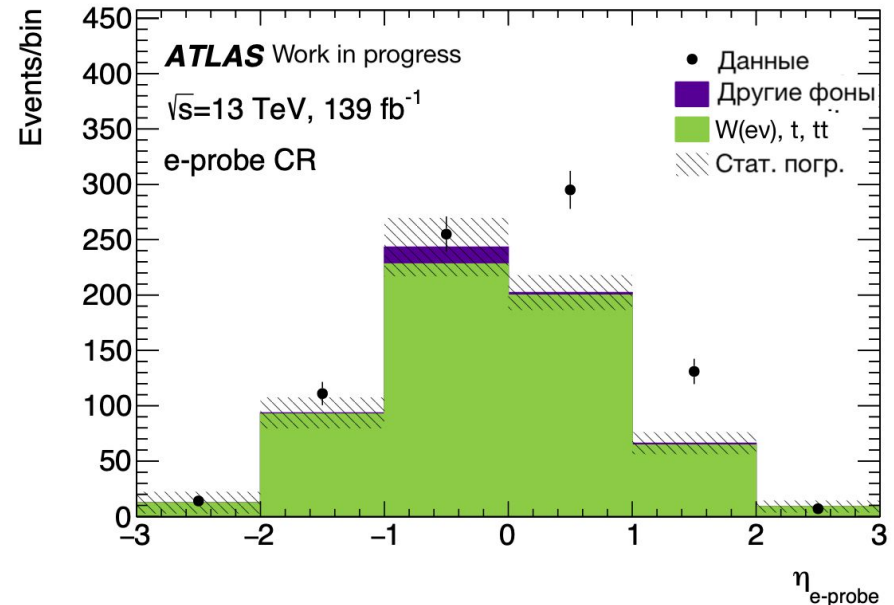
предполагается, что в паре  $e\gamma$  с  $M_{e\gamma} \approx M_Z$  электрон неверно идентифицирован как фотон.



Пробной частицей выбирается  $e^{+/-}$  или  $\gamma$  с  $p_T > 150$  ГэВ. Меченой частицей выбирается  $e^{+/-}$  с  $p_T > 25$  ГэВ.

$$\text{вероятность}_{e \rightarrow \gamma} = \frac{N_{e^{+/-}\gamma} - N_{e^{+/-}\gamma}^{\text{фон}}}{N_{e^+e^-} - N_{e^+e^-}^{\text{фон}}}$$

## 2. Построение контрольной области (КО) в данных, аналогичной области измерения сигнала, в которой пробный электрон выбирается вместо фотона.



## 3. Нормирование КО в данных на вероятность неверной идентификации для получения выхода фоновых событий.

# $e \rightarrow \gamma$ : Систематические погрешности метода и результаты

1. Компоненты систематической погрешности для вероятности неверной идентификации  $e \rightarrow \gamma$ :
  - От вариации ширины массового окна  $Z$  пика
  - От способа оценки числа фоновых событий под  $Z$  пиком
  - Проверка точности метода в МК
2. Погрешность связанная с загрязненностью КО другими фоновыми процессами ( $< 3\%$ )

Результирующая вероятность неверной идентификации  $e \rightarrow \gamma$  в зависимости от  $p_T$  и  $\eta$  пробных частиц составила:

- от 0.6% до 3% в данных светимостью  $36.1 \text{ фб}^{-1}$  (отн. сист. погр. до 26%)
- от 2% до 7% в данных светимостью  $139 \text{ фб}^{-1}$  (отн. сист. погр. до 16%)

Различия в вероятности между наборами данных связаны с алгоритмами реконструкции и критериями идентификации фотонов в них.

**Общая относительная погрешность на фоновый процесс связанный с неверной идентификацией  $e \rightarrow \gamma$ :**

- **14% для данных светимостью  $36.1 \text{ фб}^{-1}$**
- **5.4% для данных светимостью  $139 \text{ фб}^{-1}$**

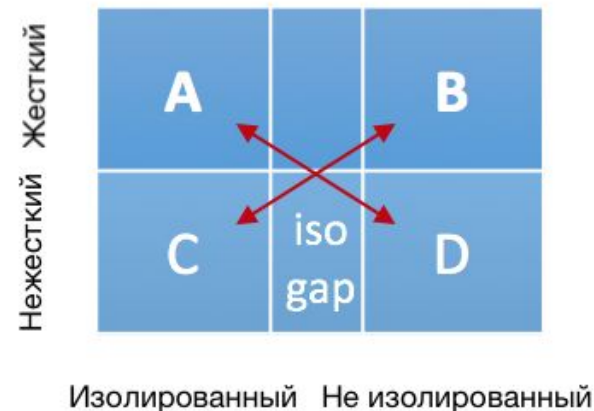
Уменьшение погрешности связано с пересмотром способов оценки систематических погрешностей.

# Метод оценки неверной идентификации адронной струи как фотона ( $j \rightarrow \gamma$ )

Метод четырех областей, ортогональных по изолированности и идентификационному критерию фотонов, используется для оценки неверной идентификации струи как фотона.

Схема областей:

- A - область измерения сигнала  $Z(\rightarrow \nu\nu)\gamma + jj$  ЭС
- B, C, D - контрольные области
- iso gap - промежуток между изолированным и неизолированным критериями (ГЭВ)



Предположения, лежащие в основе метода:

- Изоляция не коррелирует с “нежестким” критерием
- Количество сигнальных событий в областях B, C, D пренебрежимо мало

Корреляционный фактор в МК  
(Равен 1 при отсутствии корреляции):

$$R = \frac{N_A N_D}{N_B N_C}$$

В отсутствии корреляции и “утечки” сигнальных событий в КО B, C, D, число событий фона можно рассчитать как:

$$\frac{N_A^{jet \rightarrow \gamma}}{N_B} = \frac{N_C}{N_D}$$

С учетом других фоновых процессов и утечки сигнала в области B, C, D число фоновых событий можно найти из системы уравнений (см. доп. слайды)

# $j \rightarrow \gamma$ : Систематические погрешности и результаты

Относительные систематические погрешности на выход фоновых событий:

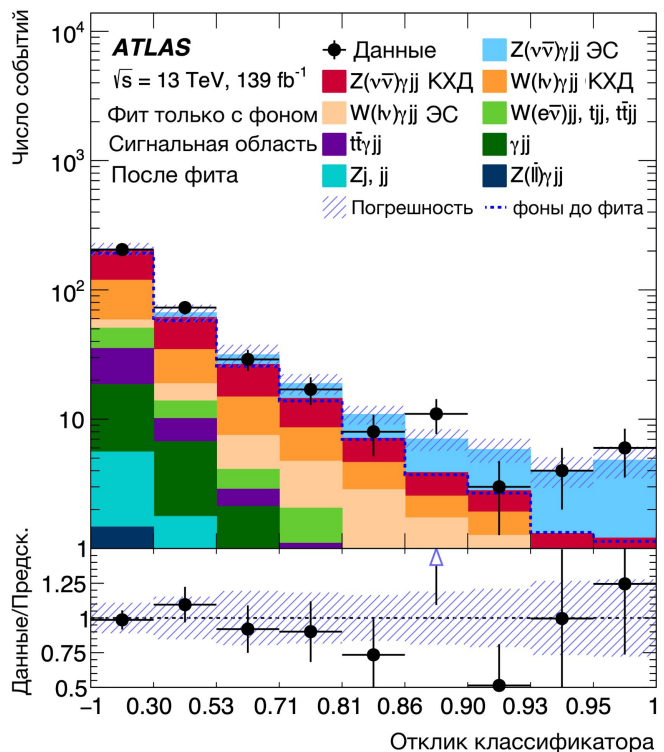
- от определения областей (27% для  $36.1 \text{ фб}^{-1}$  и 18% для  $139 \text{ фб}^{-1}$ ):
  - выбор нежесткого идентификационного критерия (выбирается на основе близости R фактора к 1)
  - ширина изоляционного промежутка
- на <<утечки>> сигнала в КО В,С,Д (10% для  $36.1 \text{ фб}^{-1}$  и 6% для  $139 \text{ фб}^{-1}$ )
  - моделирование изоляции и идентификации в МК

**Общая относительная систематическая погрешность на оценку выхода фоновых событий от процессов с неверной идентификацией струи  $\rightarrow \gamma$  составляет**

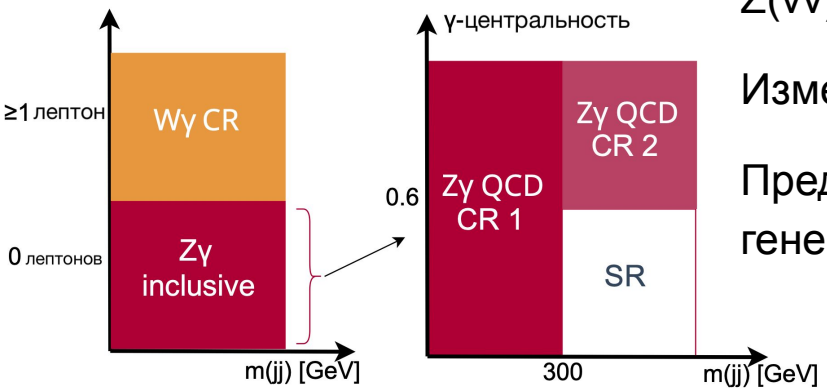
- **29% для данных светимостью  $36.1 \text{ фб}^{-1}$**
- **19% для данных светимостью  $139 \text{ фб}^{-1}$**

Изменение систематической погрешности связано в данном случае в первую очередь с увеличением статистики данных.

# Результаты: измерение сечения $Z(\nu\nu)\gamma jj$ ЭС



$$\gamma\text{-центральность} = \left| \frac{y(\gamma) - 0.5(y(j_1) + y(j_2))}{y(j_1) - y(j_2)} \right|$$



Для отделения сигнальных событий от фоновых используется классификатор основанный на улучшенном алгоритме деревьев решений (BDT), созданный на базе программного пакета TMVA

Для получения сечения процесса  $Z(\nu\nu)\gamma jj$  ЭС применяется побинное фитирование методом максимального правдоподобия

Для фитирования используются распределения по отклику классификатора в сигнальной области SR и по  $m_{jj}$  в контрольных областях  $Z\gamma$  QCD CR 1, 2 и  $W\gamma$  CR

Свободные параметры при фитировании:

$\mu_{Z\gamma\text{ЭС}}$  - сила сигнала, и нормировочные коэффициенты для доминирующих фоновых процессов ( $\mu_{Z\gamma\text{QCD}}$  - для  $Z(\nu\nu)\gamma jj$  КХД,  $\mu_{W\gamma}$  - для  $W(l\nu)\gamma jj$  КХД,  $W(l\nu)\gamma jj$  ЭС и  $tt\gamma jj$ )

Измеренное сечение  $\sigma_{Z\gamma\text{ЭС}} = 0.77^{+0.34}_{-0.30} \text{ фб}$

Предсказанное сечение получено с помощью МК генераторов MadGraph5\_aMC@NLO, VBFNLO и Pythia8

$$\sigma_{Z\gamma\text{ЭС}}^{\text{предск.}} = 0.98 \pm 0.09 \text{ фб}$$

# Интерпретация результатов: аЧБВ

Параметризация аБВ в ЭТП: 
$$\mathcal{L} = \mathcal{L}^{\text{SM}} + \sum_i \frac{c_i}{\Lambda^2} \mathcal{O}_i + \sum_j \frac{f_j}{\Lambda^4} \mathcal{O}_j,$$

$\mathcal{O}_j$  – операторы размерности 8, минимальная размерность для аБВ с 4 бозонами (аЧБВ)

$f_j$  – безразмерный параметр аБВ,  $\Lambda$  – энергетический масштаб <<новой физики>>

Операторы более высоких размерностей подавлены более высокими степенями  $\Lambda$ .

