

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Формализм SMEFT — основа поиска отклонений
от Стандартной модели

Э.Э. Боос

Поиск проявлений физики за рамками Стандартной модели (СМ) является одним из основных направлений исследований на Большом адронном коллайдере и обсуждаемых будущих коллайдерах. Эффекты, обусловленные новой физикой, могут состоять в прямом обнаружении новых частиц, если их массы меньше характерных энергий, доступных на коллайдерах, и их взаимодействия с частицами СМ достаточно сильны. Но если массы новых частиц слишком велики или взаимодействия с частицами СМ слишком слабы, то новые частицы не могут быть обнаружены непосредственно. В этом случае новая физика может приводить к модификации взаимодействий частиц СМ, к подпороговым эффектам. Представлен современный статус подхода, или формализма, получившего название Standard Model Effective Field Theory (SMEFT), который позволяет описывать и моделировать отклонения от предсказаний СМ теоретически непротиворечивым образом. Обсуждаются преимущества и серьёзные проблемы такого подхода.

Ключевые слова: Стандартная модель, эффективная теория поля, t-кварк, бозон Хиггса, операторы высших размерностей, унитарность, перенормируемость

PACS numbers: 12.15. – y, 12.60. – i, 14.80. Bn

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2021.02.038916>

Содержание

1. Введение (697).
 2. Основные идеи формализма SMEFT (700).
 3. Выбор базиса операторов (701).
 4. Вклады $1/\Lambda^4$ (702).
 5. SMEFT и высшие поправки теории возмущений (704).
 6. SMEFT в исследовании взаимодействий бозона Хиггса (704).
 - 6.1. Распад бозона Хиггса $h \rightarrow b\bar{b}$. 6.2. Распад бозона Хиггса $h \rightarrow \gamma\gamma$. 6.3. SMEFT и κ -формализм.
 7. Сектор t-кварка в подходе SMEFT (708).
 - 7.1. Аномальные Wtb -взаимодействия. 7.2. Отклонения во взаимодействиях t-кварка в глюон-глюонных соударениях. 7.3. Отклонения во взаимодействиях t-кварка с Z-бозоном в SMEFT. 7.4. Ограничения на коэффициенты Вильсона при операторах SMEFT, содержащих четыре поля t-кварка.
 8. Ограничения на коэффициенты Вильсона при глобальном фитировании данных (714).
 9. SMEFT и связь с конкретными моделями (718).
 10. Заключение (719).
- Список литературы (720).

1. Введение

В настоящее время основой для теоретического описания процессов взаимодействия элементарных частиц служит Стандартная модель (СМ), представляющая собой калибровочную теорию сильных, электромагнитных и слабых взаимодействий со спонтанно нарушенной посредством механизма Хиггса группой электрослабой симметрии. СМ хорошо подтверждена экспериментально: открыты и изучены все входящие в неё частицы, а теоретические расчёты в рамках СМ очень хорошо описывают практически все экспериментальные данные. Однако имеются серьёзные экспериментальные и теоретические основания полагать, что СМ не может быть окончательной теорией взаимодействий элементарных частиц и она должна быть модифицирована или дополнена. В частности, неточность экспериментальных данных допускает модификацию скалярного сектора СМ, который в настоящее время выбирается минимальным, но при этом не фиксируется жёстко из каких-либо теоретических соображений.

Попытки обобщения СМ предпринимаются в течение почти 50 лет, в частности, путём построения моделей Великого объединения и суперсимметричных расширений СМ, моделей с дополнительными измерениями пространства-времени и наличием новых сверхсильных взаимодействий. Однако реалистическая теория взаимодействий элементарных частиц за рамками СМ, следствия которой подтверждались бы экспериментально, до сих пор не создана. На задаче поиска явлений за рамками СМ и построения соответствующих расширений СМ сосредоточены огромные усилия экспериментаторов и теоретиков.

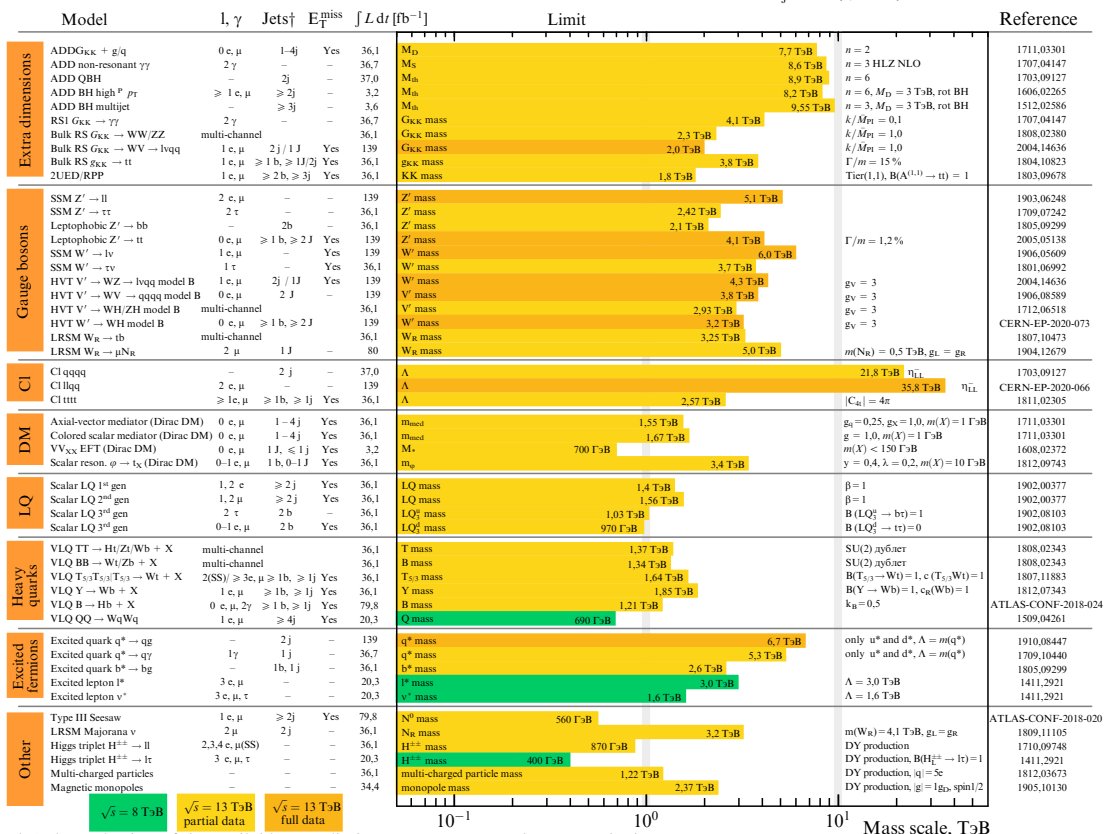
Э.Э. Боос

Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова,
Ленинские горы 1, стр. 2, 119991 Москва, Российская Федерация
E-mail: boos@theory.sinp.msu.ru, Eduard.Boos@cern.ch

Статья поступила 21 декабря 2020 г.,
после доработки 18 января 2021 г.

ATLAS Exotics Searches* – 95 % CL Upper Exclusion Limits Status: May 2020

ATLAS Preliminary

 $\int L dt = (3,2 - 139) \text{ fb}^{-1}$ $\sqrt{s} = 8, 13 \text{ TeV}$ 

* Only a selection of the available mass limits on new states or phenomena is shown.

† Small-radius (large-radius) jets are denoted by the letter j (J)

рис. 1. (В цвете онлайн.) Пределы возникающих в расширениях Стандартной модели параметров, полученные коллаборацией ATLAS во втором сеансе работы LHC при энергии 13 ТэВ [8].

До открытия бозона Хиггса на Большом адронном коллайдере (Large Hadron Collider, LHC) важные аргументы о возможном масштабе новой физики (НФ) были связаны с так называемой No-Lose Theorem [1–4]. На основе анализа поведения амплитуд процессов с участием продольных компонент массивных калибровочных бозонов СМ эта теорема утверждала, что возможны два варианта: либо должен существовать достаточно лёгкий бозон Хиггса, массой примерно до 700 ГэВ, либо на масштабе энергий порядка 1 ТэВ должна проявиться некая новая физика, которая приведёт к восстановлению унитарного поведения амплитуд. В 2012 г. бозон Хиггса был открыт [5, 6], что стало триумфом СМ, подтвердив механизм спонтанного нарушения калибровочной симметрии. При этом, однако, пропал аргумент о новом масштабе физики за рамками СМ.

Другим аргументом в пользу выделенности масштаба порядка 1 ТэВ до обнаружения бозона Хиггса на LHC было то, что полная ширина распада бозона Хиггса с массой M_H , превышающей массу двух W-бозонов, возрастает пропорционально M_H^3 и при массах бозона порядка 1 ТэВ становится сравнимой с самой массой. Последнее обстоятельство также указывало на то, что если не будет найден бозон Хиггса с существенно меньшей массой, то на масштабе порядка 1 ТэВ СМ окажется неприемлемой и должна проявиться какая-то НФ. Но бозон Хиггса с массой около 125 ГэВ найден, следовательно, этот аргумент о новом масштабе тоже исчез.

Известная проблема иерархий, связанная с поправками к квадрату массы бозона Хиггса, также не даёт новых аргументов о существовании выделенного масштаба. Дело в том, что константа взаимодействия гипотетической новой частицы с бозоном Хиггса может быть очень малой и петлевая поправка, обусловленная этой частицей, к квадрату массы бозона Хиггса тоже может быть весьма малой даже для очень тяжёлой новой частицы.

Конечно, мы знаем, что гравитационный масштаб Планка составляет примерно 10^{19} ГэВ. Также известно, что на масштабе так называемого Великого объединения порядка 10^{16} ГэВ происходит, пусть и не совсем точное, пересечение кривых поведения бегущих констант калибровочных взаимодействий. Возможно, малые массы нейтрино связаны с масштабом порядка $10^{11} - 10^{12}$ ГэВ. Но в настоящее время нам неизвестно, существует ли новый масштаб порядка десятка или нескольких десятков ТэВ, доступный для изучения на LHC или на Будущем кольцевом коллайдере (Future Circular Collider, FCC). Уже сегодня пределы масс целого ряда новых частиц, предсказываемых в моделях за рамками СМ, превосходят один или несколько ТэВ [7], что демонстрируется на рис. 1 [8] и рис. 2 [9], полученных коллаборациями ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) и CMS (Compact Muon Solenoid) во втором сеансе работы LHC при энергии 13 ТэВ.

В зависимости от соотношения доступных на ускорителях/коллайдерах энергий и характерного масштаба

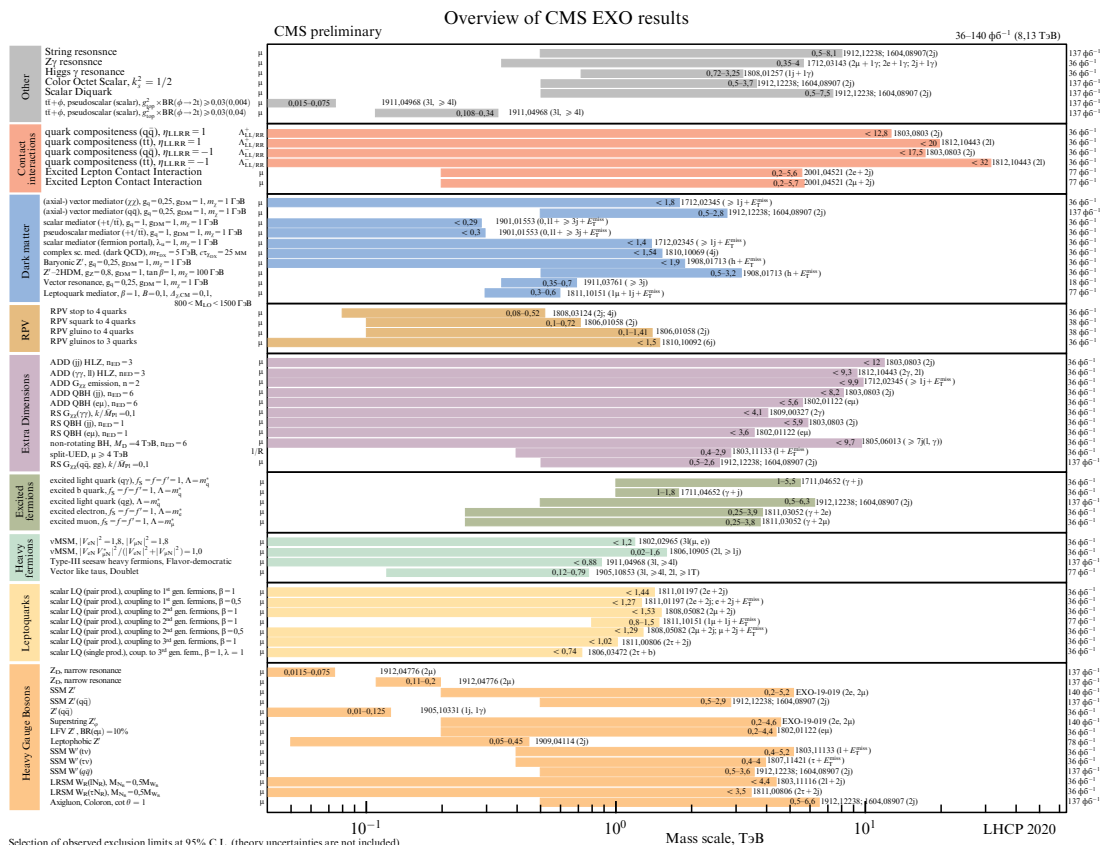


Рис. 2. (В цвете онлайн.) Пределы возникающих в расширениях Стандартной модели параметров, полученные коллаборацией CMS во втором сеансе работы LHC при энергии 13 ТэВ [9].

НФ имеются две основные стратегии поиска её проявлений. Это либо прямой поиск новых частиц, если их массы таковы, что энергии коллайдера достаточны для их рождения, и если эти новые объекты достаточно сильно взаимодействуют с частицами СМ, так что светимость коллайдера позволяет их зарегистрировать, либо поиск отклонений от предсказаний СМ в прецизионных измерениях, если массы новых частиц больше характерных достижимых энергий на коллайдерах. В последнем случае влияние новых частиц может проявляться в петлевых поправках к процессам СМ или за счёт подпороговых вкладов, что будет приводить к изменениям характеристик процессов, в том числе сечений, дифференциальных распределений, ширин и брэнчингов распадов. Две отмеченные возможности символически изображены на рис. 3.

В современной ситуации, когда прямого рождения новых частиц не обнаружено, особое значение приобретают исследования указанной второй возможности, и соответственно непрямые поиски отклонений от СМ привлекают в последнее время повышенное внимание научного сообщества.

Основным подходом для исследования косвенных проявлений новых частиц и новых взаимодействий являются эффективные теории поля, построенные на основе эффективных операторов высших размерностей, сохраняющих симметрии СМ. Данный краткий обзор посвящён описанию модельно-независимого формализма параметризации отклонений от СМ, получившего название Standard Model Effective Field Theory (SMEFT), а также применению этого формализма к анализу данных на LHC.

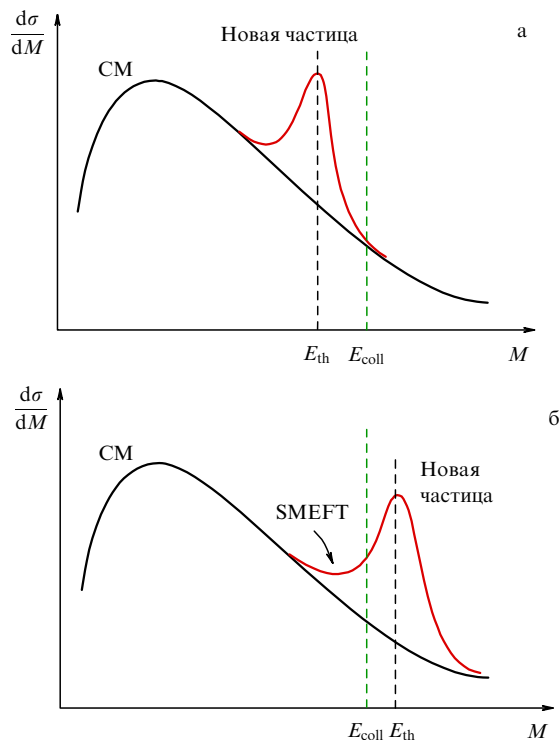


Рис. 3. Иллюстрация двух возможных ситуаций в распределении по условной переменной размерности массы, когда характерная энергия столкновений больше (а) или меньше (б) порога новой физики.

