

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

УДК 539.1

ОТЧЕТ  
О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ

**ПОИСК АНОМАЛЬНЫХ ВЕРШИН В ФОРМАЛИЗМЕ  
ВЕРШИННОЙ ФУНКЦИИ ДЛЯ ПРОЦЕССА РОЖДЕНИЯ  
Z-БОЗОНА С ФОТОНОМ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ АТЛАС**

Научный руководитель  
к.ф.- м.н., доцент

\_\_\_\_\_ Солдатов Е.Ю.

Студент

\_\_\_\_\_ Чехонина А.А.

Научный консультант  
инженер

\_\_\_\_\_ Семушин А.Е.

Москва 2024

# ОГЛАВЛЕНИЕ

1	Введение	3
2	Теоретическое введение	4
2.1	Стандарная модель . . . . .	4
2.2	Формализм вершинной функции . . . . .	5
2.3	Унитарность $S$ -матрицы и клипшинг . . . . .	8
3	Экспериментальная установка АТЛАС	11
4	Монте-Карло моделирование	15
5	Тестовая статистика	16
6	Используемые данные	18
7	Результаты	20
8	Заключение	32
	Список литературы	33

# 1. ВВЕДЕНИЕ

Стандартная модель (СМ) — теория об элементарных частицах, их строении и взаимодействиях. СМ считается неполной теорией, т.к. в природе есть процессы и явления, которые СМ не может объяснить. Во-первых, СМ не описывает гравитационное взаимодействие. Во-вторых, из космологических исследований известно, что существует темная материя [1], в СМ не описывается ее состав. В-третьих, в СМ есть проблема иерархии поколений, которая заключается в том, что наблюдаемые массы трех поколений фермионов отличаются в десятки раз, хотя другие свойства этих частиц совпадают [2]. Экспериментальным фактом неполноты СМ является существование осциллирующих нейтрино [3]. Таким образом, чтобы преодолеть вышеперечисленные и другие трудности, СМ требуется расширение. Явления, выходящие за рамки СМ, называют «новой физикой».

В современной физике частиц сложилось два способа поиска «новой физики»: прямой и непрямой. Первый подход заключается в детектировании рождения новых частиц в экспериментах. Примером может служить открытие бозона Хиггса экспериментами Большого адронного коллайдера (БАК) [4]. Второй — состоит в изучении взаимодействий уже известных частиц. Преимуществом непрямого подхода, который рассматривается в данной работе, является то, что работа с ним производится при энергиях более низких, чем массы новых частиц. Поиск аномальных вершин — это модельнонезависимый метод. Он позволяет искать «новую физику», не привязываясь к требованиям конкретной модели.

**Целью** данной работы является развитие метода постановки ограничений и получение наиболее строгих в мире пределов на константы связи в формализме вершинной функции. В рамках поставленной цели нужно выполнить следующие **задачи**:

1. определить чувствительную к аномальным взаимодействиям переменную процесса;
2. поставить пределы на коэффициенты связи аномальных вершин;
3. оценить влияние отборов на адронные струи на пределы;
4. установить, являются ли полученные пределы унитаризованными.

## 2. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ВВЕДЕНИЕ

### 2.1. СТАНДАРНАЯ МОДЕЛЬ

Стандарная модель Вайнбейрга-Салама-Глешоу единым образом описывает три из четырех фундаментальных взаимодействий, а именно электромагнитное, слабое и сильное. Теория хорошо согласуется с экспериментальными данными. СМ основана на теории полей Янга-Миллса с калибровочной группой  $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ .

Калибровочные поля, которые соответствуют ненарушенной группе  $SU(3)_C$ , описывают сильное взаимодействие. Здесь индекс  $C$  означает цветовой заряд. Прямое произведение групп  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  описывает единую теорию электрослабого взаимодействия. Здесь индекс  $L$  означает, что группа имеет фундаментальное представление только для левых частиц, а  $Y$  обозначает гиперзаряд. При низких энергиях данная симметрия спонтанно нарушается до группы  $U(1)_{\text{эм}}$ , соответствующей классической электродинамике. При этом необходимо отметить, что ненарушенная группа  $U(1)_{\text{эм}}$  не совпадает с группой  $U(1)_Y$ .

- В группе  $U(1)_Y$  имеется один генератор  $Y/2$ , где  $Y$  — гиперзаряд и одно калибровочное поле  $B_\mu$ .
- В группе  $SU(2)_L$  имеются три генератора  $\sigma_i/2$ , где  $\sigma_i$  — матрицы Паули ( $i = \overline{1, 3}$ ), и три первичных калибровочных поля  $W_\mu^i$ . Так как матрицы не коммутируют между собой,  $SU(2)_L$ -симметрия является неабелевой.
- Генераторами для  $SU(3)_C$  являются следующие соотношения  $\lambda_i/2$ ,  $\lambda_i$  — матрицы Гелл-Манна ( $i = \overline{1, 8}$ ). Матрицы Гелл-Манна не коммутируют, поэтому  $SU(3)_C$ -симметрия является неабелевой.

Бозонами называют частицы с целым значением спина. К ним относятся фотон, глюон,  $W$ -бозон,  $Z$ -бозон и бозон Хиггс. Фермионами называются частицы с полуцелыми значениями спина. Фермионы СМ состоят из лептонов (электрона  $e^-$ ,  $\mu$ -мезона и  $\tau$ -мезона), трех нейтрино ( $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$ ,  $\nu_\tau$ ) и шести кварков ( $u$ ,  $d$ ,  $s$ ,  $c$ ,  $b$ ,  $t$ ). При достигающихся сейчас энергиях нельзя говорить о существовании структуры у кварков и лептонов, поэтому эти частицы считаются фундаментальными. Кварки являются составными частями адронов и экспериментально в свободном виде не наблюдаются. Кварки, в

отличие от лептонов, участвуют в сильных взаимодействиях. Электрон,  $\mu$ -мезон и  $\tau$ -мезон имеют заряд равный (-1), нейтрино являются электрически нейтральными. Кварки  $u, c, t$  имеют электрический заряд  $2/3$ , а  $d, s, b$  — заряд  $(-1/3)$  в единицах элементарного заряда ( $e > 0$ ). Согласно квантовой теории поля каждой частице соответствует античастица. Частица и античастица имеют одинаковую массу, спин, время жизни, что является следствием СРТ-теоремы. Однако их заряды противоположны по знаку.

Лагранжиан электрослабой теории имеет следующий вид [5, 6]

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_\psi + \mathcal{L}_Y + \mathcal{L}_H + \mathcal{L}_G, \quad (2.1)$$

где  $\mathcal{L}_\psi$  — лагранжиан, описывающий взаимодействия фермионов;  $\mathcal{L}_Y$  — лагранжиан юкавского взаимодействия, обеспечивает массы фермионов;  $\mathcal{L}_H$  — лагранжиан поля Хиггса, обеспечивает массы  $W$  и  $Z$ -бозонам;  $\mathcal{L}_G$  — лагранжиан калибровочных полей.

## 2.2. ФОРМАЛИЗМ ВЕРШИННОЙ ФУНКЦИИ

При рассмотрении независимого от модели подхода к аномальным взаимодействиям необходимо учитывать ряд желательных особенностей: должна быть возможность восстановить СМ в соответствующем пределе; теория должна быть общей, чтобы охватить любые явления за рамками СМ; должны соблюдаться Лоренц-инвариантность и калибровочная симметрия  $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ . Кроме того, расширение СМ должно удовлетворять аксиомам унитарности, аналитичности  $S$ -матрицы.

В конце 1970-х годов в физику элементарных частиц введены две концептуальные основы: эффективная теория поля и аномальные взаимодействия электрослабых векторных бозонов [7].

Подход эффективной теории поля (ЭТП) — это естественный способ расширить СМ таким образом, чтобы соблюдались калибровочные симметрии. Он является достаточно общим, чтобы охватить любые эффекты, выходящие за рамки СМ. В ЭТП любое расширение СМ можно параметризовать эффективным лагранжианом

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{SM}} + \sum_{d>4} \sum_j \frac{c_j}{\Lambda^{d-4}} \mathcal{O}_j^d, \quad (2.2)$$

где  $d$  — размерность оператора  $\mathcal{O}_j^d$ , а  $\Lambda$  — масштаб новой физики;  $c_j/\Lambda^{d-4}$  — коэффициенты Вильсона, которые определяют связь «новой физики» с СМ.

Новые операторы строятся из полей СМ и соблюдают ее калибровочные симметрии. В пределе  $\Lambda \rightarrow \infty$  этот лагранжиан стремится к СМ. При энергиях значительно ниже  $\Lambda$  имеет значение только конечный набор операторов с наименьшей размерностью. Следовательно, лагранжиан является предсказательным, даже если коэффициенты  $c_j$  сохраняются как свободные параметры, и может использоваться для поиска «новой физики» модельно независимым способом [8].

Концепция аномальных взаимодействий электрослабых векторных бозонов, рассматриваемая в данной работе, позволяет исследовать конкретные вершины взаимодействий, в то время как каждый оператор ЭТП, как правило, предсказывает много разных аномальных вершин. Это является достоинством данного подхода. В конце 1970-х годов не было уверенности в том, что электрослабое взаимодействие является спонтанно нарушенной калибровочной теорией, поэтому данный подход не включает калибровочную симметрию  $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ .

Наиболее общее правило Фейнмана для функции взаимодействия трех калибровочных бозонов  $V_1 V_2 V_3$  определено на рисунке 2.1.

$$= ie \Gamma_{V_1 V_2 V_3}^{\alpha, \beta, \mu}(q_1, q_2, P)$$

Рисунок 2.1 — Диаграмма Фейнмана для общей вершины  $V_1 V_2 V_3$

Вершинная функция взаимодействия трех векторных бозонов  $Z, \gamma, V$ , где  $V = \gamma$  или  $Z$ , имеет следующий вид [9–11]:

$$\Gamma_{Z\gamma V}^{\alpha\beta\mu}(q_1, q_2, P) = \frac{i(P^2 - m_V^2)}{m_Z^2} \left\{ h_1^V (q_2^\mu g^{\alpha\beta} - q_2^\alpha g^{\mu\beta}) + \frac{h_2^V}{m_Z^2} P^\alpha [(P q_2) g^{\mu\beta} - q_2^\mu P^\beta] - \right. \\ \left. - (h_3^V + h_5^V \frac{P^2}{m_Z^2}) \epsilon^{\mu\alpha\beta\rho} q_{2\rho} - \frac{h_4^V}{m_Z^2} P^\alpha \epsilon^{\mu\beta\rho\sigma} P_\rho q_{1\sigma} + \frac{h_6^V}{m_Z^2} P^2 [q_2^\alpha g^{\mu\beta} - q_2^\mu g^{\alpha\beta}] \right\}, \quad (2.3)$$

где  $q_1, q_2, P$  — импульсы  $Z, \gamma$  и  $V$ ;  $V$  — фотон или  $Z$ -бозон, находящийся вне массовой поверхности, в то время как два других бозона находятся на массовой поверхности;  $\epsilon^{\mu\beta\rho\sigma}$  — символ Леви - Чивиты (антисимметричный

псевдотензор);  $g^{\alpha\beta}$  — метрический тензор;  $h_i^V$  — параметры тройной вершины ( $i = \overline{1, 6}$ ),  $m_Z$  — масса  $Z$ -бозона. До сих пор величина коэффициентов  $h_i^V$  неизвестна. Величины  $h_i^V$  — параметры взаимодействия, коэффициенты связи — являются безразмерными. Члены с параметрами  $h_1^V, h_2^V, h_6^V$  нарушают СР-инвариантность; в то время как члены с  $h_3^V, h_4^V, h_5^V$  сохраняют её. Дополнительный множитель  $i$  введен для того, чтобы связанный с ним эффективный лагранжиан «новой физики» был эрмитовым, его знак является условностью [9].

