

ЛИНЕЙНЫЕ И КВАДРАТИЧНЫЕ ВКЛАДЫ SMEFT ОПЕРАТОРОВ В ПРОЦЕССАХ ОДИНОЧНОГО РОЖДЕНИЯ ТОП-КВАРКА

Э. Э. Боос *, *В. Е. Буничев* **

Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына
Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова, Москва

В работе проведено разложение трижды дифференциального сечения полного процесса рождения с последующим распадом топ-кварка по обратному масштабу «новой физики» с учетом знаменателя с шириной топ-кварка, зависящей от констант операторов SMEFT. Проведено исследование вкладов линейных и квадратичных членов разложения в дифференциальное сечение в зависимости от \hat{s} .

In this paper, the triple differential cross section of the complete process of production with subsequent decay of the top quark is expanded on the inverse scale of “new physics”, taking into account the denominator with the width of the top quark, which depends on the constants of the SMEFT operators. A study was carried out of the influence of linear and quadratic terms of the expansion into the differential section depending on \hat{s} .

PACS: 11.10.-z; 11.10.Ef; 11.55.-m; 11.80.Et; 12.60.-i; 14.65.Na

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время наиболее общим и наиболее популярным способом параметризации новой физики в исследуемых процессах является подход «эффективной теории поля» (SMEFT). В рамках этого подхода лагранжиан Стандартной модели дополняется операторами высших размерностей. Эти операторы образуют базисный набор [1, 2], с помощью которого можно описать проявления всех возможных сценариев «новой физики». Указанные операторы получают путем функционального интегрирования по массивным модам гипотетических состояний, которые могут быть рождены на недоступных пока масштабах энергии. На современных коллайдерах эти состояния могут проявлять себя через эффективные операторы:

$$L_{\text{eff}} = L_0 + \frac{1}{\Lambda} L_1 + \frac{1}{\Lambda^2} L_2 + \dots \quad (1)$$

* E-mail: boos@theory.sinp.msu.ru

** E-mail: bunichev@theory.sinp.msu.ru

Работая с эффективными операторами, следует соблюдать аккуратность при вычислениях в рамках теории возмущений. Важно помнить, что с помощью эффективных операторов параметризуют малые отклонения от предсказаний СМ. Порядок новых вкладов необходимо согласовывать с масштабом доступных энергий. Для самосогласованного и адекватного описания новых явлений необходимо корректно разложить по порядку величины обратного масштаба новой физики выражения для сечения процессов, полученные с новыми правилами Фейнмана. Также нужно учитывать ограничения, накладываемые на амплитуды процессов требованием пертурбативной унитарности. Во многих моделях параметры взаимодействия новых частиц с фермионами СМ пропорциональны массе этих фермионов. Поэтому изучение процессов с участием массивных фермионов третьего поколения, таких как топ-кварк, представляет особый интерес. Вдобавок к этому, в электрослабых процессах топ-кварк рождается сильно поляризованным, что обусловлено (V-A) структурой вершин таких взаимодействий. При распаде топ-кварка его начальная поляризация транслируется на его продукты распада и проявляется в энергетических спектрах частиц из распада, а также в спиновых корреляциях между начальными и конечными состояниями. Как показано в работе [3], влияние аномальных операторов существенно меняет профили многомерных дифференциальных распределений для полного процесса одиночного рождения топ-кварка с последующим его распадом. Причем для различных SMEFT операторов эти профили также существенно отличаются.

1. SMEFT ОПЕРАТОРЫ В ПРОЦЕССАХ ОДИНОЧНОГО РОЖДЕНИЯ ТОП-КВАРКА

В процессы одиночного рождения топ-кварка дают вклад следующие SMEFT операторы: $O_{\phi q}^{(3,33)}$, $O_{dW}^{(33)}$, $O_{\phi ud}^{(33)}$, $O_{uW}^{(33)}$, $O_{qq}^{(1,3)}$. При этом операторы $O_{\phi q}^{(3,33)}$, $O_{dW}^{(33)}$, $O_{\phi ud}^{(33)}$, $O_{uW}^{(33)}$ дают вклад в аномальные параметры взаимодействия Wtb -вершины. Согласно обозначениям из [4] эти операторы имеют вид:

$$\begin{aligned}
 O_{\phi q}^{(3,33)} &= \frac{i}{2} [\phi^\dagger \tau^I (D_\mu \phi) - (D_\mu \phi^\dagger) \tau^I \phi] (\bar{q}_{L3} \gamma^\mu \tau^I q_{L3}), \\
 O_{\phi ud}^{(33)} &= i (\tilde{\phi}^\dagger D_\mu \phi) (\bar{t}_R \gamma^\mu b_R), \\
 O_{dW}^{(33)} &= (\bar{q}_{L3} \sigma^{\mu\nu} \tau^I b_R) \phi W_{\mu\nu}^I, \\
 O_{uW}^{(33)} &= (\bar{q}_{L3} \sigma^{\mu\nu} \tau^I t_R) \tilde{\phi} W_{\mu\nu}^I.
 \end{aligned} \tag{2}$$

Подставляя поля в явном виде, получаем эффективный лагранжиан в унитарной калибровке [5], параметризующий аномальные члены в Wtb -вершине:

$$\mathcal{L} = -\frac{g}{\sqrt{2}}\bar{b}\gamma^\mu(f_{LV}P_L + f_{RV}P_R)tW_\mu^- - \frac{g}{\sqrt{2}}\bar{b}\frac{i\sigma^{\mu\nu}}{2M_W}(f_{LT}P_L + f_{RT}P_R)tW_{\mu\nu}^- + \text{h. c.}, \quad (3)$$

где M_W — масса W -бозона; $P_{L,R} = (1 \mp \gamma_5)/2$ — левый (правый) проекционный оператор; $W_{\mu\nu}^- = \partial_\mu W_\nu^- - \partial_\nu W_\mu^-$; g — константа слабого взаимодействия; параметры $f_{LV(T)}$ и $f_{RV(T)}$ — безразмерные коэффициенты, параметризующие левое векторное (тензорное) и правое векторное (тензорное) взаимодействие. Отметим, что в общем случае эти коэффициенты могут быть комплексными. Константы аномального взаимодействия из лагранжиана (3) связаны с вильсоновскими коэффициентами $C_{\phi q}^{(3,33)}$, $C_{\phi ud}^{(33)}$, $C_{dW}^{(33)}$, $C_{uW}^{(33)}$ рассмотренных операторов следующим образом [6–9]:

$$\begin{aligned} f_{LV} &= V_{tb} + C_{\phi q}^{(3,33)}\frac{v^2}{\Lambda^2}, & f_{RV} &= \frac{1}{2}C_{\phi ud}^{(33)}\frac{v^2}{\Lambda^2}, \\ f_{LT} &= \sqrt{2}C_{dW}^{(33)}\frac{v^2}{\Lambda^2}, & f_{RT} &= \sqrt{2}C_{uW}^{(33)}\frac{v^2}{\Lambda^2}. \end{aligned} \quad (4)$$

Кроме перечисленных операторов, которые модифицируют Wtb -вершину, можно выписать четырехфермионные контактные операторы, которые также дают вклад в процесс одиночного рождения топ-кварка [10]:

$$O_{qq}^{(1,3)} = (\bar{q}^1\gamma_\mu\tau^I q^1)(\bar{q}^3\gamma^\mu\tau^I q^3). \quad (5)$$

В работе [3] получены точные аналитические выражения для трижды и дважды дифференциального сечения полного процесса рождения топ-кварка с последующим распадом ($2 \rightarrow 4$). Выражения получены с учетом спиновых корреляций между начальными и конечными состояниями, а также с учетом влияния SMEFT операторов $O_{\phi q}^{(3,33)}$, $O_{dW}^{(33)}$, $O_{\phi ud}^{(33)}$, $O_{uW}^{(33)}$ для общего случая комплексных параметров взаимодействия. Выражения получены для системы отсчета топ-кварка в виде функций энергии позитрона из распада топ-кварка и углов ориентации спина топ-кварка. Показано, что многомерные дифференциальные сечения существенно различаются для случаев вкладов разных SMEFT операторов, что позволяет в экспериментах идентифицировать сценарий новой физики. Эти аналитические выражения могут быть использованы для фитирования данных и установления ограничений на аномальные параметры взаимодействия. Однако, как показано в работе [11], существуют естественные ограничения на использование операторов SMEFT для параметризации новой физики, которые следуют из условия пертурбативной унитарности. С ростом энергии взаимодействия эффективные операторы приводят к росту вкладов, нарушающих унитарность. Чтобы наши расчеты были самосогласованными, мы должны проверить, что мы не рассматриваем кинематические области, где нарушена пертурбативная унитарность. Для оценки допустимой области параметров применяем оптическую теоре-