В обзоре обсуждаются преимущества и серьёзные проблемы данного подхода. Несомненным преимуще-

ством формализма SMEFT является то, что он представляет собой последовательный теоретико-полевой подход, сохраняющий калибровочную и другие симметрии СМ. SMEFT позволяет вычислять поправки по теории возмущений по константам связи СМ. В каждом порядке по обратному квадрату масштаба существует большое, но конечное число независимых калибровочно-инвариантных операторов. Поэтому все контрчлены при вычислении петлевых поправок выражаются через тот же набор операторов, что позволяет провести процедуру перенормировки, хотя формально по счёту индексов расходимости лагранжиан SMEFT относится к классу перенормируемых. В то же время число независимых операторов даже в минимальном базисе весьма велико, что создаёт сложности в расчётах и анализе. Перенормировки приводят к дальнейшим осложнениям, перепутывая вклады операторов в наблюдаемые. Большую осторожность надо соблюдать в конкретных приложениях, чтобы при вычислениях не выйти в кинематические области, в которых подход SMEFT неприменим из-за нарушения унитарности. В случаях, когда несколько операторов дают вклад в одни и те же наблюдаемые, возможны сокращения, что в принципе может приводить к "плоским" направлениям в пространстве параметров, когда ограничений на соответствующие комбинации параметров просто не возникает. Такие случаи требуют совместного анализа нескольких процессов, который достаточно сложно осуществить в реальных экспериментах.

Обзор организован следующим образом. В разделе 2 обсуждаются основные базовые идеи подхода SMEFT, кратко перечисляются проблемы, возникающие при его использовании. Раздел 3 посвящён проблеме выбора минимального базиса, обсуждается конкретный базис операторов, называемый Варшавским базисом, который по соглашению принят за основной мировым сообществом. В разделе 4 обсуждаются вопросы о необходимости учёта вкладов $1/\Lambda^4$ и возникающие с этим проблемы. Проблема учёта высших поправок теории возмущений по константам взаимодействия СМ к древесным вкладам SMEFT обсуждается в разделе 5. Применение формализма SMEFT в исследовании взаимодействий бозона Хиггса и t-кварка рассматривается в разделах 6 и 7 соответственно. Ограничения на коэффициенты Вильсона, которые следуют из одновременного анализа различных данных или, как говорят, при глобальном фитировании данных, приводятся и обсуждаются в разделе 8. В разделе 9 на некоторых примерах рассматриваются эффективные операторы размерностью 6, следующие из конкретных моделей при интегрировании по тяжёлым степеням свободы. Показано, что возникающие операторы являются поднаборами полного набора операторов SMEFT, а сами эти операторы и ограничения из экспериментов на коэффициенты Вильсона при них могут в случае обнаружения отклонений от СМ свидетельствовать в пользу той или иной модели за рамками СМ. В разделе 10 приводятся заключительные замечания.

2. Основные идеи формализма SMEFT

Основой формализма является эффективная теория поля (Effective Field Theory, EFT), описывающая отклонения от СМ эффективным лагранжианом, в котором эти

отклонения параметризуются калибровочно-инвариантными локальными операторами с возрастающими размерностями, превышающими 4. Сами операторы составлены из полей СМ, а в лагранжиане SMEFT к лагранжиану СМ добавляется сумма членов, являющихся произведениями операторов на некоторые коэффициенты. Данные коэффициенты пропорциональны безразмерным константам, называемым коэффициентами Вильсона, и обратно пропорциональны масштабу возможной НФ в определённой степени, что обеспечивает общую размерность каждого члена лагранжиана, равную 4. Учёт вкладов операторов в наблюдаемые приводит к поправкам и соответственно к предсказаниям отклонений от СМ. Поиск предсказываемых отклонений на фоне вкладов СМ позволяет либо их обнаружить, либо установить ограничения на коэффициенты при операторах.

В последнее время такой подход, восходящий к работам Вайнберга [10] и Бухмюллера – Вайлера [11], получил название SMEFT (Standard Model Effective Field Theory). Лагранжиан SMEFT имеет следующий вид:

$$\mathcal{L}_{\text{SMEFT}} = \mathcal{L}_{\text{SM}} + \sum_i \frac{C_i^{(6)}}{\Lambda^2} O_i^{(6)} + \sum_j \frac{C_j^{(8)}}{\Lambda^4} O_j^{(8)} + \dots, \quad (1)$$

где $O_i^{(6)}, O_j^{(8)}, \dots$ являются калибровочно-инвариантными операторами со всё возрастающей размерностью, $C_i^{(6)}, C_j^{(8)}, \dots$ — соответствующие вильсоновские коэффициенты, Λ — характерный масштаб НФ.

В основе идеи SMEFT лежит так называемая теорема отщепления (decoupling theorem) [12], утверждающая, что "для любой одночастично-неприводимой диаграммы Фейнмана (1PI) только с внешними векторными и внутренними фермионными линиями в случае, когда все квадраты внешних импульсов (p^2) малы по сравнению с массами m^2 , получается, что, за исключением перенормировок константы связи и волновой функции поля, диаграмма будет подавлена некоторой степенью m по сравнению с диаграммой с таким же количеством внешних векторных линий, но без внутренних фермионных линий"¹.

Эта теорема фактически вытекает из доказательства локальной структуры контрчленов, предложенного Н.Н. Боголюбовым и О.С. Парасюком [13] в 1957 г. В настоящее время теорема отщепления больше известна как интегрирование по тяжёлым степеням свободы ("integrating out" heavy particles).

Формулировка SMEFT в виде эффективного лагранжиана (1) выглядит очень просто. Однако при практическом использовании выявляется ряд серьёзных проблем, основные из которых перечислены ниже.

- Проблема выбора базиса независимых операторов.
- При вычислении характеристик процессов ведущие вклады порядка $1/\Lambda^2$ возникают из интерференций вкладов операторов размерностью 6 (dim 6) и вкладов СМ. При этом встаёт вопрос, надо ли учитывать вклады

¹ 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.

квадратов операторов $\dim 6$ порядка $1/\Lambda^4$, возникающие при вычислении квадратов амплитуд физических процессов.

- Правоммерно ли вычислять поправки теории возмущений по сильной и электрослабым константам СМ в формально неперенормируемой теории поля, которой является 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 вильсоновских коэффициентов при анализе экспериментальных данных?

В разделах 3–8 эти проблемы рассмотрены детально.

3. Выбор базиса операторов

Операторный базис образуют 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 размерностью пять, называемый оператором Вайнберга [10], который состоит из левого электрослабого дублета лептонов, сопряжённого левого дублета лептонов, дублета поля Хиггса и зарядово-сопряжённого к нему дублета. Этот оператор весьма интересен для физики нейтрино, но его вклад несуществен для физики на коллайдерах.

Одна из первых классификаций операторов размерностью 6 была предложена в работе Бухмюллера и Вайлера [11]. Затем число независимых операторов было уменьшено. Новый базис, получивший название "Варшавский базис", был предложен в 2010 г. Градковским, Искринским, Мисиаком и Ройзеком [14] и представлен в табл. 1.

Обозначения в табл. 1 точно соответствуют оригинальным обозначениям в работе [14]: H — дублет поля Хиггса, $\tilde{H} = \varepsilon H^*$ — сопряжённый дублет поля Хиггса, выраженный через антисимметричный тензор группы $SU(2)$, в свою очередь выраженный через вторую матрицу Паули $\varepsilon \equiv i\tau^2$;

$$(H^\dagger \overleftrightarrow{D}_\mu H) \equiv H^\dagger (iD_\mu H) - (iD_\mu H^\dagger) H;$$

$$(H^\dagger \overleftrightarrow{D}_\mu^I H) \equiv H^\dagger \tau^I (iD_\mu H) - (iD_\mu H^\dagger) \tau^I H,$$

где τ^I — матрицы Паули; $T^A \equiv \lambda^A/2$, λ^A — матрицы Гелл-Мана, D_μ — ковариантная производная СМ, индексы p, r, s, t принимают значения 1, 2, 3, соответствующие номерам поколений.

Все операторы Варшавского базиса разделены на восемь групп. Первые четыре группы содержат операторы, состоящие только из бозонных полей. Четыре оператора первой группы X^3 построены из тензоров и дуальных к ним тензоров напряжённостей калибровочных полей СМ G_μ^{Av} и $\tilde{W}_\mu^{Iv}$, $\tilde{G}_\mu^{Av}$ и $\tilde{W}_\mu^{Iv}$. Вторая группа, H^6 , содержит только один оператор, построенный из поля Хиггса. Третья группа операторов, $H^4 D^2$, состоит из двух операторов, содержащих поля Хиггса, обычные производные и ковариантные производные СМ. Четвёртая группа из восьми операторов состоит из полей Хиггса, тензоров

и дуальных тензоров напряжённостей калибровочных полей. Пятая, $\psi^2 H^3 + \text{h.c.}$, шестая, $\psi^2 XH$, и седьмая, $\psi^2 H^2 D$, группы содержат три, восемь и восемь операторов соответственно и состоят из фермионного и антифермионного полей, поля Хиггса и сопряжённого поля Хиггса, тензоров напряжённости и ковариантных производных калибровочных полей СМ. Восьмая группа образована 25 четырёхфермионными операторами, построенными из произведений левых дублетов и правых синглетов фермионов СМ со всеми возможными киральными комбинациями: $(\bar{L}L)(\bar{L}L)$, $(\bar{R}R)(\bar{R}R)$, $(\bar{L}L)(\bar{R}R)$, $(\bar{L}R)(\bar{R}L) + \text{h.c.}$, $(\bar{L}R)(\bar{L}R) + \text{h.c.}$

Таким образом, Варшавский базис содержит $4 + 1 + 2 + 8 + 3 + 8 + 25 = 59$ операторов. При этом предполагается выполнение всех законов сохранения, включая сохранение лептонного и барионного зарядов, а также минимальное смешивание в кварковом секторе в соответствии с матрицей Кабиббо–Кобаяси–Маскавы. Если не делать этих предположений, то в самом общем случае базис операторов размерностью шесть содержит 2499 операторов [15]. Предложены также и многие другие варианты базиса операторов. Однако в настоящее время именно Варшавский базис принят научным сообществом как единая основа для проведения различных вычислений и анализа данных разных экспериментов. Договорённость о выборе единого базиса даёт принципиальную возможность сопоставления результатов.

Приведём небольшой пример, иллюстрирующий проблему нахождения базиса операторов [16]. Рассмотрим модель ϕ^4 , описываемую лагранжианом

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

Существует три оператора размерностью шесть:

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

Спрашивается, сколько операторов являются независимыми? Оказывается, что только один из этих трёх операторов, скажем ϕ^6 , независим. Это следует из уравнения движения

$$\partial_\mu \partial^\mu \phi + \lambda \phi^3 = 0$$

и двух соотношений, справедливых с учётом уравнения движения и того факта, что при использовании интегрирования по частям полная производная не даёт вклада в действие

$$(\partial^2\phi)^2 - \lambda^2\phi^6 = (\partial^2\phi - \lambda\phi^3)(\partial^2\phi + \lambda\phi^3) = 0$$

на уравнении движения

$$0 = \partial_\mu (\phi^3 \partial^\mu \phi) = 3\phi^2(\partial\phi)^2 + \phi^3 \partial^2\phi = 3\phi^2(\partial\phi)^2 - \lambda\phi^6.$$

При нахождении базиса независимых операторов возникает естественный вопрос: почему при выводе используются классические уравнения движения, вытекающие только из лагранжиана СМ или только из лагранжиана (2) в рассмотренном простом примере без учёта добавки в уравнения движения вкладов порядка $1/\Lambda^2$, следующих из эффективного лагранжиана? Представим себе одно из уравнений движения

Таблица 1. Операторы Варшавского базиса. 59 сохраняющих симметрии СМ независимых операторов размерностью 6, разделённых на восемь классов, представлены в оригинальных обозначениях [14]. Обозначение для операторов с + h.c. означает добавление эрмитово-сопряжённой части, подстрочные индексы p, r, s, t соответствуют номерам поколений