Оранжевым и зеленым в таблице выделены вершины, которые могут наблюдаться в ЭС процессе  $pp \rightarrow Z(\rightarrow \nu\nu)\gamma + jj$

	WWWW	WWZZ	ZZZZ	WWAZ	WWAA	ZZZA	ZZAA	ZAAA	AAAA
$\mathcal{O}_{S,0}, \mathcal{O}_{S,1}$	X	X	X						
$\mathcal{O}_{M,0}, \mathcal{O}_{M,1}, \mathcal{O}_{M,6}, \mathcal{O}_{M,7}$	X	X	X	X	X	X	X		
$\mathcal{O}_{M,2}, \mathcal{O}_{M,3}, \mathcal{O}_{M,4}, \mathcal{O}_{M,5}$		X	X	X	X	X	X		
$\mathcal{O}_{T,0}, \mathcal{O}_{T,1}, \mathcal{O}_{T,2}$	X	X	X	X	X	X	X	X	X
$\mathcal{O}_{T,5}, \mathcal{O}_{T,6}, \mathcal{O}_{T,7}$		X	X	X	X	X	X	X	X
$\mathcal{O}_{T,8}, \mathcal{O}_{T,9}$			X			X	X	X	X

СМ

отсутствуют в СМ

только в нейтральных бозонных вершинах

для исследования выбраны параметры операторов  $\mathcal{O}_{M0}, \mathcal{O}_{M1}, \mathcal{O}_{M2}, \mathcal{O}_{T0}, \mathcal{O}_{T5}, \mathcal{O}_{T8}, \mathcal{O}_{T9}$

# Интерпретация результатов: аЧБВ

Полная амплитуда для случая одного ненулевого параметра  $f_j$ :

$$|A|^2 = |A_{SM} + f_j A_j|^2 = |A_{SM}|^2 + f_j 2\text{Re}(A_{SM} A_j^*) + f_j^2 |A_j|^2$$

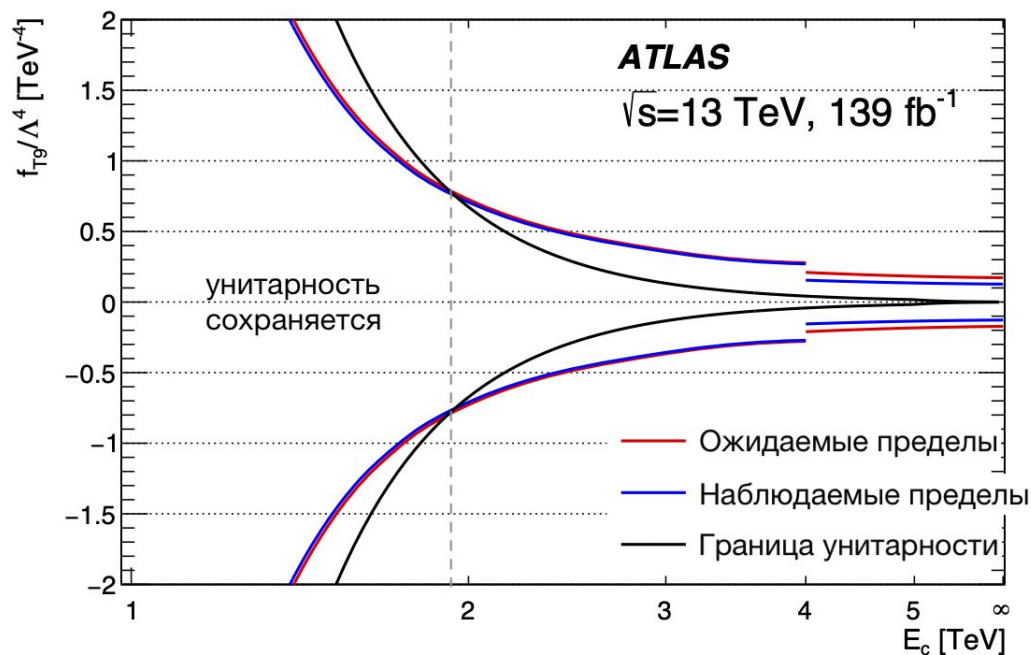
приводит к расходимости (нарушению унитарности) при высоких энергиях.

Для сохранения унитарности используется метод обрезания:

вклад аБВ полагается 0 при  $\sqrt{s} > E_c$ , где  $E_c$  – масштаб обрезания, выбираемый на основе условий унитарности парциальной волны

Пределы получены с использованием профиля отношения правдоподобий с доверительной вероятностью 95%

Гипотеза: присутствуют только фоновые процессы



# Интерпретация результатов: аЧБВ

Унитарные пределы на параметры аЧБВ с указанием параметра обрезания  $E_c$

Коэффициент $E_c$ , ТэВ	Наблюдаемый предел, ТэВ <sup>-4</sup>	Ожидаемый предел, TeV <sup>-4</sup>
$f_{T0}/\Lambda^4$	1.7	$[-8.7, 7.1] \times 10^{-1}$
$f_{T5}/\Lambda^4$	2.4	$[-3.4, 4.2] \times 10^{-1}$
$f_{T8}/\Lambda^4$	1.7	$[-5.2, 5.2] \times 10^{-1}$
$f_{T9}/\Lambda^4$	1.9	$[-7.9, 7.9] \times 10^{-1}$
$f_{M0}/\Lambda^4$	0.7	$[-1.6, 1.6] \times 10^2$
$f_{M1}/\Lambda^4$	1.0	$[-1.6, 1.5] \times 10^2$
$f_{M2}/\Lambda^4$	1.0	$[-3.3, 3.2] \times 10^1$

Сравнение результатов оценки неунитарных пределов на параметры аБВ, с наилучшими результатами других экспериментов. **Жирным** выделены результаты, которые **превосходят полученные ранее**.

	$f_{T0}/\Lambda^4$	$f_{T5}/\Lambda^4$	$f_{T8}/\Lambda^4$	$f_{T9}/\Lambda^4$	$f_{M0}/\Lambda^4$	$f_{M1}/\Lambda^4$	$f_{M2}/\Lambda^4$
$Z(\nu\bar{\nu})\gamma + jj$ ЭС	<b><math>[-0.09, 0.08]</math></b>	<b><math>[-0.088, 0.099]</math></b>	<b><math>[-0.06, 0.06]</math></b>	<b><math>[-0.13, 0.13]</math></b>	$[-4.6, 4.6]$	$[-7.7, 7.7]$	<b><math>[-1.9, 1.9]</math></b>
$Z\gamma jj$ CMS [3]				$[-0.91, 0.91]$			
$ZZjj$ CMS [6]			$[-0.43, 0.43]$				
$W\gamma jj$ [4] CMS		$[-0.5, 0.5]$					$[-2.8, 2.8]$
WW/WZ/ZZ CMS [7]	$[-0.12, 0.11]$				$[-0.69, 0.70]$	$[-2.0, 2.1]$	



# Положения выносимые на защиту

- методы оценки фоновых процессов с неверной идентификацией объектов (электронов как фотонов и адронных струй как фотонов) для процессов  $pp \rightarrow Z(\rightarrow \nu\nu)\gamma$  и  $pp \rightarrow Z(\rightarrow \nu\nu)\gamma jj$  ЭС при  $\sqrt{s}_{pp} = 13$  ТэВ;
- Интегральное сечение процесса  $pp \rightarrow Z(\rightarrow \nu\nu)\gamma jj$  ЭС при энергиях фотона выше 150 ГэВ, на данных с интегральной светимостью  $139 \text{ фб}^{-1}$  при энергии сталкивающихся протонов равной 13 ТэВ с точностью  $3.2\sigma$ :

$$\sigma_{Z\gamma \text{ ЭС}} = 0.77^{+0.34}_{-0.30} \text{ фб}$$

которое согласуется с предсказанным сечением в NLO порядке КХД

$$\sigma_{Z\gamma \text{ ЭС}}^{\text{предск.}} = 0.98 \pm 0.09 \text{ фб}$$

- пределы на параметры четверных аномальных бозонных вершин  $f_{M0}/\Lambda^4$ ,  $f_{M1}/\Lambda^4$ ,  $f_{M2}/\Lambda^4$ ,  $f_{T0}/\Lambda^4$ ,  $f_{T5}/\Lambda^4$ ,  $f_{T8}/\Lambda^4$  и  $f_{T9}/\Lambda^4$  в формализме ЭТП на основе данных столкновений  $\sqrt{s}_{pp} = 13$  ТэВ с интегральной светимостью  $139 \text{ фб}^{-1}$ , набранных в эксперименте ATLAS; пределы на параметры  $f_{M2}/\Lambda^4$ ,  $f_{T0}/\Lambda^4$ ,  $f_{T5}/\Lambda^4$ ,  $f_{T8}/\Lambda^4$  и  $f_{T9}/\Lambda^4$  являются наилучшими в мире на момент публикации.

# Апробация

Результаты работы представлены:

- 12-я Курчатовская молодежная школа, НИЦ КИ, Москва, Россия, 2014 г.
- Научная сессия НИЯУ МИФИ, Москва, Россия, 2015 г.
- Международная московская школа физики ИТЭФ, Московская обл., Россия, 2016 г.
- Международная конференция физики частиц и астрофизики (ICPPA), Москва, Россия, 2016 г.
- Международная конференция LHCC, ЦЕРН, Швейцария, 2019 г.
- Международная конференция «Ядро–2021», СПбГУ, Россия, 2021 г.
- Международная конференция физики частиц и астрофизики (ICPPA), Москва, Россия, 2022 г. (заявлено)
- совещания рабочей группы «Стандартная модель» в ATLAS, еженедельные совещания коллаборации ATLAS, совещания российских институтов, входящих в ATLAS

# Апробация

Основные результаты опубликованы в ведущих рецензируемых журналах, входящих в базы Scopus и Web of Science:

- G. Aad, A. Kurova et al. (ATLAS Collaboration), Measurements of  $Z\gamma$  and  $Z\gamma\gamma$  production in pp collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV 2016 with the ATLAS detector, Phys. Rev. D 93, 112002 (2016), DOI 10.1103/PhysRevD.93.112002
- A.S. Kurova and E.Yu. Soldatov, Study of the LHC experiments sensitivity to anomalous quartic gauge couplings in  $Z\gamma\gamma$  production during Run2, J. Phys.: Conf. Ser. 798 012097 (2017), DOI 10.1088/1742-6596/798/1/012097
- Kurova A.S., Soldatov E.Yu., Probing of  $Z\gamma\gamma$  Production Sensitivity to Anomalous Quartic Gauge Couplings at LHC Experiments with  $\sqrt{s} = 13$  TeV, Phys. Atom. Nuclei (2017) 80: 725, DOI 10.1134/S1063778817040159
- M. Aaboud, A. Kurova et al. (ATLAS Collaboration), Measurement of the  $Z\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$  production cross section in pp collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV with the ATLAS detector and limits on anomalous triple gauge-boson couplings, JHEP 12 (2018) 010, DOI 10.1007/JHEP12(2018)010
- G.Aad,A.Kurova et al.(ATLAS Collaboration),Observation of electroweak production of two jets in association with an isolated photon and missing transverse momentum, and search for a Higgs boson decaying into invisible particles at 13 TeV with the ATLAS detector, Eur. Phys. J. C 82 (2021) 105, DOI 10.1140/epjc/s10052-021-09878-z
- A. Kurova et al. (ATLAS Collaboration), Measurement of electroweak  $Z(\nu\bar{\nu})\gamma jj$  production and limits on anomalous quartic gauge couplings in pp collisions at  $\sqrt{s}=13$  TeV with the ATLAS detector, отправлено в JHEP;
- Д.В. Зубов, А.С. Курова, Е.Ю. Солдатов, Оценка частоты неверной идентификации электрона как фотона в измерениях процесса  $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$  для условий эксперимента ATLAS во время второго сеанса набора данных. будет опубликовано в ЭЧАЯ 1 вып. том 54, 2023г.

**Спасибо за внимание!**

# Дополнительные слайды

# Достоверность

- Достоверность разработанных методов оценки фоновых процессов с неверной идентификацией объектов обусловлена их согласием с результатами альтернативных методов оценки, используемых в коллаборации ATLAS.
- Достоверность полученных пределов на параметры аномальных вершин из подхода ЭТП подтверждается согласием с предыдущими результатами измерения пределов в эксперименте CMS на данных протон-протонных столкновений с  $\sqrt{s}=13$  ТэВ.
- Достоверность измеренного сечения процесса  $pp \rightarrow Z(\rightarrow \nu\nu)\gamma jj$  ЭС подтверждается согласием с теоретическим предсказанием, выполненным в Монте-Карло генераторах MadGraph5\_aMC@NLO и Pythia достоверность результатов которых была проверена на ранее измеренных физических процессах.

## Личный вклад

Автором разработаны, и реализованы методы оценки фоновых процессов от неверной идентификации электрона и струи как фотона из данных для процессов  $pp \rightarrow Z(\rightarrow \nu\nu)\gamma$  и  $pp \rightarrow Z(\rightarrow \nu\nu)\gamma jj$  ЭС.

Автор внёс определяющий вклад в обработку и анализ экспериментальных данных. При решающем участии автора подготовлены и опубликованы статьи и сделаны доклады по теме исследования.

# Фоновые процессы, имитирующие рождение $Z(\nu\nu)\gamma$ в детекторе АТЛАС

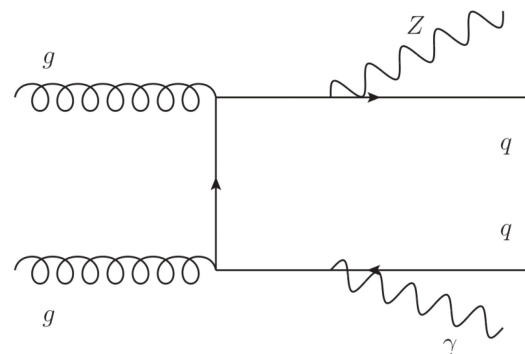
в порядке убывания вклада в общее число измеренных событий

- $t\nu\gamma$  и  $l\nu\gamma$  от  $W\gamma$ :  $t$  распадается на адроны, или  $e$  или  $\mu$  от распада  $t$  или  $W$  не регистрируется детектором ( $\approx 17\%$ );
- $\gamma$ -струи: большой  $E_T^{\text{miss}}$  возникает из комбинации реального  $E_T^{\text{miss}}$  от нейтрино в распадах тяжелых кварков и от неверно измеренной энергии струй ( $\approx 11\%$ );
- $W(e\nu)$ , моно- $t$ -кварк и  $t\bar{t}$ :  $e$  в конечном состоянии неверно идентифицируется как  $\gamma$  ( $\approx 8\%$ );
- $Z(\nu\nu)$ -струи и многоструйные события: одна из струй неверно идентифицируется как фотон ( $\approx 4\%$ );
- $Z(l\bar{l})+\gamma$  (преимущественно  $t$ ):  $t$  распадается на адроны или  $e$  или  $\mu$  из распада  $t$  или  $Z$  не регистрируется ( $\approx 1\%$ ).

