



# ОГЛАВЛЕНИЕ

17	<b>1 Введение</b>	<b>3</b>
18	<b>2 Теоретическое введение</b>	<b>4</b>
19	<b>3 Экспериментальная установка АТЛАС</b>	<b>7</b>
20	<b>4 Монте-Карло моделирование</b>	<b>11</b>
21	<b>5 Тестовая статистика</b>	<b>12</b>
22	<b>6 Используемые данные</b>	<b>14</b>
23	<b>7 Результаты</b>	<b>16</b>
24	<b>8 Заключение</b>	<b>49</b>
25	<b>Список литературы</b>	<b>50</b>

# 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 подхода к поиску «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 подход состоит в изучении взаимодействий уже известных частиц. Преимуществом непрямого подхода является то, что работа с ним производится при энергиях более низких, чем массы новых частиц. В данной работе рассматривается непрямой подход. Поиск аномальных вершин — это модельнонезависимый подход. 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 функций вершин. 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. определить влияние отборов на адронные струи на пределы;
4. определить переменную, чувствительную к СР-нарушению.

## 2. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ВВЕДЕНИЕ

58

59 При рассмотрении независимого от модели подхода к аномальным вза-  
60 имодействиям необходимо учитывать ряд желательных особенностей: долж-  
61 на быть возможность восстановить СМ в соответствующем пределе; теория  
62 должна быть общей, чтобы охватить любые явления за рамками СМ.

63 В конце 1970-х годов в физику элементарных частиц введены две кон-  
64 цептуальные основы: эффективная теория поля и аномальные взаимодей-  
65 ствия электрослабых векторных бозонов [5].

66 Подход эффективной теории поля (ЭТП) — это естественный способ  
67 расширить СМ таким образом, чтобы соблюдались калибровочные симмет-  
68 рии. Он является достаточно общим, чтобы охватить любые эффекты, выхо-  
69 дящие за рамки СМ.

70 В ЭТП любое расширение СМ можно параметризовать эффективным  
71 лагранжианом

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{SM}} + \sum_{d>4} \sum_i \frac{C_i}{\Lambda^{d-4}} \mathcal{O}_i^d, \quad (2.1)$$

72 где  $d$  — размерность оператора  $\mathcal{O}_i^d$ , а  $\Lambda$  — масштаб новой физики;  $C_i/\Lambda^{d-4}$  -  
73 коэффициенты Вильсона, которые определяют связь «новой физики» с СМ.  
74 Новые операторы строятся из полей СМ и соблюдают ее калибровочные сим-  
75 метрии. В пределе  $\Lambda \rightarrow \infty$  этот лагранжиан стремится к СМ. При энергиях  
76 значительно ниже  $\Lambda$  имеет значение только конечный набор операторов с наи-  
77 меньшей размерностью. Следовательно, лагранжиан является предсказатель-  
78 ным, даже если коэффициенты  $C_i$  сохраняются как свободные параметры, и  
79 может использоваться для поиска «новой физики» модельно независимым  
80 способом [6].

81 В конце 1970-х годов не было уверенности в том, что электрослабое взаи-  
82 модействие является спонтанно нарушенной калибровочной теорией, т. е. дан-  
83 ный подход не включает калибровочную симметрию  $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ .  
84 Достоинством данного подхода является то, что он позволяет исследовать  
85 конкретные вершины взаимодействий, в то время как каждый оператор ЭТП,  
86 как правило, предсказывает много разных аномальных вершин.

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

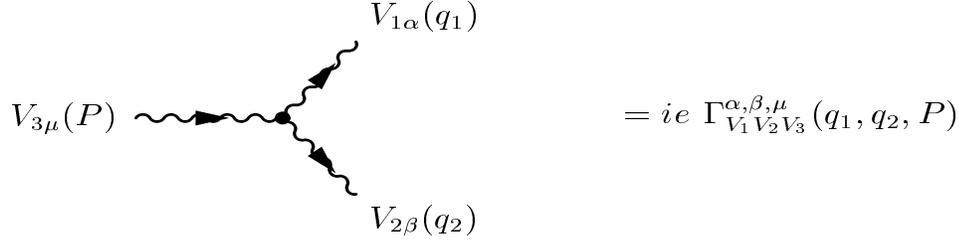


Рисунок 2.1 — Диаграмма Фейнмана для общей вершины  $V_1 V_2 V_3$

89 Вершинная функция взаимодействия трех векторных бозонов  $Z, \gamma, V$ ,  
 90 где  $V = \gamma$  или  $Z$ , имеет следующий вид [7–9]:

$$\Gamma_{Z\gamma V}^{\alpha\beta\mu}(q_1, q_2, P) = \frac{i(P^2 - m_V^2)}{m_Z^2} \left\{ h_1^V (q_2^\mu g^{\alpha\beta} - q_2^\alpha g^{\mu\beta}) + \frac{h_2^V}{m_Z^2} P^\alpha [(P q_2) g^{\mu\beta} - q_2^\mu P^\beta] - \right. \\ \left. - (h_3^V + h_5^V \frac{P^2}{m_Z^2}) \epsilon^{\mu\alpha\beta\rho} q_{2\rho} - \frac{h_4^V}{m_Z^2} P^\alpha \epsilon^{\mu\beta\rho\sigma} P_\rho q_{1\sigma} + \frac{h_6^V}{m_Z^2} P^2 [q_2^\alpha g^{\mu\beta} - q_2^\mu g^{\alpha\beta}] \right\}, \quad (2.2)$$

91 где  $q_1, q_2, P$  — импульсы  $Z, \gamma$  и  $V$ ;  $V$  — фотон или  $Z$ -бозон, находящийся  
 92 вне массовой поверхности, в то время как два других бозона находятся на  
 93 массовой поверхности;  $\epsilon^{\mu\beta\rho\sigma}$  — символ Леви - Чивиты (антисимметричный  
 94 псевдотензор);  $g^{\alpha\beta}$  — метрический тензор;  $h_i^V$  — параметры тройной верши-  
 95 ны ( $i = \overline{1, 6}$ ),  $m_Z$  — масса  $Z$ -бозона. До сих пор величина коэффициентов  
 96  $h_i^V$  неизвестна. Величины  $h_i^V$  — параметры взаимодействия, коэффициенты  
 97 связи — являются безразмерными. Члены с параметрами  $h_1^V, h_2^V, h_6^V$  нару-  
 98 шают СР-инвариантность; в то время как члены с  $h_3^V, h_4^V, h_5^V$  сохраняют её.  
 99 Дополнительный множитель  $i$  введен для того, чтобы связанный с ним эф-  
 100 фективный лагранжиан «новой физики» был эрмитовым, его знак является  
 101 условностью [7]. Подход с использованием вершинных функций является ана-  
 102 логом лагранжевого подхода в импульсном пространстве. Аномальная добав-

103 ка к эффективному лагранжиану имеет следующий вид [7–9]:

$$\begin{aligned}
\mathcal{L} = & \frac{e}{m_Z^2} \left[ -[h_1^\gamma (\partial^\sigma F_{\sigma\mu}) + h_1^Z (\partial^\sigma Z_{\sigma\mu})] Z_\beta F^{\mu\beta} - [h_3^\gamma (\partial_\sigma F^{\sigma\rho}) + h_3^Z (\partial_\sigma Z^{\sigma\rho})] Z^\alpha \tilde{F}_{\rho\alpha} - \right. \\
& - \left[ \frac{h_5^\gamma}{m_Z^2} (\partial^2 \partial_\sigma F^{\rho\sigma}) + \frac{h_5^Z}{m_Z^2} (\partial^2 \partial_\sigma Z^{\rho\sigma}) \right] Z^\alpha \tilde{F}_{\rho\alpha} - \left\{ \frac{h_2^\gamma}{m_Z^2} [\partial_\alpha \partial_\beta \partial^\rho F_{\rho\mu}] + \right. \\
& + \left. \frac{h_2^Z}{m_Z^2} [\partial_\alpha \partial_\beta (\square + m_Z^2) Z_\mu] \right\} Z^\alpha F^{\mu\beta} + \left\{ \frac{h_4^\gamma}{2m_Z^2} [\square \partial^\sigma F^{\rho\alpha}] + \right. \\
& + \left. \frac{h_4^Z}{2m_Z^2} [(\square + m_Z^2) \partial^\sigma Z^{\rho\alpha}] \right\} Z_\sigma \tilde{F}_{\rho\alpha} - \left[ \frac{h_6^\gamma}{m_Z^2} (\partial^2 \partial_\sigma F^{\rho\sigma}) + \frac{h_6^Z}{m_Z^2} (\partial^2 \partial_\sigma Z^{\rho\sigma}) \right] Z^\alpha F_{\rho\alpha} \Big], \tag{2.3}
\end{aligned}$$

104 где  $\tilde{F}_{\mu\nu} = 1/2 \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} F^{\rho\sigma}$  с  $F_{\mu\nu} = \partial_\mu F_\nu - \partial_\nu F_\mu$  и аналогично для тензора  $Z$ -бозона.  
105 Если вершинная функция параметризована как в формуле 2.2, то амплитуда  
106 процесса может быть представлена следующим образом:

$$\mathcal{A} = \mathcal{A}_{\text{SM}} + h_i \mathcal{A}_i, \tag{2.4}$$

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

$$|\mathcal{A}|^2 = |\mathcal{A}_{\text{SM}}|^2 + h_i 2 \text{Re} \mathcal{A}_{\text{SM}}^\dagger \mathcal{A}_i + h_i^2 |\mathcal{A}_i|^2. \tag{2.5}$$

109 Квадрат модуля амплитуды содержит слагаемое СМ, интерференционное (ли-  
110 нейное) и квадратичное слагаемое. Пределы на коэффициенты в такой модели  
111 называются одномерными [10].

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА АТЛАС

Большой адронный коллайдер (БАК) - это ускоритель частиц с самой высокой энергией в мире, обеспечивающий протон-протонные столкновения при энергии центра масс 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.

Для описания детектора АТЛАС используют цилиндрическую систему координат. Точка взаимодействия пучков определяется как начало системы, направление пучка определяет ось  $z$ , а плоскость  $x - y$  поперечна его направлению. Положительная ось  $x$  определяется как направленная от точки взаимодействия к центру кольца БАК, а положительная ось  $y$  определяется как направленная вверх. Азимутальный угол  $\phi$  измеряется, как обычно, вокруг оси пучка, а полярный угол  $\theta$  - это угол от оси пучка. При описании частиц принято использовать другую кинематическую переменную, называемую псевдобыстротой. Она определяется как  $\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2}$ . Данная переменная удобна при анализе протон-протонных столкновений, так как распределения по ней более равномерны, чем по полярному углу. Расстояние  $\Delta R$  в пространстве псевдобыстрота-азимутальный угол определяется как  $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$ . Поперечный импульс определяется через компоненты трехмерного импульса следующим образом:

$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}, \quad (3.1)$$

Поперечная энергия определяется так

$$E_T = E \sin \theta. \quad (3.2)$$

Стоит отметить, что в случае фотона  $E_T = p_T$ . Поперечный импульс является инвариантным при продольных преобразованиях Лоренца. Если баланс поперечного импульса нарушен, т.е. сумма (векторная) поперечных импульсов конечных зарегистрированных частиц не равна нулю, как это было до

143 столкновения, то это указывает на наличие в конечном состоянии процесса  
 144 частиц, не регистрируемых детектором АТЛАС. Такой частицей является, на-  
 145 пример, нейтрино, которая слабо взаимодействует с веществом и не оставляет  
 146 следа в детекторе. Частицы такого рода являются основной причиной появле-  
 147 ния недостающего поперечного импульса  $p_T$ . Его можно определить, измерив  
 148 компоненты импульса  $p_x$  и  $p_y$  конечных частиц и зная, что эти компоненты  
 149 импульса до столкновения равны нулю, можно определить потерянные ком-  
 150 поненты  $p_x^{miss}$  и  $p_y^{miss}$ , которые будут являться компонентами недостающего  
 151 поперечного импульса  $\vec{p}_T^{miss} = \{p_x^{miss}, p_y^{miss}\}$ . Недостающая поперечная энер-  
 152 гия равна  $E_T^{miss} = p_T^{miss}$ .

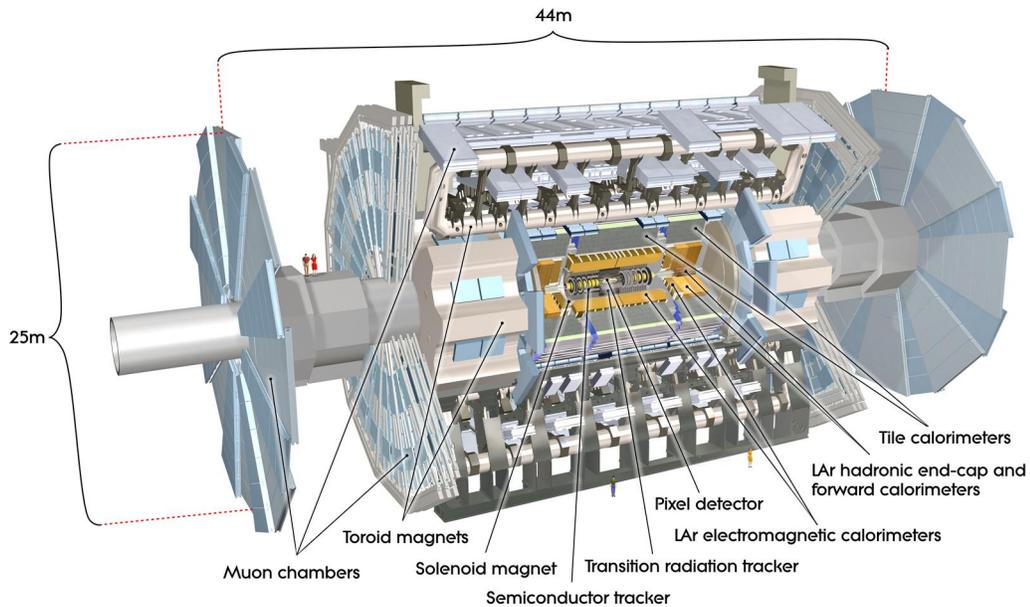


Рисунок 3.1 — Детектор АТЛАС в разрезе

153 Система внутреннего детектора находится в аксиальном магнитном по-  
 154 ле напряженностью 2 Тл и позволяет восстанавливать траектории частиц в  
 155 диапазоне псевдобыстрот  $|\eta| < 2.5$ . Кремниевый пиксельный детектор с вы-  
 156 сокой степенью детализации позволяет восстановить координаты вершины  
 157 взаимодействия протонов и обычно обеспечивает четыре измерения на треке  
 158 частицы. За пиксельным детектором следует кремниевый микрополосковый  
 159 трекер, который обычно обеспечивает четыре точки измерения на трек. По-  
 160 следней подсистемой внутреннего детектора является трековый детектор пе-  
 161 реходного излучения, предназначенный для регистрации треков частиц, из-  
 162 мерения их импульсов и их идентификации на основе явления переходного  
 163 излучения, возникающего при пересечении релятивистской частицей грани-  
 164 цы сред с различными диэлектрическими проницаемостями.