1 : X^3		2 : H^6		3 : $H^4 D^2$		5 : $\psi^2 H^3 + \text{h.c.}$	
O_G	$f^{ABC} G_\mu^{Av} G_\nu^{B\rho} G_\rho^{C\mu}$	O_H	$(H^\dagger H)^3$	$O_{H\Box}$	$(H^\dagger H)\Box(H^\dagger H)$	O_{eH}	$(H^\dagger H)(\bar{l}_p e_r H)$
$O_{\tilde{G}}$	$f^{ABC} \tilde{G}_\mu^{Av} G_\nu^{B\rho} G_\rho^{C\mu}$			O_{HD}	$(H^\dagger D_\mu H)^*(H^\dagger D_\mu H)$	O_{uH}	$(H^\dagger H)(\bar{q}_p u_r \tilde{H})$
O_W	$\epsilon^{IJK} W_\mu^{I\nu} W_\nu^{J\rho} W_\rho^{K\mu}$					O_{dH}	$(H^\dagger H)(\bar{q}_p d_r H)$
$O_{\tilde{W}}$	$\epsilon^{IJK} \tilde{W}_\mu^{I\nu} W_\nu^{J\rho} W_\rho^{K\mu}$						
4 : $X^2 H^2$		6 : $\psi^2 XH + \text{h.c.}$		7 : $\psi^2 H^2 D$			
O_{HG}	$H^\dagger H G_\mu^A G^{\mu\nu}$	O_{eW}	$(\bar{l}_p \sigma^{\mu\nu} e_r) \tau^I H W_{\mu\nu}^I$	$O_{Hl}^{(1)}$	$(H^\dagger i \overleftrightarrow{D}_\mu H)(\bar{l}_p \gamma^\mu l_r)$		
$O_{H\tilde{G}}$	$H^\dagger H \tilde{G}_\mu^A G^{\mu\nu}$	O_{eB}	$(\bar{l}_p \sigma^{\mu\nu} e_r) H B_{\mu\nu}$	$O_{Hl}^{(3)}$	$(H^\dagger i \overleftrightarrow{D}_\mu^I H)(\bar{l}_p \tau^I \gamma^\mu l_r)$		
O_{HW}	$H^\dagger H W_\mu^I W^{\mu\nu}$	O_{uG}	$(\bar{q}_p \sigma^{\mu\nu} T^A u_r) \tilde{H} G_{\mu\nu}^A$	O_{He}	$(H^\dagger i \overleftrightarrow{D}_\mu H)(\bar{e}_p \gamma^\mu e_r)$		
$O_{H\tilde{W}}$	$H^\dagger H \tilde{W}_\mu^I W^{\mu\nu}$	O_{uW}	$(\bar{q}_p \sigma^{\mu\nu} u_r) \tau^I \tilde{H} W_{\mu\nu}^I$	$O_{Hq}^{(1)}$	$(H^\dagger i \overleftrightarrow{D}_\mu H)(\bar{q}_p \gamma^\mu q_r)$		
O_{HB}	$H^\dagger H B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}$	O_{uB}	$(\bar{q}_p \sigma^{\mu\nu} u_r) \tilde{H} B_{\mu\nu}$	$O_{Hq}^{(3)}$	$(H^\dagger i \overleftrightarrow{D}_\mu^I H)(\bar{q}_p \tau^I \gamma^\mu q_r)$		
$O_{H\tilde{B}}$	$H^\dagger H \tilde{B}_{\mu\nu} B^{\mu\nu}$	O_{dG}	$(\bar{q}_p \sigma^{\mu\nu} T^A d_r) H G_{\mu\nu}^A$	O_{Hu}	$(H^\dagger i \overleftrightarrow{D}_\mu H)(\bar{u}_p \gamma^\mu u_r)$		
O_{HWB}	$H^\dagger \tau^I H W_\mu^I B^{\mu\nu}$	O_{dW}	$(\bar{q}_p \sigma^{\mu\nu} d_r) \tau^I H W_{\mu\nu}^I$	O_{Hd}	$(H^\dagger i \overleftrightarrow{D}_\mu H)(\bar{d}_p \gamma^\mu d_r)$		
$O_{H\tilde{W}B}$	$H^\dagger \tau^I H \tilde{W}_\mu^I B^{\mu\nu}$	O_{dB}	$(\bar{q}_p \sigma^{\mu\nu} d_r) H B_{\mu\nu}$	$O_{Hud} + \text{h.c.}$	$i(\tilde{H}^\dagger D_\mu H)(\bar{u}_p \gamma^\mu d_r)$		
8 : $(\bar{L}L)(\bar{L}L)$		8 : $(\bar{R}R)(\bar{R}R)$		8 : $(\bar{L}L)(\bar{R}R)$			
O_{ll}	$(\bar{l}_p \gamma_\mu l_r)(\bar{l}_s \gamma^\mu l_t)$	O_{ee}	$(\bar{e}_p \gamma_\mu e_r)(\bar{e}_s \gamma^\mu e_t)$	O_{le}	$(\bar{l}_p \gamma_\mu l_r)(\bar{e}_s \gamma^\mu e_t)$		
$O_{qq}^{(1)}$	$(\bar{q}_p \gamma_\mu q_r)(\bar{q}_s \gamma^\mu q_t)$	O_{uu}	$(\bar{u}_p \gamma_\mu u_r)(\bar{u}_s \gamma^\mu u_t)$	O_{lu}	$(\bar{l}_p \gamma_\mu l_r)(\bar{u}_s \gamma^\mu u_t)$		
$O_{qq}^{(3)}$	$(\bar{q}_p \gamma_\mu \tau^I q_r)(\bar{q}_s \gamma^\mu \tau^I q_t)$	O_{dd}	$(\bar{d}_p \gamma_\mu d_r)(\bar{d}_s \gamma^\mu d_t)$	O_{ld}	$(\bar{l}_p \gamma_\mu l_r)(\bar{d}_s \gamma^\mu d_t)$		
$O_{lq}^{(1)}$	$(\bar{l}_p \gamma_\mu l_r)(\bar{q}_s \gamma^\mu q_t)$	O_{eu}	$(\bar{e}_p \gamma_\mu e_r)(\bar{u}_s \gamma^\mu u_t)$	O_{qe}	$(\bar{q}_p \gamma_\mu q_r)(\bar{e}_s \gamma^\mu e_t)$		
$O_{lq}^{(3)}$	$(\bar{l}_p \gamma_\mu \tau^I l_r)(\bar{q}_s \gamma^\mu \tau^I q_t)$	O_{ed}	$(\bar{e}_p \gamma_\mu e_r)(\bar{d}_s \gamma^\mu d_t)$	$O_{qu}^{(1)}$	$(\bar{q}_p \gamma_\mu q_r)(\bar{u}_s \gamma^\mu u_t)$		
		$O_{ud}^{(1)}$	$(\bar{u}_p \gamma_\mu u_r)(\bar{d}_s \gamma^\mu d_t)$	$O_{qu}^{(8)}$	$(\bar{q}_p \gamma_\mu T^A q_r)(\bar{u}_s \gamma^\mu T^A u_t)$		
		$O_{ud}^{(8)}$	$(\bar{u}_p \gamma_\mu T^A u_r)(\bar{d}_s \gamma^\mu T^A d_t)$	$O_{qd}^{(1)}$	$(\bar{q}_p \gamma_\mu q_r)(\bar{d}_s \gamma^\mu d_t)$		
				$O_{qd}^{(8)}$	$(\bar{q}_p \gamma_\mu T^A q_r)(\bar{d}_s \gamma^\mu T^A d_t)$		
8 : $(\bar{L}R)(\bar{R}L) + \text{h.c.}$		8 : $(\bar{L}R)(\bar{L}R) + \text{h.c.}$					
O_{ledq}	$(\bar{l}_p^j e_r)(\bar{d}_s q_{tj})$	$O_{quqd}^{(1)}$	$(\bar{q}_p^j u_r) \epsilon_{jk} (\bar{q}_s^k d_t)$				
		$O_{quqd}^{(8)}$	$(\bar{q}_p^j T^A u_r) \epsilon_{jk} (\bar{q}_s^k T^A d_t)$				
		$O_{lequ}^{(1)}$	$(\bar{l}_p^j e_r) \epsilon_{jk} (\bar{q}_s^k u_t)$				
		$O_{lequ}^{(3)}$	$(\bar{l}_p^j \sigma_{\mu\nu} e_r) \epsilon_{jk} (\bar{q}_s^k \sigma^{\mu\nu} u_t)$				

СМ, которое, например, связывает ковариантную производную и ток:

$$D_\mu F^{\mu\nu} - g j^\nu = 0.$$

Тогда в соответствующем уравнении, следующем из лагранжиана (1), в левой части вместо нуля будет некоторое выражение, пропорциональное $1/\Lambda^2$. Если есть два оператора, которые отличаются друг от друга только тем, что в одном из них содержится $D_\mu F^{\mu\nu}$, а в другом — j^ν , то при подстановке в эти операторы уравнения движения из (1) различие между вкладами в

эффективный лагранжиан (1) будет следующего порядка малости, т.е. порядка $1/\Lambda^4$. Поэтому с точностью до следующего порядка малости по $1/\Lambda^2$ упомянутые операторы являются эквивалентными.

4. Вклады $1/\Lambda^4$

Одна из серьёзных широко обсуждаемых проблем при использовании формализма SMEFT заключается в вопросе: надо ли учитывать члены порядка $1/\Lambda^4$ при вычислении вкладов в сечения и другие характеристики процессов? Сечение процессов с учётом вклада операто-

ров SMEFT имеет следующий общий вид:

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{SMEFT}} = & \sigma^{\text{SM}} + \left(\sum_i \frac{C_i^{(6)}}{A^2} \text{Int}_i^{(\text{SM} \times 6)} + \text{h.c.} \right) + \\ & + \left(\sum_{i,j} \frac{C_i^{(6)} \times C_j^{(6^*)}}{A^4} \sigma_{ij}^{(6 \times 6^*)} + \text{h.c.} \right) + \\ & + \left(\sum_j \frac{C_j^{(8)}}{A^4} \text{Int}_j^{(\text{SM} \times 8)} + \text{h.c.} \right) + \dots \end{aligned} \quad (3)$$

Как иллюстрируется формулой (3), член порядка $1/A^2$ происходит из интерференции вкладов операторов SMEFT со вкладами СМ ($\text{Int}_i^{(\text{SM} \times 6)}$), в то время как член порядка $1/A^4$ даётся вкладом квадратов операторов SMEFT размерностью шесть и интерференцией вкладов операторов размерностью восемь со вкладами СМ ($\text{Int}_j^{(\text{SM} \times 8)}$).

В литературе встречаются три возможных ответа на поставленный вопрос о необходимости учёта квадратичных вкладов порядка $1/A^4$.

1. Надо оставлять только члены порядка $1/A^2$, т.е. только члены, обусловленные интерференцией со вкладами СМ, поскольку мы всё равно не можем учесть операторы размерностью восемь, и, следовательно, вклады $1/A^4$ не могут быть учтены корректно.

2. Надо обязательно учитывать не только члены порядка $1/A^2$, но и часть членов $1/A^4$, которые идут от квадратичных вкладов операторов размерностью шесть. Это обосновывается тем, что в ряде случаев интерференционные члены с вкладами СМ равны нулю, как, например, для операторов, описывающих нейтральные токи с изменением аромата (Flavor-Changing Neutral Currents, FCNC), или очень малы, как, например, для вкладов в амплитуды определённых киральностей. Также без учёта квадратичных членов могут быть плохо определены сечения, в частности, они могут быть отрицательными, когда вклад СМ очень мал.

3. Надо каждый раз проводить анализ дважды: с учётом и без учёта вкладов $1/A^4$. Сравнение между собой результатов двух анализов позволит выяснить область применимости подхода и соответственно привести более аргументированные ограничения. Последняя точка зрения чётко сформулирована в работе [17], и именно такой подход представляется наиболее разумным. На рисунке 4 приведена схема извлечения пределов коэффициентов Вильсона в подходе SMEFT. Для этого предлагается провести анализ для случая, когда учитываются только члены порядка $1/A^2$, и для случая, когда учитываются также члены порядка $1/A^4$, в зависимости от обрезания сверху на некоторую кинематическую переменную типа полной энергии партонного процесса $\hat{s}$ или суммарной поперечной энергии процесса H_T . Обрезания такого типа, обозначенные на рисунке как E_{cut}^2 , должны обеспечить требование унитарности, гарантируя, что при проведении вычислений и анализа исключаются области, в которых унитарное поведение могло бы нарушаться. Области над кривыми на рис. 4, обозначенные как $C_i(E_{\text{cut}}/A)^2 = \text{const}$ и $C_i[E_{\text{cut}}/(4\pi A)]^2 = \text{const}$, соответствуют областям, в которых нарушается либо справедливость вычисления высших поправок, о чём пойдёт речь в разделе 5, либо отмеченное условие пертурбативной унитарности. В результате анализа, проведённого с сохранением только линейных или линейных и квадратичных вкладов по $1/A^2$ при разных значениях

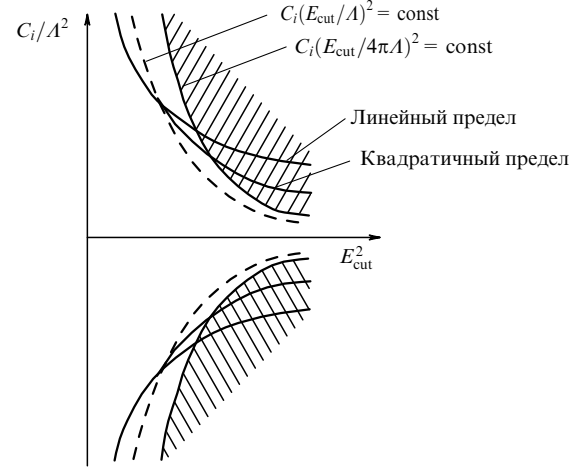


Рис. 4. Схематическое изображение процедуры извлечения пределов [17] коэффициентов Вильсона при операторах размерностью 6 в подходе SMEFT.

обрезания E_{cut} с условием попадания в незапрещённые области, находится такое обрезание, при котором в этих двух способах анализа получаются близкие ограничения на коэффициент Вильсона C_i . Полученные таким образом ограничения будут наиболее последовательными и не будут нарушать условий пертурбативности и унитарности.

Однако надо иметь в виду, что проблема оказывается более сложной. В ряде случаев при рождении нестабильных частиц с их последующими распадами операторы размерностью шесть дают вклад как в процесс рождения, так и в процесс распада. В таких случаях необходимо аккуратно выделять ведущие и следующие за ведущими вклады по $1/A^2$ в квадратах матричных элементов с учётом того, что полная ширина нестабильных частиц в соответствующих знаменателях амплитуд также содержит вклады операторов размерностью шесть.

Удобным техническим приёмом при расчётах и моделировании процессов с нестабильными частицами, позволяющим разделить линейные и квадратичные вклады, является метод вспомогательных полей [18]. Основная идея метода заключается во введении дополнительных искусственных векторных бозонов $V_{1\text{subsidary}}$, $V_{2\text{subsidary}}$, ..., имеющих те же массы и параметры связи, что и калибровочные бозоны в СМ, но аномальное взаимодействие в той вершине, в которой рассматривается аномальный вклад от оператора размерностью шесть. Введение дополнительных векторных бозонов приводит к увеличению числа фейнмановских диаграмм для рассматриваемого процесса. В зависимости от требований конкретной задачи можно "включать" и "выключать" отдельные диаграммы при проведении вычислений матричных элементов, соответствующих линейному вкладу аномальных операторов, интерференционным членам и другим членам более высокого порядка по параметру $1/A^2$. Эффективность метода продемонстрирована на примере задачи о поиске аномальных операторов в вершине взаимодействия t -кварка с W -бозоном и b -кварком с учётом аномальных взаимодействий для всех трёх процессов: t -канального, s -канального и tW — одиночного рождения t -кварка.

Отметим, что бывают случаи, когда разложения только начинаются с операторов размерностью 8, как

это просходит в моделях с дополнительными пространственными измерениями после интегрирования по тяжёлым гравитационным модам. Пример такого анализа приведён в работе [19].

5. SMEFT и высшие поправки теории возмущений

Хорошо известно, что при вычислении характеристик процессов в СМ важную роль играют следующие за лидирующим вкладом (Next-to-Leading Order (NLO), Next-to-Next-to Leading Order (NNLO)) поправки теории возмущений квантовой хромодинамики (КХД), а в ряде случаев, особенно для процессов на лептонных коллайдерах, важны и электрослабые (electroweak — EW) поправки теории возмущений квантовой электродинамики (КЭД). 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, возникающих при вычислении высших поправок. Тем самым учёт поправок повышает точность теоретических предсказаний, что в свою очередь приводит к уменьшению неопределённостей моделирования процессов при анализе экспериментальных данных.

В подходе SMEFT возникает естественный вопрос о поправках теории возмущений, и, конечно, в первую очередь о поправках NLO КХД, к вкладам операторов высших размерностей. Как провести процедуру перенормировки в подходе SMEFT? С наивной точки зрения казалось бы, что сделать это теоретически последовательно нельзя, поскольку теории с операторами, имеющими размерности выше 4, относятся к классу неперенормируемых теорий с точки зрения формальных индексов расходимости петлевых диаграмм. Однако в данном случае оказывается, что процедуру перенормировки по отношению к поправкам по теории возмущений СМ можно последовательно провести в каждом порядке по $1/\Lambda^2$. В этом помогают калибровочная инвариантность и отмеченный ранее локальный характер контрчленов [13, 20]. Калибровочная инвариантность гарантирует, что в каждом порядке по $1/\Lambda^2$ число операторов и соответствующих вильсоновских коэффициентов будет конечным, хотя и, возможно, достаточно большим. Поскольку операторный базис содержит полное число всех операторов в каждом порядке по $1/\Lambda^2$, при вычислении поправок все контрчлены, которые обязаны сохранять калибровочную инвариантность, вновь выражаются через операторы того же самого полного набора, что и позволяет провести процедуру перенормировки. В этом случае получается та же ситуация, что и для любой бегущей константы в перенормируемой теории поля: вильсоновский коэффициент измеряется на каком-то масштабе и теория предсказывает его величину на любом другом масштабе. Естественно, все коэффициенты $C_i^{(6)}$ и вклады $\text{Int}_i^{(\text{SM} \times 6)}$, $\sigma_{ij}^{(6 \times 6')}$ и т.д. в формуле (3) становятся зависящими от масштаба перенормировки μ^2 . Процедура перенормировки приводит, вообще говоря, к смешиванию вкладов операторов. При этом коэффициенты Вильсона подчиняются уравнению ренормгруппы

$$\mu \frac{d}{d\mu} C_i^{(6)}(\mu) = \sum_j \gamma_{ij} C_j^{(6)}(\mu), \quad (4)$$

где γ_{ij} — матрица аномальных размерностей, в общем случае недиагональная. В работах [15, 21, 22] приведена полная матрица аномальных размерностей (59×59) для операторов размерностью 6 в однопетлевом приближении при учёте не только поправок КХД, но и поправок, обусловленных юкавскими взаимодействиями и хиггсовским самодействием.