Подход с использованием вершинных функций является аналогом лагранжевого подхода в импульсном пространстве. Аномальная добавка к эффективному лагранжиану имеет следующий вид [9–11]:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = \frac{e}{m_Z^2} \left\{ -[h_1^\gamma \partial^\sigma A_{\sigma\mu} + h_1^Z \partial^\sigma Z_{\sigma\mu}] Z_\beta A^{\mu\beta} - \left[ \frac{h_2^\gamma}{m_Z^2} \partial_\alpha \partial_\beta \partial^\rho A_{\rho\mu} + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{h_2^Z}{m_Z^2} \partial_\alpha \partial_\beta (\partial^2 + m_Z^2) Z_\mu \right] Z^\alpha A^{\mu\beta} - [h_3^\gamma \partial_\sigma A^{\sigma\rho} + h_3^Z \partial_\sigma Z^{\sigma\rho}] Z^\alpha \tilde{A}_{\rho\alpha} + \right. \\ \left. + \left[ \frac{h_4^\gamma}{2m_Z^2} \partial^2 \partial^\sigma A^{\rho\alpha} + \frac{h_4^Z}{2m_Z^2} (\partial^2 + m_Z^2) \partial^\sigma A^{\rho\alpha} \right] Z_\sigma \tilde{A}_{\rho\alpha} - \right. \\ \left. - \left[ \frac{h_5^\gamma}{m_Z^2} \partial^2 \partial_\sigma A^{\rho\sigma} + \frac{h_5^Z}{m_Z^2} \partial^2 \partial_\sigma Z^{\rho\sigma} \right] Z^\alpha \tilde{A}_{\rho\alpha} - \left[ \frac{h_6^\gamma}{m_Z^2} \partial^2 \partial_\sigma A^{\rho\sigma} + \frac{h_6^Z}{m_Z^2} \partial^2 \partial_\sigma Z^{\rho\sigma} \right] Z^\alpha A_{\rho\alpha} \right\}. \end{aligned} \quad (2.4)$$

где  $\tilde{A}_{\mu\nu} = 1/2 \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} A^{\rho\sigma}$  с  $A_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$  и аналогично для тензора напряженности поля  $Z$ -бозона.

Если вершинная функция параметризована представленным в формуле 2.3 образом, то амплитуда процесса может быть представлена следующим образом:

$$\mathcal{A} = \mathcal{A}_{\text{SM}} + h_i \mathcal{A}_i, \quad (2.5)$$

где  $\mathcal{A}_{\text{SM}}$  — вклад СМ в амплитуду,  $\mathcal{A}_i$  — вклад в амплитуду «новой физики» ( $i = \overline{1, 6}$ ). Квадрат модуля амплитуды в данном случае параметризуется так [11]:

$$|\mathcal{A}|^2 = |\mathcal{A}_{\text{SM}}|^2 + h_i 2 \text{Re} \mathcal{A}_{\text{SM}}^\dagger \mathcal{A}_i + h_i^2 |\mathcal{A}_i|^2. \quad (2.6)$$

Квадрат модуля амплитуды содержит слагаемое СМ, интерференционное (линейное) и квадратичное слагаемое. Пределы на коэффициенты в такой модели называются одномерными [12]. Квадрат амплитуды процесса для двух нену-

левых коэффициентов имеет следующий вид:

$$|\mathcal{A}|^2 = |\mathcal{A}_{\text{SM}}|^2 + h_i^2 |\mathcal{A}_i|^2 + h_j^2 |\mathcal{A}_j|^2 + h_i 2\text{Re}\mathcal{A}_{\text{SM}}^\dagger \mathcal{A}_i + h_j 2\text{Re}\mathcal{A}_{\text{SM}}^\dagger \mathcal{A}_j + h_i h_j 2\text{Re}\mathcal{A}_i^\dagger \mathcal{A}_j. \quad (2.7)$$

В данном случае квадрат амплитуды содержит слагаемое СМ, два квадратичных, два интерференционных и еще одно слагаемое, называемое перекрестным. Пределы в данном случае называются двумерными [12].

## 2.3. УНИТАРНОСТЬ $S$ -МАТРИЦЫ И КЛИППИНГ

В типичном эксперименте сначала при  $t \rightarrow -\infty$  готовят состояние с определенным набором частиц, затем выполняют измерения, чтобы понять, каким состояние стало в конце при  $t \rightarrow +\infty$ . Пусть приготовленное при  $t \rightarrow -\infty$  состояние содержит частицы, характеризующиеся набором индексов  $i$ , оно тождественно состоянию  $\Psi_i^-$ , в результате эксперимента устанавливается, что при  $t \rightarrow +\infty$  состояние содержит частицы, характеризующиеся набором индексов  $f$ , оно становится тождественным состоянию  $\Psi_f^+$ .  $S$ -матрица комплексных амплитуд вероятности перехода из начального состояния квантово-механической или квантово-полевой системы в отдаленном прошлом ( $t \rightarrow -\infty$ ) в конечное состояние в отдаленном будущем ( $t \rightarrow \infty$ ) определяется следующим скалярным произведением [13]:

$$S_{if} = (\Psi_f^-, \Psi_i^+). \quad (2.8)$$

Совокупности начальных и конечных состояний представляют полную систему собственных функций, следовательно,  $S$ -матрица является унитарной:

$$SS^\dagger = S^\dagger S = 1. \quad (2.9)$$

Чтобы выделить часть  $S$ -матрицы отвечающую взаимодействию, определяют инвариантную амплитуду  $\mathcal{T}$  [14]:

$$S_{if} = 1 + i\mathcal{T}. \quad (2.10)$$

Из данного выражения и унитарности  $S$ -матрицы 2.9 следует:

$$\mathcal{T}^\dagger \mathcal{T} = 2\text{Im}\mathcal{T}. \quad (2.11)$$

Взяв матричный элемент обеих частей этого отношения между идентичными состояниями двух тел (упругое взаимодействие) и подставив в его



левую часть полный набор промежуточных состояний (неупругие взаимодействия), получают [15]:

$$\int_{\text{PS}_2} |\mathcal{T}_{\text{el}}[2 \rightarrow 2]|^2 + \sum_n \int_{\text{PS}_n} |\mathcal{T}_{\text{inel}}[2 \rightarrow n]|^2 = 2\text{Im}\mathcal{T}_{\text{el}}[2 \rightarrow 2], \quad (2.12)$$

где слева интеграл по  $\text{PS}_n$  обозначает интегрирование в фазовом пространстве  $n$  тел (включая множители симметрии от возможных идентичных частиц в конечном состоянии), во втором члене суммирование ведется по всем неупругим каналам ( $n > 2$ ). Если умножить слагаемые слева на  $1/2\hat{s}$  (обозначение со шляпкой вводится, чтобы не возникало путаницы с  $\sqrt{s}=13$  ТэВ, введенной в главе 3), где  $\sqrt{\hat{s}}$  — это энергия исходных частиц в системе центра масс, то получится полное сечение процесса. Тогда перед нами появится стандартный вид оптической теоремы, которая утверждает, что мнимая часть амплитуды рассеяния вперед пропорциональна полному сечению процесса. Рисунок 2.2 наглядно иллюстрирует данное утверждение. Амплитуду аномальных вкла-

Рисунок 2.2 — Оптическая теорема. Мнимая часть амплитуды возникает за счет вклада всех возможных многочастичных состояний [14]

дов  $\mathcal{T}^{s_f s_{\bar{f}}, \lambda_Z \lambda_\gamma}$  можно разложить по парциальным волнам  $a_J^{\text{inel}}$ . Чтобы выразить  $a_J^{\text{inel}}$  необходимо посчитать функциональное скалярное произведение амплитуды процесса и  $d$ -функции Вигнера [10]:

$$a_J^{\text{inel}} = \frac{1}{32\pi} e^{i(\nu' - \nu)\phi} \int_{-1}^1 d(\cos\theta) d_{\nu', \nu}^J(\cos\theta) \mathcal{T}^{s_f s_{\bar{f}}, \lambda_Z \lambda_\gamma}, \quad (2.13)$$

где  $\phi$  и  $\theta$  — азимутальный и полярный угол соответственно;  $\nu = s_f - s_{\bar{f}} = \pm 1$  и  $\nu' = \lambda_Z - \lambda_\gamma = 0, \pm 1$  — разность спиральностей начального/конечного состояния соответственно. В текущем анализе фермионы в исходном состоянии ( $f, \bar{f}$ ) (легкие кварки) рассматриваются как безмассовые частицы. Парциальная волна  $J = 1$  дает основной вклад. Соответствующие  $d$ -функции Вигнера удовлетворяют условию ортонормировки  $\int_{-1}^1 dx d_{\nu', \nu}^J(x) d_{\nu', \nu}^{J'}(x) = \frac{2\delta_{JJ'}}{2J + 1}$  и име-

ют вид  $d_{1,0}^1 = -\frac{1}{\sqrt{2}} \sin\theta$  и  $d_{1,\pm 1}^1 = -\frac{1}{2}(1 \pm \cos\theta)$ .

Из оптической теоремы следуют ограничения на амплитуды парциальных волн и их действительные части в упругом и аналогично неупругом случае [10, 15]:

$$|\operatorname{Re} a_J^{\text{inel}}| \leq \frac{1}{2}, \quad |a_J^{\text{inel}}| < \frac{1}{2}. \quad (2.14)$$

Налагая условие неупругой унитарности 2.14 на действительную часть парциальной амплитуды при  $J = 1$ , получают следующие пертурбативные оценки унитарности главных вкладов для четырех коэффициентов связи  $h_{3,1}^V$  [11]:

$$|h_{3,1}^Z| < \frac{6\sqrt{2}\pi v^2 m_Z}{s_W c_W (T_3 - Q s_W^2) \hat{s}^{3/2}}, \quad |h_{3,1}^\gamma| < \frac{6\sqrt{2}\pi v^2 m_Z}{s_W^2 c_W^2 |Q| \hat{s}^{3/2}}, \quad (2.15)$$

где  $Q$  — электрический заряд фермионов в начальном состоянии;  $v = (G_F \sqrt{2})^{-1/2} \approx 246$  ГэВ — конденсат поля Хиггса (где  $G_F$  — константа взаимодействия Ферми);  $(s_W, c_W) = (\sin\theta_W, \cos\theta_W)$  — синус и косинус угла Вайнберга,  $s_W^2 = 0.23122 \pm 0.0000$  [16];  $T_3 = \pm \frac{1}{2}$  — проекция изоспина для левых фермионов,  $T_3 = 0$  — для правых фермионов. Если при постановке пределов не учтены условия 2.15, пределы называют неунитаризованными, т.е. они являются не физическими.

