ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ И АТОМНОГО ЯДРА
2020. Т. 51. ВЫП. 4. С. 729–740

SMEFT КАК ПОДХОД К ОПИСАНИЮ ФИЗИКИ ЗА РАМКАМИ СТАНДАРТНОЙ МОДЕЛИ

Э. Э. Боос *

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

В отсутствие значимых отклонений от предсказаний Стандартной модели (СМ) на LHC в последнее время особое внимание уделяется построению эффективной теории поля, в которой отклонения от СМ параметризуются минимальным полным набором калибровочно-инвариантных локальных операторов с размерностями больше четырех. Обсуждаются основные особенности такого подхода, получившего название SMEFT (Standard Model Effective Field Theory).

In the absence of significant deviations from the predictions of the Standard Model (SM) at the LHC, special attention is devoted recently to constructing an effective field theory in which deviations from the SM are parameterized by a minimal complete set of gauge-invariant local operators with dimensions greater than four. The main features of this approach, called Standard Model Effective Field Theory (SMEFT), are discussed.

PACS: 44.25.+f; 44.90.+c

ВВЕДЕНИЕ

До открытия бозона Хиггса на LHC существовала так называемая No-lose theorem. На основе анализа поведения амплитуд процессов рассеяния продольно-поляризованных массивных калибровочных бозонов Стандартной модели (СМ) эта теорема утверждала, что возможны два варианта: либо должен существовать достаточно легкий бозон Хиггса с массой примерно до 700 ГэВ, либо на масштабе энергий порядка 1 ТэВ должна проявиться какая-то «новая» физика, которая приведет к восстановлению унитарного поведения амплитуд. В 2012 г. был открыт бозон Хиггса, что стало триумфом СМ и подтвердило механизм спонтанного нарушения калибровочной симметрии. При этом, однако, пропал аргумент о новом масштабе физики за рамками СМ.

Конечно, мы знаем, что гравитационный масштаб Планка составляет примерно 10^{19} ГэВ. Также известно, что на масштабе так называемого Великого

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

объединения порядка 10^{16} ГэВ происходит, пусть и не совсем точное, пересечение кривых, отображающих поведение бегущих констант калибровочных взаимодействий. Возможно, что малые массы нейтрино связаны с масштабом порядка 10^{11}–10^{12} ГэВ. Но в настоящее время нам неизвестно, существует ли новый масштаб порядка десяти или нескольких десятков тераэлектронвольт, доступный для изучения на LHC или FCC. Уже сегодня пределы на массы целого ряда новых частиц, предсказываемых в моделях за рамками СМ, превосходят один или несколько тераэлектронвольт.

Вообще говоря, существуют две возможные ситуации при поиске эффектов за рамками СМ. Если достижимые на коллайдере энергии превышают характерный порог новой физики, то возможными ее проявлениями могут быть прямые обнаружения новых частиц или состояний в случае, если эти новые объекты достаточно сильно взаимодействуют с частицами СМ. Такие новые частицы могут существовать практически во всех расширениях СМ. Если же достижимые на коллайдере энергии недостаточны для прямого рождения новых объектов, то проявлениями новой физики могут быть отклонения от предсказаний СМ для сечений, дифференциальных распределений, ширин и бренчингов распадов. В свете отмеченного отсутствия сигналов новых частиц и сдвигов пределов на их массы во все большую сторону непрямые поиски отклонений от СМ привлекли в последнее время повышенное внимание научного сообщества. Данный краткий обзор посвящен описанию модельно-независимого формализма для параметризации таких отклонений (SMEFT) в применении к анализу экспериментальных данных на LHC.