Важно, что при вычислении высших поправок появляется вклад других операторов размерностью 6, которые не давали вклада на древесном уровне. На практике вычисления высших порядков в подходе SMEFT достаточно сложны. Поэтому полностью автоматизировать такие вычисления пока не представляется возможным. Но довольно много расчётов с учётом высших порядков выполнено для конкретных процессов с рождением и распадами бозона Хиггса или t-кварка [23–49].

Несколько примеров рассмотрено в разделах 6–8.

6. SMEFT в исследовании взаимодействий бозона Хиггса

6.1. Распад бозона Хиггса $h \rightarrow b\bar{b}$

Вычисление полного набора поправок NLO КХД и КЭД, а также поправки за счёт юкавского взаимодействия к распаду бозона Хиггса $h \rightarrow b\bar{b}$ [34, 48] в подходе SMEFT показало, что на этом уровне возникает вклад 45 операторов размерностью шесть. При вычислении поправок оказывается удобным ввести размерные коэффициенты Вильсона, связанные с коэффициентами Варшавского базиса как $\bar{C}_i = C_i^{(6)}/\Lambda^2$. Во многих работах ограничения на эти параметры приводятся в единицах ТэВ^{-2} . В вычислениях работы [48], логике которой мы будем следовать, использовался такой набор исходных параметров:

$$\alpha_s, \alpha, m_t, M_H, M_W, M_Z, V_{ij}, \bar{C}_i,$$

где $\alpha_s = g_s^2/(4\pi)$ и $\alpha = e^2/(4\pi)$ — сильная и электромагнитная константы связи, m_t, M_H, M_W, M_Z — массы фермионов, бозона Хиггса, W- и Z-бозонов, V_{ij} — элементы матрицы смешивания Кабиббо–Кобаяси–Маскавы. Выражение для ширины распада складывается из ведущего члена, отмеченного индексом (0), и вклада первой поправки теории возмущений, отмеченного индексом (1):

$$\Gamma(h \rightarrow b\bar{b}) = \Gamma^{(0)} + \Gamma^{(1)}.$$

В отличие от стандартно вычисленных поправок по теории возмущений в СМ, в случае SMEFT ведущие члены и поправки состоят из двух частей, отвечающих размерностям операторов 4 и 6:

$$\Gamma^{(0)} = \Gamma^{(4,0)} + \Gamma^{(6,0)},$$

$$\Gamma^{(1)} = \Gamma^{(4,1)} + \Gamma^{(6,1)}.$$

Вклады размерностью шесть происходят из интерференции вкладов СМ и операторов Варшавского базиса размерностью шесть. Квадратичные поправки порядка $1/\Lambda^4$, которые обсуждались в разделе 5, в данном анализе не учитывались. Эта задача пока остаётся нерешённой. Ширина распада на две частицы с поправкой в первом порядке теории возмущений, как обычно при расчёте пертурбативных поправок в теории поля, складывается из древесного вклада, вклада интерференции древесной и

петлевой двухчастичных амплитуд и трёхчастичного древесного вклада с излучением глюона (сильная поправка) и фотона (электрослабая поправка):

$$\Gamma = \int \frac{d\Phi_2}{2M_H} |\mathcal{M}_{h \rightarrow b\bar{b}}|^2 + \int \frac{d\Phi_3}{2M_H} |\mathcal{M}_{h \rightarrow b\bar{b}(g,\gamma)}|^2,$$

где $d\Phi_i$, $i = 2, 3$, представляет собой элемент двух- и трёхчастичного фазового объёма. Теорема Киноситы–Ли–Нойнберга (Kinoshita–Lee–Nauenberg — KLN) [50, 51] гарантирует, что при суммировании вкладов с петлевой поправкой и с реальным излучением глюона или фотона инфракрасные расходимости сокращаются.

Очень важным является учёт сдвига вакуумного среднего СМ v_{SM} за счёт вклада оператора $O_H = (H^\dagger H)^3$. Действительно, потенциал поля Хиггса H в этом случае выражается как

$$V(H) = \lambda \left(H^\dagger H - \frac{v_{SM}^2}{2} \right)^2 + C_H (H^\dagger H)^3.$$

Вакуумное значение, соответствующее минимуму этого потенциала, имеет следующий вид при условии малости поправки к потенциалу СМ за счёт оператора O_H :

$$(H^\dagger H)_{\min} \equiv \frac{1}{2} v_{SMEFT}^2 = \frac{1}{2} v_{SM}^2 \left(1 - \frac{3 C_H v_{SM}^2}{4\lambda} \right).$$

Также при вычислениях необходимо учесть, что операторы $O_{H\Box} = (H^\dagger H)\Box(H^\dagger H)$ и $O_{HD} = (H^\dagger D_\mu H)^*(H^\dagger D_\mu H)$ приводят к добавке в кинетический член поля бозона Хиггса $h(x)$:

$$H(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ \left[1 + \left(C_{H\Box} - \frac{1}{4} C_{HD} \right) v_{SM} \right] h(x) + v_{SMEFT} \end{pmatrix},$$

где дублет поля Хиггса $H(x)$ представлен в унитарной калибровке, а множитель $[1 + (C_{H\Box} - (1/4)C_{HD})v_{SM}]$ необходимо учесть в нормировке поля $h(x)$ для приведения кинетического члена к каноническому виду.

Также необходимо учесть, что операторы O_{HD} и $O_{HWB} = H^\dagger \tau^I H W_{\mu\nu}^I B^{\mu\nu}$ приводят к вкладам в электрослабые константы связи $g_1 = e/c_W$ и $g_2 = e/s_W$:

$$\bar{g}_1 = g_1 \left(1 - \frac{v_{SM}^2}{4} C_{HD} \right),$$

$$\bar{g}_2 = g_2 \left(1 + v_{SM}^2 \frac{c_W}{s_W} \left[C_{HWB} + \frac{c_W}{4s_W} C_{HD} \right] \right),$$

где s_W и c_W — синус и косинус угла смешивания Вайнберга.

Таким образом, ведущие (LO) вклады в ширину распада в нулевом (это вклад СМ) и в первом порядке по $1/\Lambda^2$ принимают вид

$$\Gamma^{(4,0)} = \frac{N_c m_H m_b^2}{8\pi v_{SM}^2},$$

$$\Gamma^{(6,0)} = 2\Gamma^{(4,0)} \left[C_{H\Box} - \frac{C_{HD}}{4} \left(1 - \frac{c_W^2}{s_W^2} \right) + \frac{c_W}{s_W} C_{HWB} - \frac{v_{SM}}{m_b} \frac{C_{bH}}{\sqrt{2}} \right] v_{SM}^2,$$

где число цветов $N_c = 3$. Видно, что в порядке LO вклад дают четыре оператора Варшавского базиса: $O_{H\Box}$, O_{HD} ,

O_{HWB} и $O_{bH} = O_{dH}$ — для b -кварка, нижнего кварка третьего поколения. Оператор O_{bH} приводит к добавке к лагранжиану Юкавы СМ и соответственно к дополнительному вкладу в вершину взаимодействия b -кварка с бозоном Хиггса. В формулах (5) опущен близкий к единице фактор β^3 , где $\beta = (1 - m_b^2/M_H^2)^{1/2}$.

Вычисления самих поправок NLO теории возмущений существенно более трудоёмки по сравнению с вычислениями поправок в СМ, но принципиально не различаются, хотя существуют некоторые тонкости в деталях использования различных схем перенормировок. Надо аккуратно провести перенормировку всех входящих констант взаимодействия, масс и функций полей в нулевом и в первом порядке по $1/\Lambda^2$. При этом в порядке по $1/\Lambda^2$ и в первом за ведущим порядке по константам взаимодействия возникают новые операторы, которые также вносят вклад. Оказывается, что вклад дают 45 операторов SMEFT и соответственно ширина зависит от 45 коэффициентов Вильсона.

Хорошо известно, что в схеме минимальных вычитаний $\overline{MS}$ часть поправок КХД сводится к замене массы b -кварка, т.е. полюсной массы $m_b(m_b)$, бегущей массой, нормированной на массу бозона Хиггса M_H , $\bar{m}_b(M_H)$. При этом формулы ведущего приближения LO (5) выражаются через массу $\bar{m}_b(M_H)$ [34, 48]:

$$\bar{\Gamma}^{(4,0)}(M_H) = \frac{N_c m_H \bar{m}_b^2(M_H)}{8\pi v_{SM}^2}. \quad (6)$$

Численно значение бегущей массы b -кварка при переходе в точку нормировки M_H уменьшается примерно от 4,8 ГэВ до 3 ГэВ, что приводит к заметному уменьшению парциальной ширины $\bar{\Gamma}^{(4,0)}$ по сравнению с $\Gamma^{(4,0)}$ и соответственно лидирующей поправки от операторов SMEFT $\bar{\Gamma}^{(6,0)}$ по сравнению с $\Gamma^{(6,0)}$.

Результаты для LO- и NLO-вкладов представляются в виде выражений $\Delta^{LO}(M_H)$, $\Delta^{NLO}(M_H)$ [48] на масштабе M_H :

$$\Delta^{LO}(M_H) \equiv \frac{\bar{\Gamma}^{(4,0)}(M_H) + \bar{\Gamma}^{(6,0)}(M_H)}{\bar{\Gamma}^{(4,0)}(M_H)}, \quad (7)$$

$$\Delta^{NLO}(M_H) \equiv \Delta^{LO}(M_H) + \frac{\bar{\Gamma}^{(4,1)}(M_H) + \bar{\Gamma}^{(6,1)}(M_H)}{\bar{\Gamma}^{(4,0)}(M_H)}.$$

В численных расчётах учитывались нефакторизуемые поправки КХД–КЭД, поправки, обусловленные большой константой Юкавы t -кварка и бозона Хиггса, перенормировки всех электрослабых констант на масштаб M_H и ряд других, менее существенных, поправок. Основные поправки NLO связаны с вкладами операторов, возникающих уже в лидирующем порядке LO. Результаты вычислений даются следующими формулами [48]:

$$\Delta^{LO}(m_H) = 1 + \frac{v_{SM}^2}{\Lambda^2} \left[3,74 C_{HWB} + 2,00 C_{H\Box} - 1,41 \frac{v_{SM}}{\bar{m}_b} C_{bH} + 1,24 C_{HD} \right], \quad (8)$$

$$\Delta^{NLO}(m_H) = 1,13 + \frac{v_{SM}^2}{\Lambda^2} \left[4,16 C_{HWB} + 2,40 C_{H\Box} - 1,73 \frac{v_{SM}}{\bar{m}_b} C_{bH} + 1,33 C_{HD} \right] + \dots \quad (9)$$

Из сравнения формул (8) и (9) видно, что поправка NLO к СМ составляет 13 %. Эти 13 % складываются из примерно 18 % за счёт поправок NLO КХД–КЭД и –5 % за счёт других вкладов [48]. Поправка при коэффициенте Вильсона C_{HWB} равна примерно 11 % ($[(4,16 - 3,74)/3,74] \times 100 \%$). Поправки NLO при коэффициентах Вильсона $C_{H\Box}$, C_{bH} и C_{HD} составляют примерно 20 %, 23 % и 7 % соответственно. Поправки существенны, и их необходимо принимать во внимание при установлении экспериментальных ограничений.

6.2. Распад бозона Хиггса $h \rightarrow \gamma\gamma$

Вычисление поправок NLO КХД в формализме SMEFT к распаду $h \rightarrow \gamma\gamma$ в двух независимых подходах проведено в [29, 30, 43]. В подходе [43] поправка представлена через отношение ширины распада бозона Хиггса на два фотона с учётом вклада операторов и поправок NLO к ширине этого распада в СМ:

$$\mathcal{R}_{h \rightarrow \gamma\gamma} = \frac{\Gamma(\text{SMEFT}, h \rightarrow \gamma\gamma)}{\Gamma(\text{SM}, h \rightarrow \gamma\gamma)} \equiv 1 + \delta\mathcal{R}_{h \rightarrow \gamma\gamma},$$

где ширина в СМ выражается хорошо известной формулой [62–64], в которой из вкладов всех фермионов в треугольной петле сохранён только основной вклад t-кварка:

$$\begin{aligned} \Gamma(\text{SM}, h \rightarrow \gamma\gamma) &= \frac{G_F \alpha_{\text{EM}}^2 M_H^3}{128 \sqrt{2} \pi^3} |I_{\gamma\gamma}|^2, \\ I_{\gamma\gamma} &\equiv I_{\gamma\gamma}(r_t, r_w) = Q_t^2 N_c A_{1/2}(r_t) - A_1(r_w), \\ A_{1/2}(r_t) &= 2r_t [1 + (1 - r_t)f(r_t)], \\ A_1(r_w) &= 2 + 3r_w [1 + (2 - r_w)f(r_w)]. \end{aligned}$$

Здесь Q_t и m_t — заряд и масса t-кварка, $N_c = 3$, $r_t \equiv 4m_t^2/M_H^2$, $r_w \equiv 4M_W^2/M_H^2$, а функция $f(r)$ конечна и представима в виде

$$f(r) = \begin{cases} \arcsin^2\left(\frac{1}{\sqrt{r}}\right), & r \geq 1, \\ -\frac{1}{4} \left[\log\left(\frac{1 + \sqrt{1-r}}{1 - \sqrt{1-r}}\right) - i\pi \right]^2, & r \leq 1. \end{cases}$$

Обратим внимание, что три оператора Варшавского базиса:

$$\begin{aligned} O_{HW} &= H^\dagger H W_{\mu\nu}^I W^{I\mu\nu}, \quad O_{HB} = H^\dagger H B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}, \\ O_{HWB} &= H^\dagger \tau^I H W_{\mu\nu}^I B^{\mu\nu}, \end{aligned}$$

дают вклад на древесном уровне в вершину взаимодействия бозона Хиггса с двумя фотонами, после того как поле Хиггса приобретает вакуумное среднее, и происходит спонтанное нарушение симметрии. Именно эти операторы определяют доминирующую часть поправки к вкладу СМ и при учёте поправок NLO. Операторы

$$O_{uW} = (\bar{q}_p \sigma^{\mu\nu} u_r) \tau^I \tilde{H} W_{\mu\nu}^I, \quad O_{uB} = (\bar{q}_p \sigma^{\mu\nu} u_r) \tilde{H} B_{\mu\nu}$$

для верхнего кварка третьего поколения ($u = t$) приводят к появлению четырёхточечной вершины взаимодействия $\bar{t}t\gamma\gamma$. Такая вершина даёт вклад через петлю t-кварка в процесс распада $h \rightarrow \gamma\gamma$. Соответствующие вклады, пропорциональные обратному масштабу $1/\Lambda^2$ и коэффициентам Вильсона, также добавляются к вкладу СМ, но

численно оказываются существенно меньшими. Результат вычислений представляется следующей формулой, в которой явно приведена зависимость от масштаба нормировки μ^2 [43]:

$$\begin{aligned} \delta\mathcal{R}_{h \rightarrow \gamma\gamma} &\simeq - \left[48,04 - 1,07 \log \frac{\mu^2}{M_W^2} \right] C^{HB} - \\ &- \left[14,29 - 0,12 \log \frac{\mu^2}{M_W^2} \right] C^{HW} + \\ &+ \left[26,62 - 0,52 \log \frac{\mu^2}{M_W^2} \right] C^{HWB} + \\ &+ \left[2,11 - 0,84 \log \frac{\mu^2}{M_W^2} \right] C^{tB} + \\ &+ \left[1,13 - 0,45 \log \frac{\mu^2}{M_W^2} \right] C^{tW} + \dots \end{aligned}$$

Ещё несколько операторов дают вклады в ширину распада бозона Хиггса на два фотона [43], но численно эти вклады пренебрежимо малы. Поправки NLO КХД к этим вкладам порядка 10 %. Операторы O_{uB} и O_{uW} начинают давать вклад только на петлевом уровне, и этот вклад существенно менее значим. Данные по измерению силы сигнала (signal strenght) распада бозона Хиггса на два фотона на LHC позволяют получить ограничения только на приведённые пять коэффициентов Вильсона [43]:

$$\begin{aligned} |C^{HB}| &\lesssim \frac{0,003}{(1 \text{ ТэВ})^2}, \quad |C^{HW}| \lesssim \frac{0,011}{(1 \text{ ТэВ})^2}, \quad |C^{HWB}| \lesssim \frac{0,006}{(1 \text{ ТэВ})^2}, \\ |C^{tB}| &\lesssim \frac{0,071}{(1 \text{ ТэВ})^2}, \quad |C^{tW}| \lesssim \frac{0,133}{(1 \text{ ТэВ})^2}. \end{aligned} \quad (10)$$

Следует отметить, что оператор C^{HWB} даёт прямой вклад [52] в параметр Пескина–Такеучи [53] S :

$$C^{HWB} = \frac{G_F \alpha_{\text{EM}}}{2\sqrt{2} s_c} \Delta S.$$

Данные прецизионных измерений электрослабых параметров в полюсе Z-бозона дают ограничения на параметр S [54] $\Delta S \in [-0,06, 0,07]$, что приводит к ограничениям на коэффициент Вильсона C^{HWB} :

$$|C^{HWB}| \lesssim 0,005 \text{ ТэВ}^{-2},$$

что практически совпадает с ограничениями (10) [43] из силы сигнала бозона Хиггса. Ограничения, полученные в работах [54, 55], на коэффициенты $|C^{HB}|$ и $|C^{HW}|$, следующие из данных LHC и прецизионных измерений электрослабых параметров, вполне согласуются с ограничениями (10). В то же время ограничения на коэффициенты Вильсона $|C^{tB}|$ и $|C^{tW}|$, приведённые в (10), примерно на порядок величины более строгие, чем следующие из анализа процесса $\bar{t}tZ$ $|C^{tB}| \lesssim 7,1 \text{ ТэВ}^{-2}$ и $|C^{tW}| \lesssim 2,5 \text{ ТэВ}^{-2}$ [61].