165 Калориметрическая система перекрывает диапазон псевдобыстрот  
166  $|\eta| < 4.9$ . Калориметры должны обеспечивать хорошее удержание электро-  
167 магнитных и адронных ливней, а также должны ограничивать проникновение  
168 в мюонную систему. Следовательно, глубина калориметра является важным  
169 фактором при проектировании. Общая толщина ЭМ-калориметра составляет  
170 более 22 радиационных длин ( $X_0$ ) в центральной части и более  $24X_0$  в тор-  
171 цевых частях, в единицах длин поглощения ( $\lambda$ ) —  $9.7\lambda$  в центральной и  $10\lambda$   
172 в торцевых. Такой толщины достаточно для обеспечения хорошего разреше-  
173 ния для струй в области высокой энергии. Общая толщина, включая  $1.3\lambda$  от  
174 внешней опоры, составляет  $11\lambda$  при  $\eta = 0$ . Вместе с большим  $\eta$ -покрытием эта  
175 толщина также обеспечивает хорошее измерение недостающего поперечного  
176 импульса  $p_T^{miss}$ , что важно для многих физических сигнатур и, в частности,  
177 для поиска суперсимметричных частиц.

178 Электромагнитный калориметр разделен на центральную часть  
179 ( $|\eta| < 1.475$ ) и две торцевые части ( $1.375 < |\eta| < 3.2$ ), каждая из кото-  
180 рых размещена в собственном криостате. Центральная часть калориметра со-  
181 стоит из двух одинаковых полуцилиндров, разделенных небольшим зазором  
182 (4 мм) при  $z = 0$ . Каждый торцевой калориметр механически разделен на  
183 два соосных колеса: внешнее колесо, охватывающее область  $1.375 < |\eta| < 2.5$   
184 и внутреннее колесо, охватывающее область  $2.5 < |\eta| < 3.2$ . Электромагнит-  
185 ный калориметр представляет собой жидкоаргонный детектор с каптоновыми  
186 электродами в форме гармошки и свинцовыми поглощающими пластинами по  
187 всему покрытию. Геометрия аккордеона обеспечивает полную  $\phi$ -симметрию и  
188 не содержит щелевых регионов (крэков) по азимуту.

189 Адронный калориметр находится непосредственно за пределами обо-  
190 лочки электромагнитного калориметра. Его центральная часть охватывает  
191 область  $|\eta| < 1.0$ , а две его расширенных цилиндрических части — диапа-  
192 зон  $0.8 < |\eta| < 1.7$ . Это гетерогенный детектор, то есть состоящий из слоёв  
193 поглотителя и детектирующего материала. В качестве поглотителя использу-  
194 ют сталь, в качестве активного материала — сцинтилляционную плитку. Це-  
195 нральная часть и расширенные цилиндрические части разделены по азимуту  
196 на 64 модуля. В радиальном направлении адронный калориметр простирается  
197 от внутреннего радиуса 2.28 м до внешнего радиуса 4.25 м. Он сегментирован  
198 по глубине на три слоя, толщиной примерно 1.5, 4.1 и 1.8 длины взаимодей-  
199 ствия ( $\lambda$ ) для центральной части и 1.5, 2.6 и 3.3 $\lambda$  для расширенной.

200 Мюонный спектрометр состоит из отдельных триггерных и высокоточ-  
201 ных камер слежения (катодные стриповые камеры, резистивные плоские ка-  
202 меры и тонко-зазорные камеры), измеряющих отклонение мюонов в магнит-  
203 ном поле, создаваемом сверхпроводящими тороидами с воздушным сердечни-  
204 ком. Интеграл поля тороидов, т. е. сила действующая со стороны магнитного

205 поля на объект, находится в диапазоне от 2.0 до 6.0 Тл·м на большей части  
206 детектора. Набор прецизионных камер покрывает область  $|\eta| = 2.7$  с тремя  
207 слоями контролируемых дрейфовых трубок. Мюонная триггерная система пе-  
208 рекрывает диапазон  $|\eta| = 2.4$  [11].

209 Триггер детектора АТЛАС состоит из двух систем: триггера первого  
210 уровня У1, выполненного на аппаратной основе, и второго уровня (У2), ос-  
211 нованного на программном обеспечении. У2 пересматривает решение преды-  
212 дущего и использует дополнительные критерии отбора, если это необходимо.  
213 Система сбора данных получает и сохраняет данные для события от отдель-  
214 ных систем детекторов с частотой, соответствующей выходной частоте со-  
215 бытий У1 через 1600 каналов. У1 использует часть информации детектора,  
216 чтобы принять решение за время  $\leq 2$  мкс и удержать скорость потока со-  
217 бытий на уровне порядка 75 кГц. Следующий уровень триггера использует  
218 больше информации детекторов и снижает частоту потока до  $\sim 200$  Гц при  
219 среднем объеме данных на событие 1.3 Мб [12].

220 Триггер У1 осуществляет поиск мюонов, электронов, фотонов, струй и  
221  $\tau$ -лептонов, распадающихся в адроны, с большими поперечными импульса-  
222 ми, а также большие недостающую и полную поперечную энергию. Триггер  
223 У1 объединяет данные триггерных камер мюонного спектрометра и калори-  
224 метров в центральном триггерном процессоре.

225 В каждом событии триггер У1 образует также области интереса (ОИ),  
226 которых может быть несколько, определяя для них пары координат  $\eta$  и  $\phi$ .  
227 Данные ОИ содержат информацию о том, какого типа триггер и с каким  
228 порогом принадлежит данной области. Эта информация используется в триг-  
229 гере У2. Триггер У2 для ОИ использует всю имеющуюся информацию де-  
230 текторов для этих областей, она составляет примерно 2% всех имеющихся  
231 данных для события. Меню триггера У2 составлено таким образом, чтобы  
232 уменьшить скорость поступления событий до примерно 3.5 кГц со средним  
233 временем обработки события 40 мс [11].

## 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 [13], 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 [14]. Последним этапом моделирования является уровень реконструкции, на котором моделируется отклик детектора. Генераторами таких событий в данной являются генератор Delphes3 [15], использующийся для более быстрой и приближительной реконструкции, и генератор Geant4 [16], который учитывает полную симуляцию детектора АТЛАС.

## 5. ТЕСТОВАЯ СТАТИСТИКА

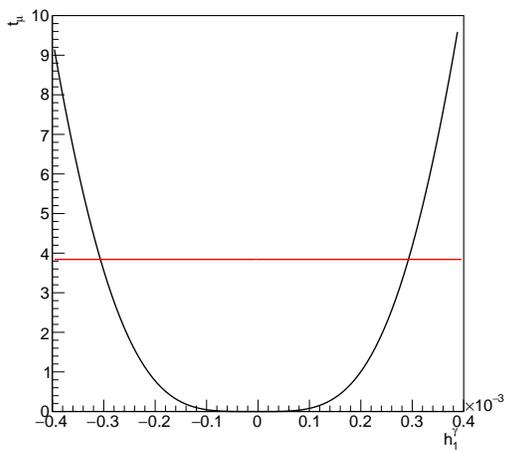
257

258 В данной работе используется тестовая статистика, основанная на функ-  
259 ции правдоподобия:

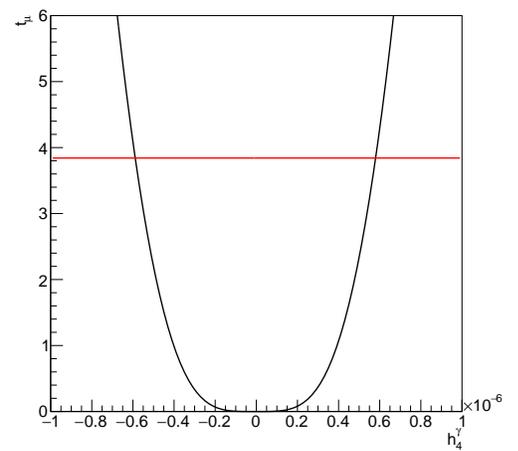
$$t_{\mu} = -2 \ln \frac{L(\mu, \hat{\theta}(\mu))}{L(\hat{\mu}, \hat{\theta})}, \quad (5.1)$$

260 где  $\mu$ —вектор параметров интереса, представляющий собой один коэффици-  
261 ент связи в случае одномерной параметризации;  $L(\mu, \theta)$ —функция правдо-  
262 подобия, которая в знаменателе находится в своем глобальном максимуме,  
263 а в числителе — в локальном максимуме при фиксированном значении па-  
264 раметров интереса. Функция правдоподобия содержит в себе информацию  
265 о статистической модели. Для постановки пределов на коэффициенты связи  
266 был применен асимптотический способ распределения тестовой статистики.  
267 Согласно теореме Уилкса [17], тестовая статистика имеет распределение  $\chi^2$  с  
268 одной степенью свободы для оценки одного коэффициента связи. Квантили  
269 этого распределения являются известными величинами. В данной работе для  
270 получения пределов используется уровень доверия  $\alpha = 0.95$  (95% *CL*). Для  
271 такого уровня доверия квантиль распределения  $\chi^2$  с одной степенью свободы  
272 равен 3.84. Пределы (т.е. границы доверительного региона) определяются из  
273 условия  $t_{\mu} = 3.84$ .

274 Для примера на рисунке 5.1 представлены графики зависимости на-  
275 блюдаемого значения тестовой статистики от коэффициентов связи  $h_1^{\gamma}$  и  $h_4^{\gamma}$ ,  
276 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

278 В данной работе рассматривается процесс рождения  $Z\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$   
 279 в  $pp$ -столкновениях, который изучается на БАК с начала его работы в  
 280 2010 г [18]. Эти исследования используются для проверки электрослабого сек-  
 281 тора СМ и для поиска новых физических эффектов, таких как аномальное  
 282 взаимодействие  $Z$ -бозонов с фотонами.

283 Конечное состояние  $\nu\bar{\nu}\gamma$  в СМ может быть вызвано рождением фотона  
 284 и  $Z$ -бозона, распавшегося на нейтрино. Этот процесс иллюстрируется диа-  
 285 граммой Фейнмана ведущего порядка, показанной на рисунке 6.1 (а). При-  
 286 мер диаграммы Фейнмана, содержащей аномальное трёхбозонное взаимодей-  
 287 ствие калибровочных бозонов (аТГС)  $Z$ -бозонов и фотонов показан на ри-  
 288 сунке 6.1 (b). Такие взаимодействия запрещены в СМ, но могут возникать в  
 теориях, расширяющих СМ.

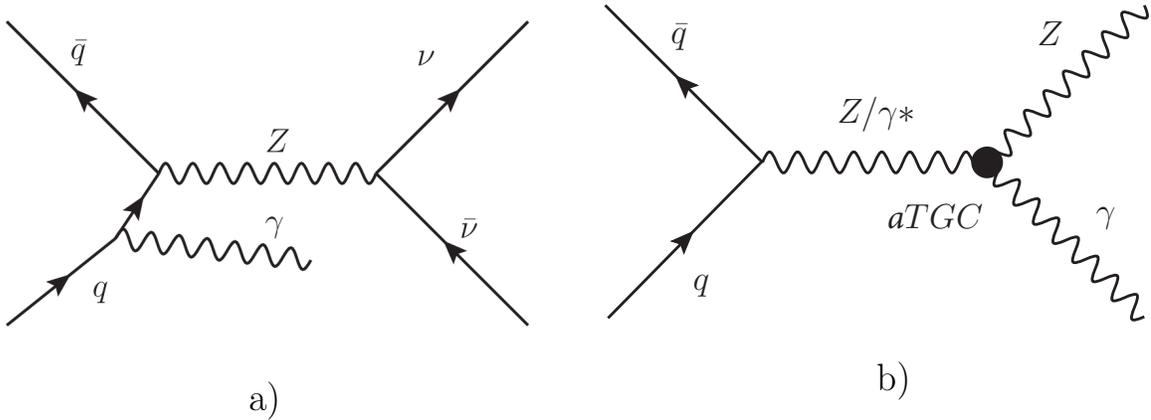


Рисунок 6.1 — Диаграммы Фейнмана рождения  $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ : (а) в рамках СМ (b) за пределами СМ — включает в себя аномальную вершину (аТГС)

290 Изучение процесса  $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$  имеет ряд преимуществ перед процессами с  
 291 распадом  $Z$  на адроны или заряженные лептоны. С одной стороны канал с  
 292 адронами в конечном состоянии имеет большой многоструйный фон, который  
 293 подавляет чувствительность к аномальным взаимодействиям. С другой сто-  
 294 роны более высокая вероятность распада  $Z$ -бозона в нейтрино по сравнению  
 295 с заряженными лептонами дает возможность изучать рождение  $Z\gamma$  в обла-  
 296 сти с более высокой  $E_T^\gamma$ , где чувствительность этого процесса к бозонным  
 297 взаимодействиям выше [6].

Основными источниками фона являются следующие процессы:

- 299 •  $W\gamma$  — рождение  $W$ -бозона с фотоном;
- 300 •  $t\bar{t}\gamma$ ;
- 301 •  $\gamma+\text{jet}$  — рождение фотона со струями, в котором большое значение  
302  $E_T^{\text{miss}}$  возникает из-за неверно измеренной энергии струй;
- 303 •  $Z(\nu\bar{\nu})j$  — рождение  $Z$ -бозона со струями в нейтринном канале, где струя  
304 ошибочно регистрируется как фотон ( $\text{jet} \rightarrow \gamma$ );
- 305 •  $W(e\nu)$ ,  $t$ ,  $t\bar{t}$  — фоны, связанные с ошибочной регистрацией электрона  
306 как фотона  $e \rightarrow \gamma$ ;
- 307 •  $W(\tau\nu)$  — фон, в котором  $\tau$  распадается в адроны и адронные струи  
308 неверно идентифицируются как фотоны ( $\text{jet} \rightarrow \gamma$ );
- 309 •  $Z(l\bar{l}) + \gamma$  — рождение фотона и  $Z$ -бозона, распавшегося на лептоны.

## 7. РЕЗУЛЬТАТЫ

310

311       Обработка данных в работе выполняется с помощью пакета ROOT.  
 312 ROOT является объектноориентированным пакетом для анализа данных, на-  
 313 писанным на C++ [19]. Он содержит инструменты, предназначенные для ис-  
 314 следования статистических данных. Пакет обладает возможностями разра-  
 315 ботки и графического представления данных.

316       На первом этапе работа велась со сгенерированными Монте-Карло на-  
 317 борами. Наборы включают в себя полную симуляцию детектора АТЛАС в  
 318 Geant4. Сигнальный регион, в котором производятся измерения, определяет-  
 319 ся следующими отборами:

Таблица 7.1 — Отборы в сигнальном регионе

---


$$N_\gamma = 1,$$

$$|\text{ph\_z\_point}| < 250 \text{ мм},$$

$$p_T^\gamma > 150 \text{ ГэВ}, p_T^{\text{SoftTerm}} < 16 \text{ ГэВ},$$

$$(N_\mu + N_e) = 0,$$

$$E_T^{\text{miss}} > 120 \text{ ГэВ}$$

$$E_T^{\text{miss}} \text{ significance} > 11$$

$$(E_T^{\text{cone20}} - 0.065 * p_T^\gamma) < 0, p_T^{\text{cone20}} / p_T^\gamma < 0.05$$

$$\Delta\phi(\vec{p}_T^{\text{miss}}, \gamma) > 0.7, \Delta\phi(\vec{p}_T^{\text{miss}}, j_1) > 0.4,$$


---

Инклюзивный случай:  $N_{jet} \geq 0$

Эксклюзивный случай:  $N_{jet} = 0$

---

320       В таблице 7.1  $N_\gamma, N_\mu, N_e, N_{jet}$  — количество фотонов, мюонов и электро-  
 321 нов, струй соответственно;  $j_1$  — лидирующая струя;  $E_T^{\text{miss}} \text{ significance}$  — это  
 322 значимость, отделяющая события с верной величиной потерянной поперечной  
 323 энергии от событий с неверно определенной величиной в результате неполной  
 324 реконструкции адронных струй;  $\text{ph\_z\_point}$  — значение координаты  $z$  фо-  
 325 тона при его пересечении с осью  $z$  по отношению к установленной главной  
 326 вершине;  $E_T^{\text{cone20}}, p_T^{\text{cone20}}$  — энерговыделение в калориметре и суммарный по-  
 327 перечный импульс в трекаре внутри конуса раствором  $\Delta R = 0.2$  соответствен-

328 но. Здесь трек фотона является осью конуса.  $p_T^{\text{SoftTerm}}$  — часть недостающего  
329 поперечного импульса, которая ассоциируется с первичной вершиной, но не  
330 ассоциируется ни с одним из восстановленных объектов.

