

Однопетлевые вклады к нейтральным трёхбозонным вершинам как инструмент ограничения параметров 2HDM

Научная сессия секции ядерной физики ОФН РАН

Дмитрий Калашников
Евгений Солдатов, Никита Беляев

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
Кафедра № 40 «Физика элементарных частиц»

4 апреля 2024 г.



Короткий план

- 1 Мотивация
- 2 Формализм вершинных функций
- 3 Описание метода
- 4 Апробация на примере модели 2HDM
 - Параметры модели
 - Расчет вершины ZZZ
 - Расчет вершины ZWW
- 5 Заключение

- На сегодняшний день в ускорительных экспериментах получено большое количество модельно-независимых ограничений для различных процессов.
- Необходим метод, который позволит использовать эти результаты для ограничения параметров тех или иных теоретических моделей.
- Наряду с прямыми ограничениями, данный метод мог бы усилить ограничения на теории-кандидаты для расширения Стандартной модели физики частиц.

Вершинные функции

$$\Gamma_{Z\gamma V}^{\alpha\beta\mu} = \frac{i(s - m_V^2)}{m_Z^2} \left(h_1^V (q_2^\mu g^{\alpha\beta} - q_2^\alpha g^{\mu\beta}) + \frac{h_2^V}{m_Z^2} P^\alpha ((Pq_2)g^{\mu\beta} - q_2^\mu P^\beta) - \right. \\ \left. - h_3^V \epsilon^{\mu\alpha\beta\rho} q_{2\rho} - \frac{h_4^V}{m_Z^2} P^\alpha \epsilon^{\mu\beta\rho\sigma} P_\rho q_{2\sigma} \right); \quad (1)$$

$$\Gamma_{ZZV}^{\alpha\beta\mu} = \frac{i(s - m_V^2)}{m_Z^2} \left(f_4^V (P^\alpha g^{\mu\beta} + P^\beta g^{\mu\alpha}) - f_5^V \epsilon^{\mu\alpha\beta\rho} (q_1 - q_2)_\rho \right), \quad (2)$$

где $V = Z, \gamma$.

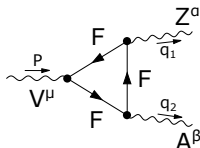


Рис. 1: Пример фермионной петлевой диаграммы

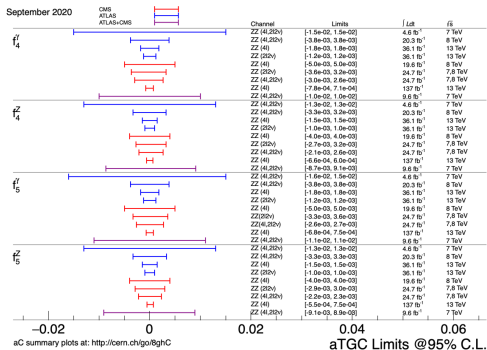


Рис. 2: Пределы на нейтральные вершины $ZZ\gamma$ и ZZZ^α

^aCMSPublic/PhysicsResultsSMPaTGC

Метод ограничения параметров моделей через экспериментальные ограничения на вершинные функции

1. Определить набор свободных параметров теории $\vec{\alpha}$.
2. Выписать все диаграммы, которые дают поправки в вершинную функцию.
3. Рассчитать соответствующую амплитуду $A(\vec{\alpha})$.
4. Сравнить коэффициенты при соответствующих слагаемых в полученной амплитуде и вершинной функции и получить связь между ними: $k_i = F_i(\vec{\alpha})$.
5. Используя экспериментальные пределы на коэффициенты вершинных функций, получить ограничения на параметры теории $k_i(\vec{\alpha}) < k_i^{\text{exp}}$.

В данной работе будет рассмотрен метод ограничения параметров модели на примере 2HDM. Это сделано по трем причинам:

1. 2HDM известная и хорошо изученная модель;
2. Это одно из самых простых расширений Стандартной модели;
3. Новые частицы этой модели вносят вклад в вершинные функции ZZZ и ZWW .