Одним из методов унитаризации пределов является клиппинг, который заключается в том, что аномальные вклады выключаются при энергии

$$\sqrt{\hat{s}} > E_{\text{clip}}. \quad (2.16)$$

Энергия  $E_{\text{clip}}$  называется энергией клиппинга. Для получения результатов выбираются 4-5 значений  $E_{\text{clip}}$ , для каждого находят пределы. При  $E_{\text{clip}} = \infty$  результатом окажутся неунитаризованные пределы, а при  $E_{\text{clip}} = 0$  пределы поставить нельзя. В данном анализе  $\sqrt{\hat{s}}$  — инвариант процесса рождения векторных бозонов равен инвариантной массе нейтрино, антинейтрино с фотоном  $m_{\nu\bar{\nu}\gamma}$ . Тогда условие 2.16 будет выглядеть так:

$$m_{\nu\bar{\nu}\gamma} > E_{\text{clip}}. \quad (2.17)$$

Стоит отметить, что при постановке пределов предсказание СМ, как и данные, остаются неизменными. Отсечение выполняется на партонном уровне.

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА АТЛАС

Большой адронный коллайдер — это ускоритель частиц с самой высокой энергией в мире, обеспечивающий протон-протонные столкновения при энергии центра масс  $\sqrt{s} = 13$  ТэВ, и предоставляющий огромный набор данных, в частности для детектора АТЛАС. Схема детектора приведена на рисунке 3.1. АТЛАС представляет собой большой многоцелевой детектор с охватом почти  $4\pi$  по телесному углу и симметрией «вперед-назад» относительно его центральной точки. АТЛАС состоит из внутреннего детектора, окруженного тонким сверхпроводящим соленоидом, электромагнитного и адронного калориметров и мюонного спектрометра, включающего три больших сверхпроводящих тороидальных магнита.

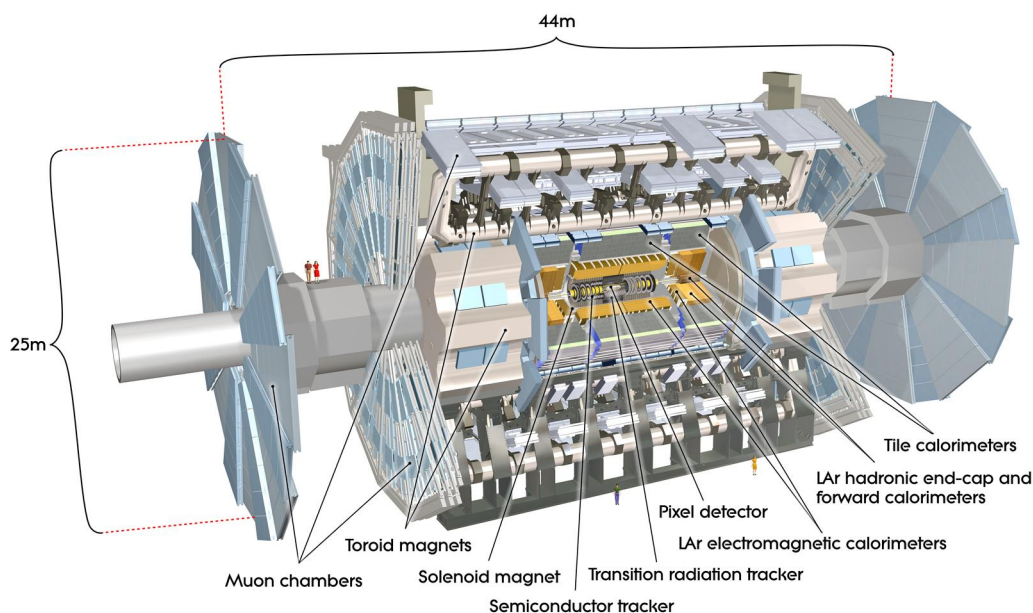


Рисунок 3.1 — Детектор АТЛАС в разрезе

Для описания детектора АТЛАС используют специальную систему координат. Точка взаимодействия пучков определяется как начало системы, плоскость  $x - y$  выбирается поперечной направлению пучка, которое в свою очередь определяет ось  $z$ . Ось  $x$  ориентируется от точки взаимодействия к центру кольца БАК, ось  $y$  направляется вверх. Азимутальный угол  $\phi$  измеряется вокруг оси пучка, полярный угол  $\theta$  — это угол от оси пучка. При

описании частиц принято использовать другую кинематическую переменную, называемую псевдобыстротой. Она определяется следующим выражением

$$\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2}. \quad (3.1)$$

Данная переменная удобна при анализе протон-протонных столкновений, так как распределения по ней более равномерны, чем по полярному углу. Расстоянием  $\Delta R$  в пространстве псевдобыстрота-азимутальный угол называют

$$\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}. \quad (3.2)$$

Поперечный импульс определяется через компоненты трехмерного импульса следующим образом:

$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}. \quad (3.3)$$

Поперечная энергия определяется так

$$E_T = E \sin \theta. \quad (3.4)$$

Стоит отметить, что в случае фотона  $E_T = p_T$ . Поперечный импульс является инвариантным при продольных преобразованиях Лоренца, поэтому его использование оказывается удобным при анализе. Если баланс поперечного импульса нарушен, т.е. сумма (векторная) поперечных импульсов конечных зарегистрированных частиц не равна нулю, как это было до столкновения, то это указывает на наличие в конечном состоянии процесса частиц, не регистрируемых детектором АТЛАС. Такой частицей является, например, нейтрино, которая слабо взаимодействует с веществом и не оставляет следа в детекторе. Частицы такого рода являются основной причиной появления недостающего поперечного импульса  $p_T^{miss}$ . Его можно определить, измерив компоненты импульса  $p_x$  и  $p_y$  конечных частиц и зная, что до столкновения они были равны нулю, можно определить потерянные компоненты  $p_x^{miss}$  и  $p_y^{miss}$ , которые будут являться составляющими недостающего поперечного импульса  $\vec{p}_T^{miss} = \{p_x^{miss}, p_y^{miss}\}$ . Недостающая поперечная энергия равна  $E_T^{miss} = p_T^{miss}$ .

Система внутреннего детектора находится в аксиальном магнитном поле напряженностью 2 Тл и позволяет восстанавливать траектории частиц в диапазоне псевдобыстрот  $|\eta| < 2.5$ . Кремниевый пиксельный детектор с высокой степенью детализации позволяет восстановить координаты вершины взаимодействия протонов и обычно обеспечивает четыре измерения на треке частицы. За пиксельным детектором следует кремниевый микрополосковый

трекер, который также обеспечивает четыре точки измерения на трек. Последней подсистемой внутреннего детектора является трековый детектор переходного излучения, предназначенный для регистрации треков частиц, измерения их импульсов и их идентификации на основе явления переходного излучения, возникающего при пересечении релятивистской частицей границы сред с различными диэлектрическими проницаемостями.

Калориметрическая система перекрывает диапазон псевдобыстрот  $|\eta| < 4.9$ . Калориметры должны обеспечивать хорошее удержание электромагнитных и адронных ливней, а также ограничивать проникновение частиц в мюонную систему. Следовательно, глубина калориметра является важным фактором при проектировании. Общая толщина электромагнитного калориметра составляет более  $22 X_0$  радиационных длин ( $X_0$ ) в центральной части и более  $24X_0$  в торцевых частях, в единицах длин поглощения ( $\lambda$ ) —  $9.7\lambda$  в центральной и  $10\lambda$  в торцевых. Такой толщины достаточно для обеспечения хорошего разрешения для струй в области высокой энергии. Общая толщина, включая  $1.3 \lambda$  от внешней опоры, составляет  $11 \lambda$  при  $\eta = 0$ . Вместе с большим  $\eta$ -покрытием данная толщина также обеспечивает хорошее измерение недостающего поперечного импульса  $p_T^{miss}$ , что важно для многих физических сигнатур и, в частности, для поиска суперсимметричных частиц.

Электромагнитный калориметр разделен на центральную часть ( $|\eta| < 1.475$ ) и две торцевые части ( $1.375 < |\eta| < 3.2$ ), каждая из которых размещена в собственном криостате. Центральная часть калориметра состоит из двух одинаковых полуцилиндров, разделенных небольшим зазором (4 мм) при  $z = 0$ . Каждый торцевой калориметр механически разделен на два соосных колеса: внешнее колесо, охватывающее область  $1.375 < |\eta| < 2.5$  и внутреннее колесо, охватывающее область  $2.5 < |\eta| < 3.2$ . Электромагнитный калориметр представляет собой жидкоаргонный детектор с каптоновыми электродами в форме гармошки и свинцовыми поглощающими пластинами по всему покрытию. Геометрия аккордеона обеспечивает полную  $\phi$ -симметрию и не содержит щелевых регионов (крэков) по азимуту.

Адронный калориметр находится непосредственно за пределами оболочки электромагнитного калориметра. Его центральная часть охватывает область  $|\eta| < 1.0$ , а две его расширенных цилиндрических части — диапазон  $0.8 < |\eta| < 1.7$ . Это гетерогенный детектор, то есть состоящий из слоёв поглотителя и детектирующего материала. В качестве поглотителя используют сталь, в качестве активного материала — сцинтилляционную плитку. Центральная часть и расширенные цилиндрические части разделены по азимуту на 64 модуля. В радиальном направлении адронный калориметр простирается от внутреннего радиуса 2.28 м до внешнего радиуса 4.25 м. Он сегментирован по глубине на три слоя, толщиной примерно 1.5, 4.1 и 1.8 длины взаимодей-

ствия ( $\lambda$ ) для центральной части и 1.5, 2.6 и 3.3 $\lambda$  для расширенной.

Мюонный спектрометр состоит из отдельных триггерных и высокоточных камер слежения (катодные стриповые камеры, резистивные плоские камеры и тонко-зазорные камеры), измеряющих отклонение мюонов в магнитном поле, создаваемом сверхпроводящими тороидами с воздушным сердечником. Набор прецизионных камер покрывает область  $|\eta| < 2.7$  с тремя слоями контролируемых дрейфовых трубок. Мюонная триггерная система перекрывает диапазон  $|\eta| < 2.4$  [17].

Триггер детектора АТЛАС состоит из двух систем: триггера первого уровня У1, выполненного на аппаратной основе, и второго уровня (У2), основанного на программном обеспечении. У2 пересматривает решение предыдущего и использует дополнительные критерии отбора, если это необходимо. Система сбора данных получает и сохраняет данные для события от отдельных систем детекторов с частотой, соответствующей выходной частоте событий У1 через 1600 каналов. У1 использует часть информации детектора, чтобы принять решение за время  $\leq 2$  мкс и удержать скорость потока событий на уровне порядка 75 кГц. Следующий уровень триггера использует больше информации детекторов и снижает частоту потока до  $\sim 200$  Гц при среднем объеме данных на событие 1.3 Мб [18].