SMEFT — ФОРМАЛИЗМ ДЛЯ ПАРАМЕТРИЗАЦИИ ОТКЛОНЕНИЙ ОТ СТАНДАРТНОЙ МОДЕЛИ

Основой формализма является эффективная теория поля (Effective Field Theory), в которой отклонения от СМ описываются эффективным лагранжианом, содержащим члены, называемые операторами, с размерностью больше 4, которые строятся из полей СМ и сохраняют калибровочную инвариантность СМ и другие ее симметрии. В последнее время такой подход, который восходит к работам Вайнберга [1] и Бухмюллера и Вайлера [2], получил название SMEFT (Standard Model Effective Field Theory). Лагранжиан SMEFT имеет вид

$$\mathcal{L}_{\rm SMEFT} = \mathcal{L}_{\rm SM} + \sum_i \frac{c_i^{(6)}}{\Lambda^2} O_i^{(6)} + \sum_j \frac{c_j^{(8)}}{\Lambda^4} O_j^{(8)} + \ldots, \tag{1}$$

где $O_i^{(6)}$, $O_j^{(8)}$ ... являются калибровочно-инвариантными операторами со все возрастающей размерностью; $c_i^{(6)}$, $c_j^{(8)}$ ... — соответствующие вильсоновские коэффициенты; Λ — характерный масштаб новой физики.

В основе идеи SMEFT лежит так называемая теорема отщепления (decoupling theorem) [3]: «Любая одночастично-неприводимая (1PI) диаграмма Фейнмана только с внешними векторными и внутренними фермионными линиями, когда все квадраты внешних импульсов (p^2) малы по сравнению с m^2, будет, за исключением перенормировок константы связи и волновой функции поля, подавлена некоторой степенью m по сравнению с диаграммой с таким же количеством внешних векторных линий, но без внутренних фермионных линий» *.

Эта теорема фактически вытекает из доказательства локальной структуры контрчленов, предложенного Н. Н. Боголюбовым и О. С. Парасюком в 1957 г. [4]. В настоящее время теорема отщепления больше известна как интегрирование по тяжелым степеням свободы («integrating out» heavy particles).

Формулировка SMEFT в виде эффективного лагранжиана (1) очень проста. Однако при практическом использовании выявляется ряд проблем, перечислим их.

- Выбор базиса независимых операторов.
- При вычислении характеристик процессов ведущие вклады порядка $1/\Lambda^2$ возникают из интерференций вкладов размерности 6 (dim 6) и вкладов СМ. Надо ли вычислять вклады квадратов операторов dim 6 порядка $1/\Lambda^4$?
- Правомерно ли вычислять поправки NLO QCD в формально неперенормируемой теории поля SMEFT?
- Как быть с проблемой унитарности, когда вклады операторов высших размерностей могут приводить к неунитарному поведению сечений?
- Каким должно быть правильное моделирование процессов, и какова стратегия получения пределов на вильсоновские коэффициенты при анализе экспериментальных данных?

ВЫБОР БАЗИСА ОПЕРАТОРОВ

Операторный базис образуют все операторы, допустимые симметриями, число которых сокращается до минимального с помощью уравнений движения, интегрирования по частям и преобразований Фирца.

Как хорошо известно, существует только один оператор размерности 5, называемый оператором Вайнберга [1], который состоит из левого электрослабого дублета лептонов, дублета поля Хиггса и зарядово-сопряженного дуб-

*For any 1PI Feynman graph with external vector mesons only but containing internal fermions, when all external momenta (p^2) are small relative to m^2, then apart from coupling constant and field strength renormalization the graph will be suppressed by some power of m relative to a graph with the same number of external vector mesons but no internal fermions.

лета поля Хиггса. Этот оператор весьма интересен для физики нейтрино, но вклад его несуществен для коллайдерной физики.

Одна из первых классификаций операторов размерности 6 была предложена в работе Бухмюллера и Вайлера [2]. Затем число независимых операторов было уменьшено. Новый базис, получивший название «Варшавский базис», был предложен в 2010 г. Градковским, Искрзинским, Мисиаком и Ройзеком [5]. Также были предложены и многие другие варианты базиса операторов. В настоящее время именно Варшавский базис принят научным сообществом как единая основа для проведения различных вычислений и анализа данных разных экспериментов с возможностью сопоставления результатов. Варшавский базис содержит 59 операторов в случае, если предполагается выполнение всех законов сохранения, включая сохранение лептонного и барионного зарядов, а также минимальное смешивание в кварковом секторе в соответствии с матрицей Кабиббо–Кобаяши–Маскавы. Если не делать этих предположений, то в самом общем случае базис операторов размерности 6 содержит 2499 операторов [6].

