

Поиск аномальных вершин с применением формализма вершинной функции для процесса рождения Z -бозона с фотоном в эксперименте АТЛАС

Студент гр. Б20-102: Чехонина Алёна Александровна,
Научный руководитель: Солдатов Е.Ю., к.ф.- м.н.,
Научный консультант: Семушин А.Е.

НИЯУ МИФИ

26.06.2026

Мотивация

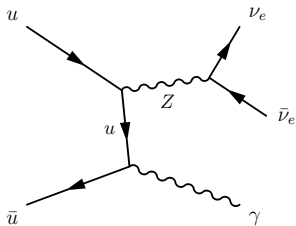
Стандартная модель (СМ) — теория об элементарных частицах, их строении и взаимодействиях.

- СМ не описывает некоторые процессы и явления, поэтому нуждается в расширении.
- Поиск аномальных взаимодействий — это косвенный метод, являющийся модельнонезависимым.

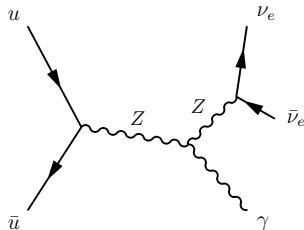
В данной работе исследуются взаимодействия трех нейтральных векторных бозонов на основе процесса рождения $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$.

Диаграммы Фейнмана рождения $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$:

в рамках СМ



за пределами СМ — включает в себя аномальную вершину



Цель работы: поиск отклонений от Стандартной модели в процессе рождения $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ и разработка методики получения наиболее строгих ограничений на константы связи в формализме вершинной функции.

Для достижения цели решаются следующие **задачи**:

- 1 смоделировать исследуемый процесс рождения $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ с использованием различных Монте-Карло генераторов;
- 2 оценить его интегральное и дифференциальные сечения на уровне истинных частиц, выполнить сравнение предсказаний в приближениях NLO QCD, NNLO QCD, NLO EW, определить их статистические и систематические погрешности;
- 3 учесть наиболее значительные рассчитанные поправки и построить полную статистическую модель на основе метода максимального правдоподобия;
- 4 получить одномерные и двумерные ожидаемые и наблюдаемые пределы на коэффициенты h_3^V, h_4^V, h_5^V ;
- 5 проверить, не приводят ли значения коэффициентов, ограниченные полученными пределами, к нарушению унитарности S -матрицы.

Оценка теоретических интегрального и дифференциальных сечений

Перед тем, как моделировать аномальные взаимодействия, нужно смоделировать предсказание Стандартной модели.

Отбор событий:

- Фотон: $N_\gamma = 1$, $E_T^\gamma > 150$ ГэВ, $|\eta| < 2.37$
- Струи: $|\eta| < 4.5$, $p_T > 50$ ГэВ, $\Delta R(\text{jet}, \gamma) > 0.3$
- Нейтрино: $p_T^{\mu\nu} > 130$ ГэВ

Генератор	Порядок сечения QCD (+PS)	Интегральное сечение [фб]
POWHEG [1]	NNLO	109.2 ± 0.5 (стат.) ± 6.2 (сист.)
Sherpa 2.2.11 [2]	NLO	104.9
Sherpa 2.2.2 [2]	NLO	117.2

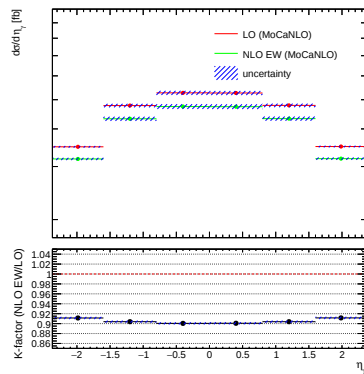
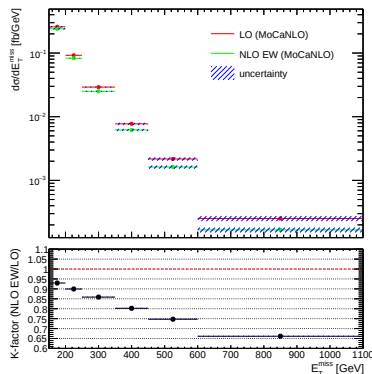
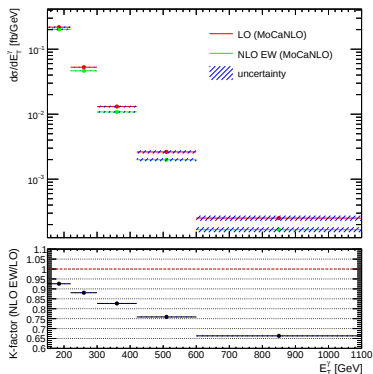
Дифференциальные сечения оценены для 8 кинематических переменных (back-up):
 p_T^γ , E_T^{miss} , N_{jets} , η_γ , $p_T^{j_1}$, $p_T^{j_2}$, $|\Delta\phi(j_1, j_2)|$, $|\Delta\phi(Z, j)|$

Электрослабые поправки

Используется новый генератор MoCaNLO [3]

Представленные неопределенности включают статистические и систематические погрешности.