Параметры 2HDM модели

В рамках модели 2HDM¹ содержит 3 скалярные массовые состояния h_i , которые являются линейными комбинациями η_i :

$$\begin{pmatrix} h_1 \\ h_2 \\ h_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} R_{11} & R_{12} & R_{13} \\ R_{21} & R_{22} & R_{23} \\ R_{31} & R_{32} & R_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \eta_1 \\ \eta_2 \\ \eta_3 \end{pmatrix}, \quad (3)$$

где матрица смешивания R определена как:

$$R = \begin{pmatrix} c_1 c_2 & s_1 c_2 & s_2 \\ -(c_1 s_2 s_3 + s_1 c_3) & c_1 c_3 - s_1 s_2 s_3 & c_2 s_3 \\ -c_1 s_2 c_3 + s_1 s_3 & -(c_1 s_3 + s_1 s_2 c_3) & c_2 c_3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_\beta & -s_\beta & 0 \\ s_\beta & c_\beta & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (4)$$

Получаем следующий набор из 9 параметров модели:

$$\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3, \beta, v, m_1, m_2, m_3, m_{H^\pm}$$

¹ 10.1016/j.physrep.2012.02.002

Уменьшение количества параметров модели

Исходя из современных экспериментальных ограничений можем считать, что:

1. $v = v_{\text{SM}} = 246 \text{ ГэВ}$;
2. $m_1 = m_{\text{SM}} = 125 \text{ ГэВ}$;
3. $\beta - \alpha_1 \ll 1$;
4. $m_3 = \sqrt{m_2^2 + v^2}$.

Свободные параметры:

$$\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3, m_2, m_{H_{\pm}}$$

Однопетлевые диаграммы для вершины ZZZ

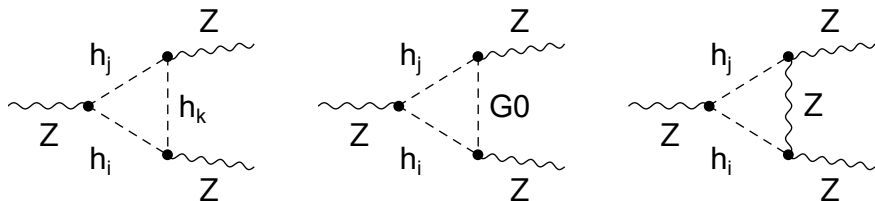


Рис. 3: Все типы диаграмм Фейнмана для вершины ZZZ , включающие новые частицы 2HDM.

Результат для f_4^Z , полученный с помощью FeynArts², выраженный через функции Пассарино-Вельтмана³:

$$\begin{aligned}
 e \frac{q^2 - m_Z^2}{m_Z^2} f_4(q^2) &= \left(\frac{1}{16\pi^2} \left(\frac{g}{c_W} \right)^3 T_{11} T_{12} T_{13} \right) \times \\
 &\times \sum_{i,j,k} \epsilon_{ijk} \left(-C_{001}(q^2, m_Z^2, m_Z^2, m_i^2, m_j^2, m_k^2) + \right. \\
 &+ C_{001}(q^2, m_Z^2, m_Z^2, m_i^2, m_j^2, m_Z^2) + C_{001}(q^2, m_Z^2, m_Z^2, m_Z^2, m_j^2, m_k^2) + \\
 &\left. + C_{001}(q^2, m_Z^2, m_Z^2, m_i^2, m_Z^2, m_k^2) - m_Z^2 C_1(q^2, m_Z^2, m_Z^2, m_i^2, m_Z^2, m_k^2) \right).
 \end{aligned} \tag{5}$$

$$T_{11} T_{12} T_{13} = \sin^2(\alpha_2) \cos(\alpha_2) \sin(\alpha_3) \cos(\alpha_3).$$

Данный результат согласуется с полученным ранее в статье ⁴.