Приведем пример [7], иллюстрирующий проблему нахождения базиса операторов. Рассмотрим модель ϕ^4, описываемую лагранжианом

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial\phi)^2 - \frac{\lambda}{4}\phi^4. \tag{2}$$

Существуют три оператора размерности 6:

$$\phi^6, (\partial^2\phi)^2, \phi^2(\partial\phi)^2.$$

Спрашивается, сколько операторов являются независимыми?*

Варшавский базис из 56 независимых операторов включает в себя 15 операторов, состоящих из четырех бозонных полей, 19 операторов, состоящих из двух бозонных и двух фермионных полей, и 25 четырехфермионных операторов. Явный вид всех этих операторов приведен в работе [5].

ВКЛАДЫ $1/\Lambda^4$

Одна из серьезных, широко обсуждаемых проблем при использовании формализма SMEFT заключается в том, надо ли учитывать члены порядка $1/\Lambda^4$ при вычислении вкладов в сечения и другие характеристики процессов.

*Только один оператор, скажем, ϕ^6 является независимым. Это следует из уравнения движения $\partial_\mu\partial^\mu\phi - \lambda\phi^3 = 0$ и двух соотношений, справедливых с учетом уравнения движения и того факта, что полная производная не дает вклада в действие, $(\partial^2\phi)^2 - \lambda^2\phi^6 = (\partial^2\phi) - \lambda\phi^3)(\partial^2\phi) + \lambda\phi^3) = 0$, $0 = \partial_\mu(\phi^3\partial^\mu\phi) = 3\phi^2(\partial\phi)^2 + \phi^3\partial^2\phi = 3\phi^2(\partial\phi)^2 - \lambda^2\phi^6$.

Как иллюстрируется формулой (3), член порядка $1/\Lambda^2$ происходит из интерференции вкладов операторов SMEFT с вкладами СМ, в то время как член порядка $1/\Lambda^4$ дается вкладом квадратов операторов SMEFT размерности 6 и интерференцией вкладов операторов размерности 8 со вкладами СМ:

$$\sigma_{\mathrm{SMEFT}} = \sigma^{\mathrm{SM}} + \left(\sum_i \frac{c_i^{(6)}}{\Lambda^2}\,\mathrm{Int}_i^{(\mathrm{SM}\times 6)} + \mathrm{h.\,c.}\right) + \\ + \left(\sum_{i,j} \frac{c_i^{(6)} \times c_j^{(6^*)}}{\Lambda^4}\sigma_{ij}^{(6\times 6^*)} + \mathrm{h.\,c.}\right) + \\ + \left(\sum_j \frac{c_j^{(8)}}{\Lambda^4}\,\mathrm{Int}_i^{(\mathrm{SM}\times 8)} + \mathrm{h.\,c.}\right) + \ldots \quad (3)$$

В публикациях встречаются три возможных ответа на поставленный вопрос о необходимости учета квадратичных вкладов порядка $1/\Lambda^4$.

1. Надо оставлять только члены порядка $1/\Lambda^2$, т. е. только члены интерференции со вкладами СМ, поскольку все равно нельзя учесть операторы размерности 8 и, следовательно, вклады $1/\Lambda^4$ не могут быть учтены корректно.

2. Надо обязательно учитывать не только члены порядка $1/\Lambda^2$, но и часть членов $1/\Lambda^4$, которые идут от квадратичных вкладов операторов размерности 6. Это обосновывается тем, что в ряде случаев интерференции со вкладами СМ равны нулю, как, например, для операторов, описывающих токи с изменением аромата (FCNC currents), или для вкладов определенных киральностей. Также без учета квадратичных членов могут быть плохо определены сечения, в частности, они могут быть отрицательными в случаях, когда вклад СМ очень мал.

3. Надо каждый раз проводить анализ дважды: с учетом вкладов $1/\Lambda^4$ и без их учета. Сравнение результатов двух анализов позволит выяснить область применимости подхода и, соответственно, привести более аргументированные ограничения. Последняя точка зрения четко была сформулирована в работе [8], и именно такой подход представляется наиболее разумным.