Для ЭС процесса  $Z(\rightarrow\nu\nu)\gamma jj$  помимо перечисленных выше основным фоновым процессом является КХД рождение  $Z(\rightarrow\nu\nu)\gamma jj$ , также появляется вклад от  $t\bar{t}\gamma(t\rightarrow Wb)$  и ЭС  $W\gamma jj$

Фоновые процессы с неверной идентификацией нельзя корректно оценить из Монте-Карло, в виду несовершенства моделирования в настоящее время.

В работе будут показаны методы оценки фоновых процессов от неверной идентификации  $e\rightarrow\gamma$  и струя $\rightarrow\gamma$  из данных, разработанные и реализованные автором.



Отборы	Значение порога
$E_T^{miss}$	$> 150$ ГэВ
$E_T^\gamma$	$> 150$ ГэВ
число «жестких» изолированных фотонов	$n_\gamma = 1$
вето на лептоны	$n_e = 0, n_\mu = 0$
значимость $E_T^{miss}$	$> 10.5$
$\Delta\phi(\vec{p}_T^{miss}, \gamma)$	$> \pi/2$

Таблица 2.1. Критерии отбора для событий кандидатов процесса  $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ .

Отборы	Значение порога
$E_T^{miss}$	$> 120$ GeV
$E_T^\gamma$	$> 150$ GeV
число «жестких» изолированных фотонов	$N_\gamma = 1$
Число струй	$N_{jets} \geq 2$
вето на лептоны	$N_e = 0, N_\mu = 0$
значимость $E_T^{miss}$	$> 12$
$ \Delta\phi(\gamma, \vec{p}_T^{miss}) $	$> 0.4$
$ \Delta\phi(j_1, \vec{p}_T^{miss}) $	$> 0.3$
$ \Delta\phi(j_2, \vec{p}_T^{miss}) $	$> 0.3$
$p_T^{SoftTerm}$	$< 16$ GeV

определяют  
инклюзивную  
область  $Z\gamma$

Таблица 2.3 Критерии отбора для событий кандидатов процесса  $Z(\nu\bar{\nu})\gamma+jj$ .



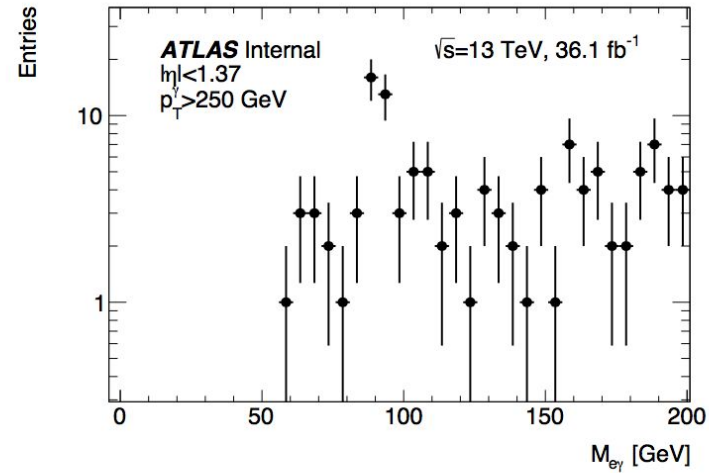
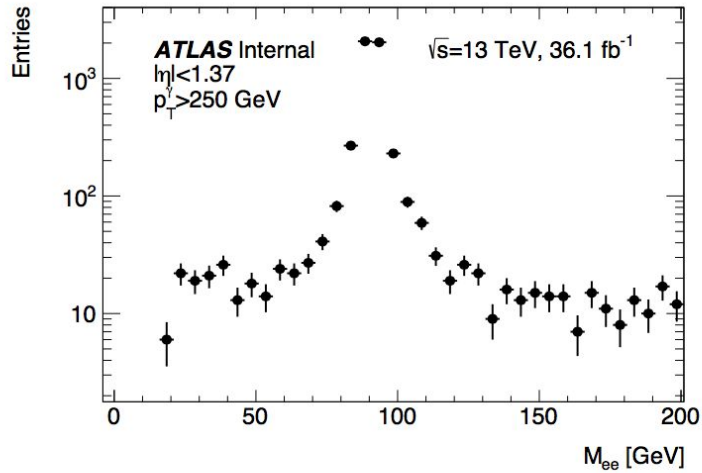
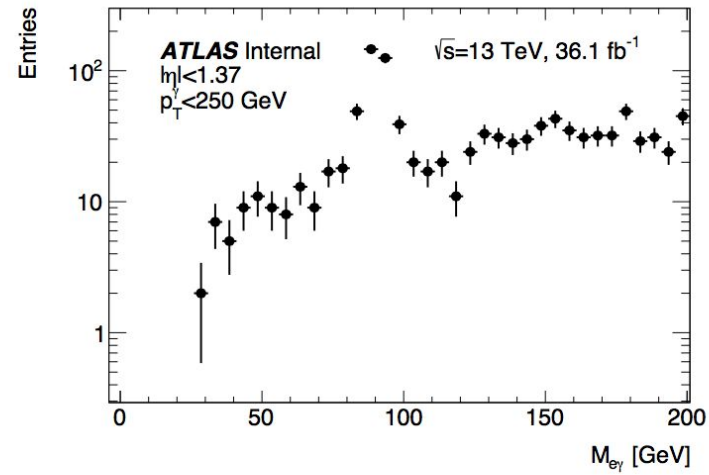
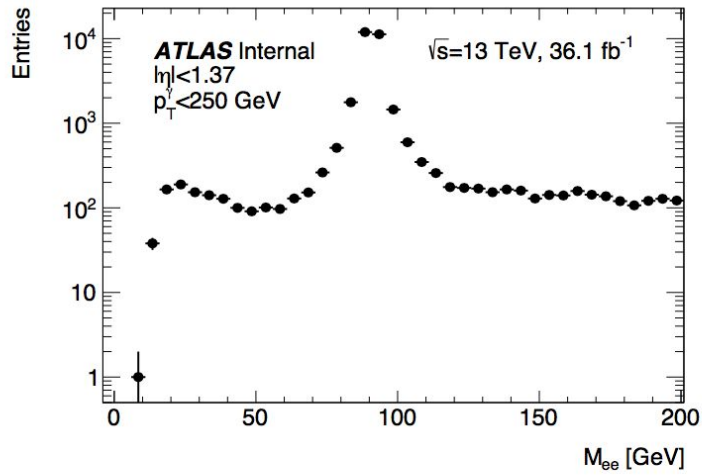
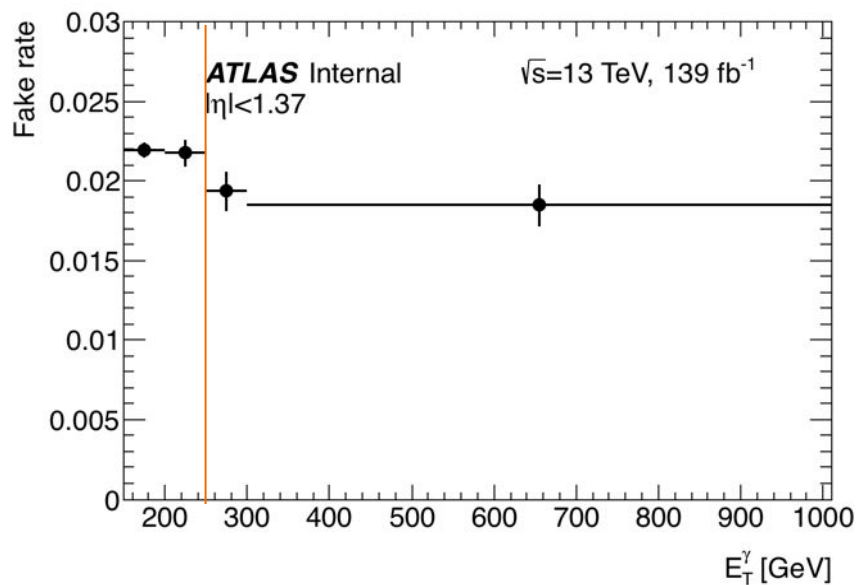
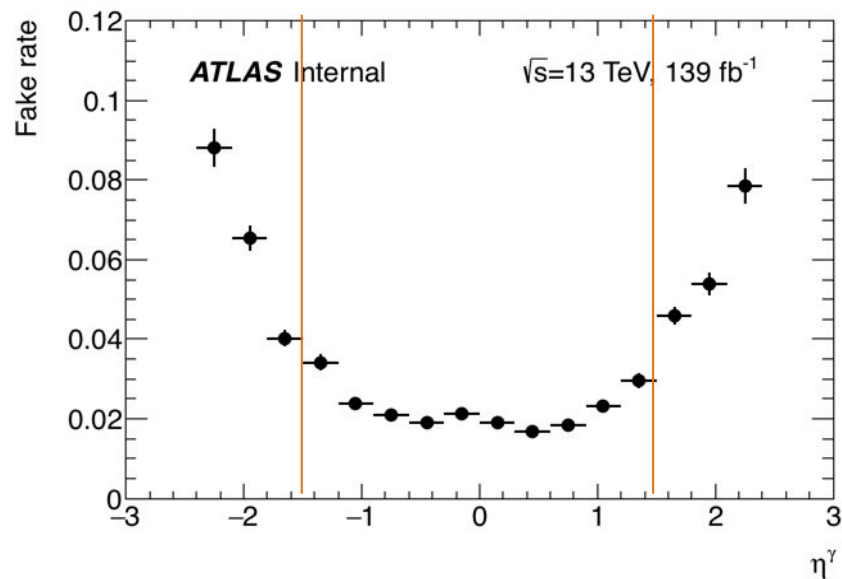
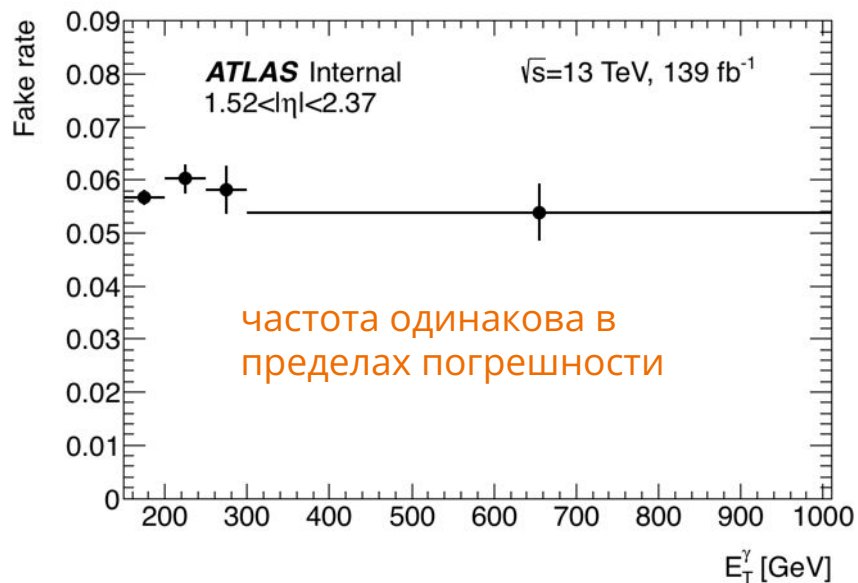