Приведённый пример иллюстрирует одно из преимуществ подхода SMEFT: возможность непротиворечивого сравнения результатов, следующих из анализа данных существенно разных экспериментов.

6.3. SMEFT и κ -формализм

При анализе отклонений от предсказаний СМ в процессах с участием бозона Хиггса в теоретических и

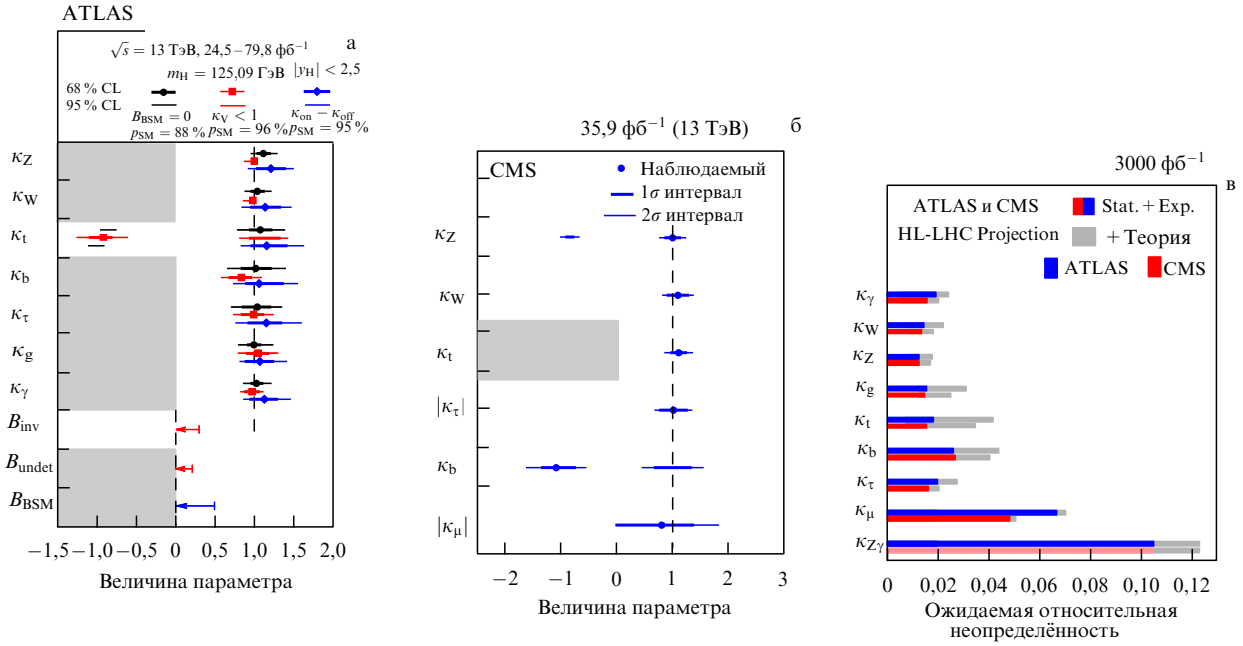


Рис. 5. (В цвете онлайн.) Модификаторы констант взаимодействия бозона Хиггса из данных LHC при энергии 13 ТэВ: ATLAS (а) [58] и CMS (б) [59]. Модификаторы, ожидаемые на LHC в режиме высокой светимости 3 аб^{-1} при энергии 14 ТэВ (в) [57].

экспериментальных исследованиях часто используется так называемый κ -формализм [56, 57]. В этом формализме члены лагранжиана СМ умножаются на факторы κ_i , которые называются модификаторами констант взаимодействия бозона Хиггса, а сам лагранжиан записывается в следующем виде:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_\kappa = & \kappa_W 2m_W^2 W_\mu^+ W^{-\mu} \frac{h}{v_{\text{SM}}} + \kappa_Z m_Z^2 Z_\mu Z^\mu \frac{h}{v_{\text{SM}}} - \\ & - \sum_\psi \kappa_\psi m_\psi \bar{\psi} \psi \frac{h}{v_{\text{SM}}} + \frac{g_s^2}{32\pi^2} \kappa_g G_{\mu\nu}^a G^{a\mu\nu} \frac{h}{v_{\text{SM}}} + \\ & + \frac{e^2}{16\pi^2} \kappa_\gamma F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \frac{h}{v_{\text{SM}}} + \frac{e^2}{16\pi^2} \kappa_{Z\gamma} Z_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \frac{h}{v_{\text{SM}}}, \quad (11) \end{aligned}$$

где символ ψ обозначает все фермионы СМ. Очевидно, что для κ_W , κ_Z , κ_ψ , равных единице, и κ_g , κ_γ , $\kappa_{Z\gamma}$, равных нулю, лагранжиан (11) переходит в древесный лагранжиан СМ. В СМ члены в (11), пропорциональные κ_g , κ_γ , $\kappa_{Z\gamma}$, возникают на петлевом уровне, а сами эти коэффициенты выражаются по хорошо известным формулам типа (10) через параметры СМ (константы связи, массы t -кварка, W -бозона и бозона Хиггса), а также через модификаторы κ_W , κ_Z , κ_t .

В эксперименте определяются пределы модификаторов из измерений сечений и ширин распадов в соответствии с очевидными формулами:

$$\kappa_i^2 = \frac{\sigma_i}{\sigma_i^{\text{SM}}} \quad \text{или} \quad \kappa_i^2 = \frac{\Gamma_i}{\Gamma_i^{\text{SM}}}. \quad (12)$$

На рисунке 5 показаны результаты для допустимых разбросов в значениях модификаторов констант взаимодействия бозона Хиггса, полученные из анализа данных LHC при энергии 13 ТэВ коллаборацией ATLAS (рис. 5а) [58] и коллаборацией CMS (рис. 5б) [59], а также ожидаемые точности в определении этих модификаторов, которые могут быть получены на LHC в режиме высо-

кой светимости 3 аб^{-1} при энергии столкновений 14 ТэВ (рис. 5в) [57].

Отметим, однако, что κ -формализм не является калибровочно-инвариантным по отношению к электрослабой группе СМ. В этом формализме нельзя последовательно вычислить поправки теории возмущений, что приводит к существенным теоретическим неопределёностям в предсказаниях и, следовательно, сказывается на точности моделирования процессов при анализе экспериментальных данных. Указанные обстоятельства мотивируют экспериментальные коллаборации LHC проводить анализ данных, применяя подход SMEFT, как более последовательный по сравнению с κ -формализмом². При этом анализ опирается на вычисления поправок теории возмущений, выполненные в формализме

² Поясним, что, до тех пор пока речь идёт об установлении ограничений на параметры κ со всё возрастающей точностью, никаких особых проблем с использованием κ -формализма не возникает. Но если начнёт проявляться какое-то отклонение, то вопрос о значимости данного отклонения встанет очень остро. При этом возникнет естественный вопрос о точности моделирования отклонения и соответственно вопрос при проведении анализа о теоретической неопределённости как части систематической ошибки. Эти вопросы неизбежно поставят под сомнение доказательство статистической значимости отклонения в κ -формализме, что потребует проведения более обоснованного моделирования сигнала на базе более последовательного с теоретической точки зрения калибровочно-инвариантного формализма, каковым является SMEFT. Поэтому уже сейчас коллаборации CMS и ATLAS начинают всё чаще использовать формализм SMEFT для моделирования отклонений и установления ограничений. Если значимое отклонение будет обнаружено в каких-то коэффициентах Вильсона, делённых на Λ^2 , то необходимо провести детальный анализ различных моделей, приводящих именно к тем операторам, в коэффициентах при которых обнаружены отклонения. Сравнивая детали предсказаний разных моделей, можно будет указать те из них, которые с большей вероятностью описывают найденные отклонения. Мы вернёмся к обсуждению этого вопроса в разделе 9.

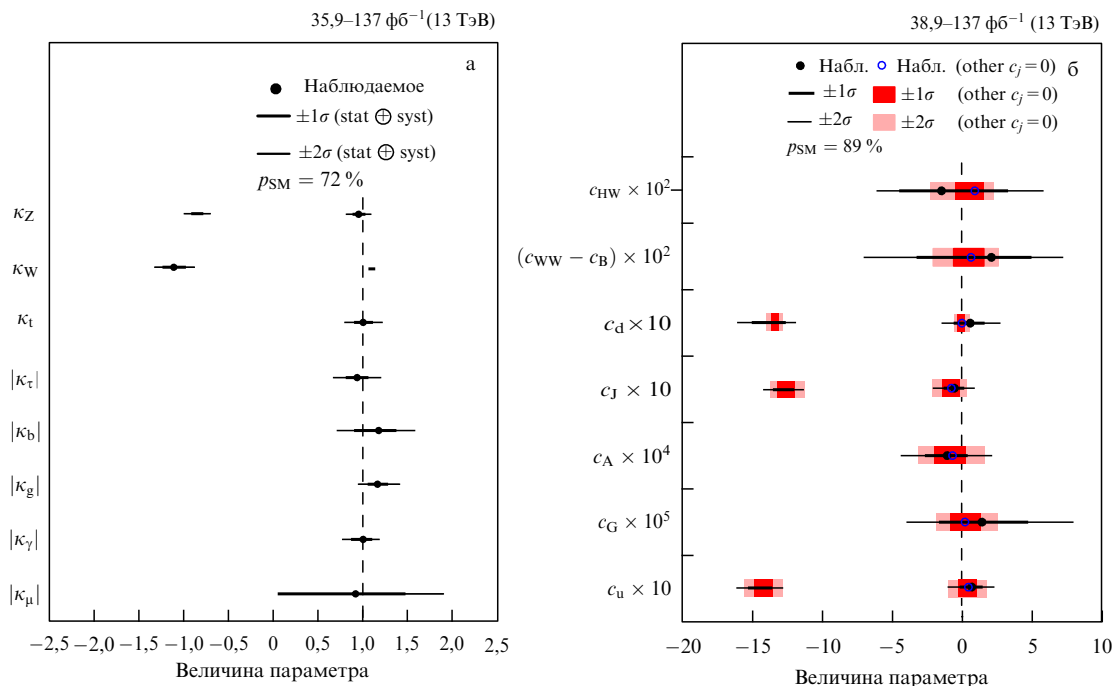


Рис. 6. (В цвете онлайн.) Предварительные результаты коллаборации CMS [60] по измерению модификаторов κ констант взаимодействия бозона Хиггса (а) и ограничений на коэффициенты Вильсона при ряде операторов SMEFT (б) из данных LHC при энергии 13 ТэВ на статистике до 137 fb^{-1} [60].

SMEFT, которые мы кратко обсуждали выше. Коллаборация CMS на полной набранной статистике выполнила анализ данных как в κ -формализме, так и в подходе SMEFT. Предварительные результаты представлены на рис. 6 [60]. Как видно, в ряде случаев как в κ -формализме, так и в SMEFT пока не исключены разные знаки коэффициентов и точности ограничений во многих случаях невысоки. Таким образом, остаётся немало возможностей для проявлений различных расширений СМ, незапрещённых областей параметров соответствующих моделей.

7. Сектор t-кварка в подходе SMEFT

28 операторов Варшавского базиса прямо входят в сектор t-кварка. Этот набор включает в себя девять операторов, состоящих из двух кварковых и двух бозонных полей, 11 четырёхкварковых операторов и восемь операторов, состоящих из двух кварковых и двух лептонных полей. В дополнение к этим операторам, сохраняющим барионные и лептонные квантовые числа, существует ещё пять операторов, их нарушающих. Явный вид всех этих операторов в точном соответствии с оригинальными обозначениями Варшавского базиса представлен в табл. 2 и в несколько других обозначениях приведён в [17].

Представленные в табл. 2 28 операторов, содержащих по крайней мере одно поле t-кварка, не включают в своё число операторы первых четырёх групп операторов Варшавского базиса, включают один оператор из пятой группы, по четыре оператора шестой и седьмой групп и 19 четырёхфермионных операторов из восьмой группы с фермионами левых (L) и правых (R) киральностей во всех возможных комбинациях. Операторы в табл. 2 сохраняют лептонное и барионное квантовые числа. Суще-

ствует ещё пять операторов размерностью 6 [14, 17], нарушающих лептонное и барионное квантовые числа. Явный вид этих операторов мы не приводим.

Исследование возможных отклонений от СМ во взаимодействиях t-кварка, которые в подходе SMEFT параметризуются отмеченными операторами, поиск соответствующих экспериментальных проявлений этих отклонений вызывают большой научный интерес. В первую очередь повышенный интерес связан с тем, что t-кварк является самой тяжёлой из найденных элементарных частиц, с массой порядка вакуумного среднего поля Хиггса, т.е. порядка электрослабого энергетического масштаба. Как хорошо установлено теоретически и подтверждено экспериментально, t-кварк не может образовать сильносвязанные состояния — адроны, поскольку вследствие малого времени жизни по сравнению с характерными временами образования адронов t-кварк распадается задолго до того, как он мог бы связаться в бесцветные адроны с другими кварками (антикварками). Такое свойство позволяет исследовать фундаментальную структуру взаимодействий t-кварка без влияния эффектов адронизации. Ввиду большой массы t-кварка и достаточно слабого смешивания с кварками первых двух поколений вполне возможно, что отклонения от СМ, параметризуемые операторами высших порядков, могут проявиться в секторах t-кварка и бозона Хиггса, имеющих массы, как говорят, с натуральными, или естественными, значениями порядка электрослабого масштаба.

Рассмотрим несколько примеров исследования отклонений от СМ во взаимодействиях t-кварка.