Отметим, что бывают случаи, когда разложения только начинаются с операторов размерности 8, как это просходит в моделях с дополнительными пространственными измерениями после интегрирования по тяжелым гравитационным модам. Пример такого анализа приведен в работе [9] (см. формулы (16)–(18)).

SMEFT И ПОПРАВКИ NLO QCD

Хорошо известно, что при вычислении характеристик процессов в СМ важную роль играют следующие за лидирующим вкладом поправки теории возмущений квантовой хромодинамики (QCD NLO, NNLO). Такие поправки дают не только значимые изменения сечений процессов и, возможно, некоторых кинематических распределений, но и стабилизируют результаты по отношению к варьированию масштабов перенормировки и факторизации, тем самым повышается точность теоретических предсказаний и уменьшаются соответствующие теоретические ошибки при анализе экспериментальных данных.

В подходе SMEFT возникает естественный вопрос о поправках NLO QCD при учете вкладов операторов высших размерностей. С наивной точки зрения, казалось бы, этого сделать теоретически последовательно нельзя, поскольку теории с операторами размерностей выше 4 с учетом индексов расходимости диаграмм формально относятся к классу неперенормируемых теорий. Однако в данном случае оказывается, что процедуру перенормировки можно последовательно провести в каждом порядке по $1/\Lambda^2$. В этом помогают калибровочная инвариантность и, как уже отмечалось, тот факт, что контрчлены имеют локальный характер*. Калибровочная инвариантность гарантирует, что в каждом порядке по $1/\Lambda^2$ число операторов и соответствующих вильсоновских коэффициентов будет конечным, хотя и, возможно, достаточно большим. Тогда при вычислении поправок все контрчлены вновь выражаются через тот же самый полный набор операторов, что позволяет провести процедуру перенормировки. Как и для любой бегущей константы в перенормируемой теории поля, в том числе в СМ, получается, что если вильсоновский коэффициент измеряется в каком-то масштабе, то теория предсказывает его величину в любом другом масштабе. Естественно, что все коффициенты $c_i^{(6)}$ и вклады $\mathrm{Int}_i^{(\mathrm{SM}\times 6)}$, $\sigma_{ij}^{(6\times 6^*)}$ и т. д. в (3) становятся зависящими от масштаба перенормировки μ^2, а процедура перенормировки приводит, вообще говоря, к смешиванию вкладов операторов. В работе [10] приведена полная матрица аномальных размерностей (59×59) для операторов размерности 6 в однопетлевом приближении при учете юкавских взаимодействий и хиггсовского самодействия.

Вычисление поправок NLO QCD в подходе SMEFT к распаду $h \to \gamma\gamma$ [11] показывает, что наиболее важные вклады происходят от операторов $O_{\phi B}$, $O_{\phi W}$ и $O_{\phi WB}$, которые приводят к поправкам уже на древесном уровне. Поправки же NLO QCD к этим вкладам составляют менее 10 %. Опе-

---

*См.: *Казаков Д. И.* R-операция Боголюбова в неперенормируемых теориях // ЭЧАЯ. 2020. Т. 51, вып. 4. С. 545.

раторы O_{uB} и O_{uW} начинают давать вклад только на петлевом уровне, и этот вклад существенно менее значим.

Вычисление полного набора поправок NLO QCD и QED, а также поправок за счет юкавского взаимодействия к распаду бозона Хиггса $h \to b\bar{b}$ [12] в подходе SMEFT показало, что на этом уровне возникает вклад 45 операторов размерности 6. При учете поправок зависимость от масштаба перенормировки существенно стабилизируется, как и должно быть. Очень важным является учет сдвига вакуумного среднего за счет вклада оператора $O_\phi = (\phi^+\phi)^3$. Поправки NLO QCD и QED ко вкладам основных операторов, возникающих в лидирующем порядке LO, составляют $\sim 18\,\%$.

Отметим, что широко используемый формализм при анализе отклонений от предсказаний СМ в процессах с участием бозона Хиггса, называемый κ-формализмом, при котором взаимодействия бозона Хиггса с полями СМ умножаются на соответствующие коэффициенты κ, не является калибровочно-инвариантным по отношению к электрослабой группе СМ. Отмеченные выше вычисления, выполненные в формализме SMEFT, направлены на переход в экспериментах на LHC к анализу возможных отклонений в хиггсовском секторе калибровочно-инвариантным образом.