Интегральный K-фактор $= \frac{\sigma_{\text{NLO EW}}}{\sigma_{\text{LO}}} = 0.90465 \pm 0.00005$ (стат.) ± 0.00211 (сист.).

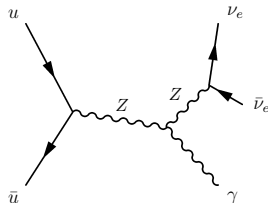


В области больших значений E_T^γ K-фактор уменьшается примерно до 0.6, поэтому он применяется для перевзвешивания событий сигнального процесса, смоделированного в Sherpa 2.2.11 (NLO QCD).

Формализм вершинной функции

Вершинная функция [4, 5, 6]

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



Аномальная добавка [4, 5, 6]

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

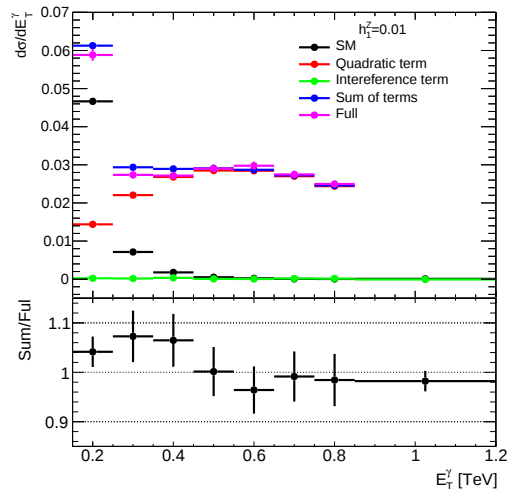
На коэффициенты связи — h_i^V — можно поставить ограничения.

Метод декомпозиции и его проверка

В данной работе использовался **метод декомпозиции**, который является новым для исследования вершинных функций. Метод заключается в том, что наборы генерируются отдельно для линейного, квадратичного слагаемого и слагаемого, отвечающего СМ.

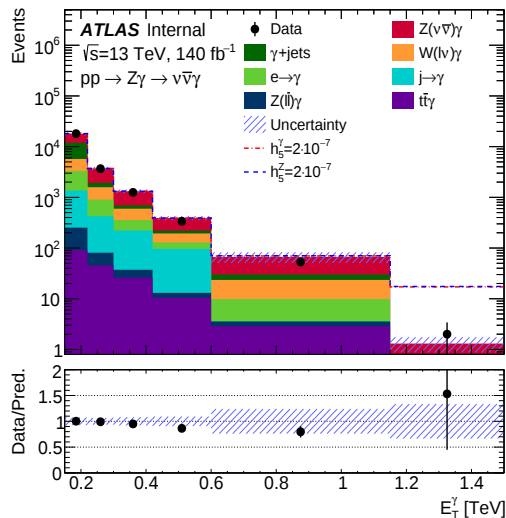
$$\mathcal{A} = \mathcal{A}_{\text{SM}} + h_i \mathcal{A}_i$$
$$|\mathcal{A}|^2 = |\mathcal{A}_{\text{SM}}|^2 + h_i 2\text{Re}\mathcal{A}_{\text{SM}}^\dagger \mathcal{A}_i + h_i^2 |\mathcal{A}_i|^2 \quad (1)$$

Для моделирования отдельных слагаемых используется **MadGraph5** [7].



Модель и отборы

- В модели учитываются все фоновые процессы [8, 9].
- Учтены все систематические погрешности.
- Модель включает в себя полную симуляцию детектора АТЛАС в Geant4 [10].
- Основные критерии отбора:
 $p_T^\gamma > 150 \text{ ГэВ}$,
 $N_\gamma = 1$, $N_{e,\mu,\tau} = 0$,
 $E_T^{\text{miss}} > 130 \text{ ГэВ}$



Постановка пределов

Сравнение ожидаемых и наблюдаемых пределов, полученных в данной работе, и опубликованных одномерных наблюдаемых пределов с доверительной вероятностью 95%

