

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

УДК 539

ОТЧЕТ  
О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ  
ПРОВЕРКА МЕТОДА ОЦЕНКИ ЧАСТОТЫ НЕВЕРНОЙ  
ИДЕНТИФИКАЦИИ ЭЛЕКТРОНА КАК ФОТОНА ДЛЯ ДАННЫХ  
ПРОТОН-ПРОТОННЫХ СТОЛКНОВЕНИЙ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ  
ATLAS

Руководитель НИРС,  
к.ф-м.н.

\_\_\_\_\_ Солдатов Е.Ю.  
подпись

Студент гр. Б16-102

\_\_\_\_\_ Зубов Д.В.  
подпись

Консультант

\_\_\_\_\_ Курова А.С.  
подпись

Москва 2019

# Содержание

Введение . . . . .	2
1 Экспериментальная установка ATLAS . . . . .	3
2 Метод оценки частоты неверной идентификации. . . . .	5
3 Проверка метода оценки частоты неверной идентификации.	6
3.1 Измерение частоты неверной идентификации в Монте-Карло симуляции. . . . .	7
3.2 Оценка "истинной" частоты неверной идентификации в Монте-Карло симуляции. . . . .	10
3.3 Анализ полученных результатов. . . . .	11
4 Заключение . . . . .	14

# Введение

В настоящий момент группой ATLAS НИЯУ МИФИ ведётся работа по изучению процесса электрослабого рождения  $Z$ -бозона с фотоном двумя струями и последующим распадом  $Z$ -бозона на нейтрино и антинейтрино[1]. Отклонение от предсказанного СМ сечения в этом процессе будет указывать на наличие "новой физики" за рамками СМ. Оно может возникнуть в следствии существования процесса, проходящего через механизм вне СМ.

Так как напрямую нейтрино никак не взаимодействуют с детектором, с ним ассоциируют вектор недостающего импульса, восстановленного в поперечной плоскости  $\vec{p}_T^{miss}$ . Таким образом сигнатурой данного процесса в детекторе является наличие восстановленного фотона с высоким поперечным импульсом и большого  $E_T^{miss}$  (модуль  $\vec{p}_T^{miss}$ ). Схожую сигнатуру имеет ряд процессов, которые являются фоновыми для  $Z(\rightarrow \nu\bar{\nu})\gamma$ . Одним из таких фонов является неверная идентификация электрона как фотона. Рождение  $W$ -бозона с последующим распадом в электрон(позитрон) и антинейтрино(нейтрино) есть пример процесса, в котором может произойти неверная идентификация. Целью данной работы является проверка метода оценки частоты неверной идентификации электрона как фотона.

# 1 Экспериментальная установка ATLAS

Эксперимент ATLAS[2] (ATLAS — A Toroidal LHC ApparatuS) многоцелевой детектор, покрывающий почти полный телесный угол. В эксперименте ATLAS используется прямоугольная система координат. Ось  $z$  направлена по оси пучка,  $x$  - к центру кольца,  $y$  - вверх,  $\phi$  - азимутальный угол в плоскости  $xOy$ , перпендикулярной пучку, отсчитывается от оси  $x$ ,  $\theta$  - полярный угол, отсчитывается от оси  $Z$ . В основном при работе используется величина, зависящая от полярного угла  $\eta = -\ln\left(\text{tg}\frac{\theta}{2}\right)$ , называемая псевдобыстротой, т.к. она аддитивна относительно преобразований Лоренца.

Эксперимент ATLAS включает в себя внутренний детектор (ВД), систему калориметров, мюонный спектрометр (МС), магнитную и триггерную системы (Рис. 1).