SMEFT В СЕКТОРЕ ТОП-КВАРКА

28 операторов Варшавского базиса входят в сектор топ-кварка. Эти операторы включают в себя 9 операторов, состоящих из двух кварковых и двух бозонных полей, 11 четырехкварковых операторов и 8 операторов, состоящих из двух кварковых и двух лептонных полей. В дополнение к этим операторам, сохраняющим барионные и лептонные квантовые числа, существуют еще 5 оператов, их нарушающие. Явный вид всех этих операторов представлен в работе [8].

По сравнению с подходом, в котором вводятся аномальные константы связи, модифицирующие только вершины СМ взаимодействия топ-кварка с другими полями, в подходе SMEFT возникают дополнительные точечные вершины с четырьмя или пятью внешними линиями.

Так, эффективный лагранжиан 4 [13], содержащий аномальные константы взаимодействия топ-кварка с b-кварком и W-бозоном и широко используемый в анализе экспериментальных данных, следует из четырех аномальных операторов Варшавского базиса $O_{\phi q}^{(3,33)}$, $O_{\phi ud}^{(33)}$, $O_{dW}^{(33)}$ и $O_{uW}^{(33)}$ [14–17]:

$$\mathcal{L} = -\frac{g}{\sqrt{2}}\,\bar{b}\gamma^\mu(f_{LV}P_L + f_{RV}P_R)\,tW_\mu^- - \\ - \frac{g}{\sqrt{2}}\,\bar{b}\,\frac{i\sigma^{\mu\nu}}{2M_W}(f_{LT}P_L + f_{RT}P_R)\,tW_{\mu\nu}^- + \text{h.c.}, \quad (4)$$

где M_W — масса W-бозона; $P_{L,R} = (1 \mp \gamma_5)/2$ — проекционные операторы на лево- и правокиральные состояния; $W^-_{\mu\nu} = \partial_\mu W^-_\nu - \partial_\nu W^-_\mu$; g — электрослабая константа калибровочной группы $SU_L(2)$ СМ; $f_{LV(T)}$ и $f_{RV(T)}$ — безразмерные коэффициенты.

Операторы $O^{(3,33)}_{\phi q}$, $O^{(33)}_{\phi ud}$, $O^{(33)}_{dW}$ и $O^{(33)}_{uW}$ в обозначениях [8] имеют следующий вид:

$$\begin{aligned}
O^{(3,33)}_{\phi q} &= \frac{i}{2}[\phi^\dagger \tau^I (D_\mu \phi) - (D_\mu \phi^\dagger)\tau^I \phi](\bar{q}_{L3}\gamma^\mu \tau^I q_{L3}),\\
O^{(33)}_{\phi ud} &= i(\tilde{\phi}^\dagger D_\mu \phi)(\bar{t}_R \gamma^\mu b_R),\\
O^{(33)}_{dW} &= (\bar{q}_{L3}\sigma^{\mu\nu}\tau^I b_R)\,\phi W^I_{\mu\nu},\\
O^{(33)}_{uW} &= (\bar{q}_{L3}\sigma^{\mu\nu}\tau^I t_R)\,\tilde{\phi} W^I_{\mu\nu}.
\end{aligned} \tag{5}$$

При этом вильсоновские коэффициенты $C^{(3,33)}_{\phi q}$, $C^{(33)}_{\phi ud}$, $C^{(33)}_{dW}$ и $C^{(33)}_{uW}$ перед операторами связаны с аномальными параметрами в вершине Wtb следующими соотношениями [14–18]:

$$\begin{aligned}
f_{LV} &= V_{tb} + C^{(3,33)}_{\phi q}\frac{v^2}{\Lambda^2}, \quad & f_{RV} &= \frac{1}{2}C^{(33)}_{\phi ud}\frac{v^2}{\Lambda^2},\\
f_{LT} &= \sqrt{2}C^{(33)}_{dW}\frac{v^2}{\Lambda^2}, & f_{RT} &= \sqrt{2}C^{(33)}_{uW}\frac{v^2}{\Lambda^2}.
\end{aligned} \tag{6}$$

Из вида операторов 5 следует, что помимо аномальных вкладов в вершину Wtb возникают еще дополнительные точечные четырехчастичные $Wtb\gamma$, $WtbZ$, $WtbH$, $W^+W^-b\bar{b}$ и пятичастичные вершины, в частности, $Wtb\gamma H$ и $WtbZH$.