му, которая следует из унитарности S -матрицы. Оптическая теорема утверждает, что мнимая часть амплитуды рассеяния вперед пропорциональна полному сечению процесса. В работе [11] получены парциальные амплитуды процессов одиночного рождения топ-кварка с учетом аномальных SMEFT операторов. Полученные парциальные амплитуды были использованы для определения границы применимости каждого из указанных аномальных операторов. На основе полученных границ унитарности с использованием последних экспериментальных ограничений на значения аномальных параметров были определены значения кинематических обрезаний фазового объема для корректного моделирования указанных процессов на коллайдерах LHC и FCC. Наиболее сильные унитарные ограничения получены для операторов $C_{dW}^{(33)}$ и $C_{uW}^{(33)}$, а также для контактного четырехфермионного оператора $C_{qq}^{(1,3)}$, так как амплитуды с участием этих операторов растут пропорционально \sqrt{s} и s соответственно. Для указанных процессов ограничения появляются уже при энергии коллайдера LHC.

2. РАЗЛОЖЕНИЕ ФОРМУЛЫ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОГО СЕЧЕНИЯ ПО ОБРАТНОМУ МАСШТАБУ НОВОЙ ФИЗИКИ

В работе [3] было получено выражение трижды дифференциального сечения процесса одиночного рождения поляризованного t -кварка с его последующим распадом с учетом вкладов аномальных операторов $O_{\phi q}^{(3,33)}$, $O_{dW}^{(33)}$, $O_{\phi ud}^{(33)}$, $C_{uW}^{(33)}$. Это выражение было получено в подходе аномальных каплингов. При этом были учтены аномальные члены всех порядков в числителе и знаменателе. Однако, с точки зрения подхода SMEFT, порядок новых вкладов необходимо согласовывать с масштабом доступных значений энергии, поэтому выражение для дифференциального сечения необходимо корректно разложить по порядку величины обратного масштаба новой физики с учетом знаменателя с шириной топ-кварка, зависящей от констант операторов SMEFT.

Хорошо известно, что в рамках СМ положительно заряженный лептон от распада топ-кварка в его системе покоя имеет тенденцию следовать направлению спина топ-кварка [12, 13]. В t -канальном процессе одиночного рождения топ-кварка (рис. 1), в его системе отсчета, направление спина топ-кварка сильно коррелирует с импульсом d -кварка [14, 15]. Поэтому для дальнейших расчетов воспользуемся системой координат, показанной на рис. 2. Здесь θ — угол между импульсом заряженного лептона и направлением оси квантования спина топ-кварка (т. е. импульсом d -кварка), а ϕ — угол в плоскости, перпендикулярной импульсу лептона, откладываемый от линии пересечения с плоскостью, образованной продуктами распада топ-кварка. В системе покоя топ-кварка мы имеем

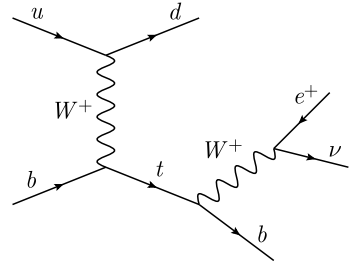


Рис. 1. t -канальный процесс одиночного рождения топ-кварка с его последующим распадом

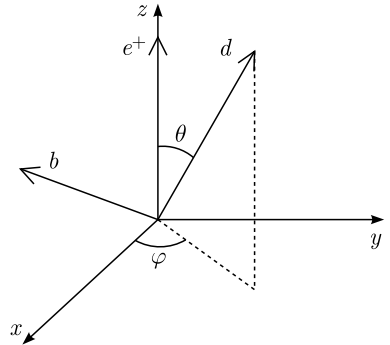


Рис. 2. В качестве оси квантования спина топ-кварка в его системе покоя выбрано направление импульса d -кварка (дополнительной исходящей легкой струи)