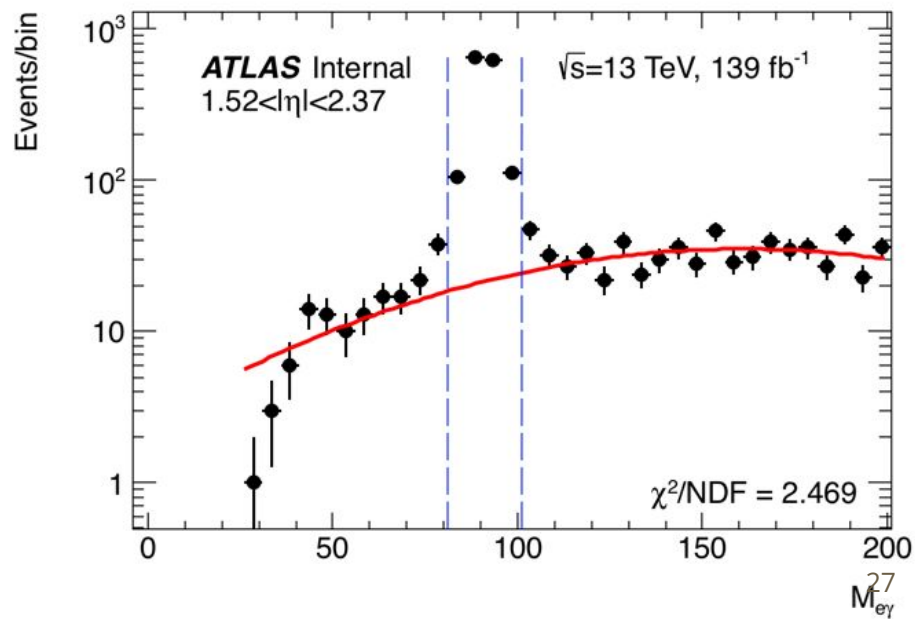
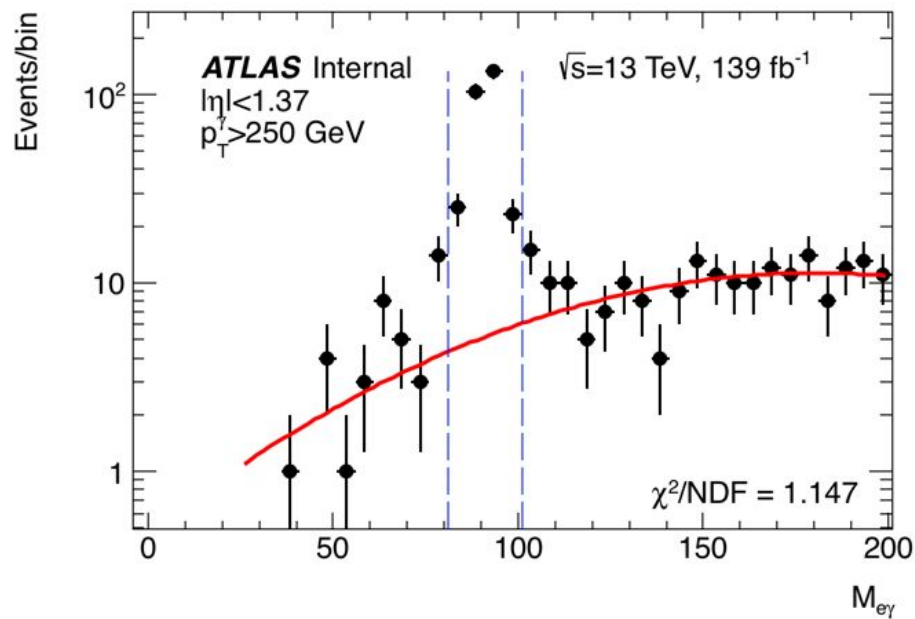
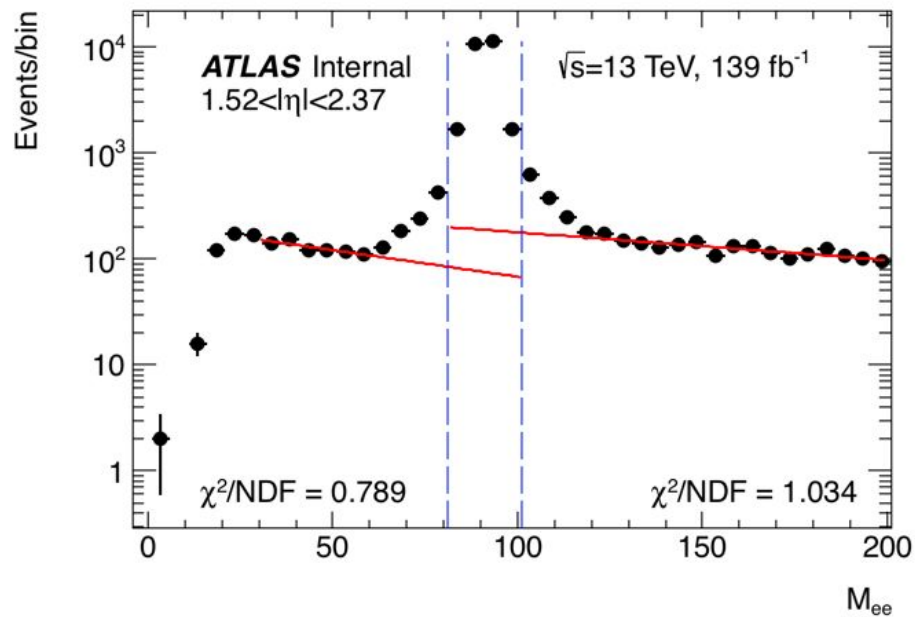
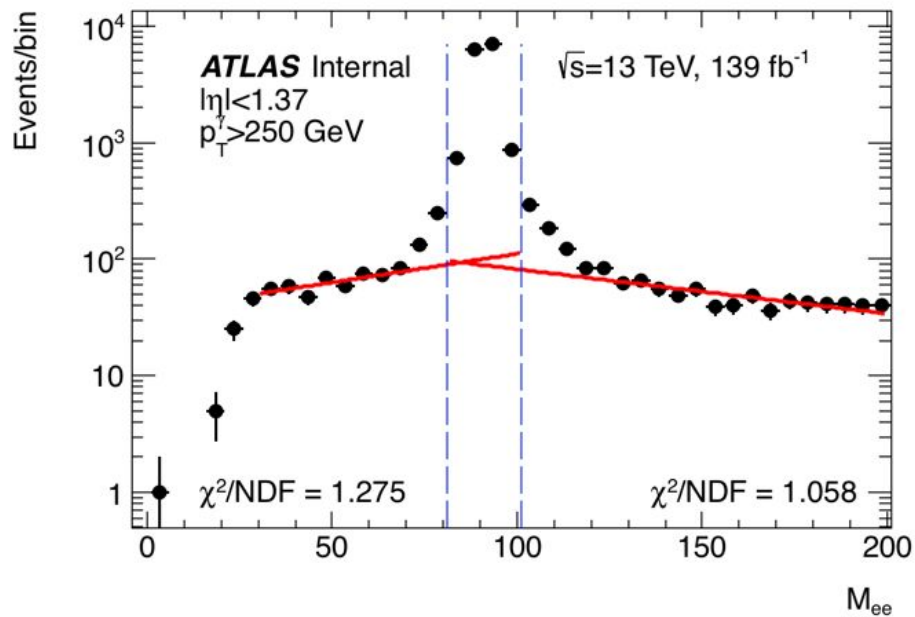
Рис. 3.3.7. Распределения по инвариантной массе  $e$ - $e$  (слева) и  $e$ - $\gamma$  (справа) пар. Верхние распределения выполнены для проб-частицы в центральной области ( $|\eta| < 1.37$ ) и для малых  $p_T$  ( $150 < p_T < 250$  ГэВ), нижние - для центральной области с высоким  $p_T$  ( $p_T > 250$  ГэВ).

# Учет зависимости частоты $e \rightarrow \gamma$ от $\eta$ и $p_T$ фотона (данные 2015-2018 гг.)

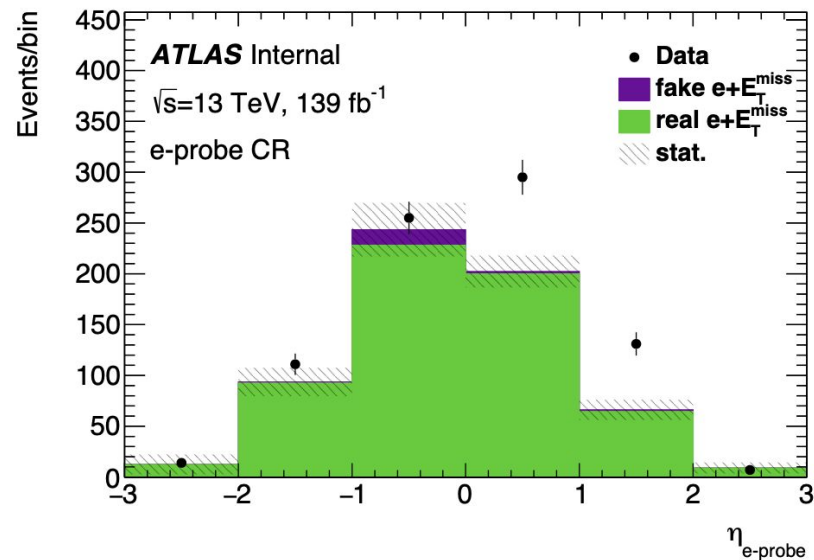
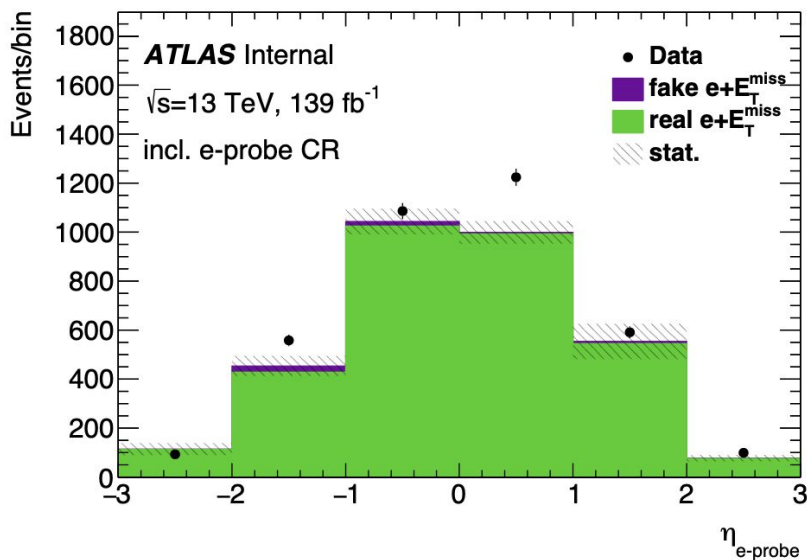
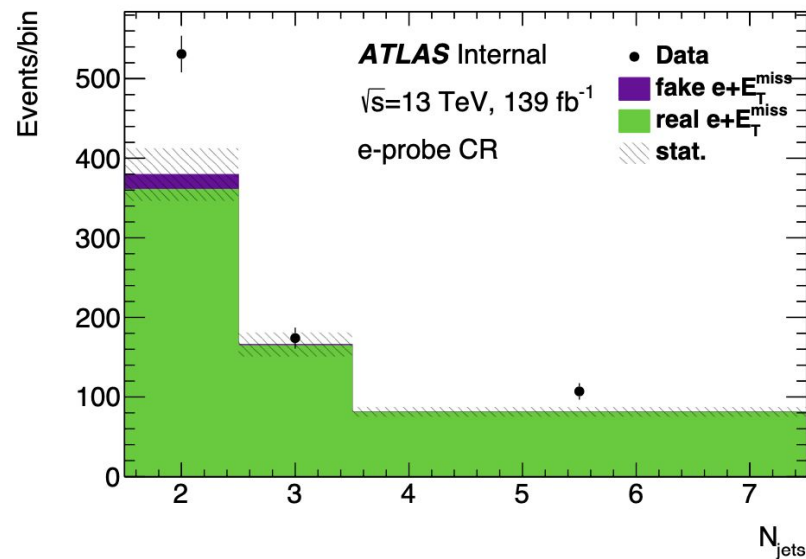
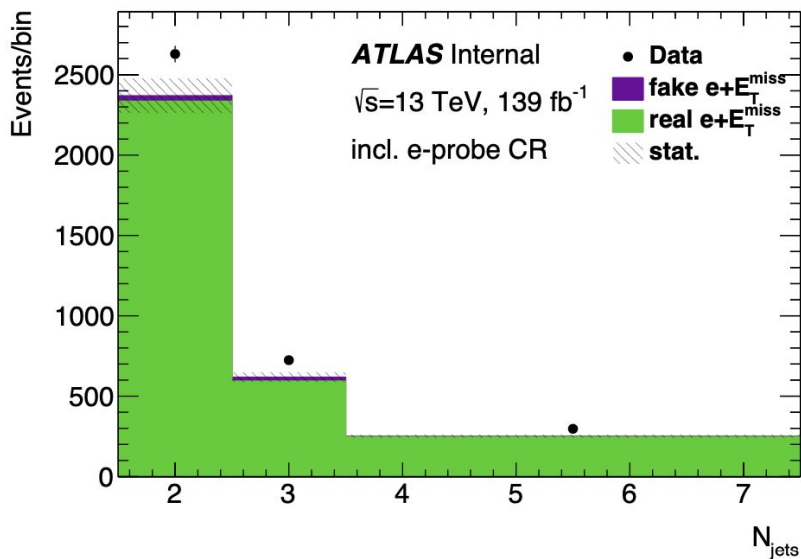


Частота  $e \rightarrow \gamma$  зависит от  $\eta$  и  $p_T$  фотона  $\Rightarrow$  оценивается в трех областях:

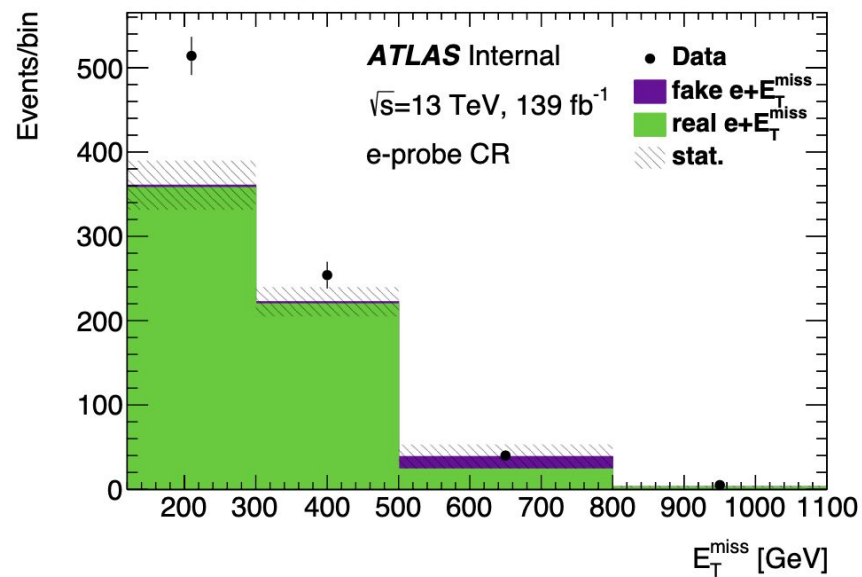
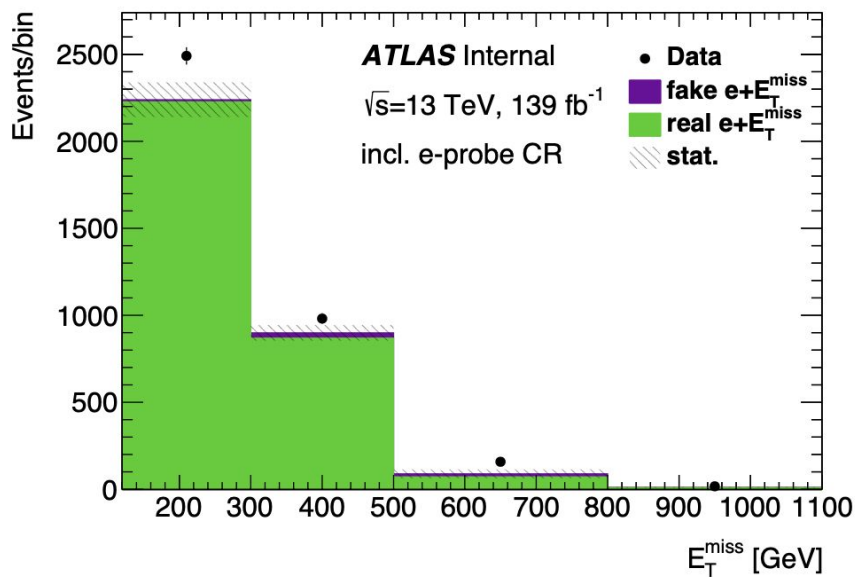
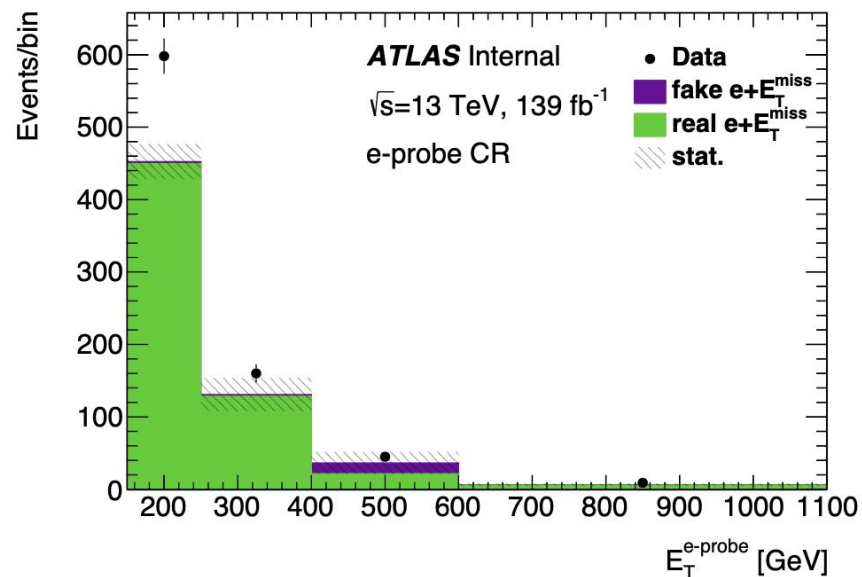
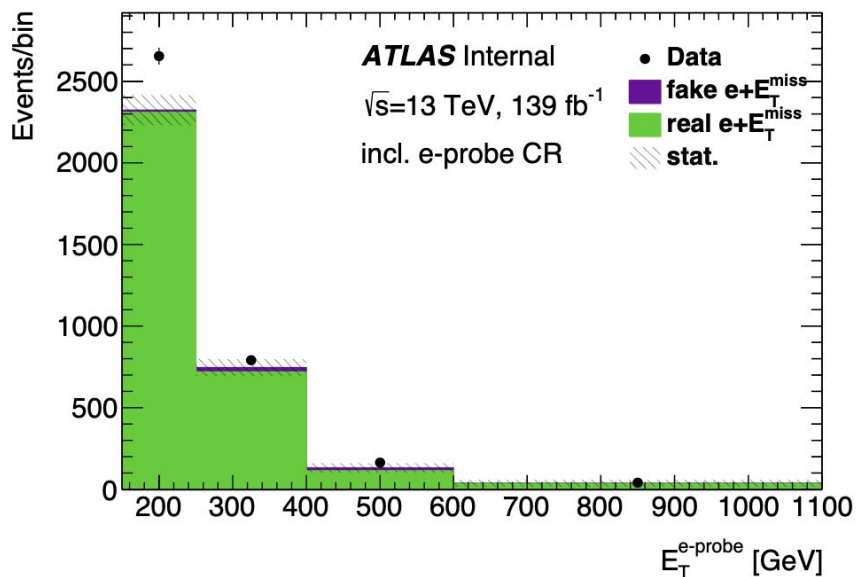
$ \eta  < 1.37, p_T < 250 \text{ GeV}$
$ \eta  < 1.37, p_T > 250 \text{ GeV}$
$1.52 <  \eta  < 2.37$



# Распределения в е-проб области 139 фб<sup>-1</sup>



# Распределения в e-проб области $139 \text{ fb}^{-1}$



# Метод оценки неверной идентификации адронной струи как фотона ( $j \rightarrow \gamma$ )

$N_i^{bkg}$  - соответствует фоновым процессам кроме струя  $\rightarrow \gamma$  в каждой области

$$N_A = N_A^{Z(\nu\bar{\nu})\gamma} + N_A^{bkg} + N_A^{jet \rightarrow \gamma};$$

$$N_B = c_B N_A^{Z(\nu\bar{\nu})\gamma} + N_B^{bkg} + N_B^{jet \rightarrow \gamma};$$

$$N_C = c_C N_A^{Z(\nu\bar{\nu})\gamma} + N_C^{bkg} + N_C^{jet \rightarrow \gamma};$$

$$N_D = c_D N_A^{Z(\nu\bar{\nu})\gamma} + N_D^{bkg} + N_D^{jet \rightarrow \gamma};$$

$$a = c_D - c_B c_C;$$

$$b = N_D + c_D N_A - (c_B N_C + c_C N_B);$$

$$c = N_D N_A - N_C N_B.$$

$$N_A^{Z(\nu\bar{\nu})\gamma} = N_A - (N_B - c_B N_A^{Z(\nu\bar{\nu})\gamma}) \frac{N_C - c_C N_A^{Z(\nu\bar{\nu})\gamma}}{N_D - c_D N_A^{Z(\nu\bar{\nu})\gamma}}.$$

$$N_A^{Z(\nu\bar{\nu})\gamma} = \frac{b - \sqrt{b^2 - 4ac}}{2a}.$$

типы «нежестких» фотонов (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:  $w_{s3}, F_{side}, \Delta E, E_{ratio}, w_{tot}$

# Результаты оценки фоновых событий

Таблица 4.2 Наблюдаемые и предсказанные выходы событий для сигнального и фоновых процессов после фитирования к наблюдаемым данным в контрольных и сигнальной областях. Указанная погрешность получена при фитировании и представлена комбинацией статистической и систематических погрешностей. Индивидуальные погрешности могут быть скорелированы и не могут быть сложены в квадратурах для получения общей погрешности.

	$W\gamma$ CR	$Z\gamma$ QCD CR 1	$Z\gamma$ QCD CR 2	CO
$Z(\nu\bar{\nu})\gamma jj$ ЭС	$0.107 \pm 0.027$	$10.7 \pm 4.2$	$3.8 \pm 1.7$	$36 \pm 14$
$Z(\nu\bar{\nu})\gamma jj$ КХД	$1.02 \pm 0.45$	$391 \pm 88$	$141 \pm 34$	$131 \pm 41$
$W(l\nu)\gamma jj$ КХД	$426 \pm 67$	$240 \pm 74$	$78 \pm 26$	$93 \pm 32$
$W(l\nu)\gamma jj$ ЭС	$63 \pm 12$	$14.6 \pm 3.0$	$4.6 \pm 1.3$	$25.0 \pm 5.5$
$W(e\nu)jj, tjj, t\bar{t}jj$	$39.9 \pm 1.8$	$70.1 \pm 3.4$	$17.9 \pm 1.5$	$22.5 \pm 1.3$
$t\bar{t}\gamma jj$	$192 \pm 57$	$58 \pm 21$	$9.2 \pm 3.6$	$21.5 \pm 7.9$
$\gamma jj$	$4.8 \pm 7.4$	$52 \pm 36$	$8 \pm 11$	$20 \pm 17$
$Zj, jj$	$0.06 \pm 0.66$	$20 \pm 14$	$5.9 \pm 6.9$	$6.6 \pm 7.8$
$Z(l\bar{l})\gamma jj$	$8.5 \pm 2.5$	$6.8 \pm 2.0$	$2.04 \pm 0.95$	$2.2 \pm 1.3$
<b>Предсказанное</b>	<b><math>735 \pm 39</math></b>	<b><math>863 \pm 54</math></b>	<b><math>271 \pm 25</math></b>	<b><math>357 \pm 30</math></b>
<b>Наблюдаемое</b>	<b>737</b>	<b>849</b>	<b>268</b>	<b>356</b>

# Переменные, использованные для создания классификатора

минимальный набор переменных, обеспечивающий достаточную мощность разделения классификатора