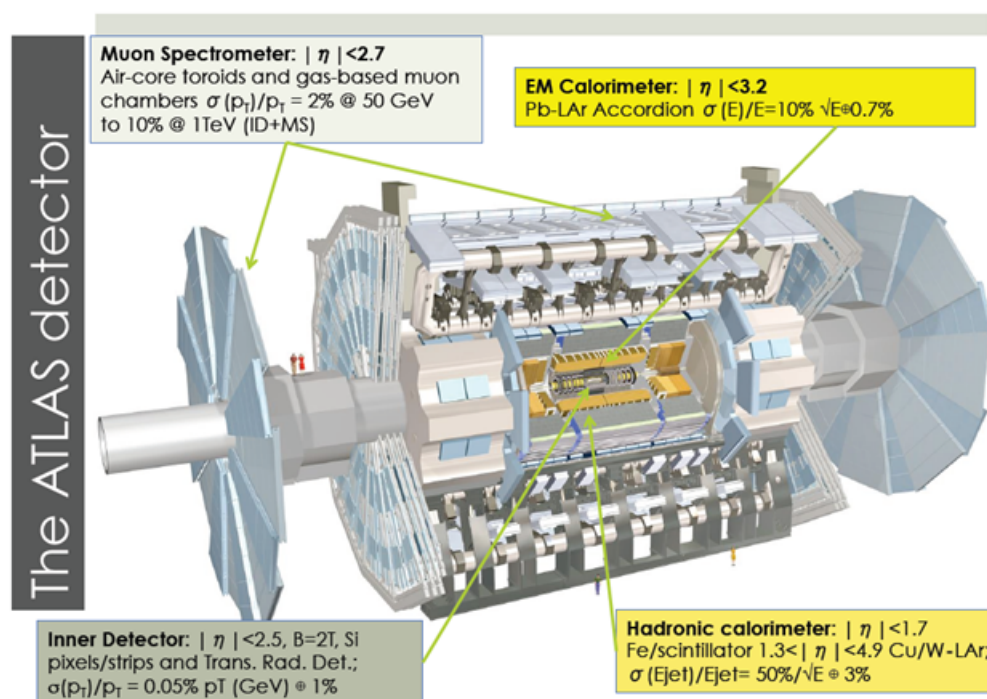


Рис. 1: Детектор ATLAS

Основная задача внутреннего детектора - восстановление треков заряженных частиц. ВД состоит из трех подсистем: пиксельного (Pixel) и силиконового (SCT) микростриповых детекторов, а также трекера переходного излучения (TRT). Пиксельный детектор состоит из трех цилиндрических слоев и трех торцевых пластин и в общем содержит 80 миллионов пикселей. Ближайший к пучку слой называют В-слоем. Он находится на расстоянии 3.3 см от пучка и имеет важную роль в восстановлении треков. SCT детектор включает 4 цилиндрических слоя и 9 дисков в каждом торце, состоящих из силиконовых микрострипов. Силиконовый и пиксельный детекторы покрывают область псевдобыстроты  $|\eta| < 2.5$ . TRT, состоящий из тонких трубок,

наполненных смесью Хе и Аг, покрывает область псевдобыстрот  $|\eta| < 2.0$ ].

Калориметрическая система состоит из электромагнитной (ЭМК) и адронной составляющей. ЭМК играет решающую роль в идентификации электронов и фотонов. Он состоит из слоев свинца и жидкого аргона и имеет геометрию аккордеона. ЭМК делится на центральную часть, покрывающую область псевдобыстрот  $|\eta| < 1.475$ , и две торцевые части (каждая из которых состоит из двух коаксиальных колёс), покрывающие область псевдобыстрот  $1.375 < |\eta| < 3.2$ . В области псевдобыстрот  $1.37 < |\eta| < 1.52$  находится технический зазор, в котором измерения не проводятся. Адронный калориметр состоит из 3-х различных систем: Tile-калориметр, торцевой LAr-калориметр и передний LAr-калориметр. Tile-калориметр размещается снаружи корпуса ЭМ-калориметра. Он состоит из органических сцинтилляторов и позволяет регистрировать энергии адронов в области с псевдобыстротой  $|\eta| < 1.7$ ]. Торцевой LAr-калориметр, рабочим веществом которого является жидкий аргон, расположен за торцевым ЭМ-калориметром. Он перекрывает область псевдобыстрот  $1.5 < |\eta| < 3.2$ . Передний LAr-калориметр, также основанный на жидком аргоне, создает однородность калориметрии и поглощает фон перед мюонными камерами. Его область псевдобыстрот:  $3.1 < |\eta| < 4.9$ .