²10.1016/j.cpc.2020.107478

³10.1016/0550-3213(79)90234-7

⁴10.1007/JHEP04(2018)002

Зависимость амплитуды от углов смешивания

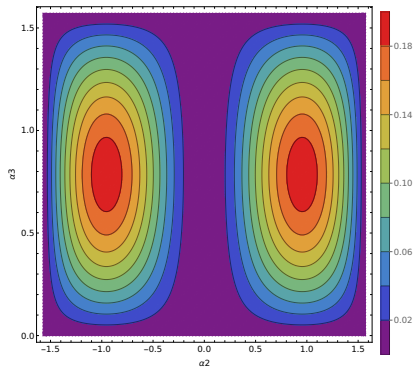
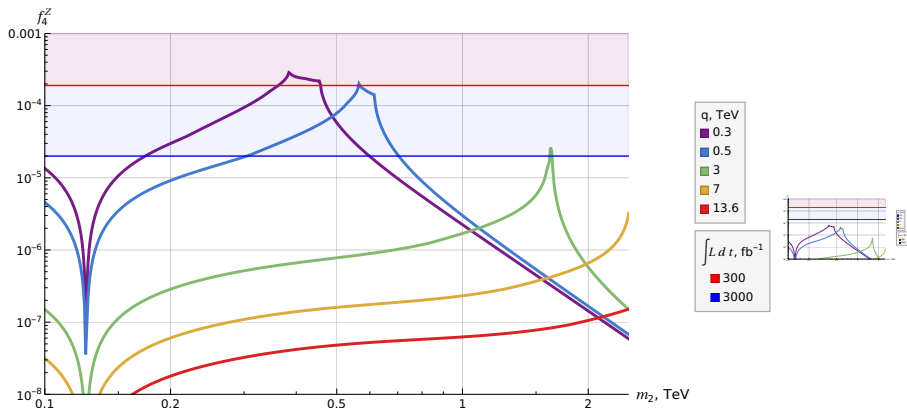


Рис. 4: Двумерный график абсолютной величины f_4^Z в зависимости от углов смешивания α_2 , α_3 .

Зависимость от углов смешивания выражается только в префакторе. Формула для этой зависимости является аналитической ($\sin^2(\alpha_2) \cos(\alpha_2) \sin(\alpha_3) \cos(\alpha_3)$) и не зависит от α_1 .

Из зависимости мы можем видеть значения углов, при которых значение f_4^Z является максимальным. Префактор не изменяет зависимость от других параметров, но масштабирует эти зависимости.

Зависимости от масс и перенесенного импульса

Рис. 5: $\alpha_2 = 0.9553$, $\alpha_3 = 0.7854$.

Зависимости от масс и перенесенного импульса

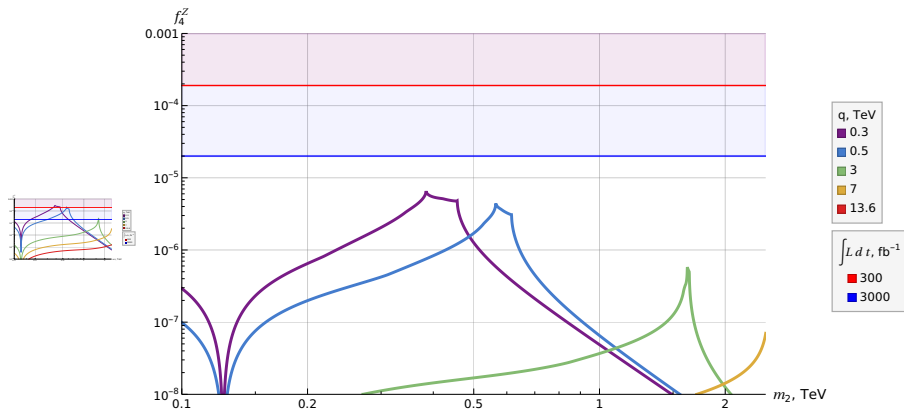
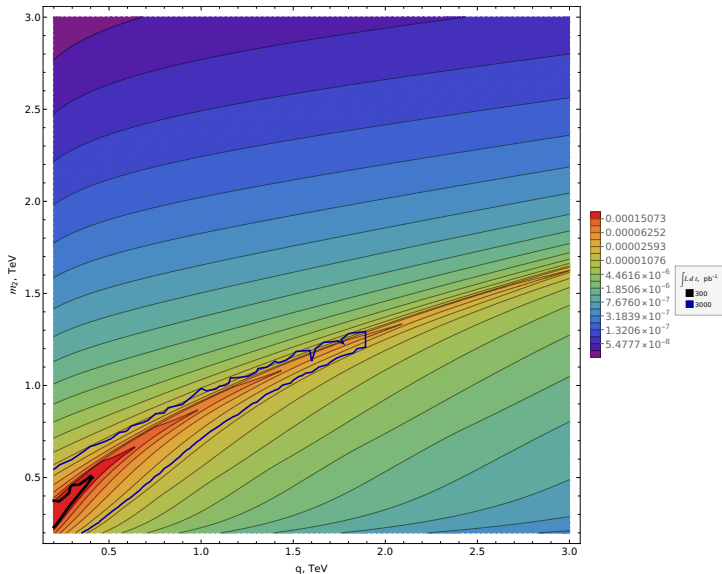


Рис. 6: $\alpha_2 = 0.1$, $\alpha_3 = 0.5$.