Коллаборации ATLAS и CMS проводили анализ по постановке ограничений в формализме аномальных констант взаимодействия. Наиболее строгие ограничения на аномальные параметры в вершине Wtb пока получены в работе [19]. При получении этих ограничений существенная роль отведена моделированию сигнальных процессов и подготовке минимального набора образцов событий новым методом, при котором вводятся вспомогательные векторные поля, имеющие те же взаимодействия, что и калибровочные поля СМ, за исключением вершины взаимодействия с аномальным параметром [20].

Анализ одиночного рождения топ-кварка в t-канале в формализме SMEFT на уровне NLO с учетом возникающих нерезонансных вкладов, связанных с вершиной $W^+W^-b\bar{b}$, показал, что помимо появления K-фактора несколько меняются угловые распределения [21]. Однако такие изменения весьма малы и находятся на уровне нескольких процентов. Но поправки от членов порядка $1/\Lambda^4$ по сравнению со вкладами порядка $1/\Lambda^2$ могут достигать 20 %, что весьма существенно. Соответствующий экспериментальный анализ на уровне NLO пока не проводился. Однако квадратичные члены по аномальным константам, соответствующие порядку $1/\Lambda^4$, были учтены в экспериментах ATLAS и CMS.

Коллаборация CMS провела анализ по постановке прямых ограничений на операторы SMEFT

$$O_{\phi q}^{(3)},\ O_{tW},\ O_{tG},\ O_G,\ O_{u(c)G},$$

дающие вклад в процесс, обусловленный парным и одиночным рождением топ-кварка в канале tW [22]. При этом операторы $O_{\phi q}^{(3)}, O_{tW}$ дают вклад в вершину Wtb, оператор O_{tG} вносит вклад в вершину $t\bar{t}G$, оператор O_G меняет трехглюонную вершину, а оператор $O_{u(c)G}$ добавляет новые вершины FCNC $u\bar{t}G$ и $c\bar{t}G$, нарушающие аромат. Полученные экспериментально индивидуальные ограничения на вильсоновские коэффициенты оказались сопоставимыми или несколько лучше теоретически предсказанных ранее значений [23, 24].

Коллаборация CMS также получила ограничения на вильсоновские коэффициенты при операторах, дающих вклад в процесс ассоциативного рождения пары топ-кварков и Z-бозона [25]. В результате получены наиболее жесткие ограничения на аномальные константы взаимодействия $t\bar{t}Z$ и поставлены ограничения на коэффициенты Вильсона в подходе SMEFT, которых не было ранее. Теоретические расчеты ожидаемых вкладов SMEFT в этом процессе были получены в работе [26] с учетом поправок NLO QCD.

Также стоит отметить первые ограничения, поставленные коллаборацией CMS [27] на коффициенты Вильсона при операторах O_{tt}^1, O_{QQ}^1, O_{Qt}^1, O_{Qt}^8. Эти операторы содержат произведения четырех полей топ-кварка и дают вклад в процесс рождения четырех топ-кварков $t\bar{t}t\bar{t}$.

Как уже отмечалось, в подходе SMEFT содержится значительное число операторов. С учетом смешивания вкладов операторов на уровне NLO большое количество операторов начинает давать вклады одновременно в различные процессы. В связи с этим активно проводятся исследования по постановке ограничений на коэффициенты Вильсона при многих операторах, которые возникают из одновременного фитирования данных большого количества процессов. Такой суммарный анализ данных называется глобальным фитированием (global fit). Для его проведения созданы специализированные компьютерные программы, такие как TopFitter [28], Sfitter [30], SMEFiT [29]. В работах [28–30], а также в [31] представлены результаты глобального фитирования данных по прецизионным измерениям параметров взаимодействий топ-кварка, бозона Хиггса и калибровочных бозонов СМ.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящее время в связи с отрицательными результатами поиска новых частиц и в отсутствие каких-либо обнаруженных достоверных отклонений от СМ, предсказываемых в различных моделях за рамками СМ, формализм SMEFT является мотивированным и обоснованным теоретически подходом к модельно-независимой параметризации возможных отклонений.