следующую параметризацию направления оси квантования топ-кварка (т. е. импульса d -кварка) и трехимпульсов позитрона и b -кварка:

$$\begin{aligned} \mathbf{s} &= (\sin \theta \cos \phi, \sin \theta \sin \phi, \cos \theta), \\ \mathbf{p}_{e^+} &= |\mathbf{p}_{e^+}|(0, 0, 1), \quad \mathbf{p}_b = |\mathbf{p}_b|(\sin \theta_{be}, 0, \cos \theta_{be}). \end{aligned} \quad (6)$$

Угол ϕ можно выразить через другие угловые параметры системы:

$$\phi = \arccos \left(\frac{\cos \theta_{bd} - \cos \theta_{be} \cos \theta}{\sin \theta_{be} \sin \theta} \right). \quad (7)$$

Выражение (7) удобно использовать для восстановления угла ϕ при численном Монте-Карло моделировании.

Используя аналитическое выражение для дифференциального сечения из [3] и формулу Тейлора, запишем дифференциальное сечение в виде ряда разложения по константам коэффициентов Вильсона аномальных операторов, деленных на квадрат масштаба новой физики, с точностью до членов второго порядка:

$$\frac{d\sigma_{ub \rightarrow dbve^+}}{d\epsilon d \cos \theta d\phi} = K_0 + \sum_i K_1^i \frac{C_i}{\Lambda^2} + \sum_i K_2^i \frac{C_i^2}{\Lambda^4} + \sum_{ij} K^{ij} \frac{C_i C_j}{\Lambda^4}. \quad (8)$$

Группируя вместе члены разложения, соответствующие каждому аномальному оператору, получаем

$$\frac{d\sigma_{ub \rightarrow db\nu e^+}}{d\epsilon d \cos \theta d\phi} = K_0 + \left(K_1^i \frac{C_i}{\Lambda^2} + K_2^i \frac{C_i^2}{\Lambda^4} \right) + \left(K_1^j \frac{C_j}{\Lambda^2} + K_2^j \frac{C_j^2}{\Lambda^4} \right) + \dots + K^{ij} \frac{C_i C_j}{\Lambda^4} + \dots \quad (9)$$

Введем обозначения:

$$F_1 = \frac{\alpha^2 V_{ud}^2}{8 \cdot 3 \sin^4 \Theta_W m_W^2 (1-r^2)^2 (1+2r^2)} \frac{(\hat{s} - m_t^2)^2}{\hat{s}(\hat{s} - m_t^2 + m_W^2)}, \quad (10)$$

$$F_2 = \frac{m_t m_W}{s - m_t^2} \left(\frac{s - m_t^2 + m_W^2}{s - m_t^2} \ln \left| \frac{s - m_t^2 + m_W^2}{m_W^2} \right| - 1 \right), \quad (11)$$

$$\beta^2 = 1 - \frac{m_t^2}{\hat{s}}, \quad c(\epsilon) = \sqrt{(1-\epsilon)(\epsilon-r^2)},$$

$$\epsilon = 2E_{e^+}/m_t, \quad \epsilon_{\max} = 1, \quad \epsilon_{\min} = r^2, \quad r = m_W/m_t.$$

Тогда член разложения дифференциального сечения, соответствующий Стандартной модели, будет иметь вид

$$K_0 = V_{tb}^2 F_1 (1-\epsilon)\epsilon(1+\cos\theta). \quad (12)$$

Члены разложения, соответствующие оператору $O_{\phi q}^{(3,33)}$:

$$\frac{d(\sigma - \sigma_{SM})_{ub \rightarrow db\nu e^+}}{d\epsilon d \cos \theta d\phi} = \left(K_1^{\phi q} \frac{C_{\phi q}}{\Lambda^2} + K_2^{\phi q} \frac{C_{\phi q}^2}{\Lambda^4} \right), \quad (13)$$

где

$$K_1^{\phi q} = V_{tb} v^2 2F_1 (1-\epsilon)\epsilon(1+\cos\theta), \quad (14)$$

$$K_2^{\phi q} = v^4 F_1 (1-\epsilon)\epsilon(1+\cos\theta). \quad (15)$$

Члены разложения, соответствующие оператору $O_{uW}^{(33)}$:

$$\frac{d(\sigma - \sigma_{SM})_{ub \rightarrow db\nu e^+}}{d\epsilon d \cos \theta d\phi} = \left(K_1^{uW} \frac{C_{uW}}{\Lambda^2} + K_2^{uW} \frac{C_{uW}^2}{\Lambda^4} \right), \quad (16)$$