Коэф.	Ожидаемые	Наблюдаемые	Опубликованные пределы	
			АТЛАС (36.1 фб ⁻¹) [8]	CMS (138 фб ⁻¹) [11]
h_3^γ	$(-2.2, 2.2) \times 10^{-4}$	$(-2.4, 2.6) \times 10^{-4}$	$(-3.7, 3.7) \times 10^{-4}$	$(-3.4, 3.5) \times 10^{-4}$
h_3^Z	$(-2.0, 2.1) \times 10^{-4}$	$(-2.4, 2.4) \times 10^{-4}$	$(-3.2, 3.3) \times 10^{-4}$	$(-2.2, 2.2) \times 10^{-4}$
h_4^γ	$(-2.0, 1.9) \times 10^{-7}$	$(-2.4, 2.3) \times 10^{-7}$	$(-4.4, 4.3) \times 10^{-7}$	$(-6.8, 6.8) \times 10^{-7}$
h_4^Z	$(-1.9, 1.9) \times 10^{-7}$	$(-2.4, 2.3) \times 10^{-7}$	$(-4.5, 4.4) \times 10^{-7}$	$(-4.1, 4.2) \times 10^{-7}$
h_5^γ	$(-9.6, 9.9) \times 10^{-8}$	$(-1.2, 1.2) \times 10^{-7}$	—	—
h_5^Z	$(-9.5, 9.7) \times 10^{-8}$	$(-1.1, 1.2) \times 10^{-7}$	—	—

- Коэффициенты h_3^V, h_4^V, h_5^V аналогичны коэффициентам h_1^V, h_2^V, h_6^V [12].
- Пределы на коэффициенты $h_3^\gamma, h_4^\gamma, h_4^Z$ являются самыми строгими в мире, пределы на h_5^γ, h_5^Z поставлены впервые.

Проверка унитарности

Границы унитарности для двух коэффициентов связи [6]:

$$|h_3^Z| < \frac{6\sqrt{2}\pi v^2 m_Z}{s_W c_W (T_3 - Q s_W^2) \hat{s}^{3/2}}, \quad |h_3^\gamma| < \frac{6\sqrt{2}\pi v^2 m_Z}{s_W^2 c_W^2 |Q| \hat{s}^{3/2}}. \quad (2)$$

Унитарность нарушается при **15 ТэВ** для h_3^Z и при **17 ТэВ** для h_3^γ . Полученные значения превышают энергию в системе центра масс $\sqrt{s}=13$ ТэВ, в рамках которой проводится эксперимент.

Так как границы унитарности для других интересующих коэффициентов связи не определены в указанной выше работе, они были посчитаны в рамках текущего анализа:

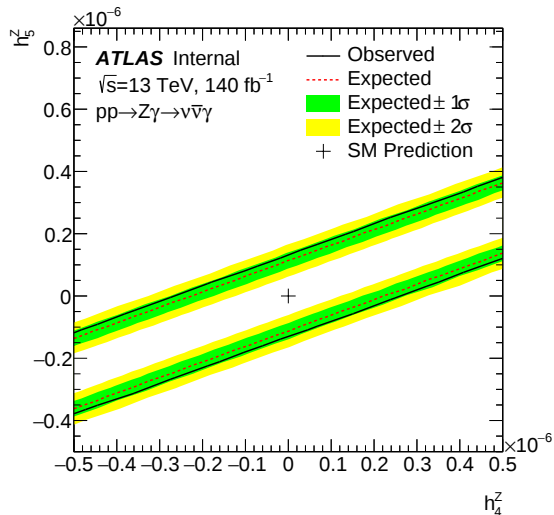
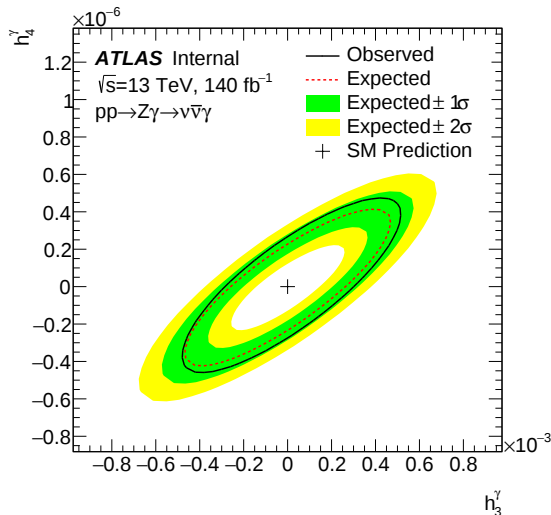
$$|h_4^Z| < \frac{12\sqrt{2}\pi v^2 m_Z^3}{s_W c_W (T_3 - Q s_W^2) \hat{s}^{5/2}}, \quad |h_4^\gamma| < \frac{12\sqrt{2}\pi v^2 m_Z^3}{s_W^2 c_W^2 |Q| \hat{s}^{5/2}}, \quad (3)$$