Зависимости от масс и перенесенного импульса



$$\alpha_2 = 0.9553,$$

$$\alpha_3 = 0.7854.$$

Однопетлевые диаграммы для вершины ZWW

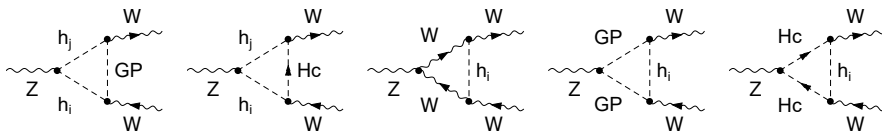


Рис. 7: Все типы диаграмм Фейнмана для вершины ZWW , включающие новые частицы 2HDM.

Результат для f_4^{ZWW} может быть получен схожим образом:

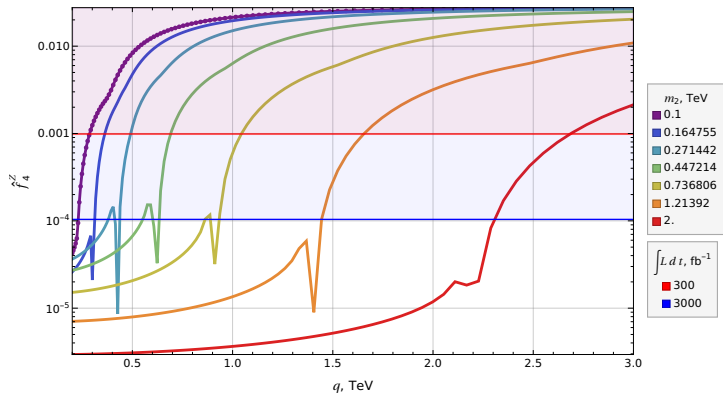
$$\begin{aligned}
 e \frac{q^2 - m_Z^2}{m_Z^2} f_4(q^2) &= \left(\frac{1}{16\pi^2} \left(\frac{g}{c_W} \right)^3 T_{11} T_{12} T_{13} \right) \times \\
 &\times \sum_{i,j,k} \epsilon_{ijk} \left(C_{001}(q^2, m_W^2, m_W^2, m_i^2, m_j^2, m_W^2) - \right. \\
 &\quad \left. - C_{001}(q^2, m_W^2, m_W^2, m_i^2, m_j^2, m_{H^\pm}^2) \right). \tag{6}
 \end{aligned}$$

$$T_{11} T_{12} T_{13} = \sin^2(\alpha_2) \cos(\alpha_2) \sin(\alpha_3) \cos(\alpha_3).$$

Расчет согласуется с полученным ранее в статье⁵.

⁵10.48550/arXiv.1603.01388

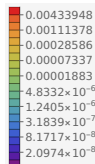
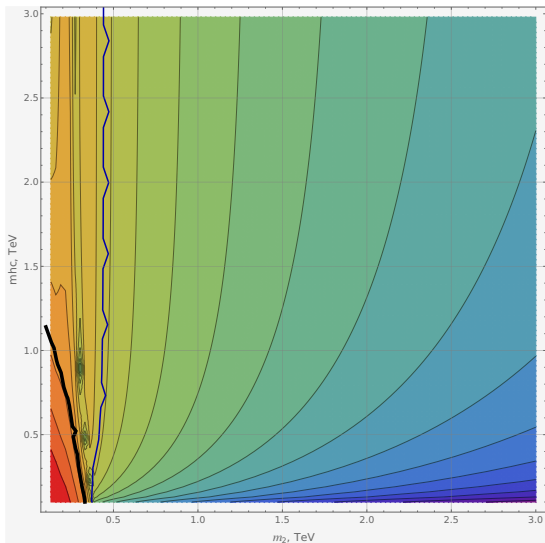
Зависимости от масс и перенесенного импульса



$$\alpha_2 = 0.9553,$$

$$\alpha_3 = 0.7854,$$

$$m_{H^\pm} = m_3.$$

Зависимости масс m_2 и m_{H^\pm} 

$$\alpha_2 = 0.9553,$$

$$\alpha_3 = 0.7854.$$



- Предложен метод, позволяющий получить связь между параметрами моделей и коэффициентами при вершинных функциях.
- Получены ограничения на параметры модели 2HDM на основе пределов на коэффициенты вершинных функций f_4^{ZZZ} и f_4^{ZWW} .

Спасибо за внимание!