где

$$K_1^{uW} = V_{tb} 2\sqrt{2} v^2 F_1 (1-\epsilon) \left[(F_2 \epsilon + r)(1+\cos\theta) + c(\epsilon) \sin\theta \cos\phi \right] - \frac{\sqrt{2} v^2}{V_{tb}} \frac{6r}{1+2r^2} K_0, \quad (17)$$

$$\begin{aligned}
 K_2^{uW} = 2v^4 F_1(1 - \epsilon) & \left[F_2 r(1 + \cos \theta) + \right. \\
 & + \left(\left(\frac{s + 2m_W^2}{m_t m_W} F_2 - 2 \right) \epsilon + r^2 + 1 \right) (1 - \cos \theta) + \\
 & + \frac{2r^2}{\epsilon} \cos \theta + \left(F_2 + \frac{2r}{\epsilon} \right) c(\epsilon) \sin \theta \cos \phi \left. \right] - \\
 & - \frac{2v^4}{V_{tb}^2} \frac{2 + r^2}{1 + 2r^2} K_0 + \frac{\sqrt{2} v^2}{V_{tb}} \frac{6r}{1 + 2r^2} K_1^{uW}. \quad (18)
 \end{aligned}$$

Член разложения, соответствующий интерференции операторов $O_{uW}^{(33)}$ и $O_{\phi q}^{(3,33)}$:

$$\frac{d(\sigma - \sigma_{SM})_{ub \rightarrow db\nu e^+}}{d\epsilon d \cos \theta d\phi} = K^{ij} \frac{C_{uW} C_{\phi q}}{\Lambda^4}, \quad (19)$$

где

$$\begin{aligned}
 K^{ij} = 2\sqrt{2} v^4 F_1(1 - \epsilon) & \left[(F_2 \epsilon + r)(1 + \cos \theta) + c(\epsilon) \sin \theta \cos \phi \right] - \\
 & - \frac{\sqrt{2} v^4}{V_{tb}^2} \frac{6r}{1 + 2r^2} K_0. \quad (20)
 \end{aligned}$$

Члены разложения, соответствующие оператору $O_{dW}^{(3,33)}$:

$$\frac{d(\sigma - \sigma_{SM})_{ub \rightarrow db\nu e^+}}{d\epsilon d \cos \theta d\phi} = \left(K_1^{dW} \frac{C_{dW}}{\Lambda^2} + K_2^{dW} \frac{C_{dW}^2}{\Lambda^4} \right), \quad (21)$$

где

$$K_1^{dW} = 0, \quad (22)$$

$$\begin{aligned}
 K^{ij} = 2v^4 F_1 \left(\left(\frac{s + 2m_W^2 - m_t^2}{m_t m_W} F_2 - 1 \right) \beta^2 (1 - \epsilon) + \epsilon - r^2 \right) \times \\
 \times \epsilon (1 + \cos \theta) - \frac{2v^4}{V_{tb}^2} \frac{2 + r^2}{1 + 2r^2} K_0. \quad (23)
 \end{aligned}$$

Члены разложения, соответствующие оператору $O_{\phi ud}^{(33)}$:

$$\frac{d(\sigma - \sigma_{SM})_{ub \rightarrow db\nu e^+}}{d\epsilon d \cos \theta d\phi} = \left(K_1^{\phi ud} \frac{C_{\phi ud}}{\Lambda^2} + K_2^{\phi ud} \frac{C_{\phi ud}^2}{\Lambda^4} \right), \quad (24)$$

где

$$K_1^{\phi ud} = 0, \quad (25)$$

$$K_2^{uW} = \frac{v^4}{4} F_1 \left[\left(\left(2 + \frac{m_W^2}{s} - r \left(1 + \beta^2 + \frac{2m_W^2}{s} \right) F_2 \right) \times \right. \right. \\ \left. \left. \times (1 - \epsilon)\epsilon + r^2(2\epsilon - r^2 - 1) \right) (1 - \cos\theta) + \right. \\ \left. + \left(1 - \frac{r^2}{\epsilon} \right) 2r(r \cos\theta + c(\epsilon) \sin\theta \cos\phi) \right] - \frac{v^4}{4V_{tb}^2} K_0. \quad (26)$$

3. СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ВЛИЯНИЯ ЧЛЕНОВ РАЗЛОЖЕНИЯ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОГО СЕЧЕНИЯ РАЗНЫХ ПОРЯДКОВ ПО МАСШТАБУ НОВОЙ ФИЗИКИ

На примере оператора $O_{uW}^{(33)}$ рассмотрим поведение относительных вкладов линейных и квадратичных членов разложения сечения в зависимости от \hat{s} . Используя полученные выражения для вкладов аномальных операторов для трижды дифференциальных сечений $\frac{d(\sigma - \sigma_{SM})_{ub \rightarrow db\nu e^+}}{d\epsilon d\cos\theta d\phi}$ и интегрируя по переменным ϵ , $\cos\theta$ и ϕ , получаем аналитические выражения для полного сечения как функции \hat{s} . Для членов полного сечения, соответствующих оператору $O_{uW}^{(33)}$, имеем

$$(\sigma - \sigma_{SM})_{ub \rightarrow db\nu e^+} = \left(K_1^{uW} \frac{C_{uW}}{\Lambda^2} + K_2^{uW} \frac{C_{uW}^2}{\Lambda^4} \right), \quad (27)$$

где

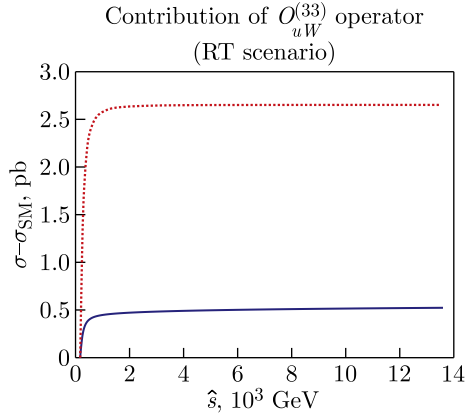
$$K_0 = \frac{2\pi}{3} V_{tb}^2 F_1 (1 - r^2)^2 (1 + 2r^2), \quad (28)$$

$$K_1^{uW} = 4\sqrt{2}\pi V_{tb} v^2 F_1 (1 - r^2)^2 \left(\frac{1}{3} F_2 (1 + 2r^2) + 6r \right) - \\ - \frac{\sqrt{2}v^2}{V_{tb}} \frac{6r}{1 + 2r^2} K_0, \quad (29)$$

$$K_2^{uW} = 4\pi v^4 F_1 (1 - r^2)^2 \left[6(F_2 r + r^2 + 1) + \right. \\ \left. + \frac{1}{3} \left(\frac{s + 2m_W^2}{m_t m_W} F_2 - 2 \right) (1 + 2r^2) \right] - \\ - \frac{2v^4}{V_{tb}^2} \frac{2 + r^2}{1 + 2r^2} K_0 + \frac{\sqrt{2}v^2}{V_{tb}} \frac{6r}{1 + 2r^2} K_1^{uW}. \quad (30)$$

На рис. 3 для случая оператора $O_{uW}^{(33)}$ изображены компоненты полного сечения в зависимости от \hat{s} . Несмотря на то, что квадратичный член подавлен значением вильсоновской константы, он усиливается по отноше-

Рис. 3. Вклад оператора $O_{uW}^{(33)}$ в сечение t -канального процесса одиночного рождения топ-кварка с его последующим распадом. Пунктирная линия — сечение, соответствующее линейному вкладу; сплошная — сечение, соответствующее квадратичному вкладу



нию к линейной компоненте за счет различной функциональной зависимости от \hat{s} . Это приводит к тому, что для данного оператора, при больших значениях \hat{s} , относительный вклад квадратичной компоненты сопоставим со вкладом линейной компоненты по порядку величины. Поэтому для корректной экспериментальной оценки значений коэффициента Вильсона данного оператора необходимо учитывать и линейную, и квадратичную компоненту сечения. Также необходимо учитывать границу пертурбативной унитарности, которая для оператора $C_{uW}^{(33)}$ находится на уровне 10 ТэВ [11].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе проведено разложение трижды дифференциального сечения полного процесса рождения с последующим распадом топ-кварка по обратному масштабу «новой физики» с учетом знаменателя с шириной топ-кварка, зависящей от констант операторов SMEFT. Проведен сравнительный анализ влияния членов разложения разных порядков по масштабу новой физики (линейного и квадратичного). Для операторов $O_{\phi q}^{(3,33)}$, $O_{dW}^{(33)}$, $O_{\phi ud}^{(33)}$, $O_{uW}^{(33)}$ проведено исследование того, как меняются относительный и абсолютные вклады в дифференциальные сечения линейных и квадратичных компонент в зависимости от \hat{s} . Продемонстрировано, что для некоторых операторов (например $C_{uW}^{(33)}$), при больших значениях \hat{s} , относительный вклад квадратичной компоненты сопоставим с вкладом линейной компоненты. Проведено исследование поведения соответствующих дифференциальных сечений близко к унитарной границе применимости подхода SMEFT.