331 По данным наборам с учетом всех фоновых процессов были построены  
332 распределения по поперечной энергии фотона (рис. 7.1). Любое отклоне-  
333 ние от СМ называется аномалией и должно быть вызвано аномальными вер-  
334 шинами. Из рисунков видно, что поперечная энергия фотона чувствительна,  
335 т.е. обеспечивают наибольшее различие между СМ и «новой физикой». При  
336 этом область наибольшей чувствительности расположена выше 0.6 ТэВ. Вы-  
337 бор значений коэффициентов связи основан на текущих наиболее строгих в  
338 мире пределах [6], то есть они выбраны менее строгими, чем предельные. Вы-  
339 бор значений также обусловлен тем, чтобы при них рисунки имели наиболее  
340 наглядный вид.

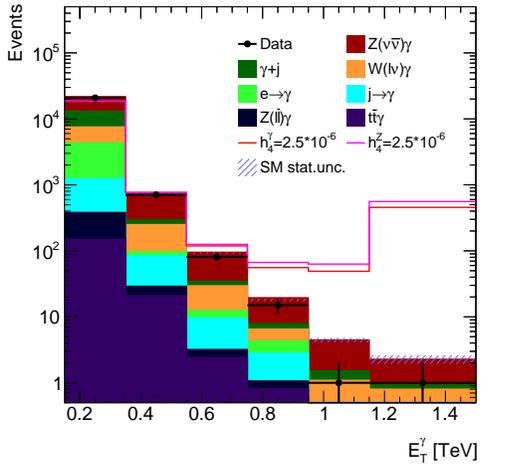
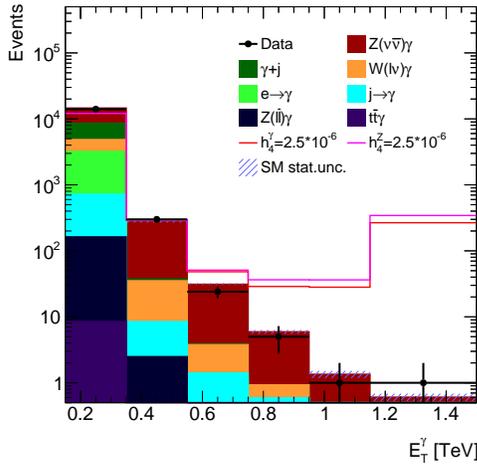
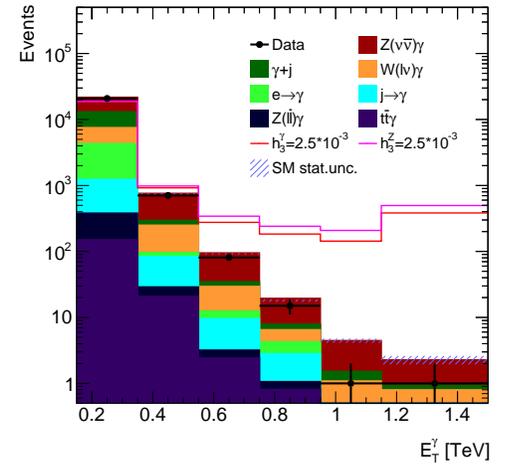
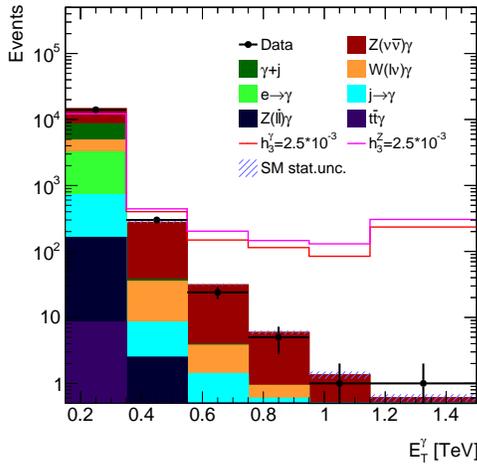
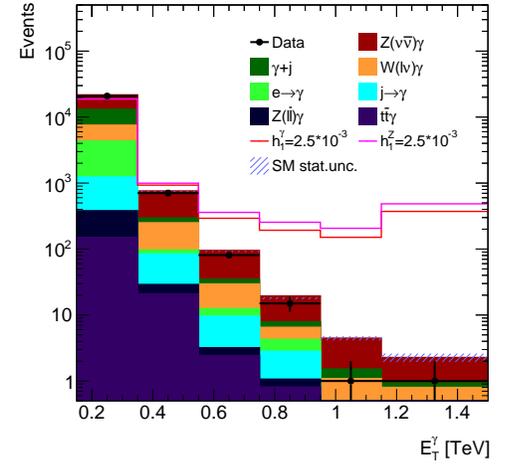
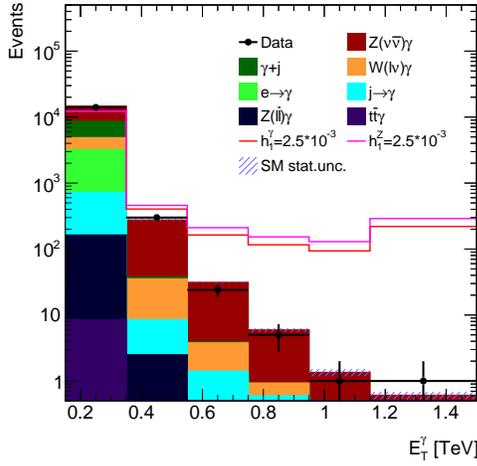


Рисунок 7.1 — Распределения по поперечной энергии фотона с указанием всех фонов (вклад каждого фона в сумму обозначен соответствующим цветом), с учетом аномальных вкладов для эксклюзивного случая слева и инклюзивного случая справа

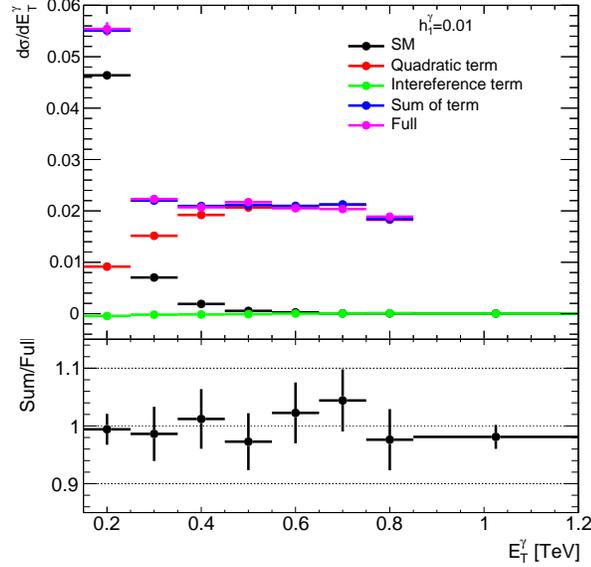


Рисунок 7.2 — На верхней гистограмме показаны распределения по поперечной энергии фотона с применением метода декомпозиции (для членов квадратичного, линейного, отвечающего СМ и их суммы) и без него для параметра  $\text{dynamical scale choice} = 3$ , для коэффициента  $h_1^\gamma = 0.01$ . На нижней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

342 ных взаимодействий с применением метода декомпозиции, то есть наборы сгене-  
 343 рированы отдельно для линейного, квадратичного слагаемого и слагаемого,  
 344 отвечающего СМ. Проверка метода декомпозиции представлена на рисунке  
 345 7.2 для коэффициента  $h_1^\gamma = 0.01$ . На верхней гистограмме показаны рас-  
 346 пределения по поперечной энергии фотона для каждого слагаемого квадрата  
 347 модуля амплитуды процесса отдельно, для суммы всех слагаемых и распре-  
 348 деление, полученное без применения декомпозиции. Значения погрешностей  
 349 для метода при  $h_1^\gamma$  равны:  $(0.8 \pm 1.3)\%$  для  $\text{dynamical scale choice} = 3$  (см.  
 350 таблицу 7.2). Можно сделать вывод, что метод работает достаточно успешно.

351 Используя сгенерированные наборы, при помощи статистической проце-  
 352 дуры, описанной в главе 5, поставлены ограничения на коэффициенты связи.  
 353 Учитываются погрешности Монте-Карло моделирования и дополнительная  
 354 систематическая погрешность, принятая равной 10%. Она является консерва-  
 355 тивной оценкой систематики [6]. Учитываются все фоны. Пределы поставлены  
 356 с и без вето на струи. Для ожидаемых пределов предсказание СМ использу-  
 357 ется как данные. Ограничения ставились двумя способами: с использованием  
 358 одного оптимизированного бина и были получены из всего распределения.  
 359 Оптимизация заключается в том, что используется всего один бин с событи-

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 [20]

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 $\frac{1}{2} \sum_{i=1}^N \sqrt{m_i^2 + p_{T,i}^2}$

360 ями, выше установленного порога на сигнальную область по чувствительной  
361 переменной  $E_T^\gamma$ . Наилучшие значения пределов и соответствующие им пороги  
362 указаны в таблицах 7.3–7.8. Для коэффициентов  $h_5^V, h_6^V$  пределы с оптимиза-  
363 цией одного бина были поставлены только для инклюзивного случая (таблицы  
364 7.9 и 7.10), так как из таблиц 7.3–7.8 установлено, что в инклюзивном случае  
365 пределы строже. Наилушие пределы, полученные из распределения, разбито-  
366 го на пять бинов по 200 ГэВ приведены в таблице 7.11. Для вычислений была  
367 использована интегральная светимость набора данных эксперимента АТЛАС,  
368 равная  $140 \text{ fb}^{-1}$ . Как видно из таблиц, наилучшие значения пределов на ко-  
369 эффициенты связи получены на основе распределения без учёта дополни-  
370 тельного отбора  $N_{jet} = 0$ . Побинная статистика событий для эксклюзивного  
371 и инклюзивного случаев для коэффициента  $h_1^\gamma = 2.5 * 10^{-3}$  приведена в табли-  
372 цах 7.13 и 7.14 соответственно. Полное число событий для проверки подсчета  
373 приведено в таблице 7.15. В таблице 7.12 сравниваются ожидаемые преде-  
374 лы, полученные в данной работе, с опубликованными пределами. Для всех  
375 коэффициентов  $h_i^V$  ( $i=1,3,4$ ) пределы получились более строгие, чем опубли-  
376 кованные [6, 21].

377 Для генерирования наборов с коэффициентами связи  $h_i^V$  ( $i=1,3,4$ ) ис-  
378 пользовалась модель nTGC\_UFO. UFO-модели (universal feynrules output),  
379 полученные с помощью FeynRules [22], применяются в MadGraph для расче-  
380 та диаграмм Феймана. Для коэффициентов  $h_i^V$  ( $i=5,6$ ) использовалась новая  
381 модель NTGC\_VF, ее проверка представлена в таблице 7.16.

Таблица 7.3 — Постановка пределов для  $h_1^\gamma$  для одного оптимизированного бина выше установленного порога на энергию

Порог	Эксклюзивный	Инклюзивный
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	$(-2.9 \times 10^{-4}, 3.0 \times 10^{-4})$	$(-2.7 \times 10^{-4}, 2.8 \times 10^{-4})$

Таблица 7.4 — Постановка пределов для  $h_1^Z$  для одного оптимизированного бина выше установленного порога (ТэВ) на энергию

Порог	Эксклюзивный	Инклюзивный
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	$(-2.6 \times 10^{-4}, 2.6 \times 10^{-4})$	$(-2.4 \times 10^{-4}, 2.4 \times 10^{-4})$

Таблица 7.5 — Постановка пределов для  $h_3^\gamma$  для одного оптимизированного бина выше установленного порога (ТэВ) на энергию

Порог	Эксклюзивный	Инклюзивный
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	$(-2.9 \times 10^{-4}, 2.8 \times 10^{-4})$	$(-2.8 \times 10^{-4}, 2.7 \times 10^{-4})$

Таблица 7.6 — Постановка пределов для  $h_3^Z$  для одного оптимизированного бина выше установленного порога (ТэВ) на энергию

Порог	Эксклюзивный	Инклюзивный
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	$(-2.5 \times 10^{-4}, 2.5 \times 10^{-4})$	$(-2.4 \times 10^{-4}, 2.4 \times 10^{-4})$

Таблица 7.7 — Постановка пределов для  $h_4^\gamma$  для одного оптимизированного бина выше установленного порога (ТэВ) на энергию

Порог	Эксклюзивный	Инклюзивный
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	$(-2.5 \times 10^{-7}, 2.5 \times 10^{-7})$	$(-2.4 \times 10^{-7}, 2.4 \times 10^{-7})$

Таблица 7.8 — Постановка пределов для  $h_4^Z$  для одного оптимизированного бина выше установленного порога (ТэВ) на энергию

Порог	Эксклюзивный	Инклюзивный
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	$(-2.3 \times 10^{-7}, 2.3 \times 10^{-7})$	$(-2.4 \times 10^{-7}, 2.4 \times 10^{-7})$

Таблица 7.9 — Пределы на  $h_5^\gamma$  и  $h_5^Z$  в инклюзивном случае с использованием одного оптимизированного бина выше установленного порога (ТэВ) на энергию

Порог	$h_5^\gamma$	$h_5^Z$
0.75	$(-2.0 \times 10^{-7}, 2.0 \times 10^{-7})$	$(-1.8 \times 10^{-7}, 1.8 \times 10^{-7})$
0.95	$(-1.5 \times 10^{-7}, 1.5 \times 10^{-7})$	$(-1.3 \times 10^{-7}, 1.3 \times 10^{-7})$
1.15	$(-1.3 \times 10^{-7}, 1.3 \times 10^{-7})$	$(-1.1 \times 10^{-7}, 1.1 \times 10^{-7})$

Таблица 7.10 — Пределы на  $h_6^\gamma$  и  $h_6^Z$  в инклюзивном случае с использованием одного оптимизированного бина выше установленного порога (ТэВ) на энергию

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

Таблица 7.11 — Сравнение пределов на все коэффициенты связи, полученных разными способами для эксклюзивного и инклюзивного случаев

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

Таблица 7.12 — Сравнение ожидаемых полученных в данной работе и опубликованных одномерных пределов с доверительной вероятностью 95% на  $h_1^Z, h_1^\gamma, h_3^Z, h_3^\gamma, h_4^Z, h_4^\gamma$  [6, 21]

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

Таблица 7.13 — Количество событий для биннинга  $\{0.15, 0.35, 0.55, 0.75, 0.95, 1.15, 1.5\}$  ТэВ для  $h_1^\gamma = 2.5 * 10^{-3}$  в эксклюзивном случае