- (1) G. Passarino и M. J. G. Veltman, *Nucl. Phys. B*, 1979, **160**, 151—207.
- (2) G. C. Branco, P. M. Ferreira, L. Lavoura, M. N. Rebelo, V. Sher и J. P. Silva, *Physics Reports*, 2012, **516**, Theory and phenomenology of two-Higgs-doublet models, 1—102.
- (3) CMS, 2016.
- (4) B. Grzadkowski, O. M. Ogreid и P. Osland, *JHEP*, 2016, **05**, [Erratum: *JHEP* 11, 002 (2017)], 025.
- (5) H. Belusca-Maito, A. Falkowski, D. Fontes, J. Romao и J. Silva, *JHEP*, 2017, **2018**.
- (6) V. Shtabovenko, R. Mertig и F. Orellana, *Computer Physics Communications*, 2020, **256**, 107478.

Как избавиться от зависимости от q ?

Для устранения зависимости от q , нужно учесть вероятность данной вершины на конкретном эксперименте с определенной переданной энергией. Для этого необходимо вычислить квадрат амплитуды и сечение процесса, связанного с этой вершиной. Далее усреднить их по партонными функциями распределения кварков и глюонов:

$$q = \sqrt{sx_1x_2}, \quad x_1, x_2 \in [0, 1].$$

$$\sigma(pp \rightarrow Y + X) = \int dx_1 \int dx_2 \sigma(q_1(x_1)q_2(x_2) \rightarrow Y)F_{q_1}(x_1)F_{q_2}(x_2). \quad (7)$$

Данное сечение – зависит от параметров модели. Сравним это сечение со значением, полученным из Монте Карло моделирования с заданными значениями параметров вершинных функций равными экспериментальным ограничениям.



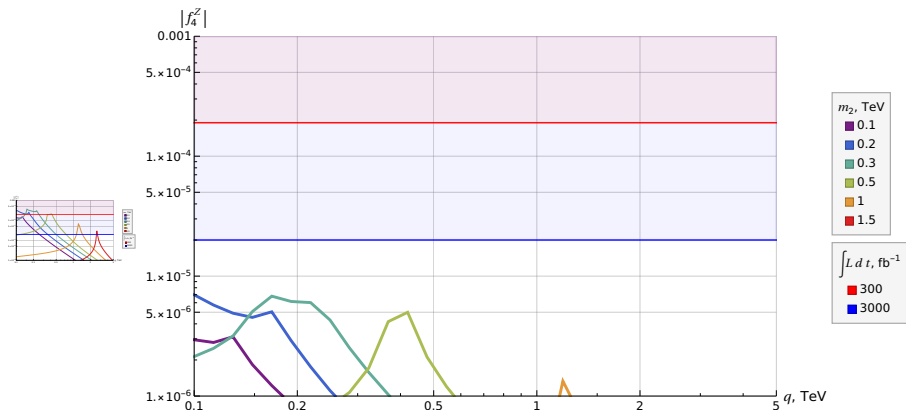


Рис. 8: $\alpha_2 = 0.9553$, $\alpha_3 = 0.7854$.

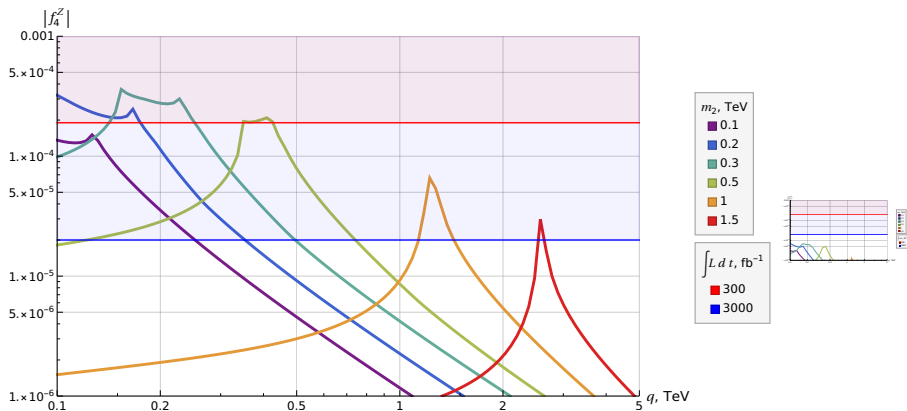


Рис. 9: $\alpha_2 = 0.1, \alpha_3 = 0.5$.