МС восстанавливает импульс и треки пролетающих мюонов с максимально возможным разрешением. Состоит из четырёх подсистем, использующих разные технологии: Мониторируемые Дрейфовые Трубки, Катодные Стриповые Камеры, Резистивные Плоские Камеры и Тонко-Зазорные Камеры. Эти подсистемы погружены в магнитное поле, генерируемое тремя тороидами: один центральный покрывает диапазон по псевдобыстроте  $|\eta| < 1.5$  обеспечивая поле в 0.5 Тл и ещё два, расположенные в области большей псевдобыстроты  $|\eta| > 1.5$  генерируют поле в 1 Тл.

Для предварительного отбора «интересных» столкновений используется система триггеров. В результате её, при номинальной частоте столкновений 40 МГц, интересные события поступают со средней частотой 200 Гц.

Для измерения импульсов создана специальная система магнитов, создающая электромагнитное поле, которое искривляет траектории заряженных частиц. Она состоит из 4-х сверхпроводящих магнитов: соленоида и трёх тороидов. Подразделяется на 2 основных составляющих – внутреннюю (соленоид) и внешнюю (тороидальные магниты).

## 2 Метод оценки частоты неверной идентификации.

При прохождении фотона в веществе внутреннего детектора возможно рождение электрон-позитронной пары, которая видна в трековом детекторе. Фотоны, восстановленные из такой электрон-позитронной пары, называют конверсионными. Конверсионные фотоны иногда восстанавливаются из одного электронного/позитронного трека, так как электроны/позитроны как больших, так и малых энергий могут не оставить трека. В этом случае в электромагнитном калориметре возникнет ливень, который будет расцениваться как фотон. Частота такой ошибочной идентификации колеблется от 2 до 18% в зависимости от импульса и псевдобыстроты частицы[4].<sup>1</sup>

Частота неверной идентификации в первом приближении может быть оценена как отношение числа событий с электроном и фотоном ( $e\gamma$ ) к числу событий с электроном и позитроном ( $e\bar{e}$ ) при условии, что инвариантная масса каждой из пар частиц лежит в пределах 20 ГэВ вблизи массы  $Z$  бозона. Фотон в событиях  $e\gamma$ , а также электрон с наиболее высокой поперечной энергией в событиях  $ee$  должен был иметь ту же энергию, что и фотон в области измерения электрослабого процесса  $Z(\rightarrow \nu\bar{\nu})\gamma jj$ , то есть не менее 150 ГэВ. Поперечный импульс второго электрона должен быть больше чем 25 ГэВ. Абсолютное значение псевдобыстроты электронов и фотона в событиях должна быть 2.37, исключая при этом  $1.37 < |\eta^e| < 1.52$ . Помимо этих условий, фотоны должны удовлетворять критериям изолированности, то есть  $E_T^{cone40} < 0.022p_T + 2.45$ ,  $p_T^{cone20}/p_T < 0.05$ .

$$rate_{e\rightarrow\gamma} = \frac{N_{e\gamma}}{N_{ee}}, \quad (1)$$

Поскольку  $Z$  бозон не может распадаться в электрон и фотон, делается вывод, что фотон в данном случае является либо жёстким тормозным фотоном, излучаемым на самом деле электроном, либо этот фотон в реальности является электроном, который либо пересек ВД и не оставил трека, либо был неверно идентифицирован как конверсионный фотон. Отношение числа событий  $e\gamma$  и  $ee$  представляет собой частоту неверной идентификации, когда электрон реконструируется и идентифицируется фотоном(1). Для того, чтобы снизить возможное загрязнение числа событий  $ee$  и  $e\gamma$  от фона  $W(\rightarrow e\nu)\gamma$ , было наложено требование на потерянный поперечный импульс в событиях быть менее 40 ГэВ.

---

<sup>1</sup>Везде далее под электроном будет подразумеваться электрон и его античастица позитрон.

### 3 Проверка метода оценки частоты неверной идентификации.

Целью работы в этом семестре являлась проверка описанного выше метода оценки частоты неверной идентификации электрона как фотона. Для проверки была произведена Монте-Карло симуляция процесса рождения  $Z$ -бозона и адронной струи в протон-протонных столкновениях и последующим распадом  $Z$ -бозона в электрон-позитронную пару. Генерация событий осуществлялась с помощью программного пакета MadGraph5\_aMCNLO, для симуляции детектора ATLAS применялся пакет Delphes3.