Триггер У1 осуществляет поиск мюонов, электронов, фотонов, струй и  $\tau$ -лептонов, распадающихся в адроны, с большими поперечными импульсами, а также большие недостающую и полную поперечную энергию. Триггер У1 объединяет данные триггерных камер мюонного спектрометра и калориметров в центральном триггерном процессоре.

В каждом событии триггер У1 образует также области интереса (ОИ), которых может быть несколько, определяя для них пары координат  $\eta$  и  $\phi$ . Данные ОИ содержат информацию о том, какого типа триггер и с каким порогом принадлежит данной области. Эта информация используется в триггере У2. Триггер У2 для ОИ использует всю имеющуюся информацию детекторов для этих областей, она составляет примерно 2% всех имеющихся данных для события. Меню триггера У2 составлено таким образом, чтобы уменьшить скорость поступления событий до примерно 3.5 кГц со средним временем обработки события 40 мс [17].

## 4. МОНТЕ-КАРЛО МОДЕЛИРОВАНИЕ

Монте-Карло генераторы событий — это основные инструменты для расчета теоретических предсказаний в физике высоких энергий, которые учитывают процессы адронизации, развитие партонного ливня. Монте-Карло моделирование производится в три этапа.

Первый этап называется партонным уровнем и заключается в расчете квадрата модуля амплитуды, являющегося функцией плотности конечного фазового объема, и генерации событий в соответствии с данной плотностью. В работе процесс рассчитан для ведущего порядка теории возмущений (LO, leading-order). Основным в данной работе Монте-Карло генератором партонного уровня является MadGraph5\_aMC@NLO [19], так как в нем присутствует возможность генерировать процессы в индивидуальных порядках по каждому параметру взаимодействия.

Следующим этапом моделирования физического процесса является уровень адронизации — моделирование процессов адронизации и развитие партонного ливня. Процессом адронизации называют превращение рожденных цветных частиц в адроны, а партонный ливень — это расщепление родительского партона на несколько дочерних. Генератором таких событий в данной работе является Pythia8 [20]. Наборы, получаемые на данном уровне, называются «truth level», т.е. событиями истинного уровня.

Последним этапом моделирования является уровень реконструкции, на котором моделируется отклик детектора. Генераторами таких событий в данной работе являются генератор Delphes3 [21], использующийся для более быстрой и приближительной реконструкции, и генератор Geant4 [22], который учитывает полную симуляцию детектора АТЛАС.

## 5. ТЕСТОВАЯ СТАТИСТИКА

В данной работе используется тестовая статистика, основанная на функции правдоподобия:

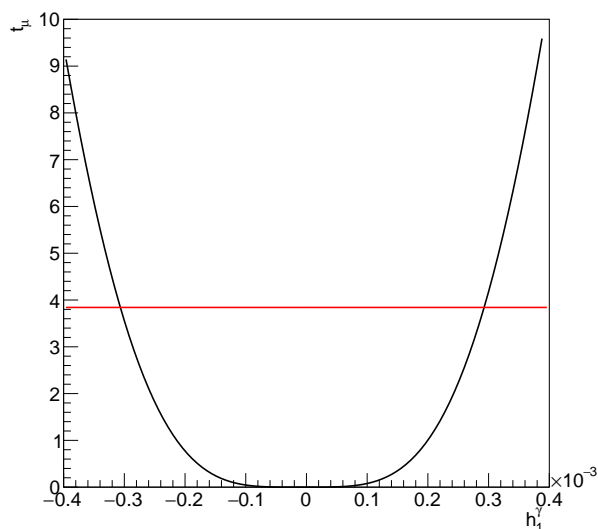
$$t_\mu = -2 \ln \frac{L(\mu, \hat{\theta}(\mu))}{L(\hat{\mu}, \hat{\theta})}, \quad (5.1)$$

где  $\mu$  — вектор параметров интереса, представляющий собой один коэффициент связи в случае одномерной параметризации;  $L(\mu, \theta)$  — функция правдоподобия, которая в знаменателе находится в своем глобальном максимуме, а в числителе — в локальном максимуме при фиксированном значении параметров интереса.

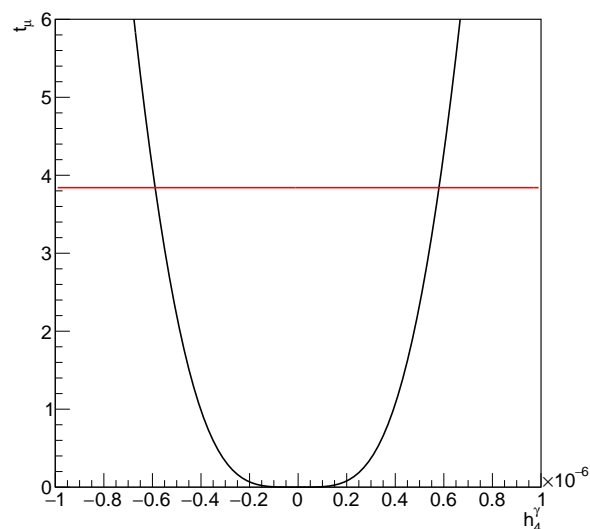
Функция правдоподобия содержит в себе информацию о статистической модели. Для постановки пределов на коэффициенты связи был применен асимптотический способ распределения тестовой статистики. Согласно теореме Уилкса [23], тестовая статистика имеет распределение  $\chi^2$  с одной степенью свободы для оценки одного коэффициента связи. Квантили этого распределения являются известными величинами. В данной работе для получения пределов используется уровень доверия  $\alpha = 0.95$  (95% *CL*). Для такого уровня доверия квантиль распределения  $\chi^2$  с одной степенью свободы равен 3.84. Пределы (т.е. границы доверительного региона) определяются из условия  $t_\mu^{\text{obs}} = 3.84$ , где  $t_\mu^{\text{obs}}$  — наблюдаемое значение тестовой статистики.

Для примера на рисунке 5.1 представлены графики зависимости наблюдаемого значения тестовой статистики от коэффициентов связи  $h_1^\gamma$  и  $h_4^\gamma$ , иллюстрирующий процедуру постановки одномерных пределов.





a)



b)

Рисунок 5.1 — График зависимости (чёрный) тестовой статистики от коэффициента связи а)  $h_1^\gamma$  и б)  $h_4^\gamma$ . Для построения функции правдоподобия в данном случае была использована сигнальная область с дополнительным ограничением а)  $E_T^\gamma > 700$  ГэВ, б)  $E_T^\gamma > 900$  ГэВ. Точки пересечения с линиями определяют границы доверительного интервала на уровне доверия 95%

## 6. ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ДАННЫЕ

В данной работе рассматривается процесс рождения  $Z\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$  в  $pp$ -столкновениях, который изучается на БАК [12]. Эти исследования используются для проверки электрослабого сектора СМ и для поиска новых физических эффектов, таких как аномальное взаимодействие  $Z$ -бозонов с фотонами.

Конечное состояние  $\nu\bar{\nu}\gamma$  в СМ может быть вызвано рождением фотона и  $Z$ -бозона, распавшегося на нейтрино. Этот процесс иллюстрируется диаграммой Фейнмана ведущего порядка, показанной на рисунке 6.1 (а). Пример диаграммы Фейнмана, содержащей аномальное трёхбозонное взаимодействие калибровочных бозонов  $Z$ -бозонов и фотонов показан на рисунке 6.1 (b). Такое взаимодействие запрещено в СМ, но может возникнуть в теориях, расширяющих СМ.

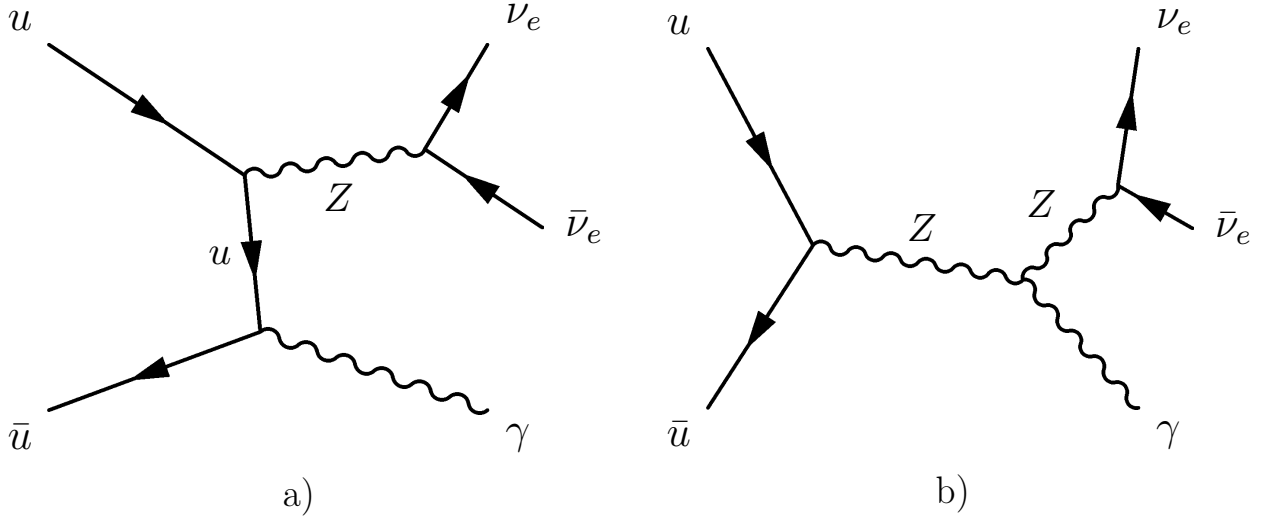


Рисунок 6.1 — Диаграммы Фейнмана рождения  $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ : (a) в рамках СМ; (b) за пределами СМ — включает в себя аномальную вершину  $ZZ\gamma$

Изучение процесса  $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$  имеет ряд преимуществ перед процессами с распадом  $Z$  на адроны или заряженные лептоны. С одной стороны канал с адронами в конечном состоянии имеет большой многоструйный фон, который подавляет чувствительность к аномальным взаимодействиям. С другой стороны более высокая вероятность распада  $Z$ -бозона в нейтрино по сравнению с заряженными лептонами дает возможность изучать рождение  $Z\gamma$  в области с более высокой  $E_T^\gamma$ , где чувствительность этого процесса к бозонным взаимодействиям выше [12].