$$|h_5^Z| < \frac{6\sqrt{2}\pi v^2 m_Z^3}{s_W c_W (T_3 - Q s_W^2) \hat{s}^{5/2}}, \quad |h_5^\gamma| < \frac{6\sqrt{2}\pi v^2 m_Z^3}{s_W^2 c_W^2 |Q| \hat{s}^{5/2}}. \quad (4)$$

Унитарность нарушается при **9 ТэВ** для h_4^Z , h_5^Z и при **10 ТэВ** для h_4^γ , h_5^γ .

Двумерные пределы

$$|\mathcal{A}|^2 = |\mathcal{A}_{\text{SM}}|^2 + h_i^2 |\mathcal{A}_i|^2 + h_j^2 |\mathcal{A}_j|^2 + h_i 2\text{Re}\mathcal{A}_{\text{SM}}^\dagger \mathcal{A}_i + h_j 2\text{Re}\mathcal{A}_{\text{SM}}^\dagger \mathcal{A}_j + h_i h_j 2\text{Re}\mathcal{A}_i^\dagger \mathcal{A}_j \quad (5)$$



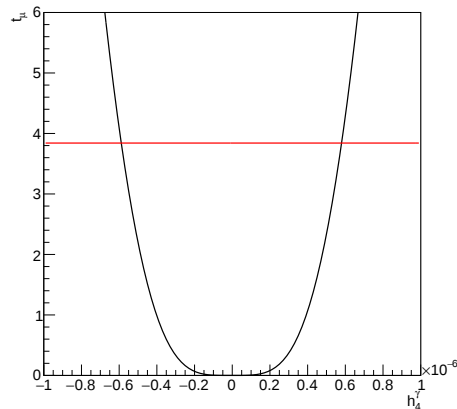
Вывод

- В работе оценены **теоретические интегральное и дифференциальные сечения** в порядках NLO QCD и NNLO QCD для процесса рождения $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$, рассчитаны статистические и систематические погрешности для них.
- Также **оценены электрослабые поправки NLO EW**. Их вклад учтен в полной статистической модели.
- Поставлены ожидаемые и наблюдаемые одномерные и двумерные **пределы на шесть коэффициентов связи** в полной статистической модели.
- Пределы на коэффициенты $h_3^\gamma, h_4^\gamma, h_4^Z$ являются **самыми строгими в мире**, пределы на h_5^γ, h_5^Z поставлены **впервые**.
- Проверено, что коэффициенты связи, ограниченные полученными пределами, **не приводят к нарушению унитарности** S -матрицы в условиях работы эксперимента АТЛАС.
- Установлено, что новые коэффициенты h_5^V являются **линейно зависимыми** с коэффициентами h_4^V соответственно.

Спасибо за внимание!

Back-Up

$$t_\mu = -2 \ln \frac{L(\mu, \hat{\hat{\theta}}(\mu))}{L(\hat{\mu}, \hat{\theta})} \quad (6)$$



Получение границ унитарности

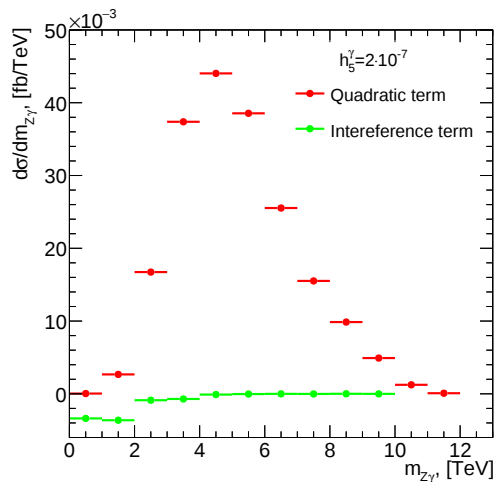
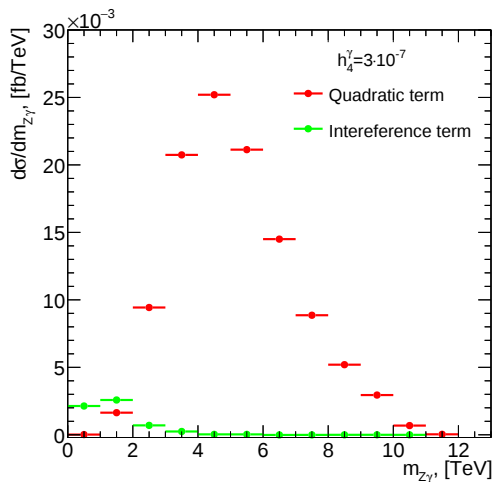
Амплитуда парциальной волны [2]:

$$a_J = \frac{1}{32\pi} e^{i(\nu' - \nu)\phi} \int_{-1}^1 d(\cos\theta) d_{\nu', \nu}^J(\cos\theta) \mathcal{T}^{s_f s_{\bar{f}}, \lambda_Z \lambda_\gamma}. \quad (7)$$