Проверка метода состояла в сравнении частоты неверной идентификации, полученной с помощью описанного выше метода и истинной частоты неверной идентификации в Монте-Карло симуляции. Последняя основана на сопоставлении реконструированного фотона после симуляции детектора (далее фотона на реко-уровне) с электроном до адронизации и симуляции детектора, то есть электрона на партонном уровне, находящегося внутри конуса  $\Delta R = 0.1$  вокруг этого фотона.

### 3.1 Измерение частоты неверной идентификации в Монте-Карло симуляции.

Для оценки частоты неверной идентификации отбирались события либо с одним фотоном и одним электроном, либо события с двумя противоположно заряженными электронами и вычислялось отношение пар  $ee$  и  $e\gamma$  с инвариантной массой вблизи массы  $Z$  бозона.

Поперечный импульс и псевдобыстрота объектов в этих парах удовлетворяет отборам для пар  $ee$  и  $e\gamma$ , описанных в пункте 2. Фотоны в парах  $e\gamma$  изолированы, то есть удовлетворяют критерию изоляции  $PhIso_{max} = 0.05$ . Переменная  $PhIso_{max}$  определяется как отношение суммы поперечных импульсов всех частиц кроме фотона с минимальным поперечным импульсом частицы 0.5 ГэВ внутри конуса  $\Delta R = 0.5$  к поперечному импульсу фотона:

$$PhIso = \frac{\sum_{i \neq p}^{\Delta R \leq 0.2, PT_{min}(i) = 0.5} PT(i)}{PT(p)} \quad (2)$$

На рисунках 2-3 представлены распределения инвариантных масс пар  $ee$  и  $e\gamma$ . Как видно из рисунка 2 в распределении инвариантной массы пары  $e\gamma$  присутствует фон, который нужно учитывать при подсчете количества событий с  $e\gamma$  парами вблизи массы  $Z$ .

Оценка формы фона в распределении инвариантной массы  $e\gamma$  проводилась путем фитирования распределения суммой полинома третьей степени и Воигтиана, где Воигтиан есть свертка распределения Гасса и распределения Брейта-Вигнера:

$$F_{fit}(x) = POL3(x) + Voigtian(x) \quad (3)$$

$$Gauss(M, \sigma) \times BreitWigner(M, \Gamma) = Voigt(M, \Gamma, \sigma). \quad (4)$$

Таким образом события в распределении от распада  $Z$ -бозона описывались Воигтианом, а фон полиномом третьей степени.

$$F_{fit} = p_4 + p_5 \cdot x + p_6 \cdot x^2 + p_7 \cdot x^3 + p_0 \cdot Voigt(M, \Gamma, \sigma), \quad (5)$$

Фитирование проводилось в интервалах (75-85) ГэВ и (95-105) ГэВ. При фитировании такие параметры Воигтиана как ширина распада  $Z$ -бозона  $\Gamma$ , масса  $Z$ -бозона  $M$ , среднеквадратичное отклонение  $\sigma$  фиксировались:  $M = 91.2$  ГэВ - масса,  $\Gamma = 0.084$  ГэВ [6],  $\sigma = 1.79$  ГэВ. Параметр  $p_0$  ответственный за высоты пика принимал значения в фиксированном интервале, таком чтобы при фитировании высота Воигтиана лежала в пределах 10% от высоты пика распределения. Фиксирование и ограничение принимаемых значений параметров необходимо для стабильного фитирования. Значение



параметра  $\sigma$  оценивалось из ширины пика  $Z$ -бозона на полувысоте по формуле 6:

$$FWHM_{Voigt} \approx \frac{\Gamma}{2} + \sqrt{\frac{\Gamma^2}{4} + (2.35 \cdot \sigma)^2}. \quad (6)$$