Физические процессы, в которых регистрируются конечные состояния, характерные для  $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ , а именно фотон и недостающий поперечный импульс, являются фоновыми процессами. Основные источники фона в данном исследовании:

- $W\gamma$  — рождение  $W$ -бозона с фотоном, где  $W$ -бозон распадается на нейтрино и заряженный лептон, который не зарегистрирован детектором. В случае рождения короткоживущего  $\tau$ -лептона, он в свою очередь может образовать либо лептоны, которые детектором не учтены, либо адронные струи, энергия которых неверно определена;
- $t\bar{t}\gamma$  — фон, в котором  $W$ -бозон, родившийся в результате распада одного или двух  $t$ -кварков, распадается по описанному в предыдущем пункте каналу;
- $\gamma$ +jet — рождение фотона со струями, в котором большое значение  $E_T^{miss}$  возникает из-за неверно измеренной энергии струй;
- $Z(\nu\bar{\nu})j$  — рождение  $Z$ -бозона со струями в нейтринном канале, где струя ошибочно регистрируется как фотон ( $jet \rightarrow \gamma$ );
- $W(e\nu)$ ,  $t$ ,  $t\bar{t}$  — фоны, связанные с ошибочной регистрацией электрона как фотона  $e \rightarrow \gamma$ . Здесь в результате распада  $t$ -кварка, рождается  $W$ -бозон, который распадается на  $e\nu$ ;
- $W(\tau\nu)$  — фон, в котором  $\tau$  распадается в адроны и адронные струи неверно идентифицируются как фотоны ( $jet \rightarrow \gamma$ );
- $Z(l\bar{l}) + \gamma$  — рождение фотона и  $Z$ -бозона, распавшегося на лептоны, не зарегистрированные детектором.

## 7. РЕЗУЛЬТАТЫ

Обработка данных в работе выполняется с помощью пакета ROOT. ROOT является объектноориентированным пакетом для анализа данных, написанным на C++ [24]. В нем содержатся инструменты, предназначенные для исследования статистических данных. Пакет обладает возможностями разработки и графического представления данных.

Для сигнального и фоновых регионов Монте-Карло наборы сгенерированы в Geant4. Они включают в себя полную симуляцию детектора АТЛАС. Наборы с аномальными вкладами генерировались в MadGraph5\_aMC@NLO.

Сигнальный регион, в котором производятся измерения, определяется следующими отборами:

Таблица 7.1 — Отборы в сигнальном регионе [12]

---


$$\begin{aligned}
 &N_\gamma = 1, \\
 &|\text{ph\_z\_point}| < 250 \text{ мм}, \\
 &p_T^\gamma > 150 \text{ ГэВ}, p_T^{\text{SoftTerm}} < 16 \text{ ГэВ}, \\
 &(N_\mu + N_e) = 0, \\
 &E_T^{\text{miss}} > 130 \text{ ГэВ} \\
 &E_T^{\text{miss}} \text{ significance} > 11 \\
 &(E_T^{\text{cone20}} - 0.065 * p_T^\gamma) < 0, p_T^{\text{cone20}} / p_T^\gamma < 0.05 \\
 &\Delta\phi(\vec{p}_T^{\text{miss}}, \gamma) > 0.7, \Delta\phi(\vec{p}_T^{\text{miss}}, j_1) > 0.4,
 \end{aligned}$$


---

Инклюзивный случай:  $N_{jet} \geq 0$

Эксклюзивный случай:  $N_{jet} = 0$

---

В таблице 7.1  $N_\gamma$ ,  $N_\mu$ ,  $N_e$ ,  $N_{jet}$  — количество фотонов, мюонов и электронов, струй соответственно;  $j_1$  — лидирующая струя;  $E_T^{\text{miss}} \text{ significance}$  — это значимость, отделяющая события с верной величиной потерянной поперечной энергии от событий с неверно определенной величиной в результате неполной реконструкции адронных струй;  $\text{ph\_z\_point}$  — значение координаты  $z$  фотона при его пересечении с осью  $z$  по отношению к установленной главной

вершине;  $E_T^{cone20}$ ,  $p_T^{cone20}$  — энерговыделение в калориметре и суммарный поперечный импульс в трекаре внутри конуса раствором  $\Delta R = 0.2$  соответственно. Здесь трек фотона является осью конуса.  $p_T^{SoftTerm}$  — часть недостающего поперечного импульса, которая ассоциируется с первичной вершиной, но не ассоциируется ни с одним из восстановленных объектов.

Результат генерации, т. е. распределения по поперечной энергии фотона с учетом всех фоновых процессов приведен на рисунке 7.1. Любое отклонение от СМ называется аномалией и должно быть вызвано аномальными вершинами. Из рисунков видно, что поперечная энергия фотона чувствительна, а именно обеспечивает наибольшее различие между СМ и «новой физикой». При этом область наибольшей чувствительности расположена выше 0.6 ТэВ. Выбор значений коэффициентов связи основан на текущих наиболее строгих в мире пределах [12], т.е. они выбраны менее строгими, чем предельные. Выбор значений также обусловлен тем, чтобы при них рисунки имели наиболее наглядный вид.

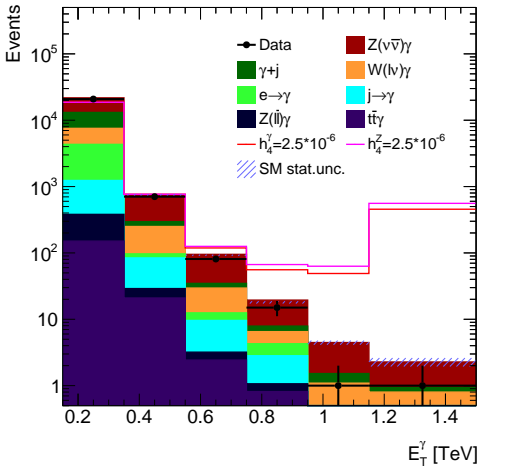
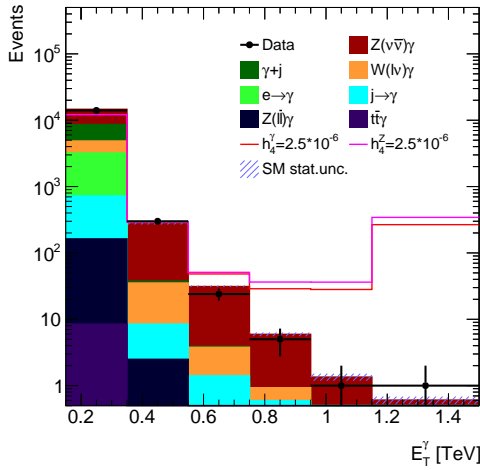
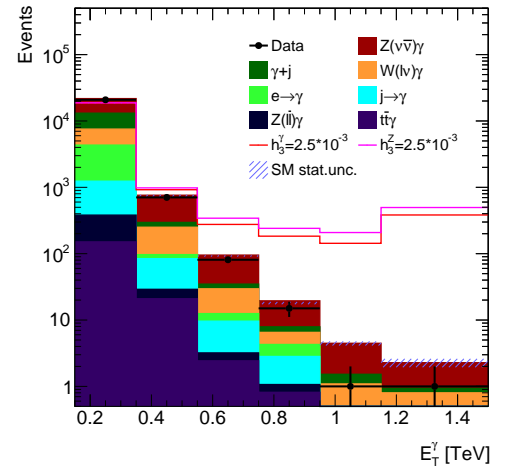
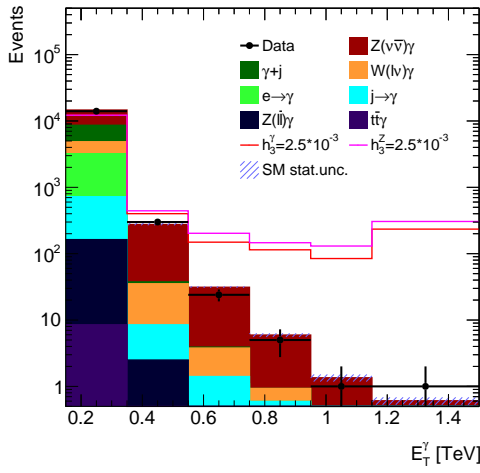
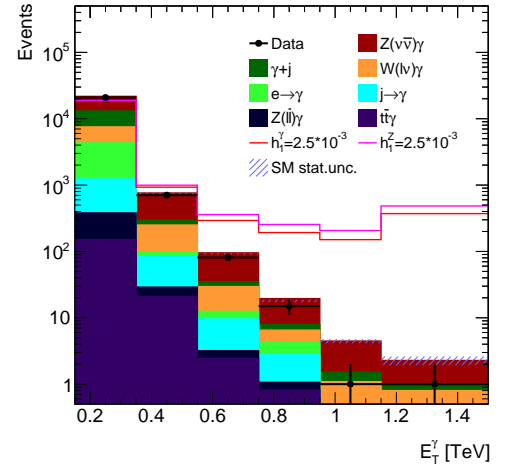
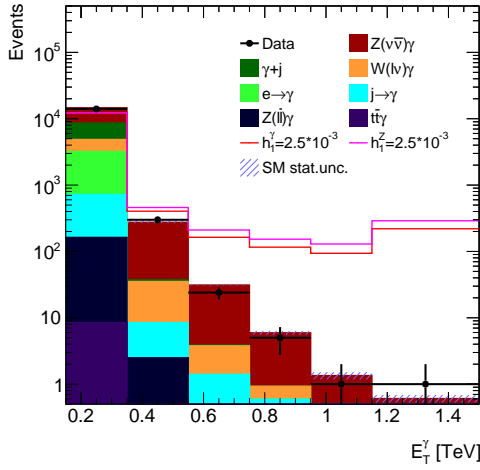


Рисунок 7.1 — Распределения по поперечной энергии фотона с указанием всех фонов (вклад каждого фона в сумму обозначен соответствующим цветом), с учетом аномальных вкладов для эксклюзивного случая слева и инклюзивного случая справа

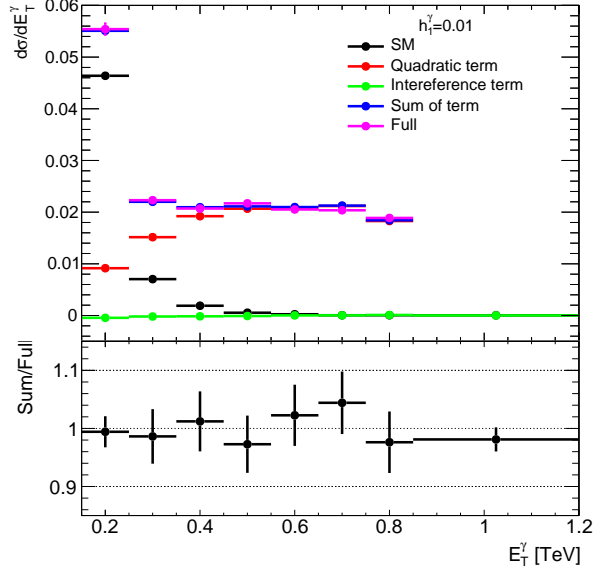


Рисунок 7.2 — На верхней гистограмме показаны распределения по поперечной энергии фотона с применением метода декомпозиции (для членов квадратичного, линейного, отвечающего СМ и их суммы) и без него для параметра  $\text{dynamical scale choice} = 3$ , для коэффициента  $h_1^\gamma = 0.01$ . На нижней гистограмме показано отношение распределений, полученных при использовании метода декомпозиции и без него

При генерации наборов с аномальными вкладами был применен метод декомпозиции, который заключается в том, что наборы генерируются отдельно для линейного, квадратичного слагаемого и слагаемого, отвечающего СМ (см. 2.6). Проверка метода декомпозиции при генерации наборов для коэффициента  $h_1^\gamma = 0.01$  изображена на рисунке 7.2. На верхней гистограмме показаны распределения по поперечной энергии фотона для каждого слагаемого квадрата модуля амплитуды процесса отдельно, для суммы всех слагаемых и распределение, полученное без применения декомпозиции. Значения погрешностей для метода при  $h_1^\gamma$  равны:  $(0.8 \pm 1.3)\%$  для  $\text{dynamical scale choice} = 3$  (см. таблицу 7.2). Можно сделать вывод, что метод работает достаточно успешно.