7.1. Аномальные Wtb -взаимодействия

Взаимодействие t-кварка с W-бозоном и b-кварком, определяемое вершиной Wtb , ответственно за распад

Таблица 2. 28 операторов размерностью 6 из полного набора 59 операторов Варшавского базиса, содержащие t-кварк и дающие вклад в процессы с его участием

$5 : \psi^2 H^3 + \text{h.c.}$	
O_{uH}	$(H^\dagger H)(\bar{q}_p u_r \tilde{H})$
$6 : \psi^2 XH + \text{h.c.}$	
O_{uG}	$(\bar{q}_p \sigma^{\mu\nu} T^A u_r) \tilde{H} G_{\mu\nu}^A$
O_{uW}	$(\bar{q}_p \sigma^{\mu\nu} u_r) \tau^I \tilde{H} W_{\mu\nu}^I$
O_{uB}	$(\bar{q}_p \sigma^{\mu\nu} u_r) \tilde{H} B_{\mu\nu}$
O_{dW}	$(\bar{q}_p \sigma^{\mu\nu} d_r) \tau^I H W_{\mu\nu}^I$
$7 : \psi^2 H^2 D$	
$O_{Hq}^{(1)}$	$(H^\dagger i \overleftrightarrow{D}_\mu H)(\bar{q}_p \gamma^\mu q_r)$
$O_{Hq}^{(3)}$	$(H^\dagger i \overleftrightarrow{D}_\mu^I H)(\bar{q}_p \tau^I \gamma^\mu q_r)$
O_{Hu}	$(H^\dagger i \overleftrightarrow{D}_\mu H)(\bar{u}_p \gamma^\mu u_r)$
$O_{Hud} + \text{h.c.}$	$i(\tilde{H}^\dagger D_\mu H)(\bar{u}_p \gamma^\mu d_r)$
$8 : (\bar{L}L)(\bar{L}L)$	
$O_{qq}^{(1)}$	$(\bar{q}_p \gamma_\mu q_r)(\bar{q}_s \gamma^\mu q_t)$
$O_{qq}^{(3)}$	$(\bar{q}_p \gamma_\mu \tau^I q_r)(\bar{q}_s \gamma^\mu \tau^I q_t)$
$O_{lq}^{(1)}$	$(\bar{l}_p \gamma_\mu l_r)(\bar{q}_s \gamma^\mu q_t)$
$O_{lq}^{(3)}$	$(\bar{l}_p \gamma_\mu \tau^I l_r)(\bar{q}_s \gamma^\mu \tau^I q_t)$
$8 : (\bar{R}R)(\bar{R}R)$	
O_{uu}	$(\bar{u}_p \gamma_\mu u_r)(\bar{u}_s \gamma^\mu u_t)$
O_{eu}	$(\bar{e}_p \gamma_\mu e_r)(\bar{u}_s \gamma^\mu u_t)$
$O_{ud}^{(1)}$	$(\bar{u}_p \gamma_\mu u_r)(\bar{d}_s \gamma^\mu d_t)$
$O_{ud}^{(8)}$	$(\bar{u}_p \gamma_\mu T^A u_r)(\bar{d}_s \gamma^\mu T^A d_t)$
$8 : (\bar{L}L)(\bar{R}R)$	
O_{lu}	$(\bar{l}_p \gamma_\mu l_r)(\bar{u}_s \gamma^\mu u_t)$
O_{qe}	$(\bar{q}_p \gamma_\mu q_r)(\bar{e}_s \gamma^\mu e_t)$
$O_{qu}^{(1)}$	$(\bar{q}_p \gamma_\mu q_r)(\bar{u}_s \gamma^\mu u_t)$
$O_{qu}^{(8)}$	$(\bar{q}_p \gamma_\mu T^A q_r)(\bar{u}_s \gamma^\mu T^A u_t)$
$O_{qd}^{(1)}$	$(\bar{q}_p \gamma_\mu q_r)(\bar{d}_s \gamma^\mu d_t)$
$O_{qd}^{(8)}$	$(\bar{q}_p \gamma_\mu T^A q_r)(\bar{d}_s \gamma^\mu T^A d_t)$
$8 : (\bar{L}R)(\bar{R}L) + \text{h.c.}$	
O_{ledq}	$(\bar{l}_p^j e_r)(\bar{d}_s q_{tj})$
$8 : (\bar{L}R)(\bar{L}R) + \text{h.c.}$	
$O_{quqd}^{(1)}$	$(\bar{q}_p^j u_r) \epsilon_{jk} (\bar{q}_s^k d_t)$
$O_{quqd}^{(8)}$	$(\bar{q}_p^j T^A u_r) \epsilon_{jk} (\bar{q}_s^k T^A d_t)$
$O_{lequ}^{(1)}$	$(\bar{l}_p^j e_r) \epsilon_{jk} (\bar{q}_s^k u_t)$
$O_{lequ}^{(3)}$	$(\bar{l}_p^j \sigma_{\mu\nu} e_r) \epsilon_{jk} (\bar{q}_s^k \sigma^{\mu\nu} u_t)$

t-кварка. В СМ эта вершина имеет ту же структуру V–A, как и другие вершины СМ, через которые выражаются заряженные токи. Однако во многих расширениях СМ предсказываются возможные изменения в структуре этого взаимодействия. Wtb-взаимодействие экспериментально исследуется на ЛНС либо непосредственно в распаде t-кварка при его парном рождении в результате сильных взаимодействий КХД, либо в одиночном рождении вследствие электрослабых взаимодействий. Сечение одиночного рождения пропорционально квадрату вершины Wtb.

В исследованиях возможных структур вершины Wtb традиционно используется эффективный лагранжиан следующего вида [65]:

$$\mathcal{L} = -\frac{g}{\sqrt{2}} \bar{b} \gamma^\mu (f_{LV} P_L + f_{RV} P_R) t W_\mu^- - \frac{g}{\sqrt{2}} \bar{b} \frac{i\sigma^{\mu\nu}}{2M_W} (f_{LT} P_L + f_{RT} P_R) t W_{\mu\nu}^- + \text{h.c.}, \quad (13)$$

где $P_{L,R} = (1 \mp \gamma_5)/2$ — 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. В частности, коллаборации ATLAS и CMS проводили анализ по исследованию вершины Wtb и установлению ограничений на параметры аномальных констант взаимодействия с использованием лагранжиана (13). Наиболее строгие ограничения на аномаль-

ные параметры в первом сеансе работы ЛНС получены в [71]. При нахождении этих ограничений существенными моментами явились моделирование сигнальных процессов и подготовка минимального набора образцов событий упомянутым выше методом, в котором вводятся вспомогательные векторные поля, имеющие те же взаимодействия, что и калибровочные поля СМ, за исключением вершины взаимодействия с аномальным параметром [18].

Лоренцевы структуры широко используемого в анализе экспериментальных данных лагранжиана (13) [65], содержащего аномальные константы взаимодействия t-кварка с b-кварком и W-бозоном, следуют из четырёх операторов Варшавского базиса, содержащих t-кварк (2): $O_{Hq}^{(3)}$, O_{Hu} , O_{dW} , O_{uW} [66–69], которые связаны с обозначениями [17] следующим образом:

$$O_{Hq}^{(3)} \equiv O_{\phi q}^{(3,33)}, \quad O_{Hu} \equiv O_{\phi ud}^{(33)}, \quad O_{dW} \equiv O_{dW}^{(33)}, \quad O_{uW} \equiv O_{uW}^{(33)}.$$

Операторы $O_{\phi q}^{(3,33)}$, $O_{\phi ud}^{(33)}$, $O_{dW}^{(33)}$, $O_{uW}^{(33)}$ в обозначениях [17] имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} O_{\phi q}^{(3,33)} &= \frac{i}{2} [\phi^\dagger \tau^I (D_\mu \phi) - (D_\mu \phi^\dagger) \tau^I \phi] (\bar{q}_{L3} \gamma^\mu \tau^I q_{L3}), \\ O_{\phi ud}^{(33)} &= i(\tilde{\phi}^\dagger D_\mu \phi) (\bar{l}_R \gamma^\mu b_R), \\ O_{dW}^{(33)} &= (\bar{q}_{L3} \sigma^{\mu\nu} \tau^I b_R) \phi W_{\mu\nu}^I, \\ O_{uW}^{(33)} &= (\bar{q}_{L3} \sigma^{\mu\nu} \tau^I t_R) \tilde{\phi} W_{\mu\nu}^I, \end{aligned} \quad (14)$$

где дублет поля Хиггса H обозначен как ϕ , q_{L3} — левокиральный дублет кварковых полей третьего поколения t_L и b_L , а t_R и b_R — соответствующие правокиральные поля.

При этом в используемых обозначениях вильсоновские коэффициенты $C_{\phi q}^{(3,33)}$, $C_{\phi ud}^{(33)}$, $C_{dW}^{(33)}$ и $C_{uW}^{(33)}$ перед операторами связаны с аномальными параметрами в вершине Wtb следующими соотношениями [66–70]:

$$\begin{aligned} f_{Lv} &= V_{tb} + C_{\phi q}^{(3,33)} \frac{v^2}{\Lambda^2}, \quad f_{Rv} = \frac{1}{2} C_{\phi ud}^{(33)} \frac{v^2}{\Lambda^2}, \\ f_{LT} &= \sqrt{2} C_{dW}^{(33)} \frac{v^2}{\Lambda^2}, \quad f_{RT} = \sqrt{2} C_{uW}^{(33)} \frac{v^2}{\Lambda^2}, \end{aligned} \quad (15)$$

в чём легко убедиться из явного вида операторов (14) в унитарной калибровке, подставив в них выражения для матриц Паули, дублетов полей левых кварков и бозона Хиггса.

По сравнению с подходом, в котором отклонения от СМ параметризуются аномальными константами связи, модифицирующими соответствующие вершины взаимодействия t -кварка с другими полями, в подходе SMEFT возникают дополнительные точечные вершины с четырьмя или пятью внешними линиями. Эти вершины обеспечивают калибровочную инвариантность по отношению ко всей калибровочной группе СМ. Из вида операторов (14) следует, что помимо аномальных вкладов в вершину Wtb возникают дополнительные точечные четырёхчастичные вершины $Wtb\gamma$, $WtbZ$, $WtbH$, $W^+W^-b\bar{b}$ и пятичастичные вершины, в частности $Wtb\gamma H$ и $WtbZH$.

Анализ одиночного рождения t -кварка в t -канале в формализме SMEFT на уровне NLO с учётом возникающих нерезонансных вкладов, связанных с вершиной $W^+W^-b\bar{b}$, показал, что помимо появления K -фактора несколько меняются угловые распределения рождающихся частиц [49]. Однако такие изменения весьма малы — на уровне нескольких процентов. Но поправки, обусловленные членами порядка $1/\Lambda^4$, по сравнению с 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, в том числе в анализе [71].

7.2. Отклонения во взаимодействиях t -кварка в глюон-глюонных соударениях

Парное рождение является основным процессом образования t -кварков на LHC, причём примерно 85 % сечения рождения обусловлено вкладом подпроцесса с глюонами в начальном состоянии. В СМ сечение и другие характеристики хорошо известны и они находятся в пределах точностей в согласии с измерениями. Сечение парного рождения с учётом NNLO-поправок сильных взаимодействий и NLO-поправок электрослабых взаимодействий при энергии столкновений 13 ТэВ составляет $\sigma_{SM}^{tt} = 832_{-29}^{+20}(\text{scales}) \pm 35(\text{PDF} + \alpha_s)$ пб [72, 73] (PDF — Probability Density Function). Но, как хорошо известно, надо иметь в виду, что если учесть распад t -кварка на W -бозон и b -кварк, то в полном наборе диаграмм наряду с дважды резонансными вкладами парного рождения t -кварков с их распадами появятся однорезонансные и нерезонансные вклады. Для однорезонансного вклада, отвечающего процессу $gg \rightarrow tWb$, необходимо учесть

большие поправки КХД в вершину с расщеплением глюона в пару $b\bar{b}$. Пересуммирование этих поправок сводится к введению функции распределения b -кварка в протоне, а процесс одиночного рождения t -кварка выглядит как $gb \rightarrow tW$. Не останавливаясь на известной проблеме того, как надо собирать вместе разные вклады, чтобы избежать двойного счёта, отметим, что NNLO-поправки к $gb \rightarrow tW$ известны и сечение процесса одиночного рождения t -кварка в моде ассоциативного рождения с W -бозоном составляет на LHC при энергии 13 ТэВ $\sigma_{SM}^{tW} = 71,7 \pm 1,8(\text{scales}) \pm 3,4(\text{PDF} + \alpha_s)$ пб [74].

На рисунке 7а, б [75] представлены диаграммы СМ, дающие основной древесный вклад в отмеченные процессы одиночного, $gb \rightarrow tW$, и парного, $gg \rightarrow t\bar{t}$, рождения t -кварка. Из вида вершин, входящих в диаграммы процессов, видно, какие операторы Варшавского базиса приводят к их модификациям и дополнительным вкладам. Так, в процессе парного рождения в СМ фигурируют вершины взаимодействия t -кварка с глюоном $t\bar{t}g$ и трёхглюонная вершина ggg . Соответственно следующие операторы дают вклад

$$\begin{aligned} O_{uG} &= (\bar{q}_p \sigma^{\mu\nu} T^A u_r) \tilde{H} G_{\mu\nu}^A, \\ O_G &= f^{ABC} G_{\mu}^{Av} G_{\nu}^{Bp} G_{\rho}^{C\mu}, \end{aligned} \quad (16)$$

где $q_p \equiv q_{L3}$ и $u_r \equiv t_R$ — левый дублет и правый синглет кварков третьего поколения ($p = q = 3$). Первый оператор в (16) обозначается как $O_{uG} \equiv O_{uG}^{33}$ в [17] и как $O_{uG} \equiv O_{tG}$ в [75], соответственно так же переобозначаются коэффициенты Вильсона при операторах. Отметим, что оператор O_{tG} приводит не только к добавке к вершине $t\bar{t}g$, но и к появлению новой четырёхточечной вершины $t\bar{t}gg$. Оператор O_G также не только даёт добавку к трёхглюонной вершине, но и приводит к вершинам с четырьмя, пятью и шестью глюонами, которые не вносят вклада в древесный процесс, но должны учитываться при вычислении высших поправок. На рисунке 7г показаны соответствующие диаграммы и выделены вершины с вкладами операторов SMEFT.

Отметим также, что оператор O_{uG} для индексов, соответствующих разным поколениям, обозначается как O_{uG}^{13} и O_{uG}^{23} в [17] и как оператор $O_{u(c)G}$ в [75] и добавляет новые вершины FCNC $u\bar{t}g$ и $c\bar{t}g$, нарушающие аромат. Эти операторы приводят к вкладу в процесс ассоциативного рождения tW , как показано на рис. 7в.

В диаграммах процесса одиночного рождения t -кварка в ассоциации с W -бозоном участвуют вершины $t\bar{t}g$ и Wtb . Следовательно, в этом процессе можно изучать операторы, дающие вклад в отмеченные вершины, и устанавливать ограничения на соответствующие коэффициенты Вильсона.

Коллаборация CMS выполнила анализ по установлению прямых ограничений на операторы SMEFT

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

дающие вклад в процессы, обусловленные парным рождением t -кварков и одиночным рождением t -кварка в канале tW [75]. Полученные в эксперименте индивидуальные ограничения на вильсоновские коэффициенты, представленные на рис. 8, численно сравнимы с предсказанными ранее теоретическими значениями или несколько их лучше [27, 31].