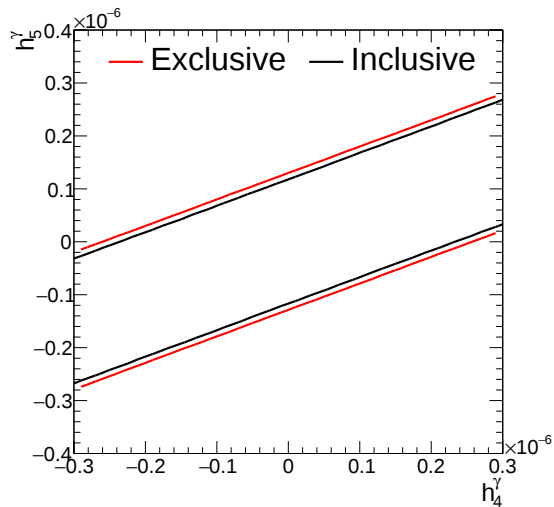
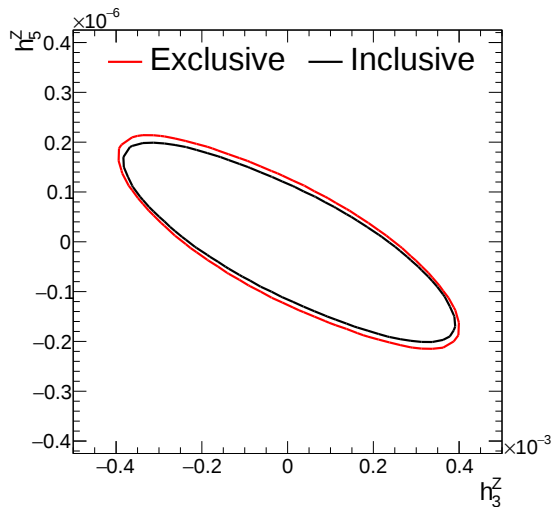
Из оптической теоремы следуют ограничения на амплитуды парциальных волн [6]:

$$|a_J| < \frac{1}{2}. \quad (8)$$

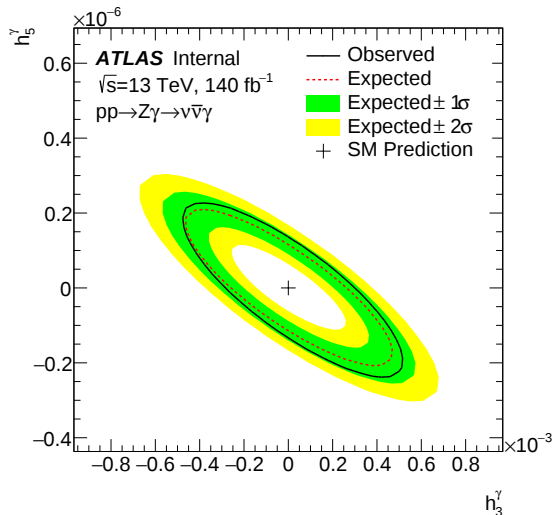
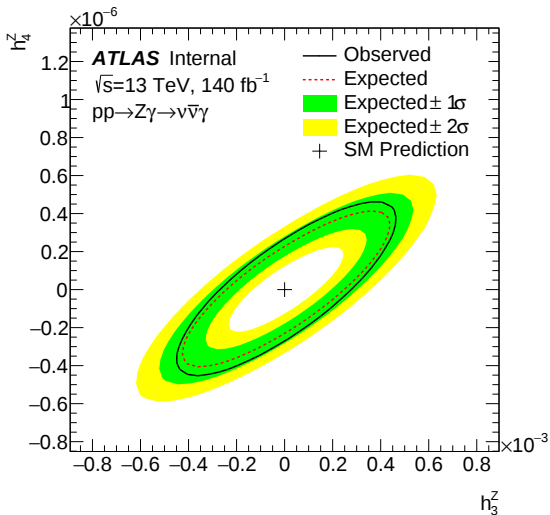
Распределения по $m_{Z\gamma}$