Используя сгенерированные наборы, при помощи статистической процедуры, описанной в главе 5, поставлены ограничения на коэффициенты связи. Учитываются погрешности Монте-Карло моделирования и дополнительная систематическая погрешность, принятая равной  $10\%$ . Она является консервативной оценкой систематики [12]. Учитываются все фоны. Пределы поставлены с и без вето на струи. Для ожидаемых пределов предсказание СМ используется как данные. Ограничения ставились двумя способами: с использовани-

Таблица 7.2 — Значения параметра dynamical scale choice, и соответствующая им функциональная форма шкалы факторизации и ренормализации  $\mu_F$  и  $\mu_R$ ,  $N$  — количество конечных частиц [25]

Параметр	Значение
1	полная поперечная энергия события $\sum_{i=1}^N \frac{E_i \cdot p_{T,i}}{\sqrt{p_{x,i}^2 + p_{y,i}^2 + p_{z,i}^2}}$
2	сумма поперечных масс $\sum_{i=1}^N \sqrt{m_i^2 + p_{T,i}^2}$
3	половина суммы поперечных масс $\frac{1}{2} \sum_{i=1}^N \sqrt{m_i^2 + p_{T,i}^2}$

ем одного оптимизированного бина и были получены из всего распределения. Оптимизация заключается в том, что используется всего один бин с событиями, выше установленного порога на сигнальную область по чувствительной переменной  $E_T^\gamma$ . Наилучшие значения пределов для 12 коэффициентов и соответствующие им пороги указаны в таблице 7.3. Из данных, приведенных в таблице видно, что в инклюзивном случае поставленные пределы оказались строже. Наилучшие пределы, полученные из распределения, разбитого на пять бинов по 200 ГэВ приведены в таблице 7.4. Для вычислений была использована интегральная светимость набора данных эксперимента АТЛАС, равная  $140 \text{ фб}^{-1}$ . Как видно из таблицы, наилучшие в данном анализе значения пределов на коэффициенты связи, получены на основе распределения и без учёта дополнительного отбора  $N_{jet} = 0$ . В таблице 7.5 сравниваются ожидаемые пределы, полученные в данной работе, с опубликованными пределами. Для всех коэффициентов  $h_i^V$  ( $i = \overline{1,6}$ ) пределы получились более строгие, чем опубликованные [12, 26].

Для генерирования наборов с коэффициентами связи  $h_i^V$  ( $i = \overline{1,4}$ ) использовалась модель nTGC\_UFO. UFO-модели (universal feynrules output), полученные с помощью FeynRules [27], применяются в MadGraph для расчета диаграмм Феймана. Для коэффициентов  $h_i^V$  ( $i=5,6$ ) использовалась новая модель NTGC\_VF.



Таблица 7.3 — Постановка пределов на  $h_i^V$  ( $i = \overline{1,6}$ ) для одного оптимизированного бина выше установленного порога на энергию (ТэВ)

Порог	Эксклюзивный	Инклюзивный
$h_1^\gamma$		
0.75	$(-3.2 \times 10^{-4}, 3.4 \times 10^{-4})$	$(-3.6 \times 10^{-4}, 3.5 \times 10^{-4})$
0.95	$(-2.9 \times 10^{-4}, 3.0 \times 10^{-4})$	$(-2.9 \times 10^{-4}, 2.9 \times 10^{-4})$
1.15	$(-2.9 \times 10^{-4}, 3.0 \times 10^{-4})$	$(-2.7 \times 10^{-4}, 2.8 \times 10^{-4})$
$h_1^Z$		
0.75	$(-2.9 \times 10^{-4}, 2.9 \times 10^{-4})$	$(-3.1 \times 10^{-4}, 3.1 \times 10^{-4})$
0.95	$(-2.5 \times 10^{-4}, 2.5 \times 10^{-4})$	$(-2.5 \times 10^{-4}, 2.5 \times 10^{-4})$
1.15	$(-2.6 \times 10^{-4}, 2.6 \times 10^{-4})$	$(-2.4 \times 10^{-4}, 2.4 \times 10^{-4})$
$h_2^\gamma$		
0.75	$(-3.9 \times 10^{-7}, 3.9 \times 10^{-7})$	$(-4.0 \times 10^{-7}, 4.0 \times 10^{-7})$
0.95	$(-3.1 \times 10^{-7}, 3.1 \times 10^{-7})$	$(-3.0 \times 10^{-7}, 3.0 \times 10^{-7})$
1.15	$(-2.7 \times 10^{-7}, 2.8 \times 10^{-7})$	$(-2.5 \times 10^{-7}, 2.5 \times 10^{-7})$
$h_2^Z$		
0.75	$(-3.5 \times 10^{-7}, 3.6 \times 10^{-7})$	$(-3.7 \times 10^{-7}, 3.7 \times 10^{-7})$
0.95	$(-2.8 \times 10^{-7}, 2.8 \times 10^{-7})$	$(-2.7 \times 10^{-7}, 2.7 \times 10^{-7})$
1.15	$(-2.5 \times 10^{-7}, 2.5 \times 10^{-7})$	$(-2.3 \times 10^{-7}, 2.3 \times 10^{-7})$
$h_3^\gamma$		
0.75	$(-3.2 \times 10^{-4}, 3.4 \times 10^{-4})$	$(-3.5 \times 10^{-4}, 3.6 \times 10^{-4})$
0.95	$(-2.9 \times 10^{-4}, 2.9 \times 10^{-4})$	$(-2.9 \times 10^{-4}, 2.9 \times 10^{-4})$
1.15	$(-2.9 \times 10^{-4}, 2.8 \times 10^{-4})$	$(-2.8 \times 10^{-4}, 2.7 \times 10^{-4})$

*Продолжение на следующей странице*

Таблица 7.3 – Продолжение предыдущей страницы

Порог	Эксклюзивный	Инклюзивный
$h_3^Z$		
0.75	$(-2.8 \times 10^{-4}, 2.9 \times 10^{-4})$	$(-3.0 \times 10^{-4}, 3.1 \times 10^{-4})$
0.95	$(-2.5 \times 10^{-4}, 2.5 \times 10^{-4})$	$(-2.5 \times 10^{-4}, 2.5 \times 10^{-4})$
1.15	$(-2.5 \times 10^{-4}, 2.5 \times 10^{-4})$	$(-2.4 \times 10^{-4}, 2.4 \times 10^{-4})$
$h_4^\gamma$		
0.75	$(-3.9 \times 10^{-7}, 3.9 \times 10^{-7})$	$(-4.0 \times 10^{-7}, 4.0 \times 10^{-7})$
0.95	$(-3.0 \times 10^{-7}, 3.0 \times 10^{-7})$	$(-3.0 \times 10^{-7}, 3.0 \times 10^{-7})$
1.15	$(-2.5 \times 10^{-7}, 2.5 \times 10^{-7})$	$(-2.4 \times 10^{-7}, 2.4 \times 10^{-7})$
$h_4^Z$		
0.75	$(-3.4 \times 10^{-7}, 3.4 \times 10^{-7})$	$(-3.6 \times 10^{-7}, 3.6 \times 10^{-7})$
0.95	$(-2.7 \times 10^{-7}, 2.7 \times 10^{-7})$	$(-2.7 \times 10^{-7}, 2.7 \times 10^{-7})$
1.15	$(-2.3 \times 10^{-7}, 2.3 \times 10^{-7})$	$(-2.4 \times 10^{-7}, 2.4 \times 10^{-7})$
$h_5^\gamma$		
0.75	$(-2.0 \times 10^{-7}, 2.0 \times 10^{-7})$	$(-2.0 \times 10^{-7}, 2.0 \times 10^{-7})$
0.95	$(-1.5 \times 10^{-7}, 1.5 \times 10^{-7})$	$(-1.5 \times 10^{-7}, 1.5 \times 10^{-7})$
1.15	$(-1.4 \times 10^{-7}, 1.4 \times 10^{-7})$	$(-1.3 \times 10^{-7}, 1.3 \times 10^{-7})$
$h_5^Z$		
0.75	$(-1.8 \times 10^{-7}, 1.8 \times 10^{-7})$	$(-1.8 \times 10^{-7}, 1.8 \times 10^{-7})$
0.95	$(-1.4 \times 10^{-7}, 1.4 \times 10^{-7})$	$(-1.3 \times 10^{-7}, 1.3 \times 10^{-7})$
1.15	$(-1.2 \times 10^{-7}, 1.2 \times 10^{-7})$	$(-1.1 \times 10^{-7}, 1.1 \times 10^{-7})$

Продолжение на следующей странице

Таблица 7.3 – Продолжение предыдущей страницы

Порог	Эксклюзивный	Инклюзивный
$h_6^\gamma$		
0.75	$(-2.0 \times 10^{-7}, 2.0 \times 10^{-7})$	$(-2.0 \times 10^{-7}, 2.0 \times 10^{-7})$
0.95	$(-1.6 \times 10^{-7}, 1.6 \times 10^{-7})$	$(-1.5 \times 10^{-7}, 1.5 \times 10^{-7})$
1.15	$(-1.4 \times 10^{-7}, 1.4 \times 10^{-7})$	$(-1.3 \times 10^{-7}, 1.3 \times 10^{-7})$
$h_6^Z$		
Порог	Эксклюзивный	Инклюзивный
0.75	$(-1.7 \times 10^{-7}, 1.7 \times 10^{-7})$	$(-1.8 \times 10^{-7}, 1.8 \times 10^{-7})$
0.95	$(-1.4 \times 10^{-7}, 1.4 \times 10^{-7})$	$(-1.3 \times 10^{-7}, 1.3 \times 10^{-7})$
1.15	$(-1.2 \times 10^{-7}, 1.2 \times 10^{-7})$	$(-1.1 \times 10^{-7}, 1.1 \times 10^{-7})$

Таблица 7.4 — Сравнение пределов на все коэффициенты связи, полученных разными способами для эксклюзивного и инклюзивного случаев