Data	14044	300	24	5	1	1
SM	14617.1	274.9	31.2	5.9	1.3	0.6
$Z(\nu\bar{\nu})\gamma$	6012.1	237.4	27.3	5.0	1.2	0.6
$W(l\nu)\gamma$	1653.9	34.4	2.7	0.3	0.1	-0.04
$\gamma + j$	3738.4	2.3	0.1	0	0	0
$e \rightarrow \gamma$	2490.7	-7.6	-0.3	0	0	0
$j \rightarrow \gamma$	559.2	5.9	1.3	0.5	0	0
$Z(l\bar{l})\gamma$	154.4	2.5	0.1	0.1	0	0
$t\bar{t}\gamma$	8.5	0	0	0	0	0
Quad $h_1^\gamma$	84.2	123.2	130.8	110.8	92.5	220.7
Int $h_1^\gamma$	-12.3	-1.8	1.0	-0.8	-0.1	-1.6

Таблица 7.14 — Количество событий для биннинга  $\{0.15, 0.35, 0.55, 0.75, 0.95, 1.15, 1.5\}$  ТэВ для  $h_1^\gamma = 2.5 * 10^{-3}$  в инклюзивном случае

Данные	20846	705	81	15	1	1
СМ	21733.1	760.2	95.2	19.4	4.5	2.3
$Z(\nu\bar{\nu})\gamma$	8631.8	464.4	60.4	11.6	2.9	1.3
$W(l\nu)\gamma$	3212.6	153.4	17.0	2.2	0.6	0.4
$\gamma + j$	5559.3	45.6	5.2	1.4	0.4	0.1
$e \rightarrow \gamma$	3090.6	12.7	2.9	1.5	0	0
$j \rightarrow \gamma$	855.2	55.1	6.4	1.8	0.2	0.4
$Z(l\bar{l})\gamma$	230.6	8.1	0.8	0.3	0	0
$t\bar{t}\gamma$	150.6	20.9	2.4	0.8	0.1	0
Квад. $h_1^\gamma$	109.1	185.9	200.0	173.6	144.9	370.5
Инт. $h_1^\gamma$	-13.3	-3.3	0.6	1.0	1.2	-1.1

Таблица 7.15 — Полное количество событий

	ЭКСКЛЮЗИВНЫЙ	ИНКЛЮЗИВНЫЙ
Данные	14375	21649
СМ	14935.5	22619.9
$Z(\nu\bar{\nu})\gamma$	6288	9177.8
$W(l\nu)\gamma$	1691.5	3386.3
$\gamma + j$	3740.8	5612.0
$e \rightarrow \gamma$	2482.8	3107.7
$j \rightarrow \gamma$	567.1	919.1
$Z(l\bar{l})\gamma$	157	239.7
$t\bar{t}\gamma$	8.5	174.9
Квад. $h_1^\gamma$	762.2	1184.0
Инт. $h_1^\gamma$	-15.6	-14.9

Таблица 7.16 — Значения сечений в  $\text{fb}^{-1}$  для СМ, квадратичных и интерференционных слагаемых для старой и новой моделей

Коэф.	Старая модель	Новая модель
СМ	$(2.808 \pm 0.007) \times 10^{-1}$	$(2.815 \pm 0.008) \times 10^{-1}$
Квад. $h_1^\gamma$	$(1.251 \pm 0.007) \times 10^4$	$(1.244 \pm 0.006) \times 10^4$
Квад. $h_1^Z$	$(1.665 \pm 0.004) \times 10^4$	$(1.677 \pm 0.004) \times 10^4$
Квад. $h_2^\gamma$	$(6.11 \pm 0.03) \times 10^9$	$(6.14 \pm 0.03) \times 10^9$
Квад. $h_2^Z$	$(7.52 \pm 0.03) \times 10^9$	$(7.51 \pm 0.03) \times 10^9$
Квад. $h_3^\gamma$	$(1.247 \pm 0.006) \times 10^4$	$(1.244 \pm 0.006) \times 10^4$
Квад. $h_3^Z$	$(1.668 \pm 0.005) \times 10^4$	$(1.677 \pm 0.004) \times 10^4$
Квад. $h_4^\gamma$	$(6.13 \pm 0.02) \times 10^9$	$(6.14 \pm 0.03) \times 10^9$
Квад. $h_4^Z$	$(7.54 \pm 0.03) \times 10^9$	$(7.51 \pm 0.03) \times 10^9$
Квад. $h_5^\gamma$	—	$(2.46 \pm 0.01) \times 10^{10}$
Квад. $h_5^Z$	—	$(3.01 \pm 0.01) \times 10^{10}$
Инт. $h_1^\gamma$	$(-2 \pm 8) \times 10^{-14}$	$(-0.4 \pm 2.4) \times 10^{-17}$
Инт. $h_1^Z$	$(-9.5 \pm 0.9) \times 10^{-5}$	$(-6.3 \pm 1.1) \times 10^{-5}$
Инт. $h_2^\gamma$	$(1.8 \pm 4.0) \times 10^{-12}$	$(0.07 \pm 3.99) \times 10^{-15}$
Инт. $h_2^Z$	$(1.2 \pm 0.1) \times 10^{-3}$	$(1.1 \pm 0.1) \times 10^{-3}$
Инт. $h_3^\gamma$	$(-2.74 \pm 0.01)$	$(-2.73 \pm 0.01)$
Инт. $h_3^Z$	$(-8.4 \pm 0.1) \times 10^{-1}$	$(-8.1 \pm 0.1) \times 10^{-1}$
Инт. $h_4^\gamma$	$(1.050 \pm 0.006) \times 10^2$	$(1.048 \pm 0.006) \times 10^2$
Инт. $h_4^Z$	$(3.53 \pm 0.06) \times 10$	$(3.48 \pm 0.05) \times 10$
Инт. $h_5^\gamma$	—	$(-2.14 \pm 0.01) \times 10^2$
Инт. $h_5^Z$	—	$(-7.2 \pm 0.1) \times 10$

382 Следующим этапом работы был поиск новых чувствительных пе-  
 383 ременных среди простых кинематических переменных, в частности CP-  
 384 чувствительных. CP-чувствительные переменные позволяют разделять обла-  
 385 сти деструктивной (отрицательной) и конструктивной (положительной) ин-  
 386 терференции. В работе изучались угловые переменные, а именно полярный и  
 387 азимутальный угол, их разница для фотона,  $Z$ -бозона, нейтрино и антиней-  
 388 трино. Кроме того исследовалась псевдобыстрота фотона и разница псевдо-  
 389 быстрот для различных частиц в процессе, в частности для нейтрино. Иссле-  
 390 дование проводится на партонном уровне, на котором известны 4-импульсы  
 391 нейтрино, поэтому можно вычислить углы их вылета. Нейтрино не регистри-  
 392 руются детектором АТЛАС, но данное исследование позволит проверить нали-  
 393 чие CP-чувствительных переменных в изучаемом конечном состоянии.

394 Чтобы определить, чувствительна ли переменная необходимо найти рас-  
 395 пределение, в котором интерференционное слагаемое будет иметь отличную  
 396 от SM форму и для CP-нарушающих коэффициентов связи будет иметь ма-  
 397 лые погрешности. Все исследованные переменные приведены на рисунках 7.3–  
 398 7.31. Переменные, отмеченные \*, построены в системе центра масс  $Z$ -бозона  
 399 и фотона, другие переменные построены в лабораторной системе отсчета.

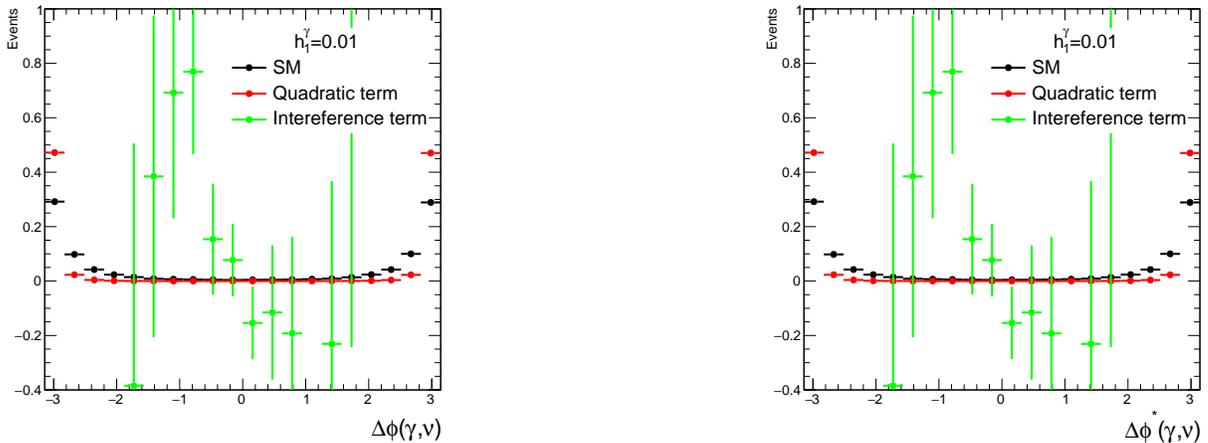


Рисунок 7.3 — Распределение по разнице углов  $\phi$  для фотона и нейтрино для  $h_1^\gamma$

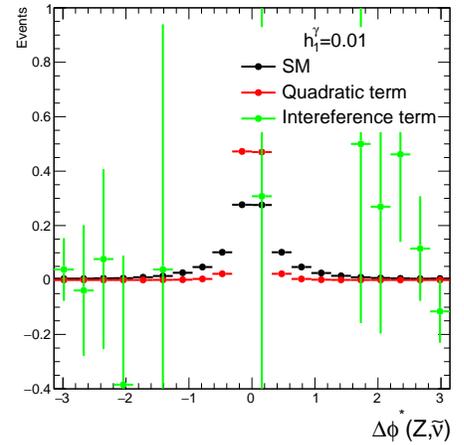
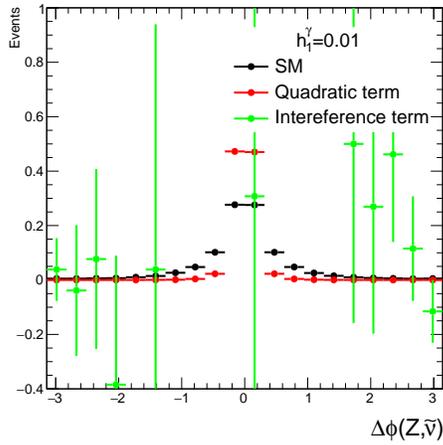


Рисунок 7.4 — Распределение по разнице углов  $\phi$  для  $Z$ -бозона и антинейтрино для  $h_1^\gamma$

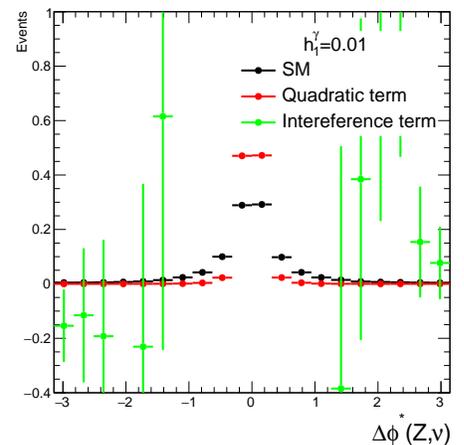
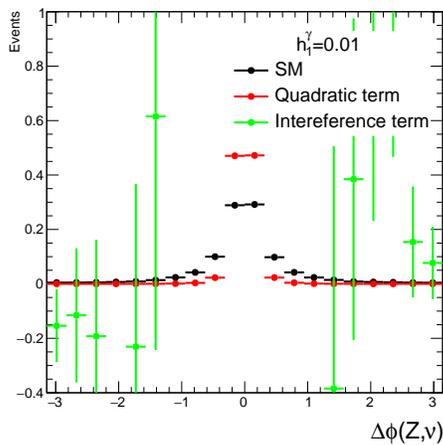


Рисунок 7.5 — Распределение по разнице углов  $\phi$  для  $Z$ -бозона и нейтрино для  $h_1^\gamma$

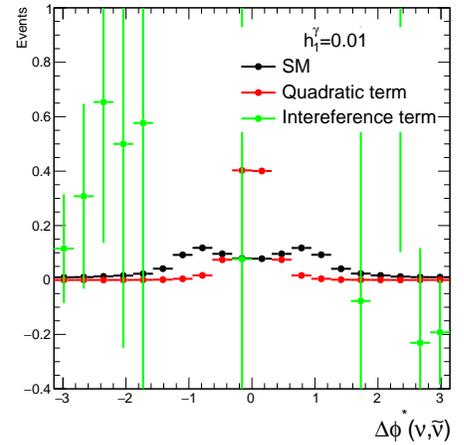
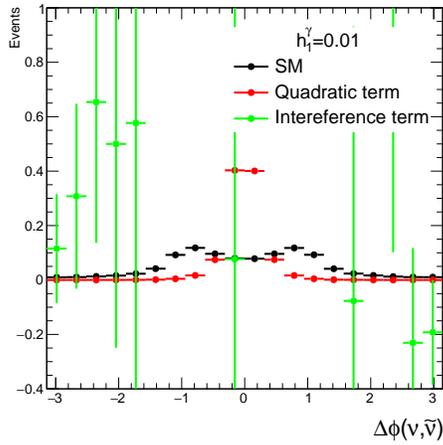


Рисунок 7.6 — Распределение по разнице углов  $\phi$  для нейтрино и антинейтрино для  $h_1^\gamma$

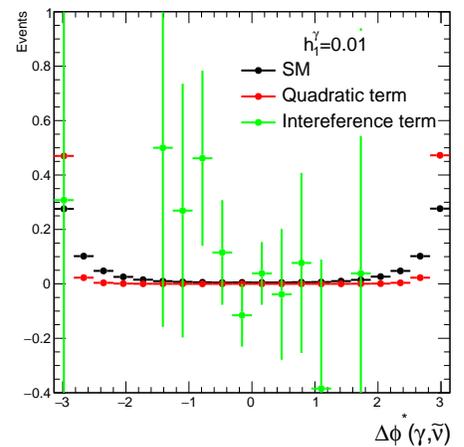
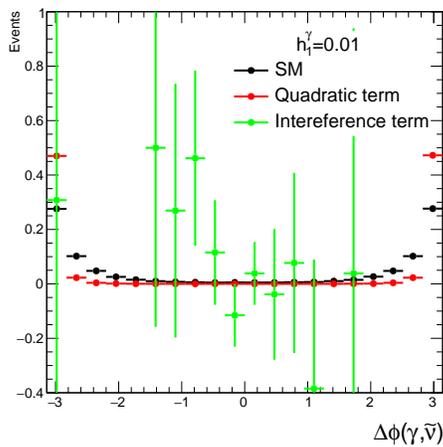


Рисунок 7.7 — Распределение по разнице углов  $\phi$  для фотона и антинейтрино для  $h_1^\gamma$

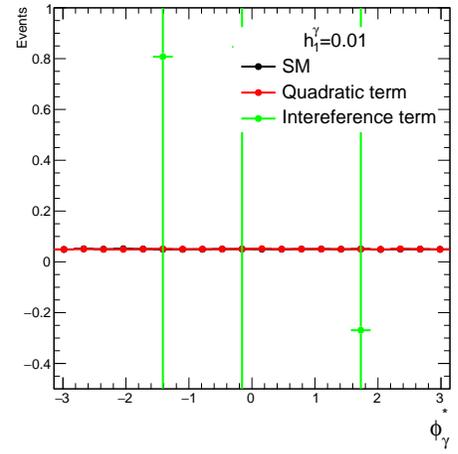
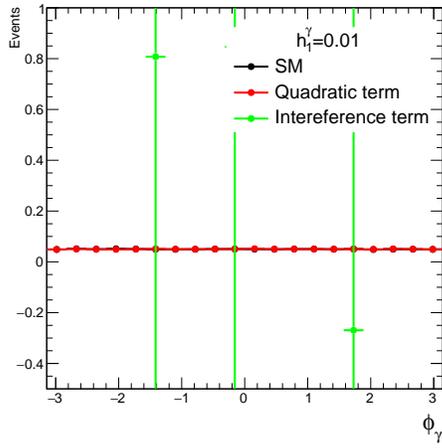