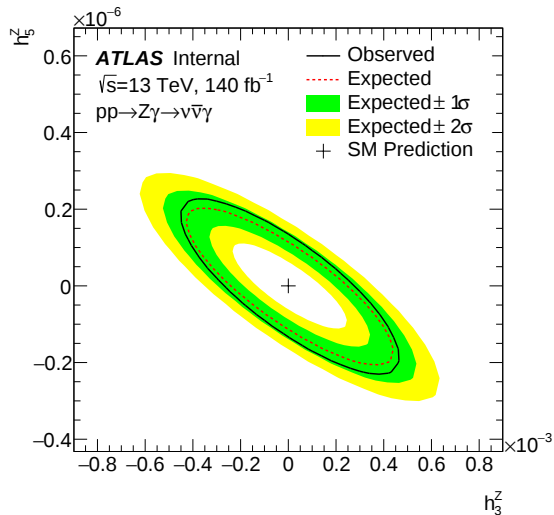
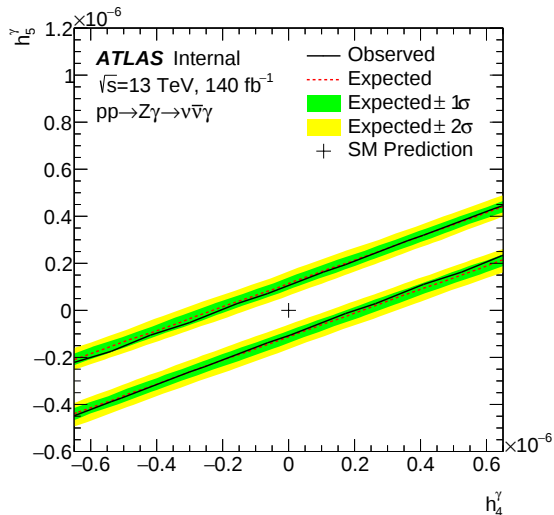
Двумерные пределы



Двумерные пределы



Двумерные пределы

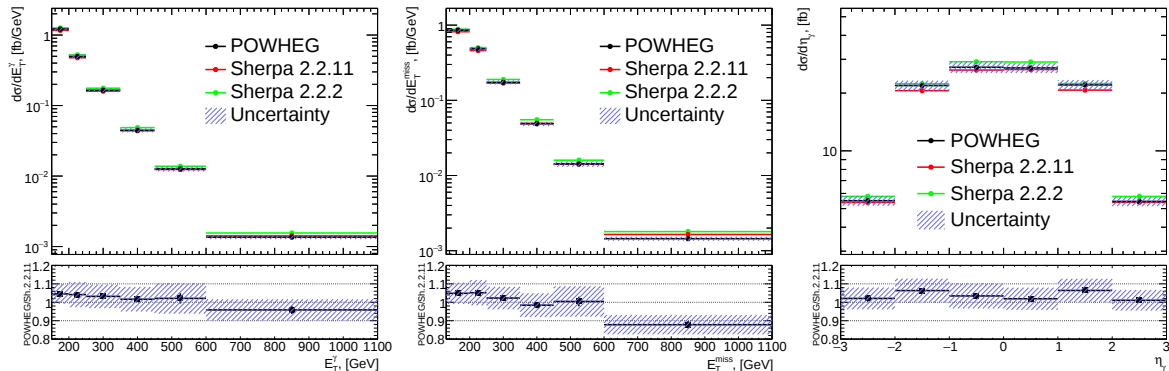


Критерии отбора событий для сигнального процесса $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ [5]

Число жестких фотонов	$N_\gamma = 1$
Координатная переменная фотона	$ \text{ph_z_point} < 250 \text{ мм}$
Поперечный импульс фотона	$p_T^\gamma > 150 \text{ ГэВ}$
Недостающий поперечный импульс	$E_T^{\text{miss}} > 130 \text{ ГэВ}$
Число лептонов	$(N_\mu + N_e + N_\tau) = 0$
Значимость E_T^{miss} , определяемая как $ \vec{E}_T^{\text{miss}} ^2/(\sigma_L^2(1 - \rho_{LT}^2))$	$E_T^{\text{miss}} \text{ significance} > 11$
Калориметрическая изоляция	$(E_T^{\text{cone}20} - 0.065 \cdot p_T^\gamma) < 0$
Трековая изоляция	$p_T^{\text{cone}20}/p_T^\gamma < 0.05$
Разность азимутальных углов между p_T^{miss} и фотоном	$\Delta\phi(\vec{p}_T^{\text{miss}}, \gamma) > 0.6$
Разность азимутальных углов между p_T^{miss} и лидирующей струей	$\Delta\phi(\vec{p}_T^{\text{miss}}, j_1) > 0.3$
Количество адронных струй в инклюзивном случае	$N_{\text{jet}} \geq 0$
Количество адронных струй в эксклюзивном случае	$N_{\text{jet}} = 0$