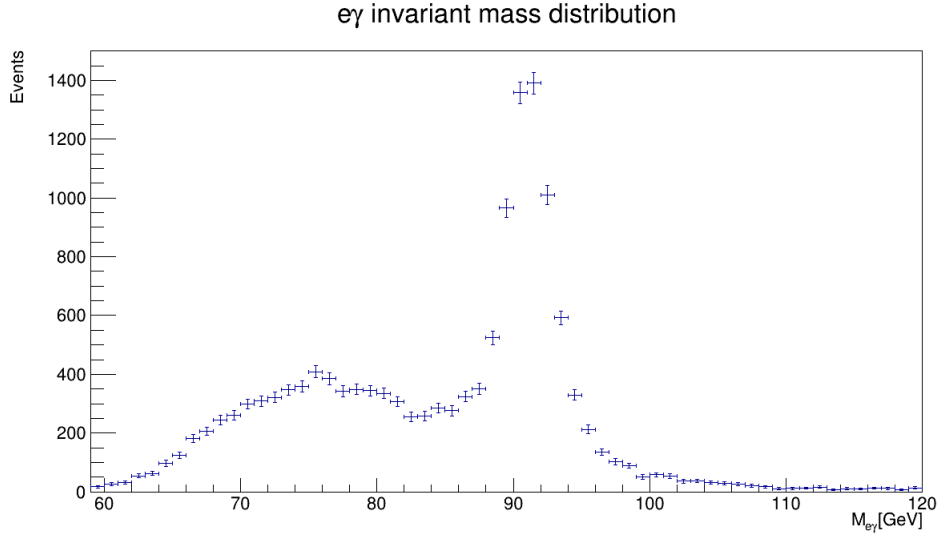


Рис. 2: Распределение инвариантной массы электрона и фотона

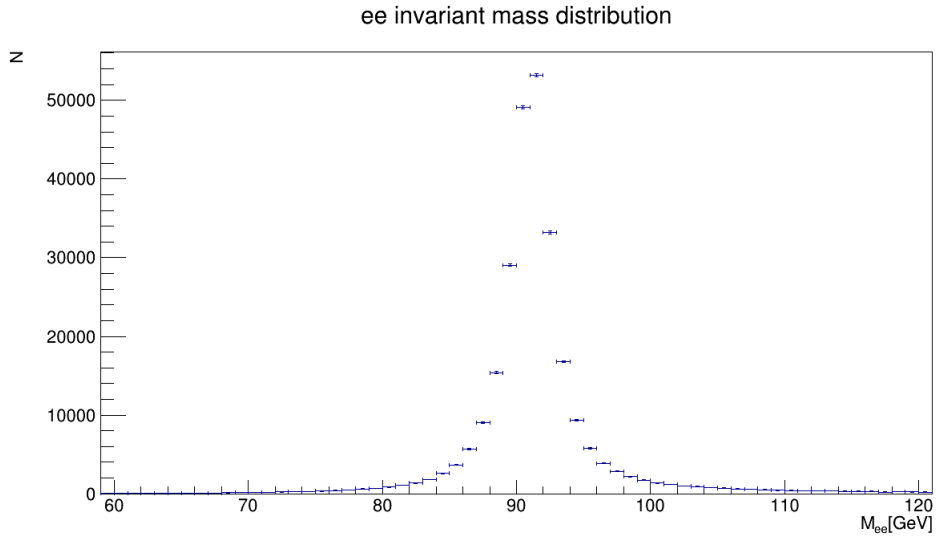


Рис. 3: Распределение инвариантной массы двух электронов

Такой вариант фитирования можно считать успешным, так как значение  $\chi^2 = 26.63$  меньше критического значения  $\chi_{kp}^2$ , отвечающего уровню значимости  $\alpha = 0.05$ . С учетом фона получено значение частоты неверной идентификации:

$$\nu_{e \rightarrow \gamma} = 2.32 \pm 0.04\%.$$

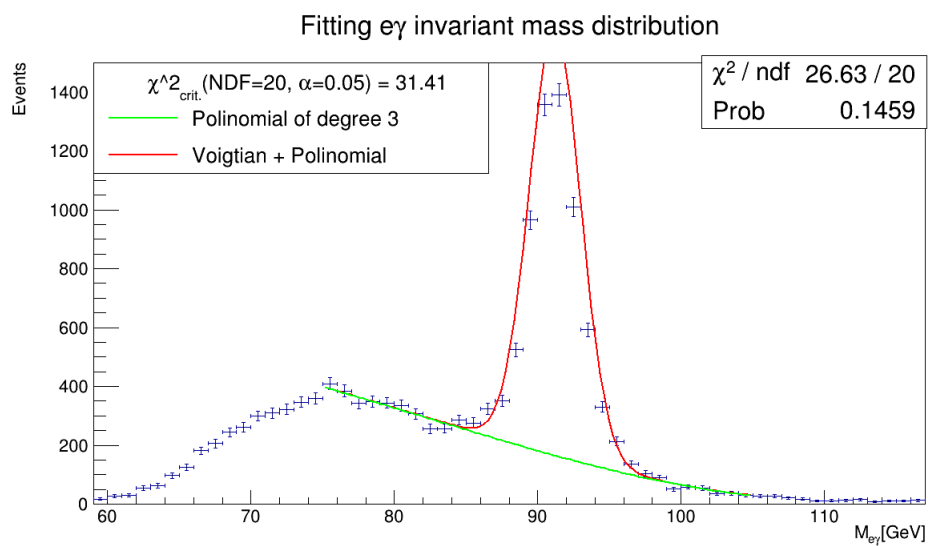


Рис. 4: Результат фитирования распределения инвариантной массы электрона и фотона

### 3.2 Оценка "истинной" частоты неверной идентификации в Монте-Карло симуляции.

Для проверки факта неверной идентификации электрона как фотона для реконструированного фотона из пары  $e\gamma$  производился поиск электрона на партонном уровне, такого что  $\Delta R$  между ними был меньше 0.1.

В таблице 2 представлены критерии отбора событий для вычисления частоты неверной идентификации двумя методами:

Переменная	tag-n-probe		$\Delta R$	
	Пара $ee$	Пара $e\gamma$	Пара $ee$	Пара $e\gamma$
$PT_{min}(sublead)$	25			
$PT_{min}(lead)^*$	150			
$\eta$ (both particles in pair)	$1.37 \leq  \eta  \leq 1.52,  \eta  \leq 2.37$			
$PhIso_{max}$	-	0.05	-	0.05
Num e	2	1	2	1
Num $\gamma$	0	1	0	1
Pair inv. mass	80-100	80-100	-	-
$\Delta R_{max}$	-	-	0.1	0.1

Таблица 1: Отбор событий для оценки  $\nu_{e \rightarrow \gamma}$  двумя методами

\* - В парах  $ee$  lead - электрон,  $e\gamma$  - фотон.

Отношение событий с отобранными парами  $e\gamma$  к числу событий с парами  $ee$  есть частота неверной идентификации электрона как фотона. Таким образом получено:

$$\nu_{e \rightarrow \gamma} = 3.11 \pm 0.03\%$$

### 3.3 Анализ полученных результатов.

Различие частоты неверной идентификации, полученной двумя разными методами в Монте-Карло симуляции, составляет более 25%.

$\nu_{e \rightarrow \gamma} = 2.32 \pm 0.04\%$  - измеренная частота.

$\nu_{e \rightarrow \gamma} = 3.11 \pm 0.03\%$  - "истинная" частота.

В ходе дополнительных исследований были установлены предположительные причины такого несоответствия. Так, была установлена природа фона в распределении инвариантной массы электрона и фотона, который увидеть не ожидалось: в событиях фонового "бампа" реконструируемый фотон имеет значительно более низкий поперечный импульс в сравнении с соответствующим ему электроном на партонном уровне (Рис. 5-6).

Также было выяснено, что изолированность фотона *PhIso* обеспечивает отсутствие каких-либо частиц в конусе шириной  $\Delta R = 0.5$ , способных унести энергию.

Было изучено поведение неверно идентифицируемого электрона после адронизации на партикл уровне. В таблице 3 представлен 4-импульс электрона на партонном, партикл и реко уровнях для нескольких событий. На примере первого события можно наблюдать, как электрон с энергией 625 ГэВ превращается в пару частиц - в электрон с энергией 228 ГэВ и фотон с энергией 397 ГэВ. То есть происходит потеря энергии электроном посредством тормозного излучения. Причем на реко уровне регистрируется только фотон, электрон достаточного следа не оставляет.