Рисунок 7.8 — Распределение по углу  $\phi$  для фотона для  $h_1^\gamma$

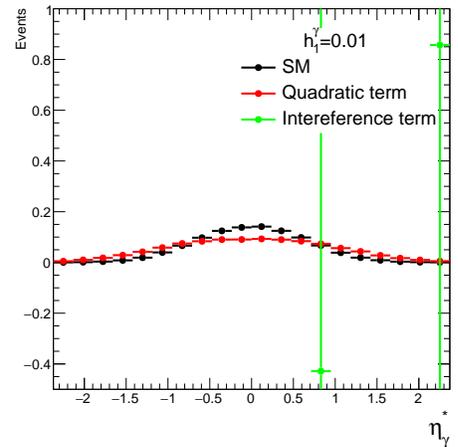
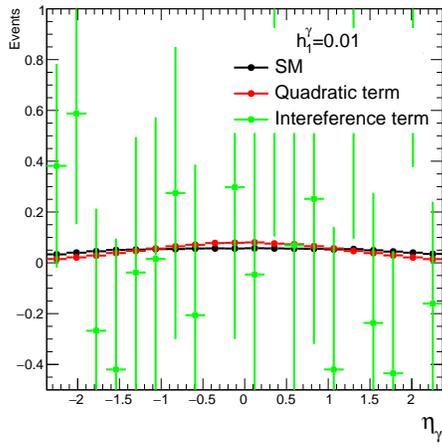


Рисунок 7.9 — Распределение по псевдобыстроте  $\eta$  для фотона для  $h_1^\gamma$

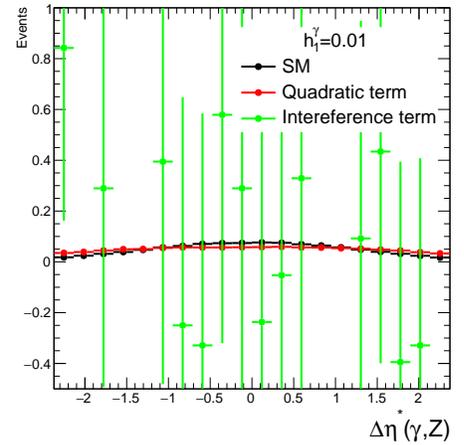
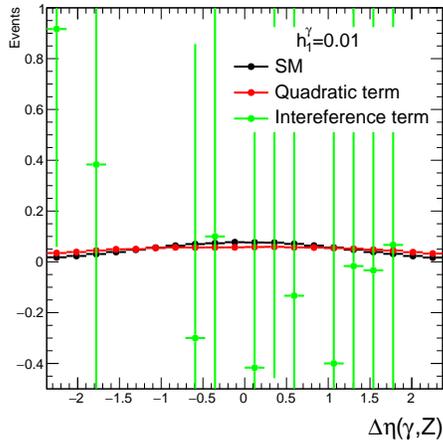


Рисунок 7.10 — Распределение по разнице псевдобыстроты  $\eta$  для фотона и  $Z$ -бозона для  $h_1^\gamma$

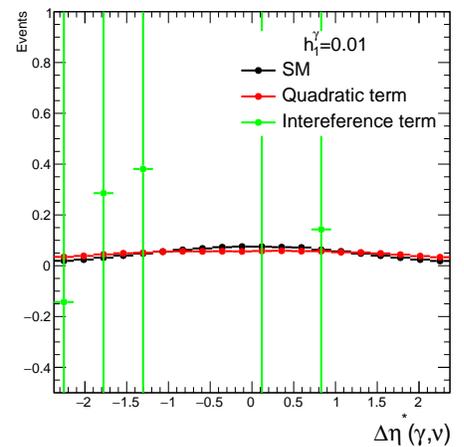
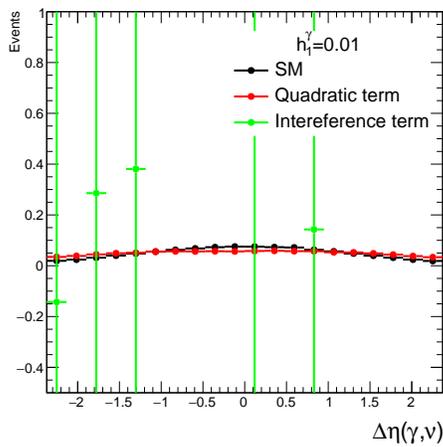


Рисунок 7.11 — Распределение по разнице псевдобыстроты  $\eta$  для фотона и нейтрино для  $h_1^\gamma$

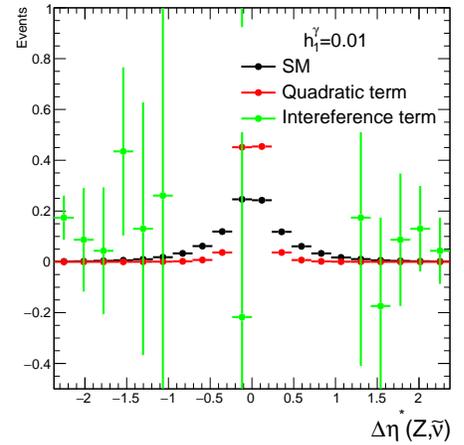
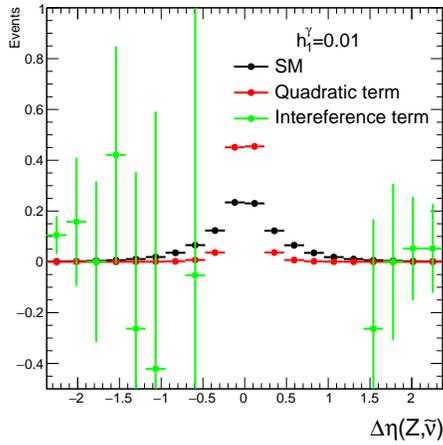


Рисунок 7.12 — Распределение по разнице псевдобыстроты  $\eta$  для  $Z$ -бозона и антинейтрино для  $h_1^\gamma$

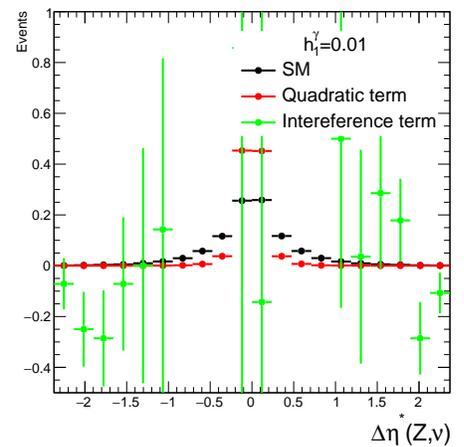
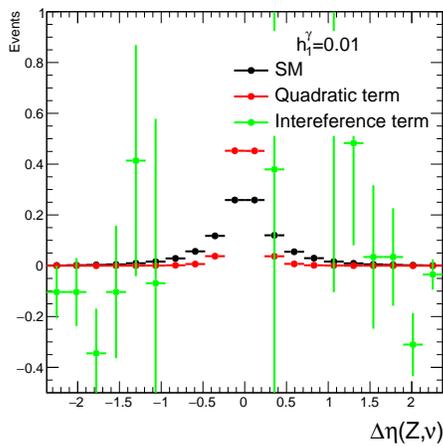


Рисунок 7.13 — Распределение по разнице псевдобыстроты  $\eta$  для  $Z$ -бозона и нейтрино для  $h_1^\gamma$

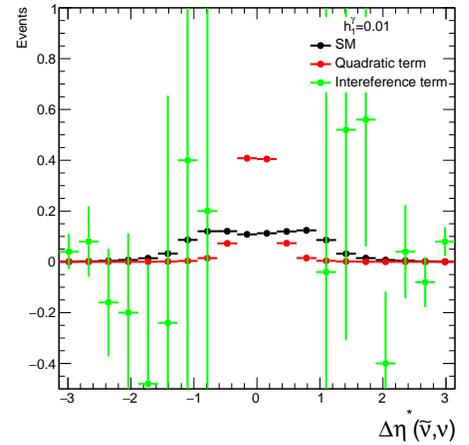
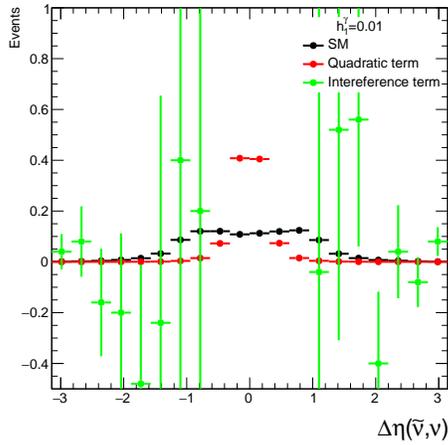


Рисунок 7.14 — Распределение по разнице псевдобыстроты  $\eta$  для антинейтрино и нейтрино для  $h_1^\gamma$

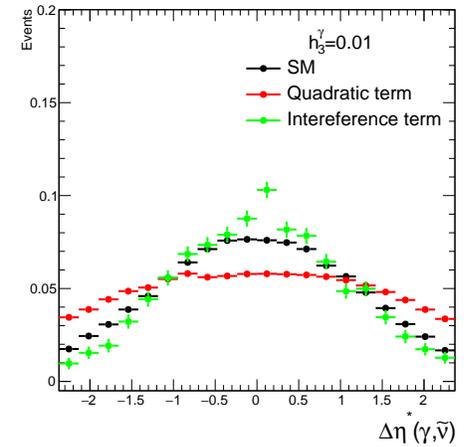
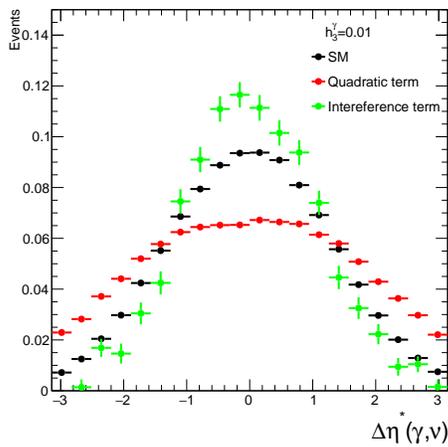


Рисунок 7.15 — Распределение по разнице псевдобыстроты  $\eta$  для фотона и нейтрино для  $h_1^\gamma$

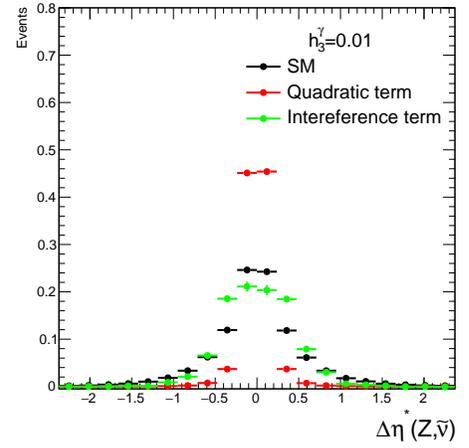
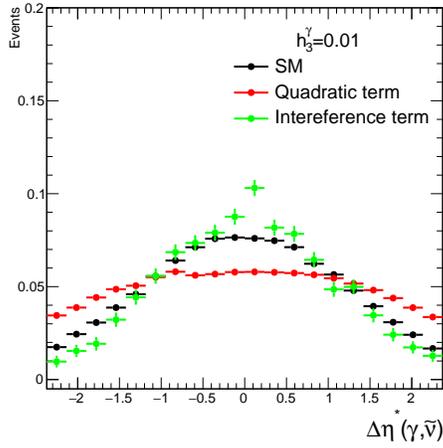


Рисунок 7.16 — Распределение по разнице псевдобыстроты  $\eta$  для  $h_3^\gamma$  для фотона и антинейтрино слева, для  $Z$ -бозона и антинейтрино справа

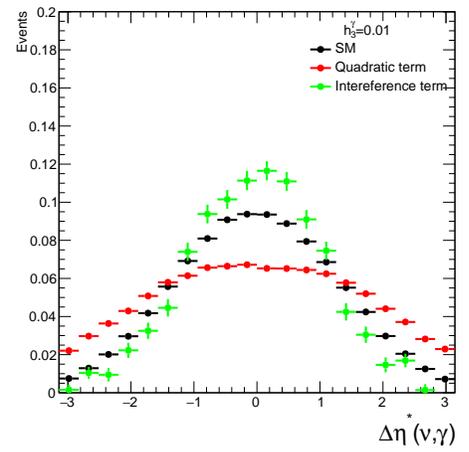
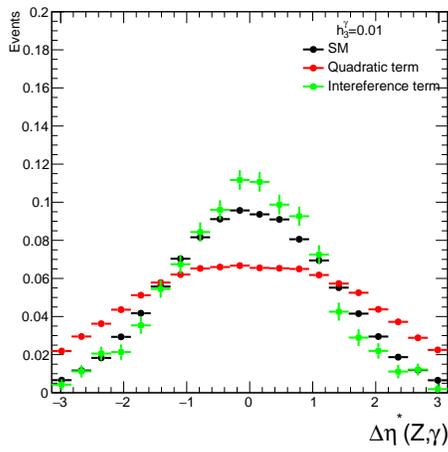


Рисунок 7.17 — Распределение по разнице псевдобыстроты  $\eta$  для  $h_3^\gamma$  для  $Z$ -бозона и фотона слева, и нейтрино и фотона справа

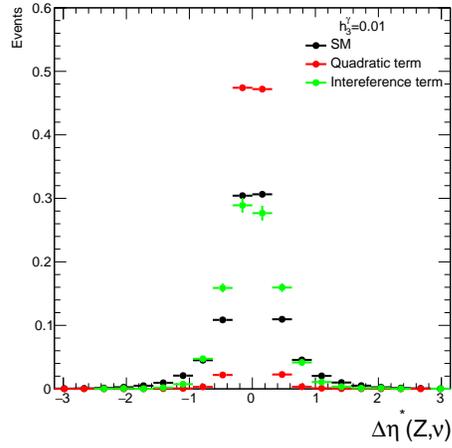


Рисунок 7.18 — Распределение по разнице псевдобыстроты  $\eta$  для  $h_3^\gamma$  для  $Z$ -бозона и нейтрино

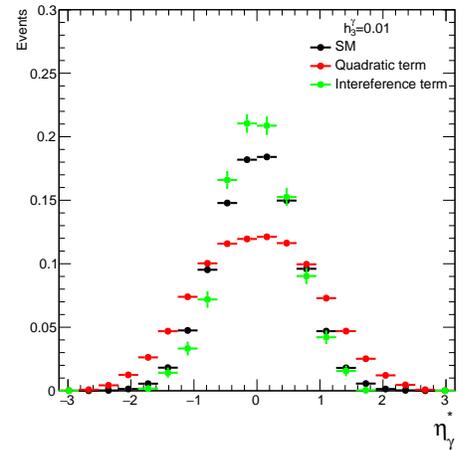
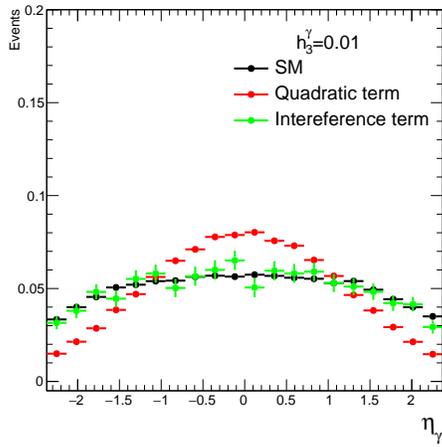