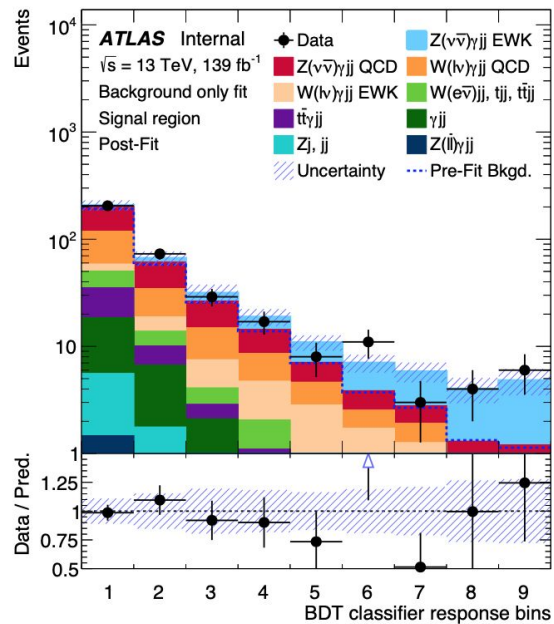
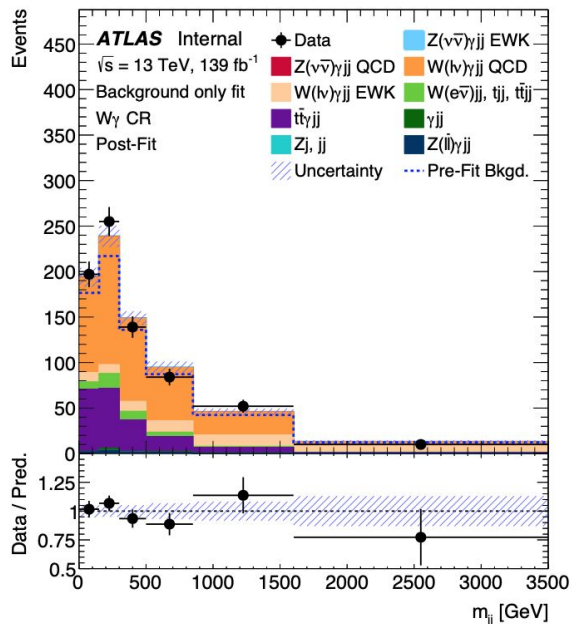
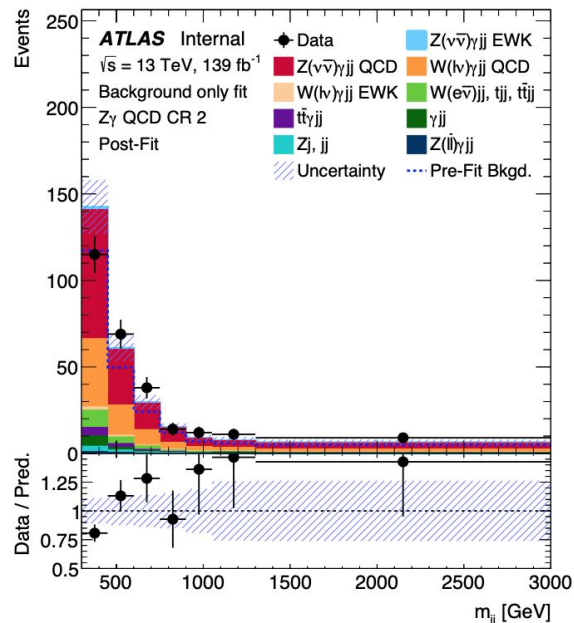
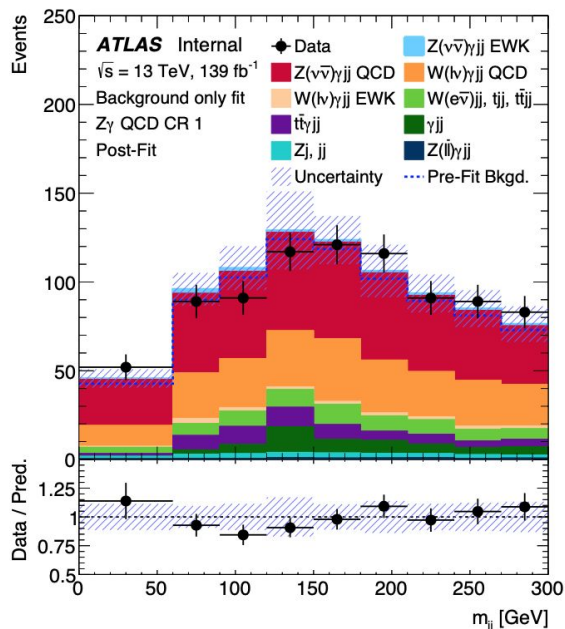
$E_T^{\text{miss}}$ ,  $p_T\text{-balance}^1$ ,  $\eta(j_2)$ ,  $p_T(j_1)$ ,  $\eta(\gamma)$ ,  $p_T\text{-balance (сокращенный)}^2$ ,  $N_{\text{струй}}$ ,  
 $m_{jj}$ ,  $\Delta y(j_1, j_2)$ ,  $\sin\left(\left|\frac{\Delta\varphi(j_1, j_2)}{2}\right|\right)$  и  $\Delta y(j_1, \gamma)$

$$^1\text{The } p_T\text{-balance} = \frac{|\vec{p}_T^{\text{miss}} + \vec{p}_T^\gamma + \vec{p}_T^{j_1} + \vec{p}_T^{j_2}|}{E_T^{\text{miss}} + E_T^\gamma + p_T^{j_1} + p_T^{j_2}}.$$

$$^2\text{The } p_T\text{-balance (сокращенный)} = \frac{|\vec{p}_T^\gamma + \vec{p}_T^{j_1} + \vec{p}_T^{j_2}|}{E_T^\gamma + p_T^{j_1} + p_T^{j_2}}.$$



# Распределения в сигнальной и контрольных областях



# Область измерения сечения

Таблица 4.1 Определение фидуциальной области.

Отборы	Значение порога
$E_T^{\text{miss}}$	$> 120$ ГэВ
$E_T^\gamma$	$> 150$ ГэВ
Число изолированных фотонов	$N_\gamma = 1$
Изолированность фотонов	$E_T^{\text{cone40}} < 0.022p_T + 2.45$ ГэВ, $p_T^{\text{cone20}}/p_T < 0.05$
Число струй	$N_{\text{струи}} \geq 2$ с $p_T > 50$ GeV
Удаление наложений	$\Delta R(\gamma, \text{струя}) > 0.3$
Вето на лептоны	$N_e = 0, N_\mu = 0$
$ \Delta\phi(\gamma, \vec{p}_T^{\text{miss}}) $	$> 0.4$
$ \Delta\phi(j_1, \vec{p}_T^{\text{miss}}) $	$> 0.3$
$ \Delta\phi(j_2, \vec{p}_T^{\text{miss}}) $	$> 0.3$
$m_{jj}$	$> 300$ ГэВ
$\gamma$ -центральность	$< 0.6$

# Сила сигнала и значимости

Наблюдаемая значимость оценивается путем фитирования с  $\mu_{Z\gamma\text{ЭС}} = 0$  (т.е. исключая гипотезу о наличии только фоновых процессов) к данным во всех областях. Ожидаемая значимость оценивается аналогичным образом с использованием искусственных данных Азимова [45]. Такой набор данных конструируется путем изменения предсказанных значений с учетом нормировочных коэффициентов и коэффициентов, учитывающих погрешности, полученные при фитировании в контрольных областях, следуя предположению, что сигнальный процесс отсутствует.

Измеренная сила сигнала такова:

$$\mu_{Z\gamma\text{ЭС}} = 0.78_{-0.23}^{+0.25} \text{ (стат.)}_{-0.17}^{+0.21} \text{ (сист.)}. \quad (4.1)$$

Наблюдаемая значимость результата составляет  $3.2\sigma$ , ожидаемая –  $3.7\sigma$ . Измеренные нормировочные коэффициенты  $\mu_{Z\gamma\text{QCD}}$  и  $\mu_{W\gamma}$  равны  $1.21_{-0.31}^{+0.37}$  и  $1.02_{-0.17}^{+0.22}$ , соответственно, что согласуется с предсказанными выходами событий в пределах погрешности.

# Систематические погрешности

Таблица 4.3 Влияние различных компонент систематических погрешностей на измеренное сечение без учета корреляций. Относительный вклад рассчитан путем фиксации значения соответствующего параметра погрешности на полученном в результате фитирования при измерении сечения. При фиксированном значении проведено повторное фитирование и проведена оценка погрешности на силу сигнала, которая затем вычитается в квадратуре из первоначальной погрешности измерения сечения.

Источник погрешности	$\Delta\sigma/\sigma[\%]$
<b>Экспериментальные</b>	
Струи	-3.2 / +3.4
Фотоны и электроны	-0.3 / +1.7
Мюоны	-0.4 / +0.5
$E_T^{\text{miss}}$	-1.8 / +2.2
Моделирование множественных pp-столкновений	-1.7 / +3.2
Эффективность триггера	-0.9 / +2.1
Измерение светимости	-1.2 / +2.6
<b>Теоретические</b>	
$Z(\nu\bar{\nu})\gamma jj$ ЭС/КХД интерференция	-0.6 / +2.6
$Z(\nu\bar{\nu})\gamma jj$ ЭС процесс	-6 / +12
$Z(\nu\bar{\nu})\gamma jj$ КХД процесс	-15 / +16
Другие процессы	-5.3 / +7.7
<b>Другие</b>	
Оценка фоновых процессов из данных	-0.9 / +1.2
$\gamma$ и $Z$ из разных pp-столкновений	-1.2 / +2.6
Моделирование $m_{jj}$ в $Z(\nu\bar{\nu})\gamma jj$ КХД	-4.4 / +4.4

# Неверная идентификация электрона как фотона ( $e \rightarrow \gamma$ )

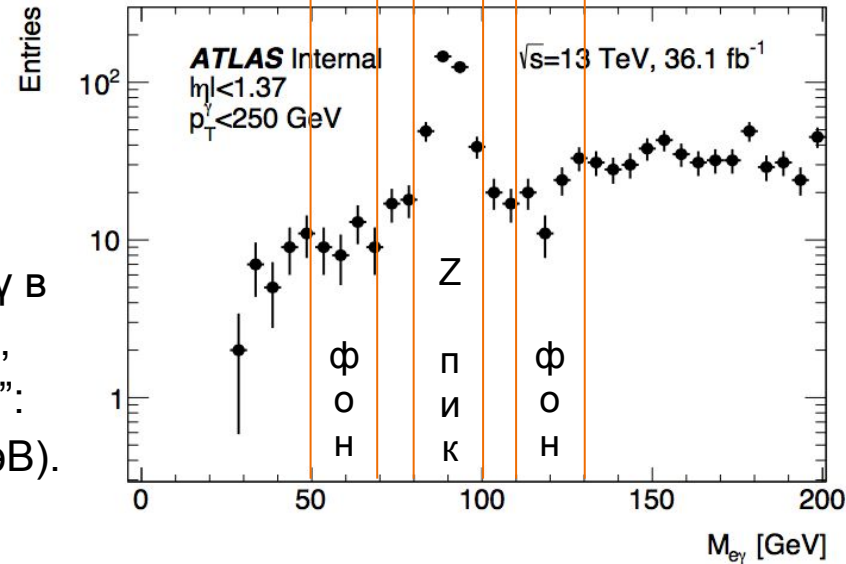
В основе лежит метод меченой и пробной частиц, в котором предполагается, что в паре электрон-фотон с инвариантной массой в области массы Z бозона присутствует электрон, который неверно идентифицирован как фотон

Метод оценки:

1. вероятность неверной идентификации  $e \rightarrow \gamma$ :

$$rate_{e \rightarrow \gamma} = \frac{(N_{e\gamma} - N_{bkg})}{(N_{ee} - N_{bkg})},$$

где  $N_{e\gamma}$ ,  $N_{ee}$  – число событий с парами  $e\gamma$  and  $e\gamma$  в массовом окне Z-пики ( $M_Z - 10$  GeV,  $M_Z + 10$  GeV),  
 $N_{bkg}$  – усредненное число событий окнами “фона”:  
( $M_Z - 40$  GeV,  $M_Z - 20$  GeV) и ( $M_Z + 20$  GeV,  $M_Z + 40$  GeV).



**Отбор пар  $e\gamma$ :**

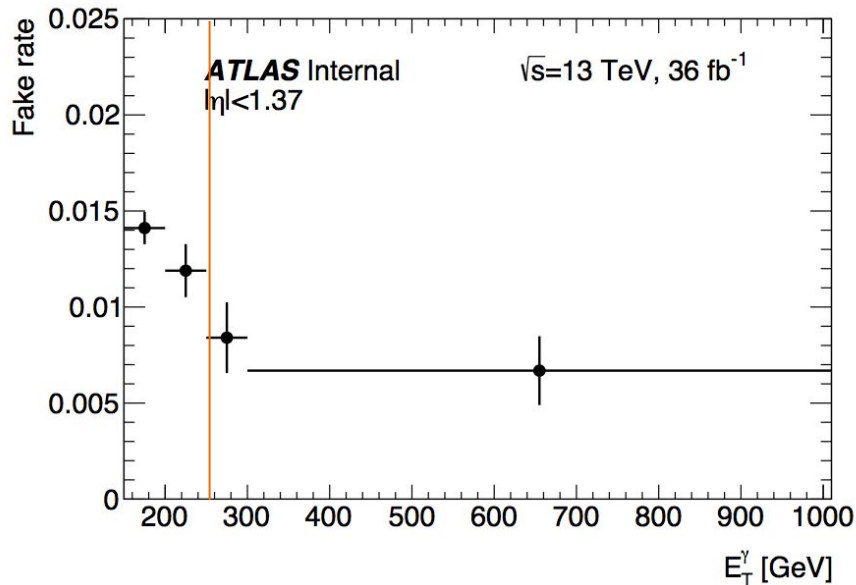
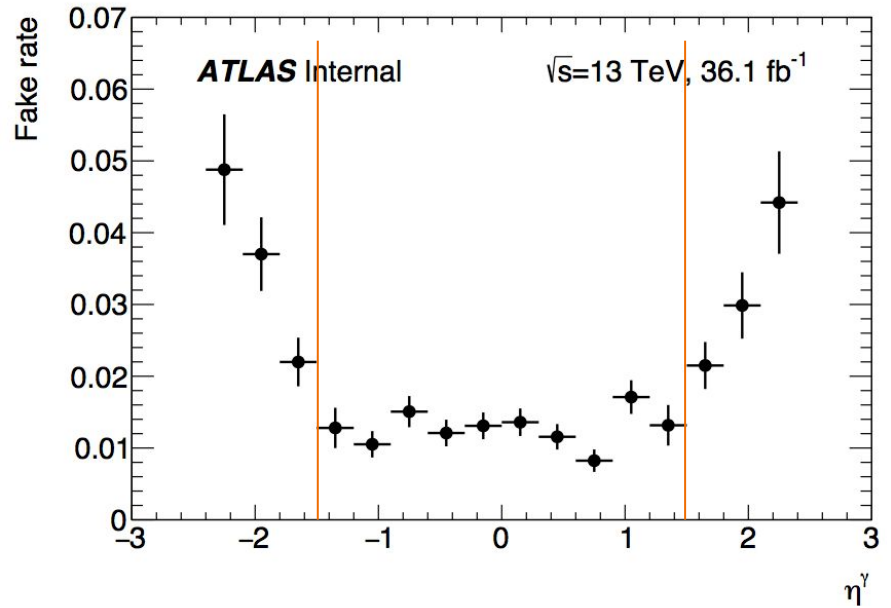
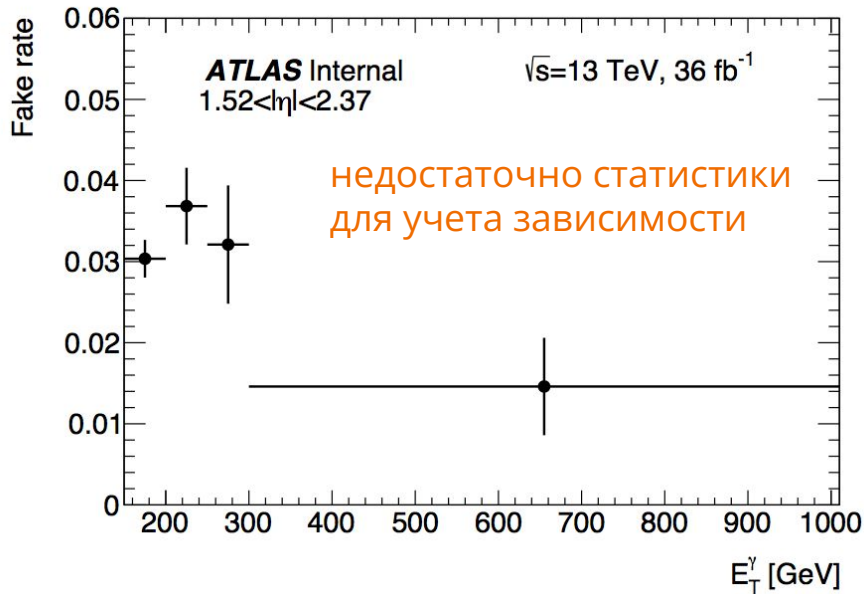
“сигнальный” фотон с  $p_T > 150$  GeV, выбранный электрон с  $p_T > 25$  GeV