Благодарности. Работа поддержана грантом № 22-12-00152 Российского научного фонда.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Buchmuller W., Wyler D.* Effective Lagrangian Analysis of New Interactions and Flavor Conservation // *Nucl. Phys. B.* 1986. V. 268. P. 621–653.
2. *Grzadkowski B., Iskrzynski M., Misiak M., Rosiek J.* Dimension-Six Terms in the Standard Model Lagrangian // *J. High Energy Phys.* 2010. V. 10. P. 085; arXiv:1008.4884 [hep-ph].
3. *Boos E., Bunichev V.* Symbolic Expressions for Fully Differential Single Top Quark Production Cross Section and Decay Width of Polarized Top Quark in the Presence of Anomalous Wtb Couplings // *Phys. Rev. D.* 2020. V. 101, No. 5. P. 055012; arXiv:1910.00710.
4. *Barducci D. et al.* Interpreting Top-Quark LHC Measurements in the Standard-Model Effective Field Theory. arXiv:1802.07237. 2018.
5. *Kane G.L., Ladinsky G.A., Yuan C.P.* Using the Top Quark for Testing Standard Model Polarization and CP Predictions // *Phys. Rev. D.* 1992. V. 45. P. 124–141.
6. *Whisnant K., Yang J.M., Young B.L., Zhang X.* Dimension-Six CP Conserving Operators of the Third Family Quarks and Their Effects on Collider Observables // *Phys. Rev. D.* 1997. V. 56. P. 467–478; arXiv:hep-ph/9702305.
7. *Boos E., Dubinin M., Sachwitz M., Schreiber H.J.* Probe of the Wtb Coupling in $t\bar{t}$ Pair Production at Linear Colliders // *Eur. Phys. J. C.* 2000. V. 16. P. 269–278; arXiv:hep-ph/0001048.
8. *Aguilar-Saavedra J.A.* Single Top Quark Production at LHC with Anomalous Wtb Couplings // *Nucl. Phys. B.* 2008. V. 804. P. 160–192; arXiv:0803.3810 [hep-ph].
9. *Birman J.L., Déliot F., Fiolhais M.C.N., Onofre A., Pease C.M.* New Limits on Anomalous Contributions to the Wtb Vertex // *Phys. Rev. D.* 2016. V. 93, No. 11. P. 113021; arXiv:1605.02679.
10. *Zhang C., Willenbrock S.* Effective-Field-Theory Approach to Top-Quark Production and Decay // *Phys. Rev. D.* 2011. V. 83. P. 034006; arXiv:1008.3869 [hep-ph].
11. *Boos E.E., Bunichev V.E.* Unitary Limitations of the SMEFT Approach in Describing New Physics in the Processes of Single Top Quark Production // *Phys. Part. Nucl. Lett.* 2023. V. 20, No. 3. P. 330–335.
12. *Jezabek M., Kuhn J.H.* V-A Tests through Leptons from Polarized Top Quarks // *Phys. Lett. B.* 1994. V. 329. P. 317–324; arXiv:hep-ph/9403366.
13. *Jezabek M.* Top Quark Physics // *Nucl. Phys. B. Proc. Suppl.* 1994. V. 37, No. 2. P. 197; arXiv:hep-ph/9406411.
14. *Mahlon G., Parke S.J.* Improved Spin Basis for Angular Correlation Studies in Single Top Quark Production at the Tevatron // *Phys. Rev. D.* 1997. V. 55. P. 7249–7254; arXiv:hep-ph/9611367.
15. *Mahlon G., Parke S.J.* Single Top Quark Production at the LHC: Understanding Spin // *Phys. Lett. B.* 2000. V. 476. P. 323–330; arXiv:hep-ph/9912458.