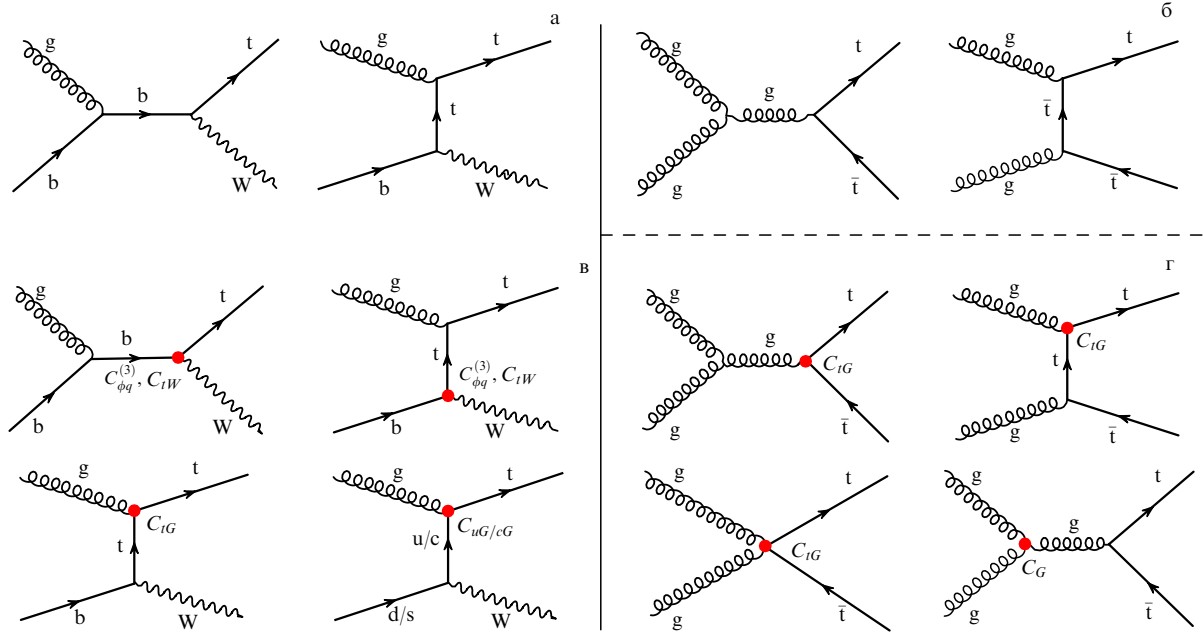


Рис. 7. (а, б) Диаграммы Фейнмана, дающие основной древесный вклад в процесс одиночного рождения t -кварка в режиме ассоциативного рождения с W -бозоном $gb \rightarrow tW$ и в процесс парного рождения t -кварка $gg \rightarrow t\bar{t}$. (в, г) Символически показанные диаграммы Фейнмана одиночного и парного рождения t -кварка с выделением вершин, в которые дают вклад операторы SMEFT $O_{\phi q}^{(3)}$, O_{tW} , $O_{u(c)G}$, O_{tG} , O_G [75].

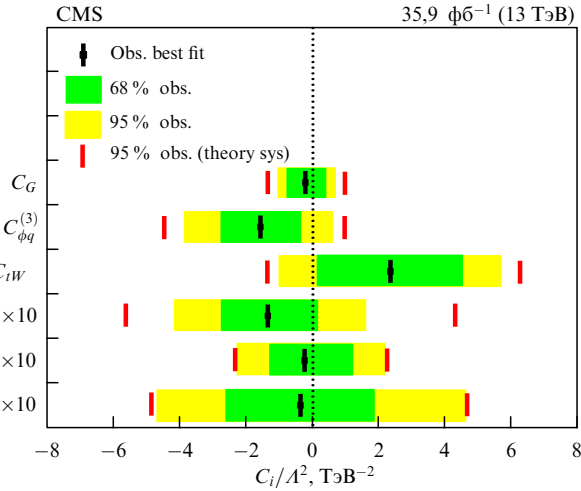


Рис. 8. (В цвете онлайн.) Ограничения на коэффициенты Вильсона $C_{\phi q}^{(3)}$, C_{tW} , $C_{u(c)G}$, C_{tG} , C_G , полученные в эксперименте CMS при энергии столкновений 13 ТэВ и интегральной светимости $35,9 \text{ fb}^{-1}$ [75].

7.3. Отклонения во взаимодействиях t -кварка с Z -бозоном в SMEFT

Коллаборация CMS получила также ограничения на вильсоновские коэффициенты при операторах, дающих вклад в процесс ассоциативного рождения пары t -кварков и Z -бозона [76]. В результате найдены наиболее жёсткие ограничения на аномальные константы взаимодействия $t\bar{t}Z$ и наложены не установленные ранее ограничения на коэффициенты Вильсона в подходе SMEFT.

Теоретические расчёты ожидаемых вкладов SMEFT в этом процессе проведены в [32] с учётом поправок NLO КХД. В СМ вычисления сечения процесса $pp \rightarrow t\bar{t}Z$ при энергиях LHC 8 и 13 ТэВ в лидирующем и в следующем за лидирующем приближениях составляют соответ-

ственно [32]

$$\sigma_{\text{SM}}^{\text{LO}} = 0,21_{-27\%}^{+41\%} {}_{-2,5\%}^{+2,4\%} \text{ пб},$$

$$\sigma_{\text{SM}}^{\text{NLO}} = 0,227_{-11\%}^{+7\%} {}_{-3,2\%}^{+2,8\%} \text{ пб},$$

$$\sigma_{\text{SM}}^{\text{LO}} = 0,76_{-25\%}^{+38\%} {}_{-2,2\%}^{+2,1\%} \text{ пб},$$

$$\sigma_{\text{SM}}^{\text{NLO}} = 0,88_{-11\%}^{+8\%} {}_{-2,5\%}^{+2,0\%} \text{ пб},$$

где первая ошибка связана с вариацией масштаба перенормировки и факторизации $\mu = \mu_R = \mu_F$ в пределах $m_t/2 \leq \mu \leq 2m_t$, а вторая — с неопределённостями в выбранных для вычислений функциях распределения MSTW2008 [77]. Как видно из приведённых значений, увеличение среднего значения сечений при переходе от LO к NLO не столь существенно, K -фактор составляет 1,09 и 1,15 для энергий 8 и 13 ТэВ. Однако ошибка при варьировании масштаба μ становится значительно меньше, что говорит, как и должно быть, о существенно более аккуратном предсказании величины сечения на уровне NLO. Отметим, что также было проведено вычисление сечения процесса $pp \rightarrow t\bar{t}Z$ на уровне NNLO [78], которое показало дальнейшее небольшое улучшение точности, в частности, для энергии 13 ТэВ сечение

$$\sigma_{\text{SM}}^{\text{NNLO}} = 0,86_{-0,08}^{+0,07}(\text{scale}) \pm 0,03(\text{PDF} + \alpha_s) \text{ пб}.$$

Полученные теоретические значения для сечений находятся в хорошем согласии с величинами сечений, измеренными в экспериментах CMS [76],

$$\sigma(pp \rightarrow t\bar{t}Z) = 0,95 \pm 0,05(\text{stat.}) \pm 0,06(\text{syst.}) \text{ пб},$$

и ATLAS [79]

$$\sigma(pp \rightarrow t\bar{t}Z) = 0,95 \pm 0,08(\text{stat.}) \pm 0,10(\text{syst.}) \text{ пб}.$$

Полный набор диаграмм Фейнмана, дающих вклад в лидирующем порядке в процесс ассоциативного рожде-

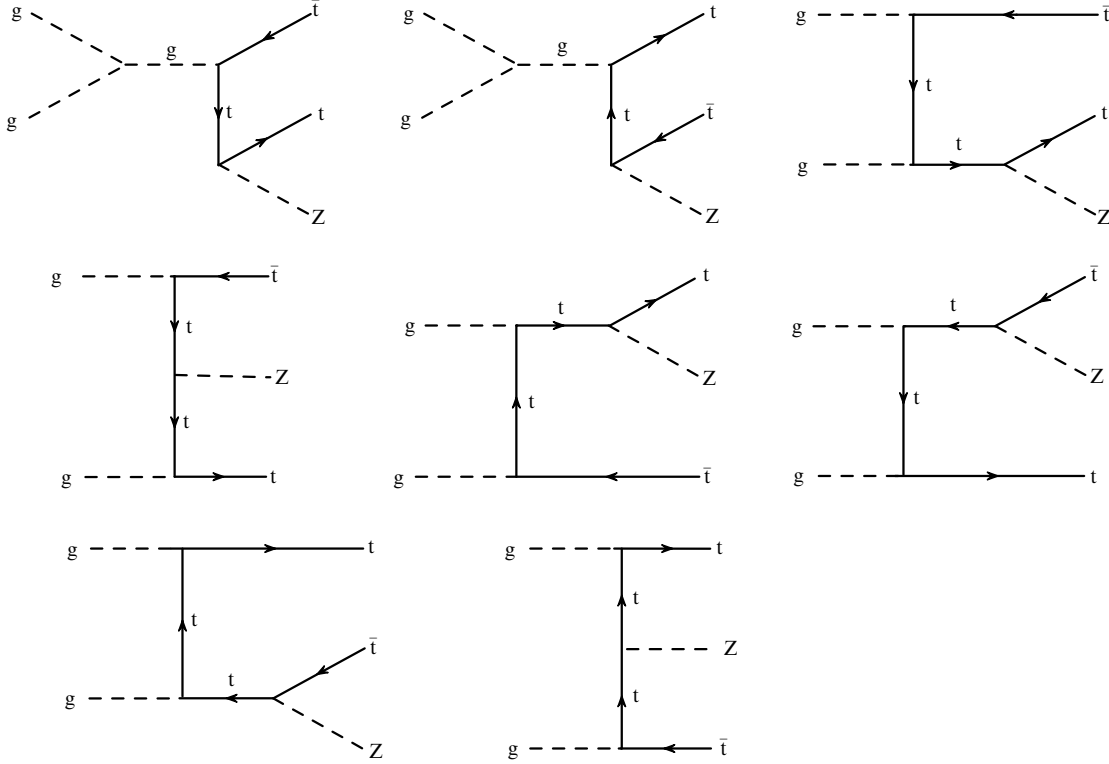


Рис. 9. Диаграммы Фейнмана в лидирующем порядке для процесса ассоциативного рождения $t\bar{t}$ -пары и Z-бозона в глюон-глюонном соударении.

ния $t\bar{t}$ -пары и Z-бозона в глюон-глюонном соударении, показан на рис. 9. Видно, что в диаграммы входят трёх-глюонная вершина ggg и вершины взаимодействия t-кварка с глюоном $t\bar{t}g$ и с Z-бозоном $t\bar{t}Z$. Добавки в эти вершины дают операторы SMEFT

$$\begin{aligned} O_{tG}, O_G, O_{\phi q}^{(1,33)}, O_{\phi q}^{(3,33)}, O_{\phi u}^{(33)} &\equiv O_{\phi t}, \\ O_{uW}^{(33)} &\equiv O_{tW}, O_{uB}^{(33)} \equiv O_{tB}. \end{aligned} \quad (17)$$

Однако часть операторов, как обсуждалось в разделе 7.2, ограничена существенно жёстче из процессов парного и одиночного рождения t-кварка, чем можно было бы ожидать из процесса $pp \rightarrow t\bar{t}Z$. Поэтому при проведении анализа выделяются только те операторы или комбинации операторов SMEFT, которые не были ограничены в других анализах. Ограничения на коэффициенты Вильсона получаются при следующих комбинациях операторов [76]:

$$\begin{aligned} c_{tZ} &= \text{Re}(-\sin\theta_W C_{uB}^{(33)} + \cos\theta_W C_{uW}^{(33)}), \\ c_{tZ}^{[I]} &= \text{Im}(-\sin\theta_W C_{uB}^{(33)} + \cos\theta_W C_{uW}^{(33)}), \\ c_{\phi t} &= C_{\phi u}^{(33)}, \quad c_{\phi Q}^- = C_{\phi q}^{(1,33)} - C_{\phi q}^{(3,33)}. \end{aligned}$$

Полученные ограничения представлены на рис. 10. Видно, что на уровне точности 95 % пределы, установленные коллаборациями CMS [76] и ATLAS [79], согласуются как между собой, так и с предыдущими результатами CMS [87]. Найденные ограничения также в пределах точности согласуются с пределами, полученными на основе анализа результатов прецизионных электросла-

CMS

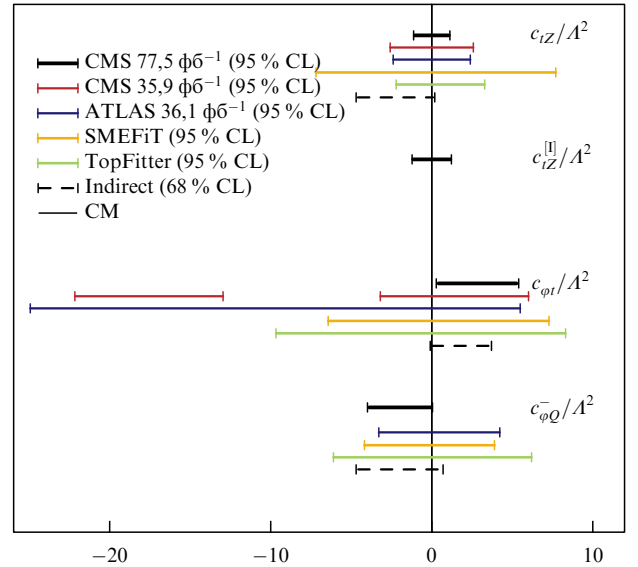


Рис. 10. (В цвете онлайн.) Доверительные интервалы на уровне точности (Confidence Level, CL) 95 % для ряда коэффициентов Вильсона (см. пояснения в тексте), полученные коллаборациями CMS [76] и ATLAS [79] в сравнении с предыдущими результатами CMS [87] и с пределами, полученными на основе анализа прецизионных электрослабых измерений с использованием программ SMEFT [85] и TopFitter [61], а также с пределами, приведёнными в [88] на уровне достоверности 68 %. Вертикальная линия соответствует CM, в которой все значения коэффициентов Вильсона равны нулю. Рисунок приведён в работе [76]. Масштаб $\Lambda = 1$ ТэВ.

бых измерений с использованием специализированных программных пакетов SMEFT [85] и TopFitter [61].

Отметим и согласие с пределами, приведёнными в [88] на уровне достоверности 68 %. На рисунке 10 вертикальная линия соответствует СМ, в которой все коэффициенты Вильсона равны нулю. Как видно, полученные ограничения пока являются весьма слабыми, оставляя пространство для возможных вкладов новой физики.

7.4. Ограничения на коэффициенты Вильсона при операторах SMEFT, содержащих четыре поля t-кварка

Основной вклад в процесс рождения двух пар t-кварка и анти-t-кварка $pp \rightarrow t\bar{t}t\bar{t}$ на ЛНС вносят глюон-глюонные соударения. Сечение этого процесса невелико, с учётом NLO-поправок КХД оно составляет примерно $9,2 \pm 2,4$ фб [82, 83]. Добавка электрослабых вкладов, основные из которых связаны с обменами бозоном Хиггса, что обусловлено большой юкавской константой t-кварка, приводит к некоторому увеличению сечения, примерно до $12,00 \pm 3,0$ фб [84]. Сечение этого процесса, измеренное коллаборациями CMS и ATLAS пока с весьма невысокой точностью, составило примерно 13_{-9}^{+11} фб из анализа CMS [80] и 24_{-6}^{+7} фб из анализа ATLAS [81]. При столь больших ошибках как в экспериментальных измерениях, так и в теоретических расчётах все экспериментальные и теоретические результаты, конечно, не противоречат друг другу.

На рисунке 11а – в приведены примеры трёх диаграмм Фейнмана СМ, которые дают вклад в процесс образования двух пар $t\bar{t}$ в глюон-глюонных соударениях. Первые две диаграммы содержат обмены глюоном и относятся к лидирующему древесному вкладу КХД. Третья диаграмма содержит обмен виртуальным бозоном Хиггса и представляет собой один из ведущих древесных электрослабых вкладов, усиленный ввиду большой константы взаимодействия Юкавы t-кварка и бозона Хиггса $m_t\sqrt{2}/v$. На рисунке 11г приведён пример одной из обусловленных операторами SMEFT диаграмм, в которых участвуют четыре поля t-кварка.

Из рисунка 11 видно, что в диаграммах процесса участвуют вершины $t\bar{t}g$, ggg , $t\bar{t}h$. Как и в случае процесса с ассоциативным рождением пары t-кварков и Z-бозона, операторы SMEFT, дающие вклад в эти вершины, ограничиваются существенно сильнее в других процессах, часть из которых рассмотрена выше. Процесс с образованием $t\bar{t}t\bar{t}$ используется для поиска отклонений и установления пределов коэффициентов Вильсона при операторах, дающих вклад в вершину с четырьмя t-кварками, которой нет в СМ.