Таким образом можно сказать, что фотоны из фонового "бампа" есть не неверно идентифицированные электроны, а фотоны тормозного излучения испущенные электроном в веществе детектора.

Для верной оценки  $\nu_{e \rightarrow \gamma}$  от этих фотонов необходимо избавляться в обоих методах. Сейчас ведется работа по поиску отбора, который избавит от этого фона.

Плюс ко всему не разрешен вопрос о том, куда пропадает электрон после излучения фотона. Для разрешения этого вопроса планируются дополнительные исследования на партикл уровне.

Parton ( $E, PT, \eta, \phi$ )	Particle $PID$ : ( $E, PT, \eta, \phi$ )	Detector ( $E, PT, \eta, \phi$ )
(629.743, 232.454, 1.654, -1.369)	-11:(625, 230.3, 1.656, -1.365) -11:(228, 83.98, 1.656, -1.365) 22:(397, 146.3, 1.656, -1.365)	(321.402, 117.928, 1.660, -1.369)
(632.084, 212.922, -1.752, -1.807)	(583, 203.6, -1.713, -1.739) 22:(2.16, 0.700, -1.789, -1.755) 22:(0.98, 0.333, -1.739, -1.667)	(368.926, 128.934, -1.712, -1.736)
(264.189, 229.483, 0.543, 1.826)	(269, 235, 0.532, 1.794)	(166.294, 145.276, 0.532, 1.784)
(295.504, 283.834, -0.286, -2.078)	-11:(292, 281, -0.2723, -2.086) -11:(174, 168, -0.272, -2.086) 22:(118, 114, -0.272, -2.086)	(118.746, 114.731, -0.264, -2.087)
(514.313, 168.993, -1.778, -1.819)	11:(523, 179, -1.734, -1.800) 11:(522, 179, -1.734, -1.800) 22:(0.068, 0.023, -1.734, -1.800)	(334.183, 115.51, -1.724, -1.800)

Таблица 2: Эволюция неверно идентифицируемого электрона на разных этапах симуляции

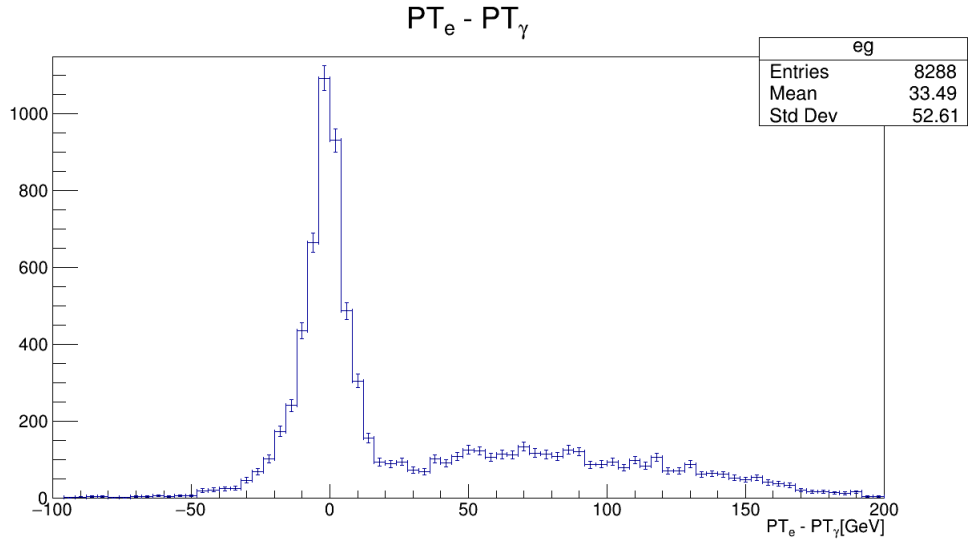


Рис. 5: Распределение разности энергии фотона на реко-уровне и соответствующего электрона на партонном уровне для всех фотонов участвующих в оценке  $\nu_{e \rightarrow \gamma}$