Подход SMEFT позволяет в каждом порядке по Λ^{-2} систематически вычислять поправки КХД NLO, NNLO и т. д., а также электрослабые поправки NLO. SMEFT позволяет устанавливать и сравнивать ограничения на одни и те же параметры, полученные в разных экспериментах. Даже минимальный набор операторов (базис) в формализме SMEFT содержит большое количество независимых операторов и, соответственно, большое количество коэффициентов Вильсона, на которые накладываются ограничения. Конкретные расширения СМ приводят к вполне определенным поднаборам операторов, характерных для данного расширения. Соответствующие исследования этих поднаборов представляются важными для лучшего понимания того, какой вариант расширений может быть ответственным за отклонения от предсказаний СМ в случае их обнаружения.

Благодарности. Автор приносит благодарность организаторам конференции, посвященной 110-летнему юбилею академика Н. Н. Боголюбова, за отличную работу и творческую атмосферу.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант РНФ № 16-12-10280).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Weinberg S.* Baryon and Lepton Nonconserving Processes // Phys. Rev. Lett. 1979. V. 43. P. 1566–1570.
2. *Buchmuller W., Wyler D.* Effective Lagrangian Analysis of New Interactions and Flavor Conservation // Nucl. Phys. B. 1986. V. 268. P. 621–653.
3. *Appelquist T., Carazzone J.* Infrared Singularities and Massive Fields // Phys. Rev. D. 1975. V. 11. P. 2856; arXiv:0710.3100 [hep-ph].
4. *Bogoliubov N. N., Parasiuk O. S.* On the Multiplication of the Causal Function in the Quantum Theory of Fields // Acta Mathematica. 1957. V. 97. P. 227–266.
5. *Grzadkowski B., Iskrzynski M., Misiak M., Rosiek J.* Dimension-Six Terms in the Standard Model Lagrangian // JHEP. 2010. V. 1010. P. 085; arXiv:1008.4884 [hep-ph].
6. *Alonso R., Jenkins E. E., Manohar A. V., Trott M.* Renormalization Group Evolution of the Standard Model Dimension Six Operators III: Gauge Coupling Dependence and Phenomenology // JHEP. 2014. V. 1404. P. 159; arXiv:1312.2014 [hep-ph].
7. *Gripaios B.* Lectures on Effective Field Theory. arXiv:1506.05039 [hep-ph].
8. *Aguilar-Saavedra J. A. et al.* Interpreting Top-Quark LHC Measurements in the Standard Model Effective Field Theory. arXiv:1802.07237 [hep-ph].
9. *Boos E. E., Bunichev V. E., Smolyakov M. N., Volobuev I. P.* Testing Extra Dimensions below the Production Threshold of Kaluza–Klein Excitations // Phys. Rev. D. 2009. V. 79. P. 104013; arXiv:0710.3100 [hep-ph].