**Отбор пар  $ee$ :**

выбранный электрон с  $p_T > 150$  GeV, выбранный электрон с противоположным зарядом и  $p_T > 25$  GeV

2. построение e-проб контрольной области (e-проб КО) в данных, в которой вместо фотона выбран электрон с  $p_T > 150$  GeV
3. распределения данных в e-проб контрольной области нормируются на вероятность  $e \rightarrow \gamma$

# Учет зависимости частоты $e \rightarrow \gamma$ от $\eta$ и $p_T$ фотона



Вероятность  $e \rightarrow \gamma$  зависит от  $\eta$  и  $p_T$  фотона  
 $\Rightarrow$  оценивается в трех областях:

$ \eta  < 1.37, p_T < 250 \text{ GeV}$
$ \eta  < 1.37, p_T > 250 \text{ GeV}$
$1.52 <  \eta  < 2.37$

# $e \rightarrow \gamma$ : Систематические погрешности метода

## Компоненты систематической погрешности для частоты:

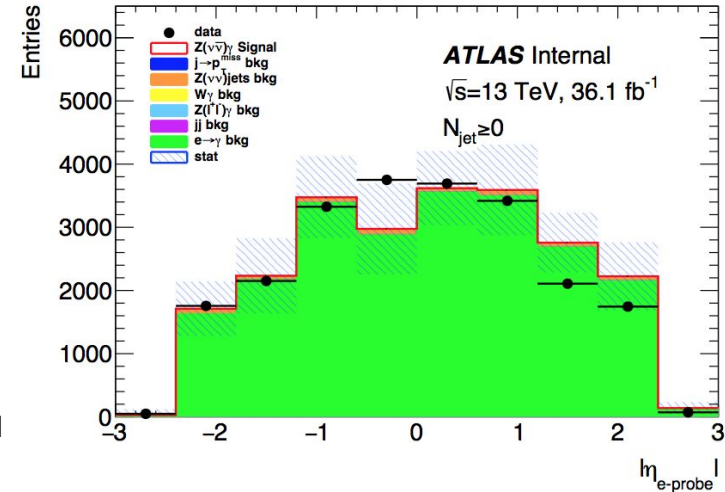
- От выбора окон для оценки фона под Z пиком (от 0.6% до 3.2% в зависимости от  $\eta$  и  $p_T$ ) их вариацией
- От ширины массового окна Z пика (от 2.8% до 6.5%) вариацией на 10 ГэВ
- Разница между "истинной" вероятностью  $e \rightarrow \gamma$  в  $Z(ee)$  МК и оценки описанным методом в  $Z(ee)$  МК (от 2.7% до 10.7%)
- разница между "истинной" вероятностью  $e \rightarrow \gamma$  в  $Z(ee)$  и  $W(e\nu)$  МК (от 6.8% до 25.9%)

	Вероятность $e \rightarrow \gamma$ , %	
	$150 < E_T^\gamma < 250 \text{ GeV}$	$E_T^\gamma > 250 \text{ GeV}$
$0 <  \eta  < 1.37$	$1.12 \pm 0.08 \pm 0.15$	$0.63 \pm 0.14 \pm 0.14$
$1.52 <  \eta  < 2.37$	$2.71 \pm 0.20 \pm 0.70$	

Таблица 3.1 Вероятность неверной идентификации электрона как фотона, полученная в данных с общей интегральной светимостью  $36.1 \text{ fb}^{-1}$ , с учетом зависимости от  $E_T$  и  $\eta$  фотона. Первая погрешность – статистическая, вторая – систематическая.

Общая относительная систематическая погрешность на вероятность  $e \rightarrow \gamma$  не превышает 26%  
 Систематическая погрешность на оценку фонового процесса  $e \rightarrow \gamma$  не превышает 14%

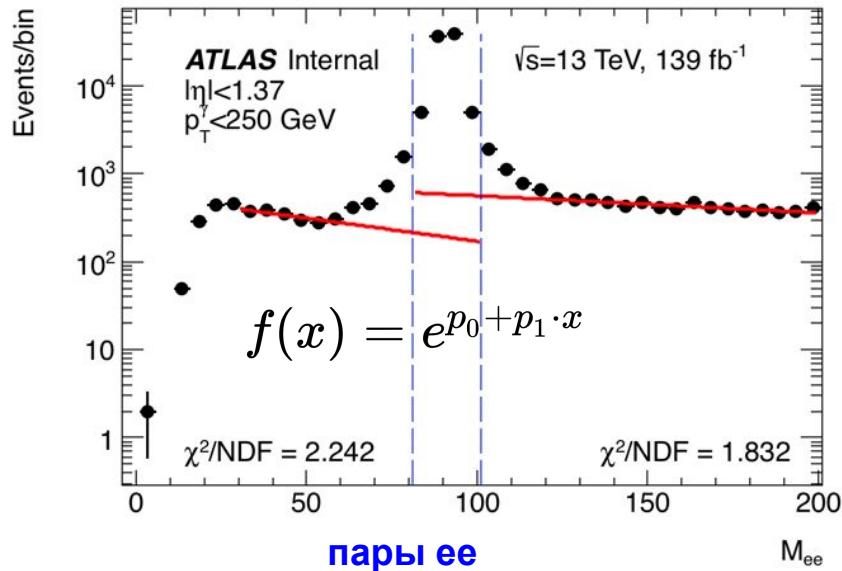
## Кинематическое распределение в е-проб КО



Загрязненность е-проб КО другими фоновыми процессами используется как дополнительная систематическая погрешность: 3% (2% для эксклюзивного случая)

# $e \rightarrow \gamma$ : оценка фона под Z пиком для $139 \text{ fb}^{-1}$ данных

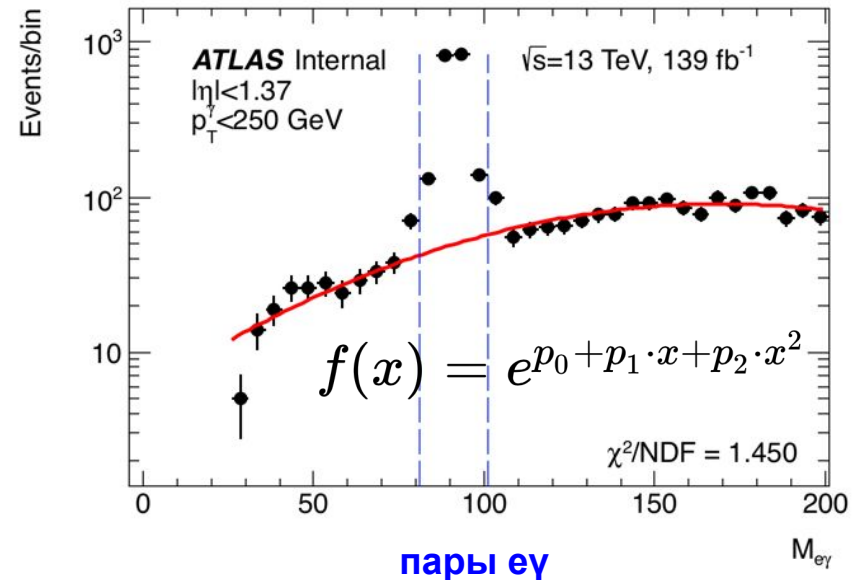
В связи с увеличением статистики форма распределений не позволяет проводить простую линейную экстраполяцию в область под Z пиком как это делалось ранее



фит слева в интервале (30,60)  
фит справа в интервале (120,200)

Производится экстраполяция фитирующих функций в область Z пика. Вычисляются интегралы функций в этой области:  $N_{min}$  и  $N_{max}$

Их среднее  $N_{ee}^{bkg}$  используется в расчете частоты:

$$N_{average}^{bkg} = \frac{N_{min}^{bkg} + N_{max}^{bkg}}{2}$$


одновременный фит в интервалах (25,70)&&(110,200)

Фитирующая функция экстраполируется в область под Z пиком, для расчета частоты используется её интеграл в этой области  $N_{e\gamma}^{bkg}$

Систематическая погрешность на оценку фона под пиком вычисляется вариацией числа  $N^{bkg}$  в ee и eγ парах.



# е→γ: изменения в систематических погрешностях метода для 139 фб<sup>-1</sup> данных

Компоненты систематической погрешности для частоты:

- вариация ширины массового окна Z пика на  $\sigma$  (от 0.2% до 0.7% в зависимости от  $\eta$  и  $p_T$ )
- Разница между "истинной" вероятностью  $e \rightarrow \gamma$  в  $Z(ee)$  МК и оценки описанным методом в  $Z(ee)$  МК (от 1.5% до 13%)
- Вычитание фона под Z пиком (от 3% до 9.8%)
- ~~разница между "истинной" частотой  $e \rightarrow \gamma$  в  $Z(ee)$  и  $W(e\nu)$  МК (т.к. связана с различием кинематическ~~

	вероятность $e \rightarrow \gamma$ , %	
	$150 < E_T^\gamma < 250$ GeV	$E_T^\gamma > 250$ GeV
$0 <  \eta  < 1.37$	$2.28 \pm 0.06 \pm 0.09$	$1.99 \pm 0.13 \pm 0.32$
$1.52 <  \eta  < 2.37$	$6.75 \pm 0.18 \pm 0.63$	

Таблица 3.5 Вероятность неверной идентификации электрона как фотона, полученная в данных с общей интегральной светимостью 139 фб<sup>-1</sup>, с учетом зависимости от  $E_T$  и  $\eta$  фотона. Первая погрешность – статистическая, вторая – систематическая.

**Общая относительная систематическая погрешность на вероятность  $e \rightarrow \gamma$  не превышает 16% (в наименее стат. обеспеченном регионе) (улучшение на 10%)**

**Статистическая погрешность на вероятность  $e \rightarrow \gamma$  используется как компонент систематики в оценке фона от этого процесса**

**Систематическая погрешность на оценку фона не превышает 5.4% (меньше на 8.6%)**

# Метод оценки неверной идентификации адронной струи как фотона ( $j \rightarrow \gamma$ )

Метод четырех контрольных областей, ортогональных по изолированности и идентификационному критерию фотонов, используется для оценки неверной идентификации струи как фотона.