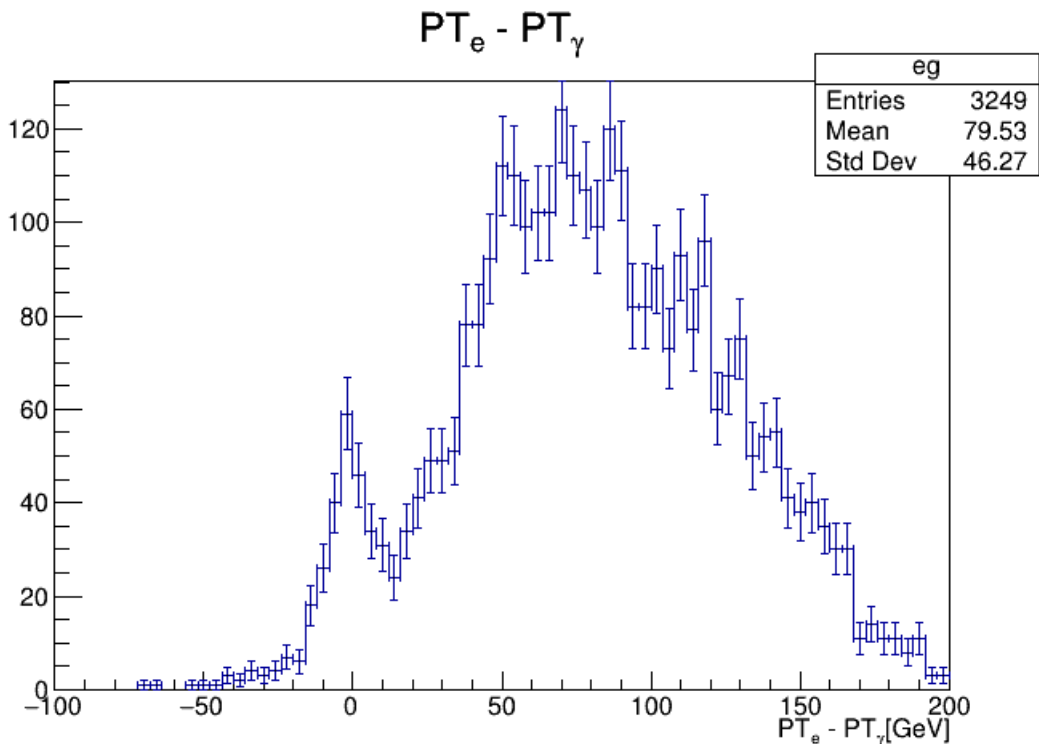


Рис. 6: Распределение разности энергии фотона на реко-уровне и соответствующего электрона на партонном уровне для фотонов из пар, инвариантная масса которых в пределах (65-80) ГэВ, что соответствует "бампу".

## 4 Заключение

В работе осуществлялась проверка метода оценки неверной идентификации электрона как фотона. Была установлена неточность и необходимость доработки этого метода и метода проверки на полученном наборе данных. Была установлена причина неточности метода - наличие событий с тормозными фотонами.

В будущем планируется решить данные проблемы.

## Список используемых источников

1. Measurements of  $Z$  and  $Z$  production in pp collisions at  $\sqrt{s} = 8\text{TeV}$  with the ATLAS detector [Text] / ATLAS Collaboration // Phys. Rev. D 93 - 2016. - p.59. - arXiv:1604.05232 [hep-ex].
2. ATLAS Collaboration, The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider, JINST 3 (2008) S08003.
3. ATLAS Computing : technical design report [Text]: Technical Design Report ATLAS (17) / ATLAS Collaboration. - Geneva : CERN, 2005. - 234 p.
4. Electron-to-photon fake rate measurements - Supporting documentation for the paper Photon identification in 2015+2016 ATLAS data [Text] / S. Manzoni [et al.]. - tech.rep. ATL-COM-PHYS-2017-1277. - CERN, 2017. - (<https://cds.cern.ch/record/2280801>).
5. Temme, N. M. (2010), "Voigt function in Olver, Frank W. J.; Lozier, Daniel M.; Boisvert, Ronald F.; Clark, Charles W. (eds.), NIST Handbook of Mathematical Functions, Cambridge University Press, ISBN 978-0-521-19225-5, MR 2723248
6. PDG particle physics booklet (2018).