Рисунок 7.19 — Распределение по псевдобыстроте  $\eta$  для фотона  $h_3^\gamma$

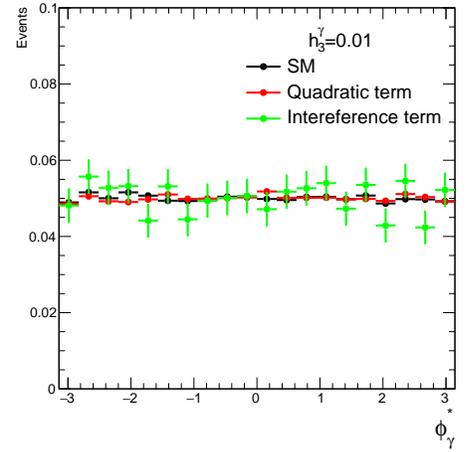
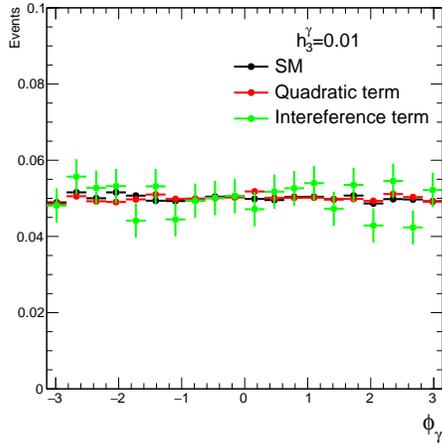


Рисунок 7.20 — Распределение по углу  $\phi$  для фотона  $h_3^\gamma$

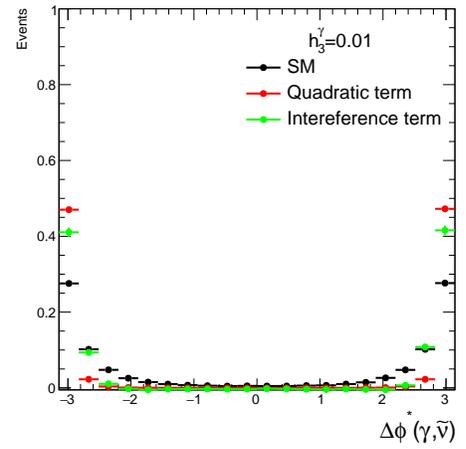
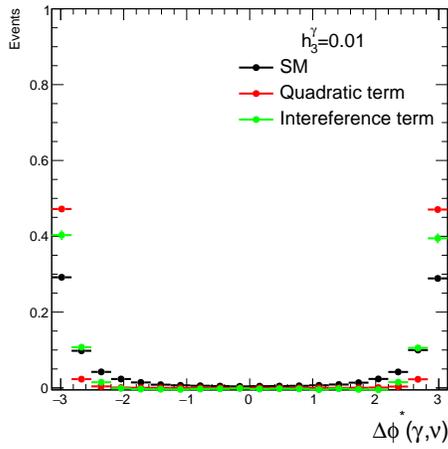


Рисунок 7.21 — Распределение по разнице углов  $\phi$  для  $h_3^\gamma$  для фотона и нейтрино слева, для фотона и антинейтрино справа

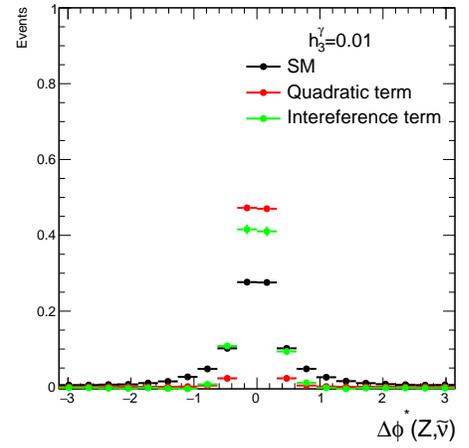
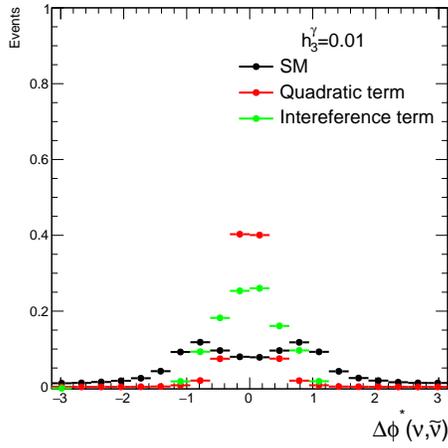


Рисунок 7.22 — Распределение по разнице углов  $\phi$  для  $h_3^\gamma$  для нейтрино и антинейтрино слева, для  $Z$ -бозона и антинейтрино справа

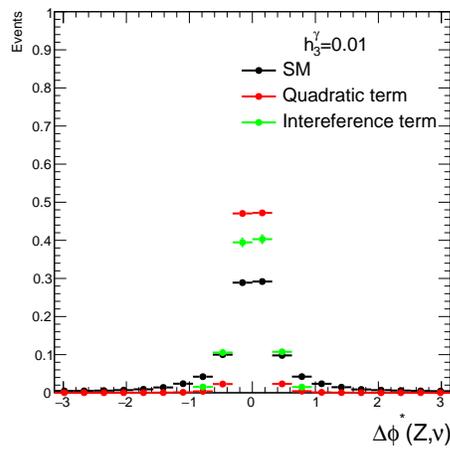


Рисунок 7.23 — Распределение по разнице углов  $\phi$  для  $h_3^\gamma$  для  $Z$ -бозона и нейтрино

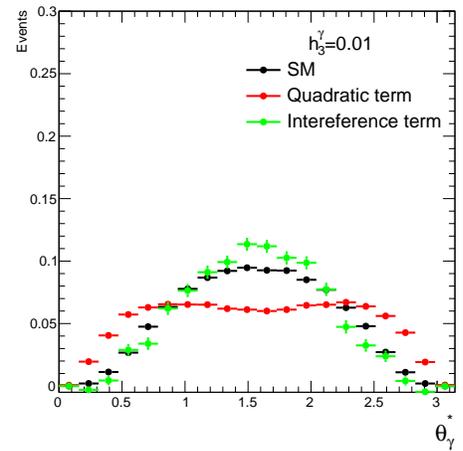
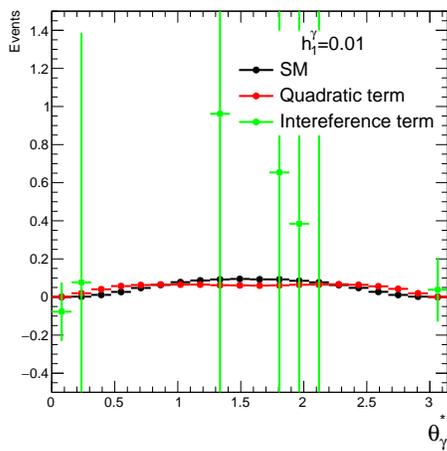
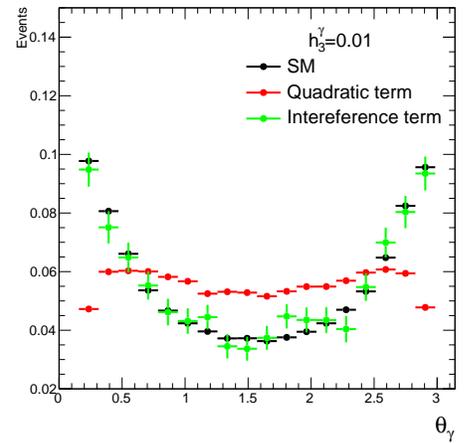
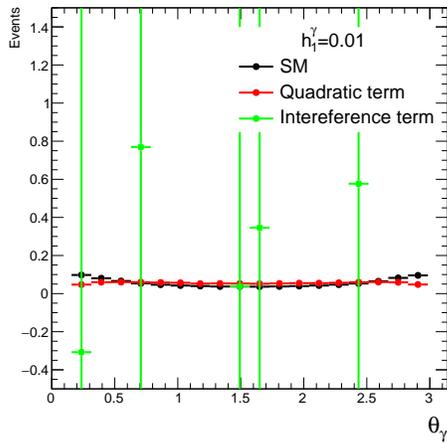


Рисунок 7.24 — Распределение по углу  $\theta$  для  $h_1^\gamma$  слева и для  $h_3^\gamma$  справа

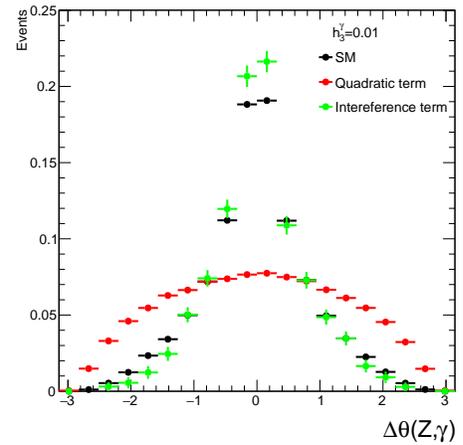
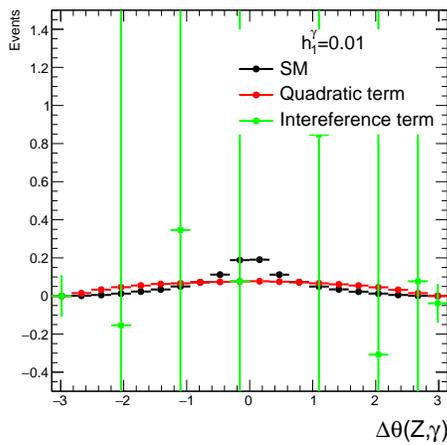


Рисунок 7.25 — Распределение по разнице углов  $\theta$  для  $Z$ -бозона и фотона для  $h_1^\gamma$  слева и для  $h_3^\gamma$  справа

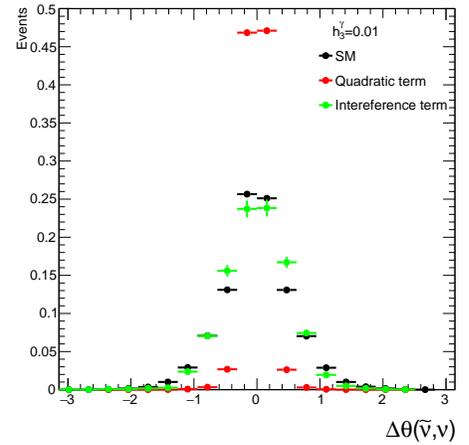
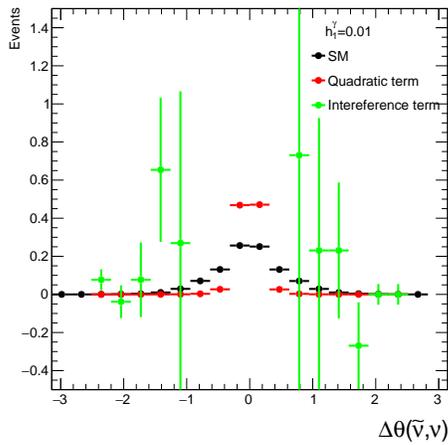
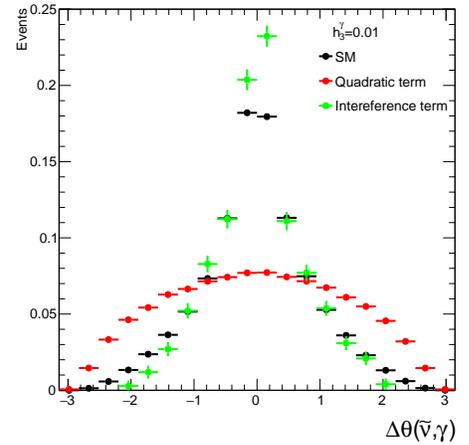
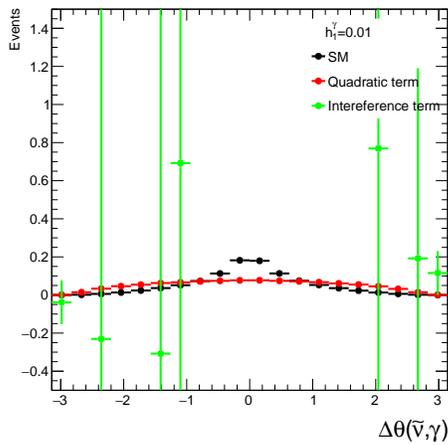
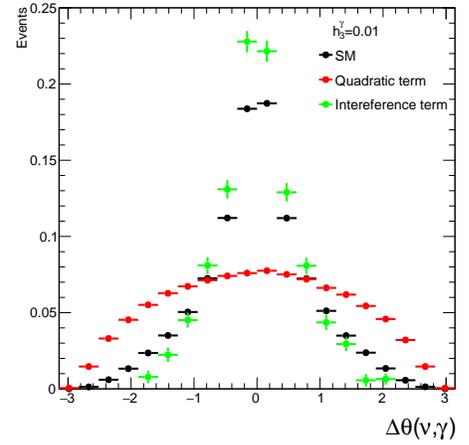
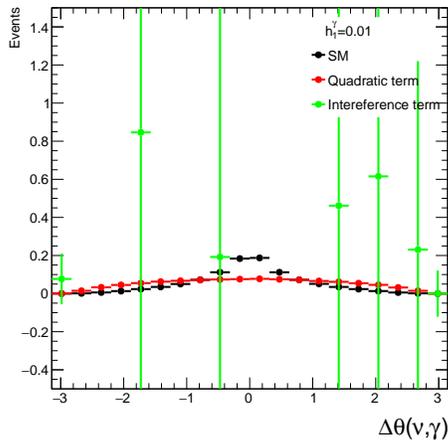


Рисунок 7.26 — Распределение по разнице углов  $\theta$  между различными частицами для  $h_1^\gamma$  слева и для  $h_3^\gamma$  справа