10. *Jenkins E. E., Manohar A. V., Trott M.* Renormalization Group Evolution of the Standard Model Dimension Six Operators II: Yukawa Dependence // JHEP. 2014. V. 1401. P. 035; arXiv:1310.4838 [hep-ph].
11. *Dedes A., Paraskevas M., Rosiek J., Suxho K., Trifyllis L.* The Decay $h \to \gamma\gamma$ in the Standard Model Effective Field Theory // JHEP. 2018. V. 1808. P. 103; arXiv:1805.00302 [hep-ph].
12. *Cullen J. M., Pecjak B. D., Scott D. J.* NLO Corrections to $h \to b\bar{b}$ Decay in SMEFT // JHEP. 2019. V. 1908. P. 173; arXiv:1904.06358 [hep-ph].
13. *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, No. 1. P. 124.
14. *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, No. 1. P. 467; arXiv:9702305 [hep-ph].
15. *Boos E., Dubinin M., Sachwitz M., Schreiber H. J.* Probe of the Wtb Couplings in $t\bar{t}$ Pair Production at Linear Colliders // Eur. Phys. J. C: Part. Fields. 2000. V. 16, No. 2. P. 269–278; arXiv:0001048 [hep-ph].
16. *Aguilar-Saavedra J. A.* Single Top Quark Production at LHC with Anomalous Wtb Couplings // Nucl. Phys. B. 2008. V. 804, No. 1–2. P. 160–192; arXiv:0803.3810 [hep-ph].
17. *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 [hep-ph].
18. *Boos E., Bunichev V.* Symbolic Expressions for Fully Differential Single Top Quark Production Cross Section and Decay Width of Polarized Top Quark in Presence of Anomalous Wtb Couplings. arXiv:1910.00710 [hep-ph]. 2019.
19. *Khachatryan V. et al. (CMS Collab.).* Search for Anomalous Wtb Couplings and Flavour-Changing Neutral Currents in t-Channel Single Top Quark Production in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV // JHEP. 2017. V. 1702. P. 028; arXiv:1610.03545 [hep-ph].
20. *Boos E., Bunichev V., Dudko L., Perfilov M.* Modeling of Anomalous Wtb Interactions in Single Top Quark Events Using Subsidiary Fields // Intern. J. Mod. Phys. A. 2016. V. 32, No. 2–3. P. 1750008; arXiv:1607.00505 [hep-ph].
21. *Neumann T., Sullivan Z. E.* Off-Shell Single-Top-Quark Production in the Standard Model Effective Field Theory // JHEP. 2019. V. 1906. P. 022; arXiv:1903.11023 [hep-ph].
22. *Sirunyan A. M. et al. (CMS Collab.).* Search for New Physics in Top Quark Production in Dilepton Final States in Proton–Proton Collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV. arXiv:1903.11144 [hep-ex]. 2019.
23. *Buarque Franzosi D., Zhang C.* Probing the Top-Quark Chromomagnetic Dipole Moment at Next-to-Leading Order in QCD // Phys. Rev. D. 2015. V. 91, No. 11. P. 114010; arXiv: 1503.08841 [hep-ph].
24. *Zhang C.* Single Top Production at Next-to-Leading Order in the Standard Model Effective Field Theory // Phys. Rev. Lett. 2016. V. 116, No. 16. P. 162002; arXiv: 1601.06163 [hep-ph].
25. *CMS Collab.* Measurement of Top Quark Pair Production in Association with a Z Boson in Proton–Proton Collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV. arXiv:1907.11270 [hep-ex]. 2019.

26. *Bessidskaia Bylund O., Maltoni F., Tsinikos I., Vryonidou E., Zhang C.* Probing Top Quark Neutral Couplings in the Standard Model Effective Field Theory at NLO in QCD // JHEP. 2016. V. 1605. P. 052; arXiv:1601.08193 [hep-ph].
27. *Sirunyan A. M. et al. (CMS Collab.).* Search for the Production of Four Top Quarks in the Single-Lepton and Opposite-Sign Dilepton Final States in Proton–Proton Collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV. arXiv:1906.02805 [hep-ex]. 2019.
28. *Buckley A., Englert C., Ferrando J., Miller D. J., Moore L., Russell M., White C. D.* Constraining Top Quark Effective Theory in the LHC Run II Era // JHEP. 2016. V. 1604. P. 015; arXiv:1512.03360 [hep-ph].
29. *Hartland N. P., Maltoni F., Nocera E. R., Rojo J., Slade E., Vryonidou E., Zhang C.* A Monte Carlo Global Analysis of the Standard Model Effective Field Theory: The Top Quark Sector // JHEP. 2019. V. 1904. P. 100; arXiv:1901.05965 [hep-ph].
30. *Biekötter A., Corbett T., Plehn T.* The Gauge-Higgs Legacy of the LHC Run II // SciPost Phys. 2019. V. 6. P. 064; arXiv:1812.07587 [hep-ph].
31. *Ellis J., Murphy C. W., Sanz V., You T.* Updated Global SMEFT Fit to Higgs, Diboson and Electroweak Data // JHEP. 2018. V. 1806. P. 146; arXiv:1803.03252 [hep-ph].