коэф.	Пределы, основанные на распределении		Метод оптимизации
	Эксклюзивный	Инклюзивный	Инклюзивный
$h_1^\gamma$	$(-2.6 \times 10^{-4}, 2.7 \times 10^{-4})$	$(-2.6 \times 10^{-4}, 2.6 \times 10^{-4})$	$(-2.7 \times 10^{-4}, 2.8 \times 10^{-4})$
$h_1^Z$	$(-2.3 \times 10^{-4}, 2.3 \times 10^{-4})$	$(-2.2 \times 10^{-4}, 2.3 \times 10^{-4})$	$(-2.4 \times 10^{-4}, 2.4 \times 10^{-4})$
$h_2^\gamma$	$(-2.7 \times 10^{-7}, 2.7 \times 10^{-7})$	$(-2.5 \times 10^{-7}, 2.5 \times 10^{-7})$	$(-2.5 \times 10^{-7}, 2.5 \times 10^{-7})$
$h_2^Z$	$(-2.5 \times 10^{-7}, 2.5 \times 10^{-7})$	$(-2.2 \times 10^{-7}, 2.2 \times 10^{-7})$	$(-2.3 \times 10^{-7}, 2.3 \times 10^{-7})$
$h_3^\gamma$	$(-2.6 \times 10^{-4}, 2.6 \times 10^{-4})$	$(-2.6 \times 10^{-4}, 2.6 \times 10^{-4})$	$(-2.8 \times 10^{-4}, 2.7 \times 10^{-4})$
$h_3^Z$	$(-2.3 \times 10^{-4}, 2.3 \times 10^{-4})$	$(-2.2 \times 10^{-4}, 2.3 \times 10^{-4})$	$(-2.4 \times 10^{-4}, 2.4 \times 10^{-4})$
$h_4^\gamma$	$(-2.7 \times 10^{-7}, 2.6 \times 10^{-7})$	$(-2.5 \times 10^{-7}, 2.4 \times 10^{-7})$	$(-2.4 \times 10^{-7}, 2.4 \times 10^{-7})$
$h_4^Z$	$(-2.3 \times 10^{-7}, 2.3 \times 10^{-7})$	$(-2.2 \times 10^{-7}, 2.2 \times 10^{-7})$	$(-2.4 \times 10^{-7}, 2.4 \times 10^{-7})$
$h_5^\gamma$	$(-1.5 \times 10^{-7}, 1.5 \times 10^{-7})$	$(-1.2 \times 10^{-7}, 1.2 \times 10^{-7})$	$(-1.3 \times 10^{-7}, 1.3 \times 10^{-7})$
$h_5^Z$	$(-1.4 \times 10^{-7}, 1.4 \times 10^{-7})$	$(-1.1 \times 10^{-7}, 1.1 \times 10^{-7})$	$(-1.1 \times 10^{-7}, 1.1 \times 10^{-7})$
$h_6^\gamma$	$(-1.5 \times 10^{-7}, 1.5 \times 10^{-7})$	$(-1.2 \times 10^{-7}, 1.2 \times 10^{-7})$	$(-1.3 \times 10^{-7}, 1.3 \times 10^{-7})$
$h_6^Z$	$(-1.4 \times 10^{-7}, 1.3 \times 10^{-7})$	$(-1.1 \times 10^{-7}, 1.1 \times 10^{-7})$	$(-1.1 \times 10^{-7}, 1.1 \times 10^{-7})$

Таблица 7.5 — Сравнение ожидаемых полученных в данной работе и опубликованных одномерных пределов с доверительной вероятностью 95% на  $h_1^Z, h_1^\gamma, h_3^Z, h_3^\gamma, h_4^Z, h_4^\gamma$  [12, 26]

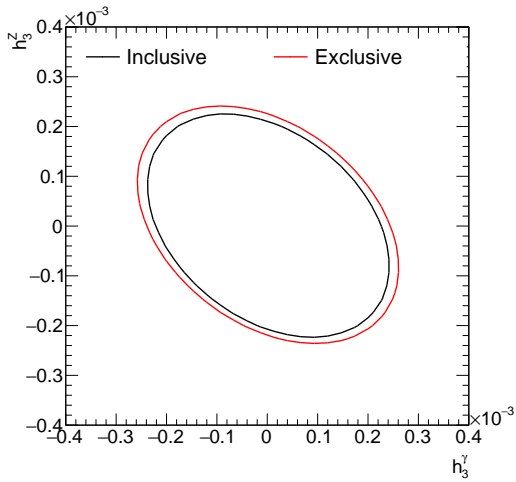
Коэф.	Полученные пределы	Опубликованные пределы
$h_1^\gamma$	$(-2.6 \times 10^{-4}, 2.6 \times 10^{-4})$	$(-3.7 \times 10^{-4}, 3.7 \times 10^{-4})$
$h_1^Z$	$(-2.2 \times 10^{-4}, 2.3 \times 10^{-4})$	$(-3.3 \times 10^{-4}, 3.3 \times 10^{-4})$
$h_2^\gamma$	$(-2.5 \times 10^{-7}, 2.5 \times 10^{-7})$	—
$h_2^Z$	$(-2.2 \times 10^{-7}, 2.2 \times 10^{-7})$	—
$h_3^\gamma$	$(-2.6 \times 10^{-4}, 2.6 \times 10^{-4})$	$(-3.7 \times 10^{-4}, 3.7 \times 10^{-4})$
$h_3^Z$	$(-2.2 \times 10^{-4}, 2.3 \times 10^{-4})$	$(-3.2 \times 10^{-4}, 3.3 \times 10^{-4})$
$h_4^\gamma$	$(-2.5 \times 10^{-7}, 2.4 \times 10^{-7})$	$(-4.4 \times 10^{-7}, 4.3 \times 10^{-7})$
$h_4^Z$	$(-2.2 \times 10^{-7}, 2.2 \times 10^{-7})$	$(-4.5 \times 10^{-7}, 4.4 \times 10^{-7})$
$h_5^\gamma$	$(-1.2 \times 10^{-7}, 1.2 \times 10^{-7})$	—
$h_5^Z$	$(-1.1 \times 10^{-7}, 1.1 \times 10^{-7})$	—
$h_6^\gamma$	$(-1.2 \times 10^{-7}, 1.2 \times 10^{-7})$	—
$h_6^Z$	$(-1.1 \times 10^{-7}, 1.1 \times 10^{-7})$	—

Для четырех коэффициентов, а именно  $h_1^V$  и  $h_3^V$ , пределы проверены на выполнение унитарности 5.1. Энергия  $\sqrt{\hat{s}}$ , при которой пределы начинают нарушать границы унитарности, приведены в таблице 7.6. Граница определена для двух реакции, которые могут проходить в  $pp$ -столкновениях,  $u\bar{u} \rightarrow Z\gamma$  и  $d\bar{d} \rightarrow Z\gamma$ . Реакция  $e^-e^+ \rightarrow Z\gamma$  не рассматривалась в данной работе, т.к. в предыдущих анализах было установлено, что для такого канала получается наименее строгая граница унитарности [11]. Для  $h_1^\gamma$  и  $h_3^\gamma$  пределы начинают нарушать границу при 17 ТэВ и 21 ТэВ в случае начальных частиц верхних кварков, и нижних кварков соответственно. Для  $h_1^Z$  и  $h_3^Z$ , наоборот, в случае нижних кварков граница строже и составляет 15 ТэВ, для верхних кварков 16 ТэВ. В любом случае все полученные границы превышают энергию центра масс  $\sqrt{s}=13$  ТэВ, в рамках которой мы проводим анализ. Таким образом, данные четыре коэффициента связи являются унитаризованными в условиях работы эксперимента АТЛАС.

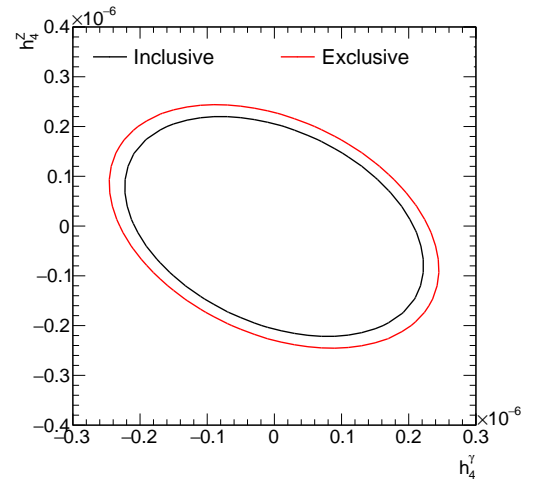
Коэф.	$u\bar{u}$	$d\bar{d}$
$h_1^\gamma$	17 ТэВ	21 ТэВ
$h_1^Z$	16 ТэВ	15 ТэВ
$h_3^\gamma$	17 ТэВ	21 ТэВ
$h_3^Z$	16 ТэВ	15 ТэВ

Таблица 7.6 — Значения  $\sqrt{\hat{s}}$ , при которых пределы для коэффициентов  $h_1^V, h_3^V$  начинают нарушать границы унитарности. Граница определена для реакции  $u\bar{u} \rightarrow Z\gamma$  и  $d\bar{d} \rightarrow Z\gamma$

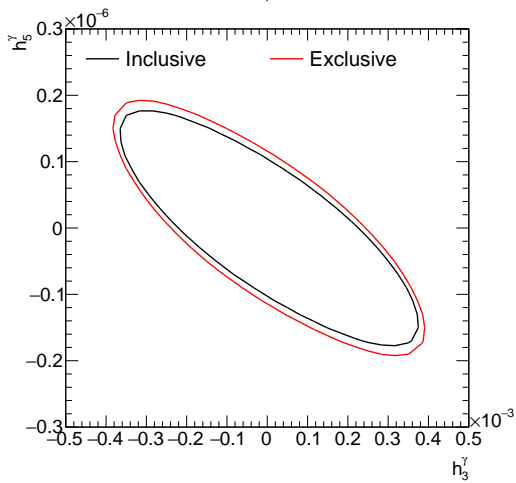
В работе поставлены двумерные пределы на коэффициенты  $(h_3^\gamma, h_3^Z)$ ,  $(h_4^\gamma, h_4^Z)$ ,  $(h_3^\gamma, h_5^\gamma)$ ,  $(h_1^Z, h_6^Z)$ ,  $(h_2^\gamma, h_6^\gamma)$ ,  $(h_2^Z, h_6^Z)$ ,  $(h_4^\gamma, h_5^\gamma)$ ,  $(h_4^Z, h_5^Z)$  для двух случаев: эксклюзивного и инклюзивного. Из рисунков 7.3, 7.4 видно, что пределы для инклюзивного случая лучше, чем в эксклюзивном, что согласуется с одномерными пределами. Перекрестное слагаемое в квадрате модуля амплитуды 2.7 отвечает за наклон области. Из рисунка 7.4 видно, что новые коэффициенты  $h_5^V, h_6^V$  коррелируют с коэффициентами  $h_4^V, h_2^V$  соответственно, поэтому могут быть исключены из дальнейшего анализа.