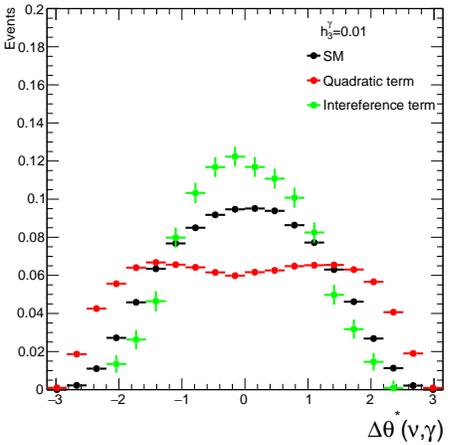
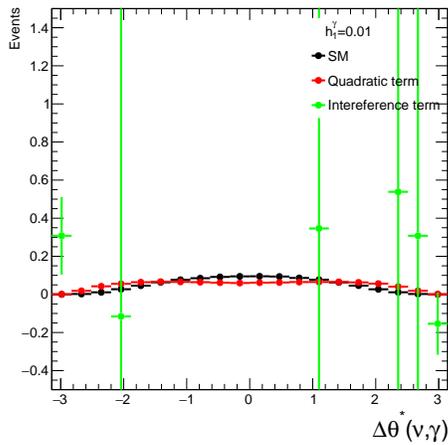
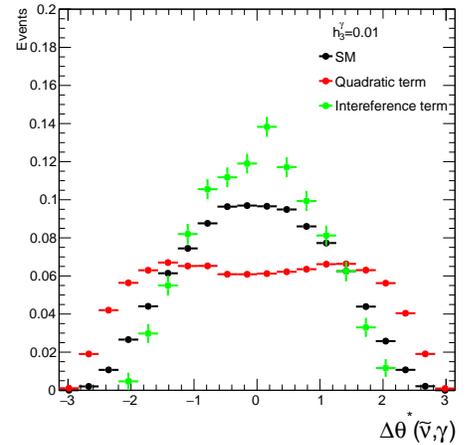
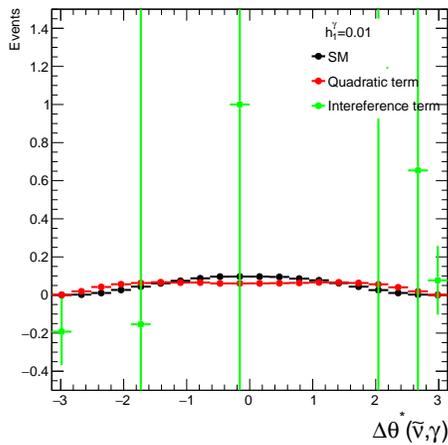
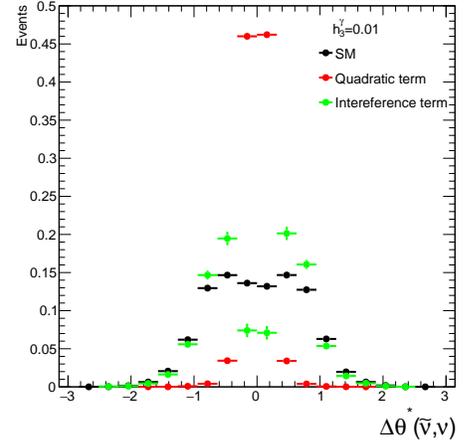
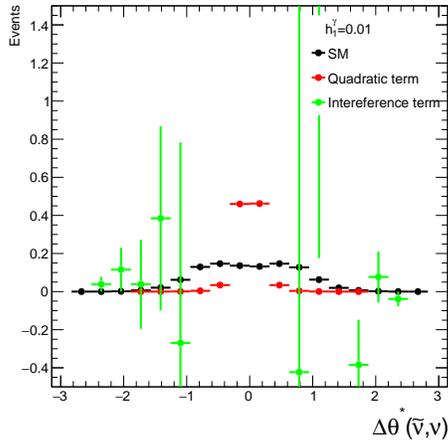


Рисунок 7.27 — Распределение по разнице углов  $\theta$  между различными частицами для  $h_1^\gamma$  слева и для  $h_3^\gamma$  справа

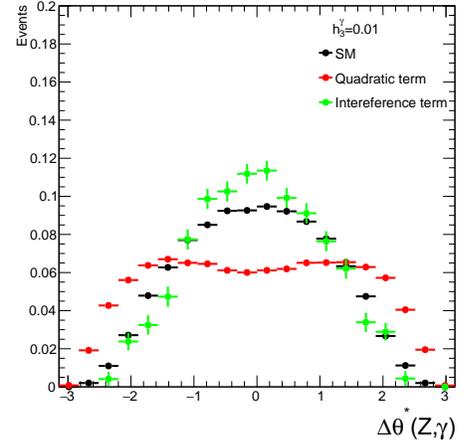
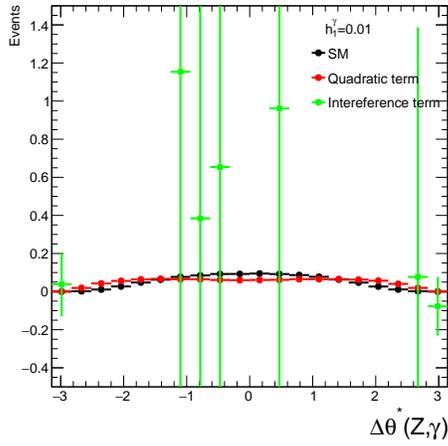


Рисунок 7.28 — Распределение по разнице углов  $\theta$  для  $Z$ -бозона и фотона для  $h_1^\gamma$  слева и для  $h_3^\gamma$  справа

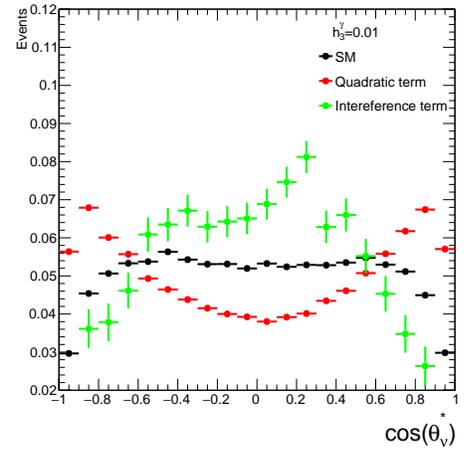
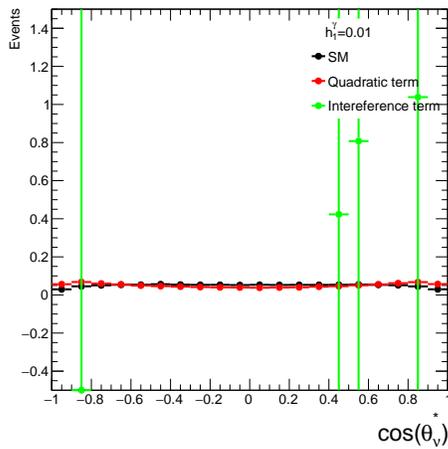
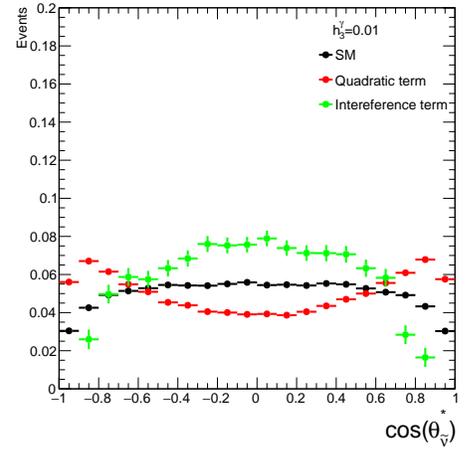
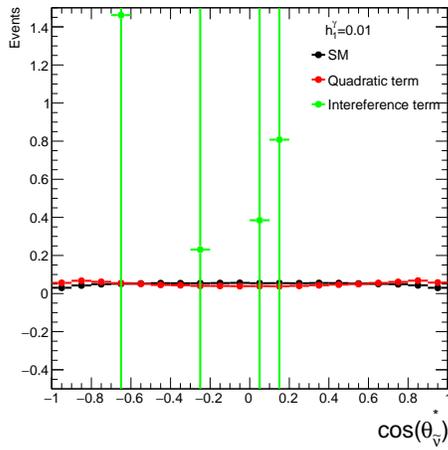


Рисунок 7.29 — Распределение по  $\cos \theta$  для антинейтрино на верхних распределениях и нейтроне — на нижних для  $h_1^\gamma$  слева и для  $h_3^\gamma$  справа

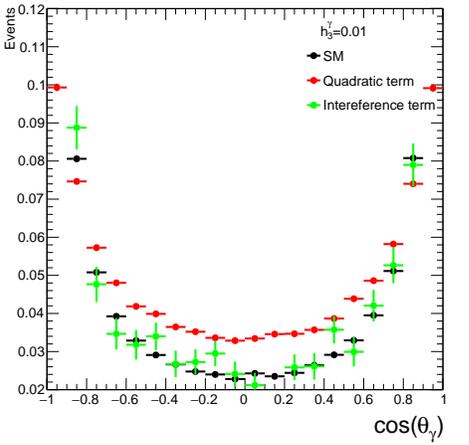
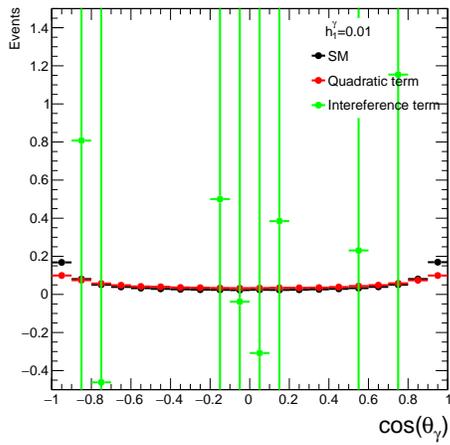
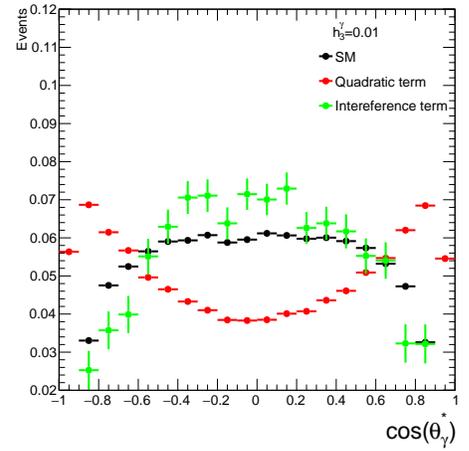
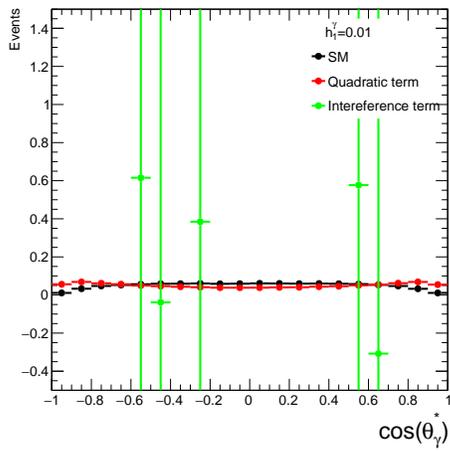
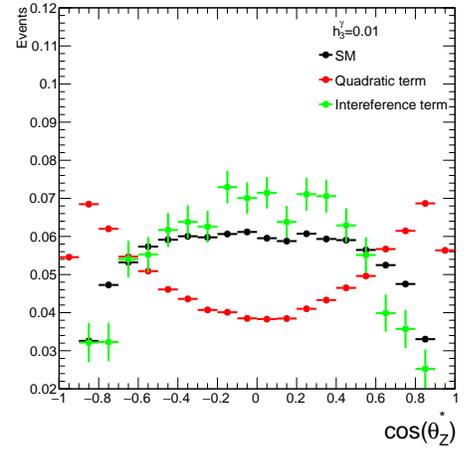
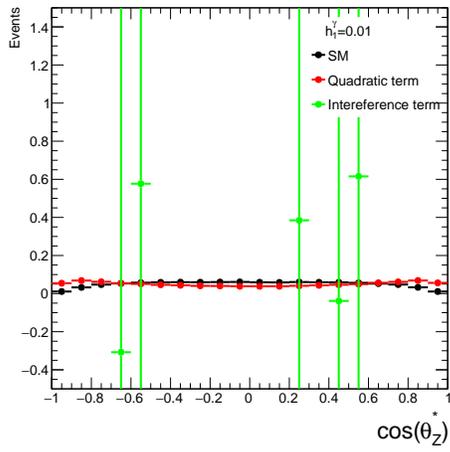


Рисунок 7.30 — Распределение по  $\cos \theta$  для различных частиц для  $h_1^\gamma$  слева и для  $h_3^\gamma$  справа

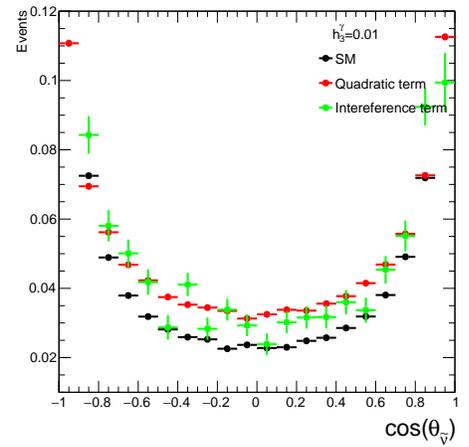
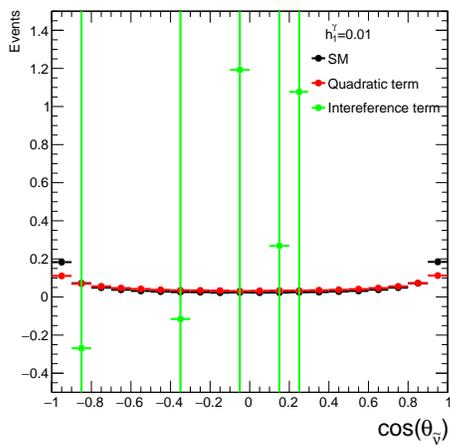
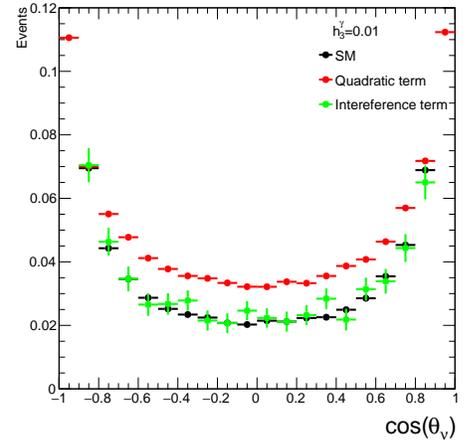
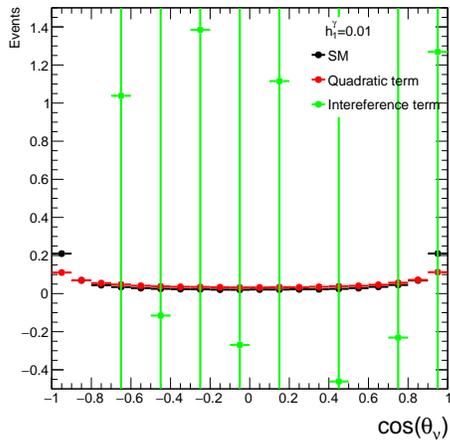


Рисунок 7.31 — Распределение по  $\cos \theta$  для различных частиц для  $h_1^\gamma$  слева и для  $h_3^\gamma$  справа

400 Из рисунков выше видно, что погрешности для интерференционного  
 401 слагаемого СР-нарушающего коэффициента велики для всех переменных,  
 402 т.е. распределение согласуется с отсутствием интерференционных событий  
 403 в каждом бине. Можно сделать вывод, что данные переменные не дают чув-  
 404 ствительности к СР-нарушению.

405 На рисунках 7.32–7.35 углы определены в системе покоя  $Z$ -бозона для  
 406 антинейтрино при распаде  $Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$ . Ось  $z$  взята вдоль направления движения  
 407  $Z$ -бозона в системе покоя  $Z$ -бозона и фотона. Полярный угол  $\theta_{\bar{\nu}}^{*}$  представля-  
 408 ет собой угол между антинейтрино в системе покоя  $Z$ -бозона и новой осью  $z$ .  
 409 Для угла  $\phi_{\bar{\nu}}^{*}$  определены другие оси. Выбрана плоскость реакции, содержа-  
 410 щая лабораторную ось  $z$  и направление движения  $Z$ -бозона в системе покоя  
 411  $Z$ -бозона и фотона, новая ось  $x$  также лежит в этой плоскости и выбрана так,  
 412 чтобы иметь то же полярное направление, что и новая ось  $z$ . Ось  $y$  опреде-  
 413 лена правилом правой руки. Из рисунков 7.32, 7.34 видно, что полярный и  
 414 азимутальный углы являются СР-чувствительными.