Параметризация двухдублетной модели

$$\Phi_j = e^{i\xi_j} \begin{pmatrix} \varphi_j^+ \\ (v_j + \eta_j + i\chi_j)/\sqrt{2} \end{pmatrix}, \quad j = 1, 2, \quad (8)$$


где v_i – вакуумные средние ($v_1^2 + v_2^2 = v^2$), η_i и χ_i действительные поля ξ_j фазы Хиггса.

В данной работе мы будем использовать ортогональный базис:

$$\begin{pmatrix} G_0 \\ \eta_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} v_1/v & v_2/v \\ -v_2/v & v_1/v \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \chi_1 \\ \chi_2 \end{pmatrix} \quad (9)$$

and

$$\begin{pmatrix} G^\pm \\ H^\pm \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} v_1/v & v_2/v \\ -v_2/v & v_1/v \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \varphi_1^\pm \\ \varphi_2^\pm \end{pmatrix}. \quad (10)$$

G_0 и G^\pm Голдстоуновские бозоны, а H^\pm заряженные Хиггс бозоны. 

Вершины в 2HDM

$$[h_i, h_j, Z^\mu] = \frac{g}{2c_W} (p_i - p_j)^\mu \epsilon_{ijk} X_{1k}, \quad (11)$$

$$[Z^\mu, G^0, h_i] = \frac{g}{2c_W} (p_i - p_0)^\mu X_{1i}, \quad (12)$$

$$[h_i, Z^\mu, Z^\nu] = i \frac{g}{c_W} m_z g^{\mu\nu} X_{1i}. \quad (13)$$

$$[h_i, G^+, W^{-\mu}] = i \frac{g}{2} (p_i - p_+)^\mu X_i, \quad (14)$$

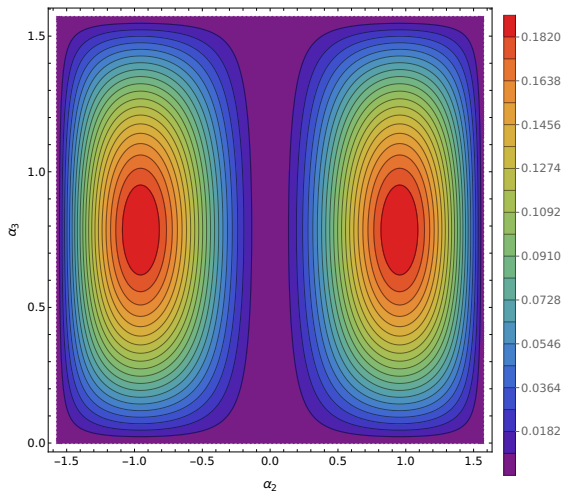
$$[h_i, H^+, W^{-\mu}] = i \frac{g}{2} (p_i - p_+)^\mu Y_i, \quad (15)$$

$$[h_i, W^{+\mu}, W^{-\nu}] = ig M_W g_{\mu\nu} X_i, \quad (16)$$

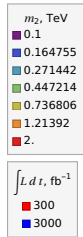
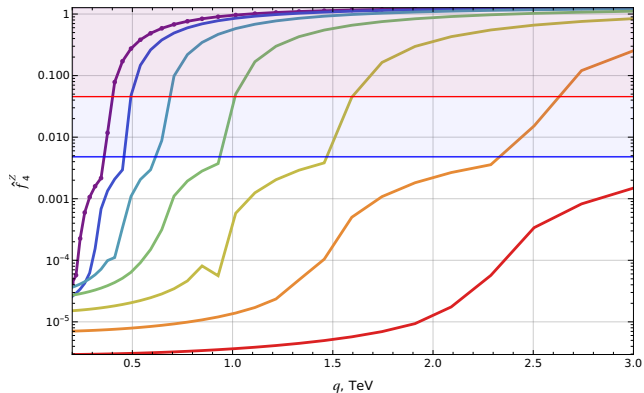
$$[G^+, G^-, Z^\mu] = -i \frac{g}{2c_W} \cos 2\theta_W (p_+ - p_-)^\mu, \quad (17)$$

$$[H^+, H^-, Z^\mu] = -i \frac{g}{2c_W} \cos 2\theta_W (p_+ - p_-)^\mu. \quad (18)$$

Коэффициент префактора, связанный с углами смешивания



ZWW для других α



$\alpha_2 = 0.1,$
 $\alpha_3 = 0.5,$
 $m_{H_{\pm}} = m_3.$