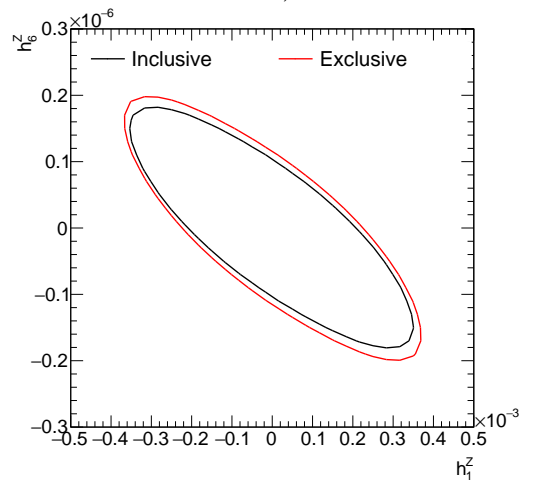
a)



b)

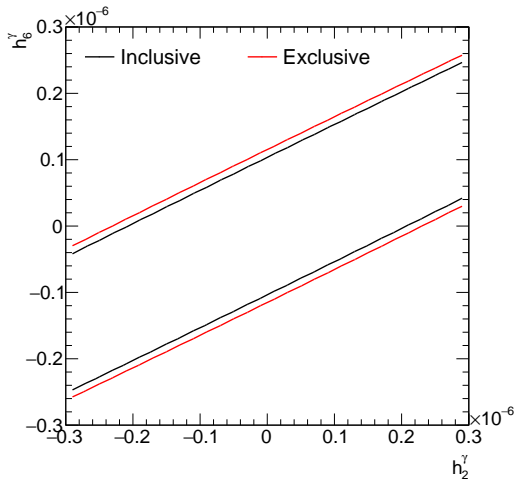


c)

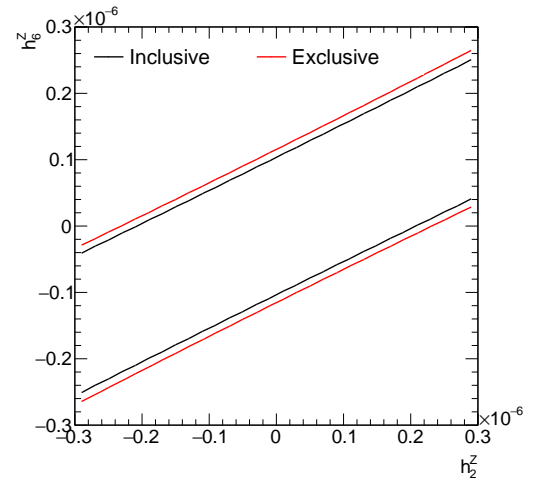


d)

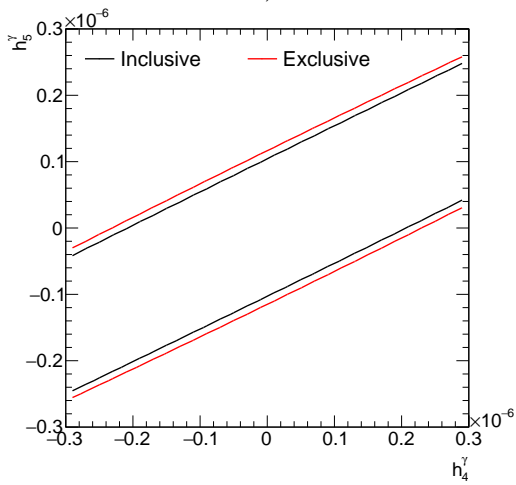
Рисунок 7.3 — Двумерные пределы на коэффициенты: а)  $(h_3^\gamma, h_3^Z)$ , б)  $(h_4^\gamma, h_4^Z)$ , в)  $(h_3^\gamma, h_5^\gamma)$ , г)  $(h_1^Z, h_6^Z)$ . Красным цветом показан эксклюзивный случай, черным — инклюзивный



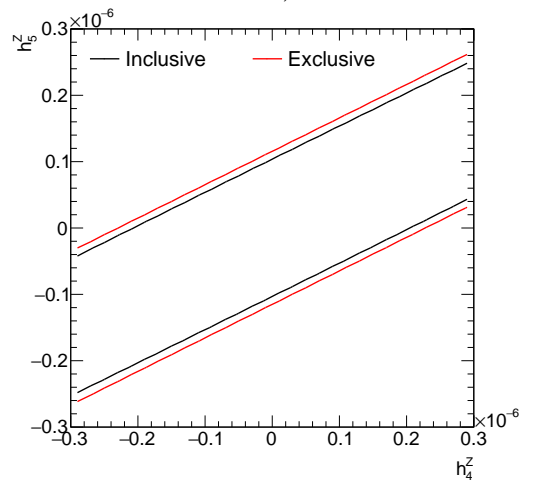
a)



b)



c)



d)

Рисунок 7.4 — Двумерные пределы на коэффициенты: а)  $(h_2^\gamma, h_6^\gamma)$ , б)  $(h_2^Z, h_6^Z)$ , в)  $(h_4^\gamma, h_5^\gamma)$ , г)  $(h_4^Z, h_5^Z)$ . Красным цветом показан эксклюзивный случай, черным — инклюзивный

## 8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе изучалась методика постановки пределов на параметры взаимодействий в формализме вершинной функции для процесса рождения  $Z$ -бозона в ассоциации с фотоном. Модель, созданная в работе, близка к реальному процессу, т.е. в ней учтены все фоновые процессы. Проверено влияние отборов на адронные струи. Значения пределов на 12 коэффициентов связи, получены двумя подходами, а именно пределы поставлены на основании событий в одном оптимизированном бине и на основе распределения из пяти бинов. Пределы, на основании распределения, получились более строгие, чем при использовании метода оптимизации. Кроме того, в инклюзивном случае пределы оказались строже, чем в эксклюзивном. В рамках данного исследования получено значительное улучшение пределов на все коэффициенты связи по сравнению с опубликованными наиболее строгими в мире ограничениями на все параметры, а так же поставлены пределы на новые параметры  $h_5^V, h_6^V$ . Пределы на коэффициенты  $h_1^V, h_3^V$  проверены на выполнение условия унитарности. Данные пределы начинают нарушать границу унитарности при более высоких энергиях по сравнению с полной энергией столкновений  $pp$ -пучков в эксперименте АТЛАС, равной 13 ТэВ. В работе поставлены двумерные пределы, из которых также видно, что в инклюзивном случае пределы получаются лучше. Также установлено, что новые коэффициенты  $h_5^V, h_6^V$  являются полностью коррелирующими с коэффициентами  $h_4^V, h_2^V$  соответственно, поэтому могут быть исключены в будущем из рассмотрения.

В дальнейшем планируется создать более реалистичную статистическую модель, включающую аномальные вклады, с полной симуляцией детектора, и проверить полученные результаты. Определить границы унитарности для других коэффициентов связи. Кроме того, продолжить поиск чувствительных к аномальным вкладам переменных для того, чтобы с их помощью поставить более точные пределы на коэффициенты.



## ЛИТЕРАТУРА

- [1] J. Einasto, *Dark Matter*, 1, 2009 [0901.0632].
- [2] G. Bhattacharyya, *The hierarchy problem and physics beyond the standard model*, in *XXII DAE High Energy Physics Symposium*, M. Naimuddin, ed., (Cham), pp. 17–20, Springer International Publishing, 2018.
- [3] Т. Kajita, *Nobel Lecture: Discovery of atmospheric neutrino oscillations*, *Rev. Mod. Phys.* **88** (2016) 030501.
- [4] ATLAS collaboration, *Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC*, *Phys. Lett. B* **716** (2012) 1 [1207.7214].
- [5] Степаньянц К. В., *Классическая теория поля : учебное пособие*, —М.: Физматлит. (2009).
- [6] Емельянов В. М., *Стандартная модель и ее расширения*, —М.: Физматлит. (2007).
- [7] С. Degrande, N. Greiner, W. Kilian, O. Mattelaer, H. Mebane, T. Stelzer et al., *Effective Field Theory: A Modern Approach to Anomalous Couplings*, *Annals Phys.* **335** (2013) 21 [1205.4231].
- [8] С. Degrande, *A basis of dimension-eight operators for anomalous neutral triple gauge boson interactions*, *JHEP* **02** (2014) 101 [1308.6323].
- [9] G.J. Gounaris, J. Layssac and F.M. Renard, *Signatures of the anomalous  $Z_\gamma$  and  $ZZ$  production at the lepton and hadron colliders*, *Phys. Rev. D* **61** (2000) 073013 [hep-ph/9910395].
- [10] J. Ellis, H.-J. He and R.-Q. Xiao, *Probing neutral triple gauge couplings at the LHC and future hadron colliders*, *Phys. Rev. D* **107** (2023) 035005 [2206.11676].
- [11] J. Ellis, H.-J. He and R.-Q. Xiao, *Probing Neutral Triple Gauge Couplings with  $Z^*\gamma$  ( $\nu\bar{\nu}\gamma$ ) Production at Hadron Colliders*, 2308.16887.
- [12] 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 [1810.04995].

- [13] С.Вайнберг, *Квантовая теория поля. Т.1.*, /Под ред. Жуковского В.Ч. —М.: Физматлит. (2003).
- [14] М.Е. Peskin and D.V. Schroeder, *An Introduction to Quantum Field Theory*, Westview Press (1995).
- [15] D.A. Dicus and H.-J. He, *Scales of fermion mass generation and electroweak symmetry breaking, Phys. Rev. D* **71** (2005) 093009 [hep-ph/0409131].
- [16] PARTICLE DATA GROUP collaboration, *Review of Particle Physics, Phys. Rev. D* **98** (2018) 030001.
- [17] ATLAS collaboration, *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider, JINST* **3** (2008) S08003.
- [18] ATLAS collaboration, G. Duckeck, D. Barberis, R. Hawkings, R. Jones, N. McCubbin, G. Poulard et al., eds., *ATLAS computing: Technical design report*, .
- [19] J. Alwall, R. Frederix, S. Frixione, V. Hirschi, F. Maltoni, O. Mattelaer et al., *The automated computation of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to parton shower simulations, JHEP* **07** (2014) 079 [1405.0301].
- [20] T. Sjöstrand, *The PYTHIA Event Generator: Past, Present and Future, Comput. Phys. Commun.* **246** (2020) 106910 [1907.09874].
- [21] DELPHES 3 collaboration, *DELPHES 3, A modular framework for fast simulation of a generic collider experiment, JHEP* **02** (2014) 057 [1307.6346].
- [22] GEANT4 collaboration, *GEANT4—a simulation toolkit, Nucl. Instrum. Meth. A* **506** (2003) 250.
- [23] S.S. Wilks, *The large-sample distribution of the likelihood ratio for testing composite hypotheses, The annals of mathematical statistics* **9** (1938) 60.
- [24] I. Antcheva et al., *ROOT: A C++ framework for petabyte data storage, statistical analysis and visualization, Comput. Phys. Commun.* **180** (2009) 2499 [1508.07749].

- [25] V. Hirschi and O. Mattelaer, *Automated event generation for loop-induced processes*, *JHEP* **10** (2015) 146 [1507.00020].
- [26] D.K. D. Koshelenko et al., *Measurement of the  $Z\gamma \rightarrow \nu\nu\bar{\gamma}$  Production Cross Section in  $p p$  Collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV with the ATLAS Detector and Limits on Anomalous Triple Gauge Couplings*, *ATLAS Note* (2018) 106.
- [27] A. Alloul, N.D. Christensen, C. Degrande, C. Duhr and B. Fuks, *FeynRules 2.0 - A complete toolbox for tree-level phenomenology*, *Comput. Phys. Commun.* **185** (2014) 2250 [1310.1921].