415 Чтобы улучшить чувствительность, две переменные были объединены  
 416 в переменную  $T$ , которая определяется следующим образом [23] :

$$T = \sin(\phi_{\bar{\nu}}^{*}) \cos(\theta_{\bar{\nu}}^{*}). \quad (7.1)$$

417 Распределения по данной переменной для различных коэффициентов  
 418 представлены на рисунке 7.35

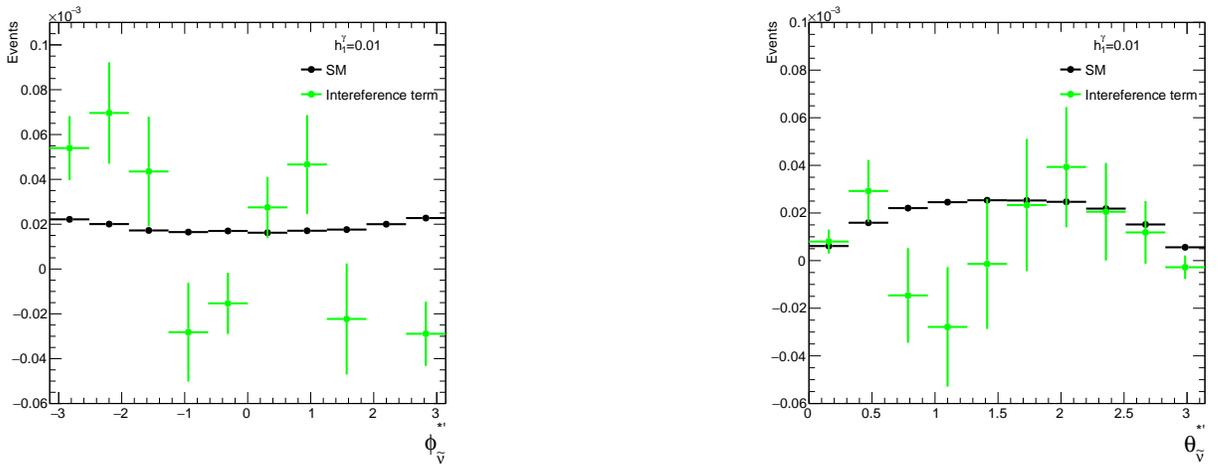


Рисунок 7.32 — Распределения по углам  $\phi_{\bar{\nu}}^{*}$  слева и  $\theta_{\bar{\nu}}^{*}$  справа для  $h_1^\gamma$

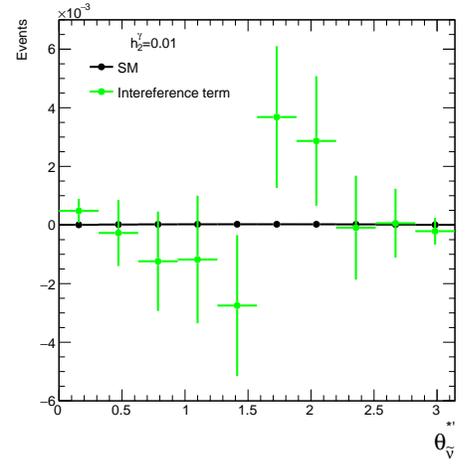
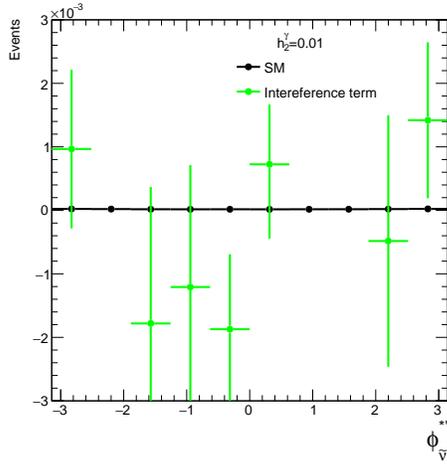


Рисунок 7.33 — Распределения по углам  $\phi_V^{*'}$  слева и  $\theta_V^{*'}$  справа для  $h_2^\gamma$

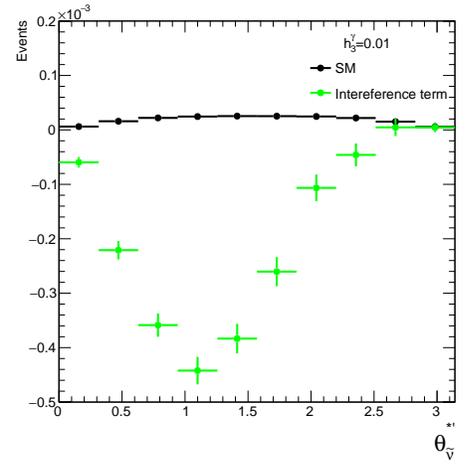
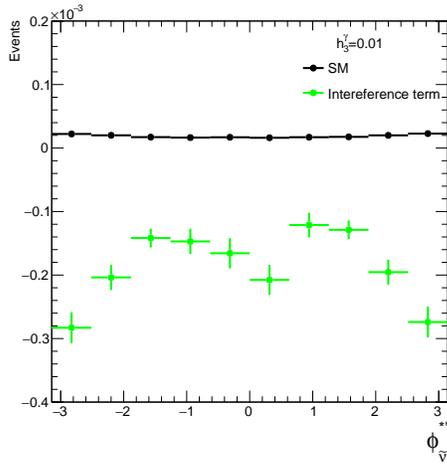


Рисунок 7.34 — Распределения по углам  $\phi_V^{*'}$  слева и  $\theta_V^{*'}$  справа для  $h_3^\gamma$

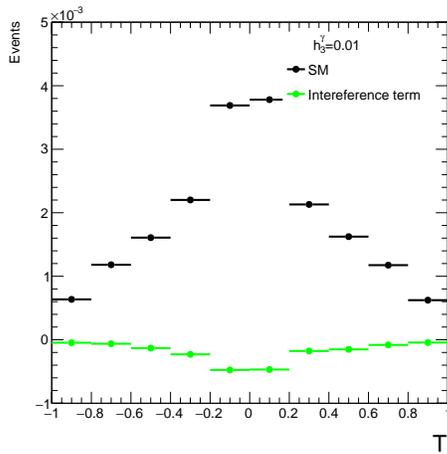
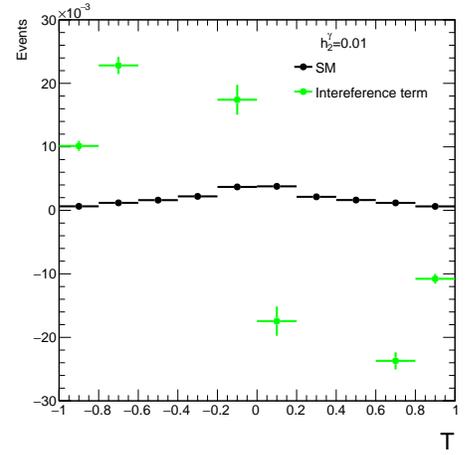
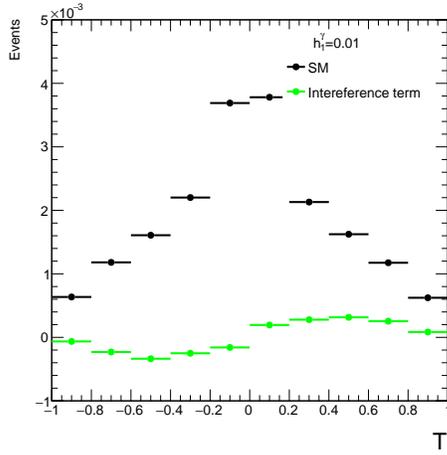


Рисунок 7.35 — Распределения по переменной  $T$  для  $h_1^\gamma$ ,  $h_2^\gamma$ ,  $h_3^\gamma$

419 Из рисунков видно, что погрешности для интерференционного сла-  
 420 гаемого комбинированной переменной меньше, чем для азимутального и  
 421 полярного угла в отдельности, поэтому можно считать, что чувстви-  
 422 тельность переменной  $T$  лучше. Кроме того, данная переменная позволила раз-  
 423 делить области интерференции на положительную и отрицательную части  
 424 для CP-нарушающих коэффициентов связи. Данную переменную нельзя вос-  
 425 становить, но она показывает перспективы дальнейшего исследования CP-  
 426 чувствительности в нейтринном канале и дает повод искать другие чувстви-  
 427 тельные переменные. Проведенное исследование может быть использовано в  
 428 других анализах с заряженными лептонами.

## 8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

430 В данной работе изучалась методика постановки пределов на параметры  
431 взаимодействий в формализме вершинной функции для процесса рождения  
432  $Z$ -бозона в ассоциации с фотоном. Была создана модель более близкая к ре-  
433 альному процессу, т.е. были добавлены фоновые процессы. Кроме того были  
434 поставлены отборы на адронные струи. Далее поставлены пределы на коэф-  
435 фициенты связи. В инклюзивном случае пределы оказались строже, чем в  
436 эксклюзивном. В рамках данного исследования получено значительное улуч-  
437 шение пределов на все коэффициенты связи по сравнению с опубликованными  
438 наиболее строгими в мире ограничениями на все параметры, а так же постав-  
439 лены пределы на новые параметры  $h_5^V$ ,  $h_6^V$ . Восстановлены новые чувстви-  
440 тельные к CP-нарушению переменные - полярный и азимутальный углы для  
441 антинейтрино, и их комбинация. Проведенное исследование показало, что в  
442 нейтрино канале есть CP-чувствительность, что мотивирует продолжать по-  
443 иск других чувствительных переменных. Данные переменные также могут  
444 быть использованы в других анализах с заряженными лептонами. В даль-  
445 нейшем планируется создать более реалистичную статистическую модель, и  
446 проверить полученные результаты для нее. Кроме того, продолжить изуче-  
447 ние найденных чувствительных переменных для того, чтобы с их помощью  
448 поставить более точные пределы на коэффициенты.

## ЛИТЕРАТУРА

449

- 450 [1] J. Einasto, *Dark Matter*, 1, 2009 [0901.0632].
- 451 [2] G. Bhattacharyya, *The hierarchy problem and physics beyond the standard*  
452 *model*, in *XXII DAE High Energy Physics Symposium*, M. Naimuddin, ed.,  
453 (Cham), pp. 17–20, Springer International Publishing, 2018.
- 454 [3] T. Kajita, *Nobel Lecture: Discovery of atmospheric neutrino oscillations*,  
455 *Rev. Mod. Phys.* **88** (2016) 030501.
- 456 [4] ATLAS collaboration, *Observation of a new particle in the search for the*  
457 *Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC*, *Phys.*  
458 *Lett. B* **716** (2012) 1 [1207.7214].
- 459 [5] C. Degrande, N. Greiner, W. Kilian, O. Mattelaer, H. Mebane, T. Stelzer  
460 et al., *Effective Field Theory: A Modern Approach to Anomalous Couplings*,  
461 *Annals Phys.* **335** (2013) 21 [1205.4231].
- 462 [6] ATLAS collaboration, *Measurement of the  $Z\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$  production cross*  
463 *section in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV with the ATLAS detector and*  
464 *limits on anomalous triple gauge-boson couplings*, *JHEP* **12** (2018) 010  
465 [1810.04995].
- 466 [7] G.J. Gounaris, J. Layssac and F.M. Renard, *Signatures of the anomalous*  
467  *$Z_\gamma$  and  $ZZ$  production at the lepton and hadron colliders*, *Phys. Rev. D* **61**  
468 (2000) 073013 [hep-ph/9910395].
- 469 [8] J. Ellis, H.-J. He and R.-Q. Xiao, *Probing neutral triple gauge couplings at*  
470 *the LHC and future hadron colliders*, *Phys. Rev. D* **107** (2023) 035005  
471 [2206.11676].
- 472 [9] J. Ellis, H.-J. He and R.-Q. Xiao, *Probing Neutral Triple Gauge Couplings*  
473 *with  $Z^*\gamma (\nu\bar{\nu}\gamma)$  Production at Hadron Colliders*, 2308.16887.
- 474 [10] C. Degrande, *A basis of dimension-eight operators for anomalous neutral*  
475 *triple gauge boson interactions*, *JHEP* **02** (2014) 101 [1308.6323].
- 476 [11] ATLAS collaboration, *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron*  
477 *Collider*, *JINST* **3** (2008) S08003.

- 478 [12] ATLAS collaboration, G. Duckeck, D. Barberis, R. Hawkings, R. Jones,  
479 N. McCubbin, G. Poulard et al., eds., *ATLAS computing: Technical design*  
480 *report*, .
- 481 [13] J. Alwall, R. Frederix, S. Frixione, V. Hirschi, F. Maltoni, O. Mattelaer  
482 et al., *The automated computation of tree-level and next-to-leading order*  
483 *differential cross sections, and their matching to parton shower simulations*,  
484 *JHEP* **07** (2014) 079 [1405.0301].
- 485 [14] T. Sjöstrand, *The PYTHIA Event Generator: Past, Present and Future*,  
486 *Comput. Phys. Commun.* **246** (2020) 106910 [1907.09874].
- 487 [15] DELPHES 3 collaboration, *DELPHES 3, A modular framework for fast*  
488 *simulation of a generic collider experiment*, *JHEP* **02** (2014) 057  
489 [1307.6346].
- 490 [16] GEANT4 collaboration, *GEANT4—a simulation toolkit*, *Nucl. Instrum.*  
491 *Meth. A* **506** (2003) 250.
- 492 [17] S.S. Wilks, *The large-sample distribution of the likelihood ratio for testing*  
493 *composite hypotheses*, *The annals of mathematical statistics* **9** (1938) 60.
- 494 [18] ATLAS collaboration, *Electroweak results with the ATLAS 2010 data*, *J.*  
495 *Phys. Conf. Ser.* **347** (2012) 012023.
- 496 [19] I. Antcheva et al., *ROOT: A C++ framework for petabyte data storage,*  
497 *statistical analysis and visualization*, *Comput. Phys. Commun.* **180** (2009)  
498 2499 [1508.07749].
- 499 [20] V. Hirschi and O. Mattelaer, *Automated event generation for loop-induced*  
500 *processes*, *JHEP* **10** (2015) 146 [1507.00020].
- 501 [21] D.K. D. Koshelenko et al., *Measurement of the  $Z\gamma \rightarrow \nu\nu\bar{\gamma}$  Production Cross*  
502 *Section in  $p p$  Collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV with the ATLAS Detector and*  
503 *Limits on Anomalous Triple Gauge Couplings*, *ATLAS Note* (2018) 106.
- 504 [22] A. Alloul, N.D. Christensen, C. Degrande, C. Duhr and B. Fuks, *FeynRules*  
505 *2.0 - A complete toolbox for tree-level phenomenology*, *Comput. Phys.*  
506 *Commun.* **185** (2014) 2250 [1310.1921].
- 507 [23] B. Zhou et al., *Measurement of ZZ CP-violation and polarization in*  
508 *four-lepton dataset in 13 TeV proton-proton collisions with the ATLAS*  
509 *detector*, *ATLAS Note* (2023) 280.