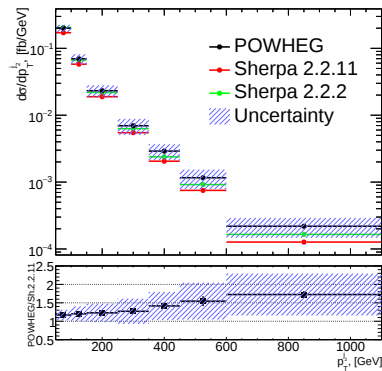
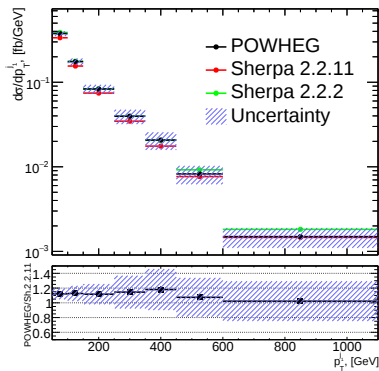
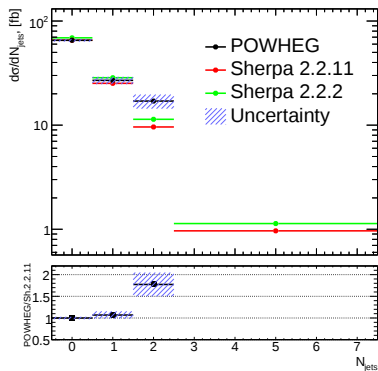
Оценка теоретических дифференциальных сечений

Представленные неопределенности включают статистические и систематические погрешности.

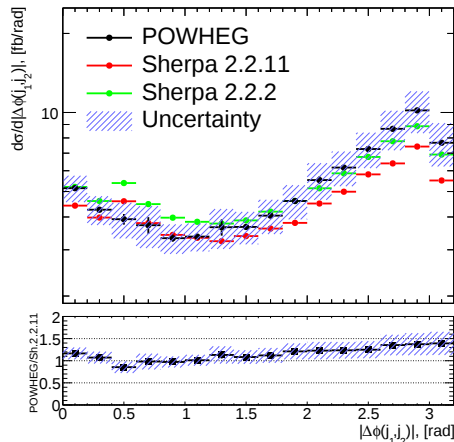
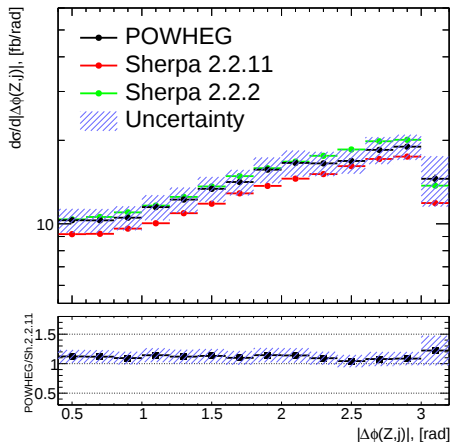


Переход к следующему порядку теории возмущений не приводит к значимому изменению предсказаний, т.е. моделирование с использованием Sherpa 2.2.11 является достаточно точным для дальнейшего анализа.

Оценка теоретических дифференциальных сечений

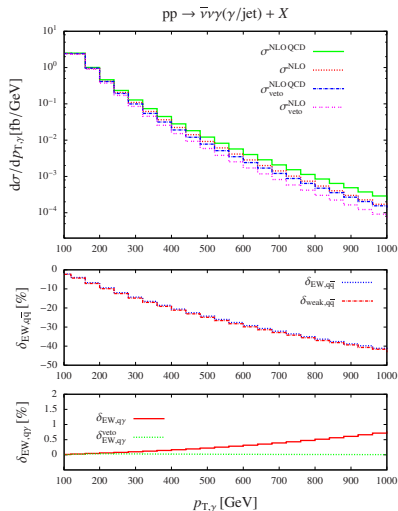
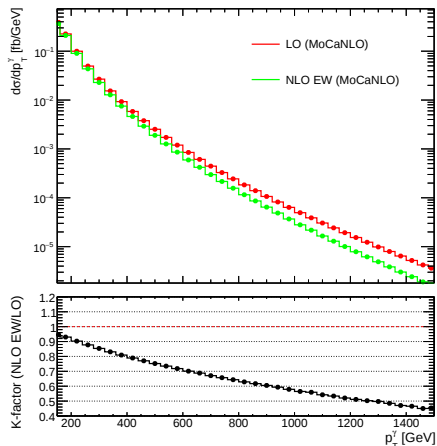