Рассматриваются следующие КР:

- А: “жесткий” фотон, изолированный
- В: “жесткий” фотон, неизолированный
- С: “нежесткий” фотон, изолированный
- D: “нежесткий” фотон, неизолированный

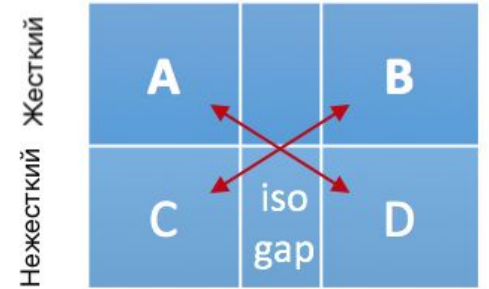
Предположения, лежащие в основе метода:

- Изоляция не коррелирует с “нежестким” критерием
- Количество сигнальных событий в регионах В, С, D пренебрежимо мало

в идеале число событий фона можно рассчитать как

$$\frac{N_A^{jet \rightarrow \gamma}}{N_B} = \frac{N_C}{N_D}$$

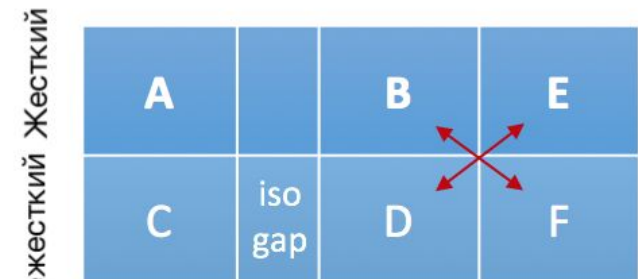
с учетом других фоновых процессов и утечки сигнала в области В,С,Д число фоновых событий можно найти из системы уравнений (см. доп. слайды)



Изолированный Не изолированный

корреляционный фактор

$$R = \frac{N_A N_D}{N_B N_C}$$



Изолированный Неизолированный

оценка корреляции в данных

$$R = \frac{N_{B-E}^{data} N_F^{data}}{N_{D-F}^{data} N_E^{data}}$$

# Метод оценки неверной идентификации адронной струи как фотона: результаты и систематические погрешности

“утечки” сигнала из сигнальной области в КО В,С,D

$$c_B = \frac{N_B^{Z(\nu\bar{\nu})\gamma}}{N_A^{Z(\nu\bar{\nu})\gamma}};$$

$$c_C = \frac{N_C^{Z(\nu\bar{\nu})\gamma}}{N_A^{Z(\nu\bar{\nu})\gamma}};$$

$$c_D = \frac{N_D^{Z(\nu\bar{\nu})\gamma}}{N_A^{Z(\nu\bar{\nu})\gamma}};$$

Параметры «Утечки сигнала»		Sherpa 2.1	
$c_B$		0.0275 ± 0.0008	
$c_C$		0.0293 ± 0.0008	
$c_D$		0.00102 ± 0.00012	
фактор R	Loose'3	Loose'4	Loose'5
МК	1.08 ± 0.24	1.0 ± 0.2	1.08 ± 0.20
Данные	0.9 ± 0.3	0.95 ± 0.24	0.96 ± 0.24

Систематические погрешности:

- от определения областей (27%)
- на <<утечки>> сигнала от моделирования изоляции и идентификации в МК (9.5%)

loose' - <<нежесткий>> идентификационный критерий, в котором исключены несколько переменных ближайшего слоя ЭМ калориметра

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

Центральное значение	169 ± 25
Loose'3	+46
Loose'5	±0
Изоляционный промежуток +1 ГэВ	+10
Изоляционный промежуток -1 ГэВ	+4

Таблица 3.10 Центральное значение выхода фоновых событий  $jet \rightarrow \gamma$  и отклонения от него для вариаций определения областей ABCD в данных статистикой 36.1 фб<sup>-1</sup>.

Общая систематическая погрешность составляет 29%

# $j \rightarrow \gamma$ : изменения в систематических погрешностях для 139 фб<sup>-1</sup>

## данных

в связи с оптимизацией реконструкции и идентификации фотонов для 139 фб данных, наименьшую корреляцию стал показывать <<нежесткий>> критерий loose'2

фактор R	loose'2	loose'3	loose'4	loose'5
МК	1.13 ± 0.12	1.26 ± 0.13	1.33 ± 0.12	1.56 ± 0.14
Данные	0.98 ± 0.07	0.99 ± 0.06	0.93 ± 0.06	0.94 ± 0.06

Систематические погрешности:

- от определения областей 18% (меньше на 9%)
- на <<утечки>> сигнала с применением альтернативных МК генераторов 6% (меньше на 3.5%)

Общая систематическая погрешность 19% (меньше на 10%)

Центральное значение	33 <sup>+15</sup> <sub>-17</sub>
Loose'3	-6
Loose'4	-1
Loose'5	-5
Изоляционный промежуток +1 GeV	+6
Изоляционный промежуток -0.6 GeV	-3

Таблица 3.11 Центральное значение выхода фоновых событий  $jet \rightarrow \gamma$  и отклонения от него для вариаций определения областей ABCD в данных статистикой 139 фб<sup>-1</sup>.

	$Z\gamma jj$ ЭС		$Z\gamma jj$ QCD	
	MadGraph+Pythia8	MadGraph+Herwig7	Sherpa 2.2	MadGraph+Pythia8
струя $\rightarrow \gamma$	33 <sup>+15</sup> <sub>-17</sub>	33 <sup>+15</sup> <sub>-17</sub>	31 <sup>+18</sup> <sub>-19</sub>	32 <sup>+17</sup> <sub>-18</sub>

Таблица 3.13 Влияние МК генератора, используемого для оценки «утечек сигнала» в КО В, С и D для процессов  $Z(\nu\bar{\nu})\gamma + jj$  ЭС и  $Z(\nu\bar{\nu})\gamma + jj$  КХД, на центральное значение оценки выхода фоновых событий  $jet \rightarrow \gamma$  из данных.

# Интерпретация результатов: аЧБВ

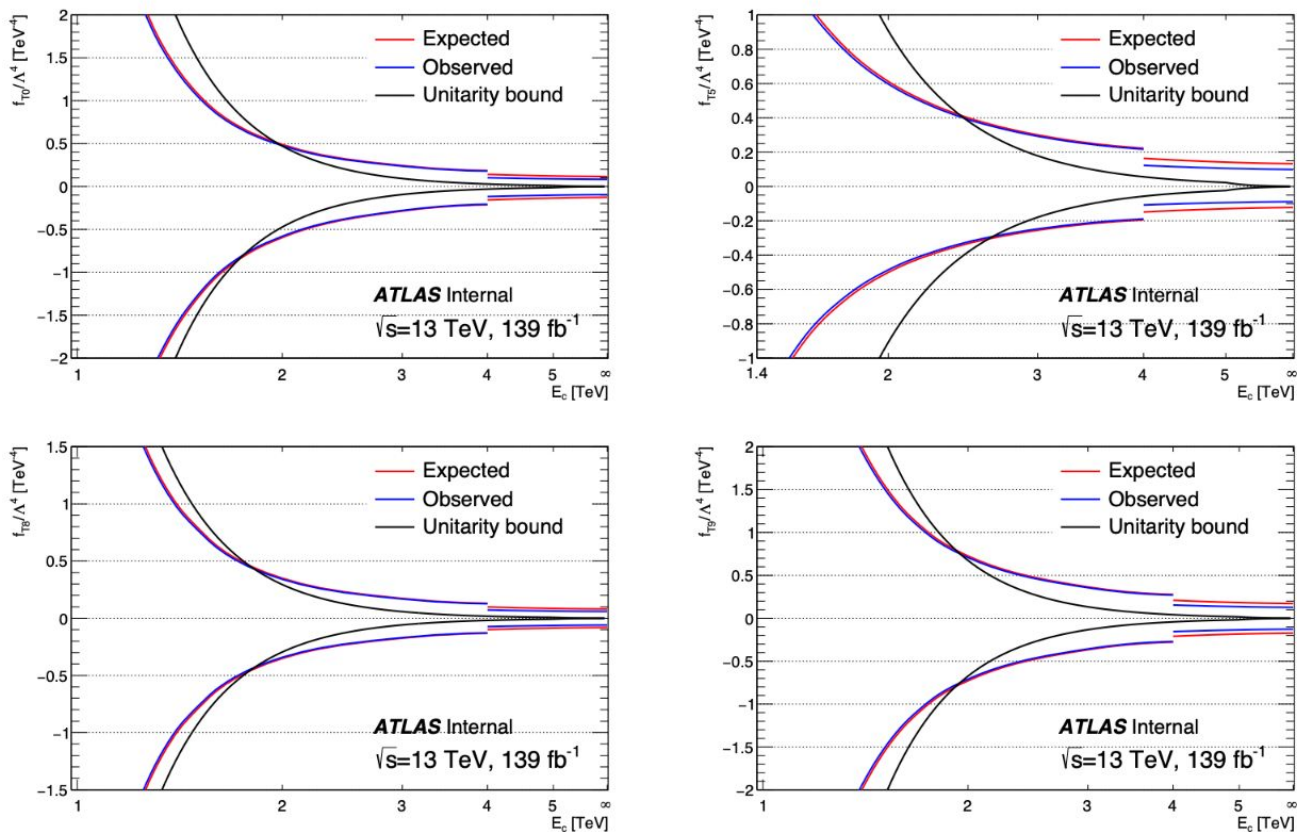


Рисунок 4.2.4 Эволюция ожидаемых (красный) и наблюдаемых (синий) пределов в зависимости от  $E_c$  для  $f_{T0}/\Lambda^4$ ,  $f_{T5}/\Lambda^4$ ,  $f_{T8}/\Lambda^4$  и  $f_{T9}/\Lambda^4$ . Граница унитарности показана черной линией. Условия  $E_c < 4$  ТэВ получены с порогом на  $E_T^\gamma > 600$  ГэВ. Условия  $E_c > 4$  ТэВ получены с порогом  $E_T^\gamma > 900$  ГэВ.

# Интерпретация результатов: аЧБВ

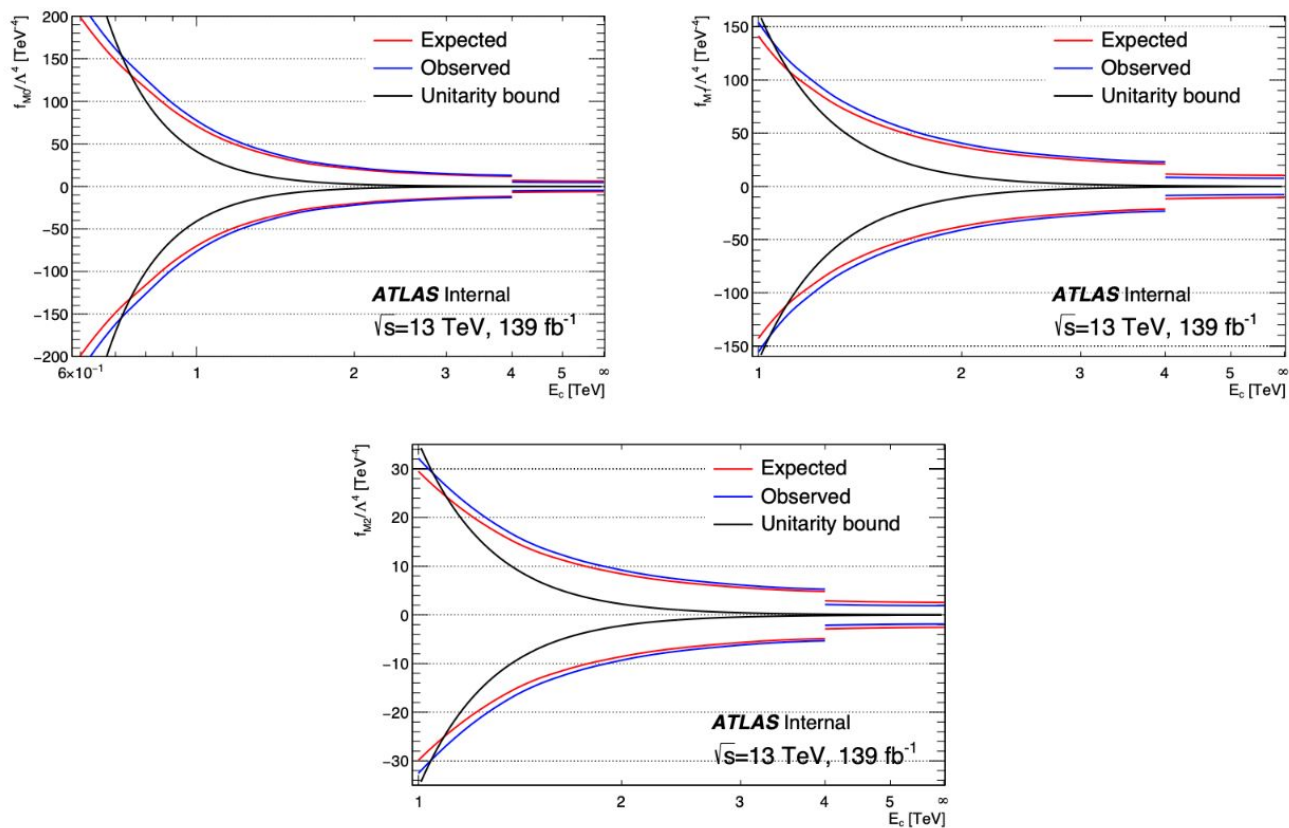


Рисунок 4.2.5 Эволюция ожидаемых (красный) и наблюдаемых (синий) пределов в зависимости от  $E_c$  для  $f_{M0}/\Lambda^4$ ,  $f_{M1}/\Lambda^4$  и  $f_{M2}/\Lambda^4$ . Граница унитарности показана черной линией. Условия  $E_c < 4$  ТэВ получены с порогом на  $E_T^\gamma > 400$  ГэВ. Условия  $E_c > 4$  ТэВ получены с порогом  $E_T^\gamma > 900$  ГэВ.