Оценка теоретических дифференциальных сечений

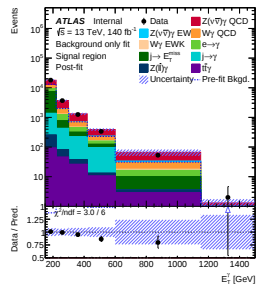
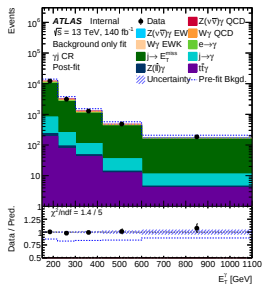
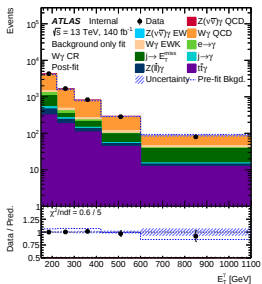
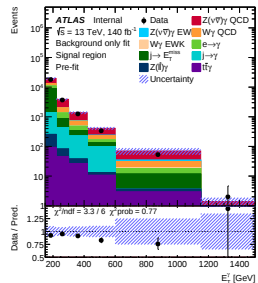
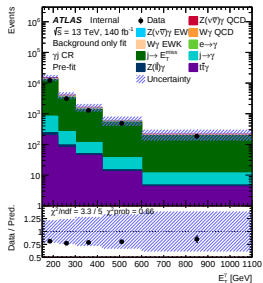
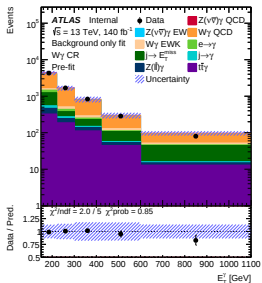


Электрослабые поправки

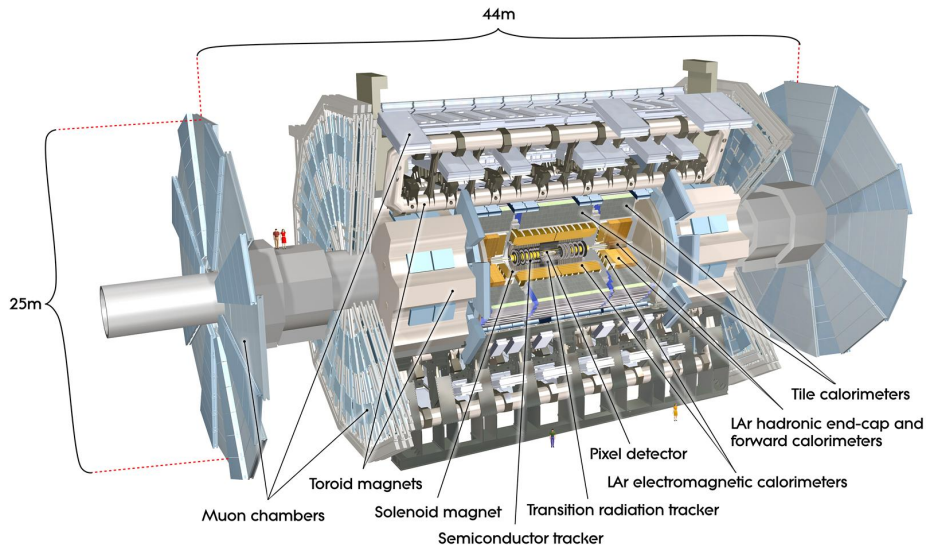
Сравнение K -фактора, полученного в данной работе с K -фактором, полученным в работе [13].



Фитирование в КО



Детектор АТЛАС



Майорановские нейтрино в вершине ZZZ^* [14]

Вершинная функция для ZZZ^* :

$$\Gamma_{ZZZ^*}^{\alpha\beta\mu}(q_1, q_2, P) = \frac{i(P^2 - m_Z^2)}{m_Z^2} \left[f_4 (P^\alpha g^{\beta\mu} + P^\beta g^{\alpha\mu}) - f_5 \epsilon^{\mu\alpha\beta\rho} (q_1 - q_2)_\rho \right]$$