Коллаборация CMS провела соответствующий анализ и установила ограничения на коэффициенты Вильсона при четырёх операторах, обозначенных в работе [80] как O_{tt}^1 , O_{QQ}^1 , O_{Qt}^1 , O_{Qt}^8 . Связь этих обозначений с обозначениями Варшавского базиса (2) и обозначениями, принятыми в работе [17], следующая:

$$\begin{aligned} O_{tt}^1 &\equiv O_{ttt} \text{ для класса операторов } (\bar{R}R)(\bar{R}R) \text{ и } O_{tt}^1 \equiv O_{ttt}^{(3333)}, \\ O_{QQ}^1 &\equiv O_{qq}^1 \text{ для класса операторов } (\bar{L}L)(\bar{L}L) \text{ и } O_{QQ}^1 \equiv O_{qq}^{(3333)}, \\ O_{Qt}^1 &\equiv O_{qt}^1 \text{ для класса операторов } (\bar{L}L)(\bar{R}R) \text{ и } O_{Qt}^1 \equiv O_{qt}^{(3333)}, \\ O_{Qt}^8 &\equiv O_{qt}^8 \text{ для класса операторов } (\bar{L}L)(\bar{R}R) \text{ и } O_{Qt}^8 \equiv O_{qt}^{(3333)}. \end{aligned}$$

Указанные операторы содержат произведения четырёх полей t-кварка, дают вклад в процесс с рождением четырёх t-кварков $t\bar{t}t\bar{t}$ и в явном виде выражаются

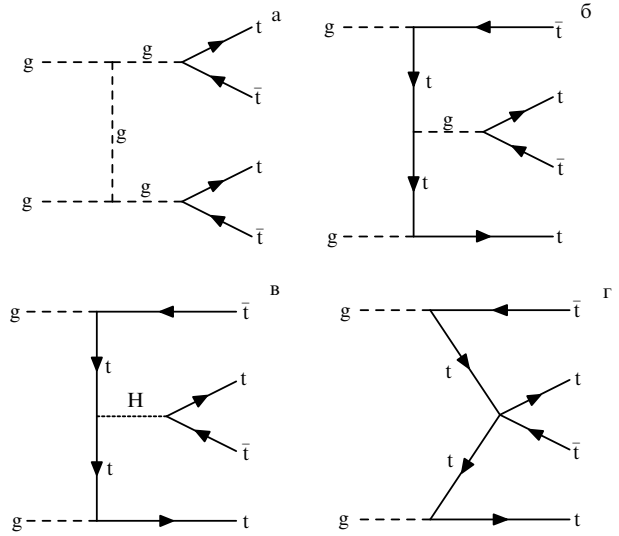


Рис. 11. Примеры диаграмм Фейнмана, дающих вклад в процесс образования двух пар $t\bar{t}$: (а, б) диаграммы КХД с обменом глюоном, (в) электрослабая диаграмма с обменом бозоном Хиггса, (г) диаграмма с участием вершины с четырьмя t-кварками, следующей из операторов SMEFT.

следующим образом:

$$\begin{aligned} O_{tt}^1 &= (\bar{t}_R \gamma^\mu t_R)(\bar{t}_R \gamma^\mu t_R), \\ O_{QQ}^1 &= (\bar{Q}_L \gamma^\mu Q_L)(\bar{Q}_L \gamma^\mu Q_L), \\ O_{Qt}^1 &= (\bar{Q}_L \gamma^\mu Q_L)(\bar{t}_R \gamma^\mu t_R), \\ O_{Qt}^8 &= (\bar{Q}_L \gamma^\mu T^A Q_L)(\bar{t}_R \gamma^\mu T^A t_R), \end{aligned} \quad (18)$$

где $Q_L \equiv q_{L3}$ обозначает дублет по слабому изоспину левокиральных полей кварков третьего поколения, t_R — правокиральное поле t-кварка, T^A — генераторы цветной группы Стандартной модели $SU(3)_c$. В анализе, проведённом CMS, учитывались как линейные, так и квадратичные по $1/\Lambda^2$ вклады приведённых операторов. Результаты для ожидаемых и наблюдаемых пределов отношений коэффициентов к квадрату масштаба представлены в табл. 3. Это индивидуальные пределы коэффициентов, независимых от других коэффициентов, когда в анализе отличным от нуля полагался только один коэффициент, а остальные считались равными нулю. В анализе CMS [80] была также сделана проверка того, как изменятся пределы, если допустить ненулевые значения всех коэффициентов, но удерживать пределы каждого из параметров $C_k/\Lambda^2 \times \text{ТэВ}^2$ в границах от -4π до 4π , формально допустимых требованием пертурбативной унитарности. Показано, что найденные границы интервалов при таком допущении практически не меня-

Таблица 3. Ожидаемые и наблюдаемые интервалы для коэффициентов Вильсона на уровне достоверности 95 %, полученные при предположении, что вклад даёт только один из операторов, а коэффициенты при других равны нулю [80]

Оператор	Ожидаемые C_k/Λ^2 , ТэВ ⁻²	Наблюдаемые, ТэВ ⁻²
O_{tt}^1	$[-2,0, 1,8]$	$[-2,1, 2,0]$
O_{QQ}^1	$[-2,0, 1,8]$	$[-2,2, 2,0]$
O_{Qt}^1	$[-3,3, 3,2]$	$[-3,5, 3,5]$
O_{Qt}^8	$[-7,3, 6,1]$	$[-7,9, 6,6]$

ются по сравнению с индивидуальными пределами, приведёнными в табл. 3, с учётом того что сами интервалы пока достаточно широкие и соответственно точности ограничений на коэффициенты Вильсона невелики.

8. Ограничения на коэффициенты Вильсона при глобальном фитировании данных

В подходе SMEFT, как обсуждалось в разделе 3, даже в минимальном полном наборе базисных операторов размерностью 6, представленных в явном виде, например в форме Варшавского базиса, содержится 59 независимых операторов. Каждый из этих калибровочно-инвариантных операторов, выраженный через поля СМ, приводит либо к модификации ряда вершин взаимодействия СМ, либо к появлению новых точечных вершин, содержащих произведения четырёх, пяти или шести полей СМ. Как мы видели в приведённых примерах, модификация или появление новых вершин, с одной стороны, приводят к вкладам одного и того же оператора в разные процессы, а с другой — разные операторы дают вклад в один и тот же процесс. Когда принимаются в рассмотрение поправки теории возмущений по константам связи СМ, оказывается, что несколько десятков операторов одновременно вносят вклады во многие процессы, которые либо уже изучаются, либо могут быть изучены в экспериментах. По этой причине активно проводятся исследования по установлению ограничений на коэффициенты Вильсона при нескольких операторах посредством одновременного анализа большого числа процессов, в которые конкретные операторы дают вклады.

Такой одновременный анализ данных различных экспериментов, называемый глобальным фитированием (global fit), проводится либо на основе специализированных компьютерных программ, таких как TopFitter [61], Sfitter [86] или SMEFT [85], либо с использованием собственных компьютерных кодов, как, например, в работе [54]. Представленные результаты глобального фитирования включают в себя данные по прецизионным измерениям параметров взаимодействий t-кварка, бозона Хиггса и калибровочных бозонов СМ. Подчеркнём ещё раз, что исключительно важным является использование одного и того же базиса операторов — Варшавского базиса для операторов размерностью 6, что позволяет достаточно легко сравнивать результаты различных анализов без дополнительного сложного пересчёта из одного базиса в другой, даже если для каких-то конкретных случаев выбранный базис не является наиболее удобным или оптимальным.

Как следует из формулы (3), если пренебречь операторами размерностью 8, то как само сечение, так и любая кинематическая переменная или наблюдаемая $f_{\text{kin}}^{\text{SMEFT}}$ имеют вид квадратичного полинома по коэффициентам Вильсона C_i при операторах размерностью 6:

$$f_{\text{kin}}^{\text{SMEFT}} = f_{\text{kin}}^{\text{SM}} + \left(\sum_i a_i \frac{C_i^{(6)}}{\Lambda^2} + \text{h.c.} \right) + \left(\sum_{i,j} b_{ij} \frac{C_i^{(6)} C_j^{(6)}}{\Lambda^4} + \text{h.c.} \right), \quad (19)$$

где f_{kin} , a_i , b_{ij} — некоторые функции импульсов начальных и конечных частиц, участвующих в исследуемом

процессе. Если в промежуточных состояниях в каком-то из процессов участвуют нестабильные частицы, то ширины распадов этих частиц тоже зависят, вообще говоря, от некоторых коэффициентов Вильсона и знаменатели выражений в функциях a_i и b_{ij} должны быть разложены в ряд по $1/\Lambda^2$ до порядка $1/\Lambda^4$. Стоит отметить, правда, что во многих работах этим обстоятельством пренебрегается. Зависимости для переменных или наблюдаемых (19) вместе с экспериментальными данными закладываются в общие функции типа χ^2 , минимизация соответствующих функционалов позволяет найти на определённых уровнях достоверности, как правило на уровне 95 %, пределы коэффициентов Вильсона, делённые на Λ^2 (C_i/Λ^2) в единицах ТэВ⁻². В ряде работ приводятся ограничения на безразмерные параметры $\bar{C}_i = C_i v^2 / \Lambda^2$.

Рассмотрим кратко результаты анализа [61] в терминах параметров $\bar{C}_i$, полученные с помощью программы TopFitter. В анализе использовались данные по измерению сечений и некоторых кинематических распределений для парного и одиночного рождения t-кварка во всех доступных модах коллаборациями CDF (Collider Detector at Fermilab) и D0 на коллайдере Tevatron при энергии протон-антипротонных столкновений $\sqrt{s} = 1,96$ ТэВ и коллаборациями ATLAS и CMS на LHC при энергии протон-протонных столкновений $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ. В анализ были включены следующие операторы Варшавского базиса, связь которых с оригинальными обозначениями (1) обсуждалась выше:

$$\begin{aligned} O_{qq}^{(1)} &= (\bar{q}\gamma_\mu q)(\bar{q}\gamma^\mu q), \quad O_{uW} = (\bar{q}\sigma^{\mu\nu}\tau^I u)\tilde{\phi}W_{\mu\nu}^I, \\ O_{qq}^{(3)} &= i(\phi^\dagger \overleftrightarrow{D}_\mu^I \phi)(\bar{q}\gamma^\mu \tau^I q), \quad O_{qq}^{(3)} = (\bar{q}\gamma_\mu \tau^I q)(\bar{q}\gamma^\mu \tau^I q), \\ O_{uG} &= (\bar{q}\sigma^{\mu\nu} T^A u)\tilde{\phi}G_{\mu\nu}^A, \quad O_{\phi q}^{(1)} = i(\phi^\dagger \overleftrightarrow{D}_\mu \phi)(\bar{q}\gamma^\mu q), \\ O_{uu} &= (\bar{u}\gamma_\mu u)(\bar{u}\gamma^\mu u), \quad O_G = f_{ABC} G_\mu^{A\nu} G_\nu^{B\lambda} G_\lambda^{C\mu}, \quad (20) \\ O_{uB} &= (\bar{q}\sigma^{\mu\nu} u)\tilde{\phi}B_{\mu\nu}, \quad O_{qu}^{(8)} = (\bar{q}\gamma_\mu T^A q)(\bar{u}\gamma^\mu T^A u), \\ O_{\tilde{G}} &= f_{ABC} \tilde{G}_\mu^{A\nu} G_\nu^{B\lambda} G_\lambda^{C\mu}, \quad O_{\phi u} = (\phi^\dagger i \overleftrightarrow{D}_\mu \phi)(\bar{u}\gamma^\mu u), \\ O_{qd}^{(8)} &= (\bar{q}\gamma_\mu T^A q)(\bar{d}\gamma^\mu T^A d), \quad O_{\phi G} = (\phi^\dagger \phi)G_{\mu\nu}^A G^{A\mu\nu}, \\ O_{\phi \tilde{G}} &= (\phi^\dagger \phi)\tilde{G}_{\mu\nu}^A G^{A\mu\nu}, \quad O_{ud}^{(8)} = (\bar{u}\gamma_\mu T^A u)(\bar{d}\gamma^\mu T^A d). \end{aligned}$$

На рисунке 12 показаны пределы [61] коэффициентов $\bar{C}_i$ при операторах размерностью 6 (20), дающих вклад в парное и одиночное рождение t-кварка. Пределы на уровне точности 95 % даны для двух случаев: случая индивидуальных пределов, когда только один оператор даёт вклад, а коэффициенты при других полагаются равными нулю (обозначено красными горизонтальными линиями), и случая так называемых маргинализованных пределов, когда вклады всех операторов принимаются во внимание одновременно, т.е. когда все соответствующие коэффициенты могут быть отличными от нуля (обозначено синими горизонтальными линиями). Из рисунка 12 видно, что, как и должно быть, индивидуальные пределы существенно жёстче маргинализованных. Ограничения на последние три коэффициента при операторах O_{uB} , $O_{\phi u} \equiv O_{\phi u}^{(33)}$, $O_{\phi q}^1 \equiv O_{\phi q}^{(1,33)}$, дающие вклад в процесс ассоциативного парного рождения t-кварков и Z-бозона (17), настолько слабы, что на рис. 12 показаны только индивидуальные пределы.

Данные второго сеанса работы LHC (RUN2) при энергии столкновений $\sqrt{s} = 13$ ТэВ были также добав-

данных по измерениям характеристик парного рождения t -кварка, одиночного рождения t -кварка и совместного фита этих двух типов данных. Как и следовало ожидать, совместные пределы из всей совокупности данных являются несколько более жёсткими. Для сравнения результатов [61] и [89] необходимо пределы, представленные на рис. 12, умножить на коэффициент $(1 \text{ ТэВ}/v_{\text{SM}})^2$, где $v_{\text{SM}} = 246 \text{ ГэВ}$ — вакуумное среднее поля Хиггса в СМ.

Следующий шаг в исследовании глобальных ограничений на коэффициенты Вильсона сделан в работе [85] с использованием компьютерной среды SMEFiT. В данном исследовании авторы включили только операторы Варшавского базиса, которые проявляются в процессах с парным ($t\bar{t} + X$), одиночным ($t + X$ и $\bar{t} + X$), парным ассоциативным ($t\bar{t}W + X$, $t\bar{t}Z + X$, $t\bar{t}h + X$) и одиночным ассоциативным ($tZ + X$ и $\bar{t}Z + X$) рождением t -кварка и электрослабых бозонов.

Отметим, что компьютерная среда SMEFiT может применяться и для более широкого круга процессов не только с участием t -кварка. Особенностью проведённого исследования по сравнению с предыдущими явилось то, что в анализ были включены все существующие результаты по поправкам NLO КХД к вкладам операторов SMEFT, был выполнен анализ того, насколько существенны вклады в характеристики процессов порядка $1/\Lambda^4$, введены обрезания в вычисления вкладов так, чтобы не выходить за область применимости SMEFT (см. обсуждение этих аспектов в разделах выше). Для процессов парного и одиночного рождения были учтены поправки NLO КХД для полных сечений и распределений, а для случая ассоциативного рождения с электрослабыми бозонами сечения процессов в ведущем порядке LO умножались на K -факторы. Для обозначения операторов SMEFT в программном коде SMEFiT использованы обозначения [17] с явно выписанными индексами для поколений: $i = 3$ соответствует фермионам третьего поколения, $i = 1, 2$ — фермионам первых двух поколений. Явный вид коэффициентов Вильсона при операторах (обозначения для коэффициентов C в точности согласованы с обозначениями для соответствующих операторов O) приведён в табл. 4 [85]. Как и в анализе [89], в работе [85] иногда для фитирования используются линейные комбинации операторов Варшавского базиса, вносящих вклады в определённые процессы и показывающих, что ортогональные к ним комбинации образуют те "плоские" направления в пространстве параметров, к которым пока нет чувствительности в экспериментах. В качестве примера результатов, полученных в [85], приведём рисунок из этой работы. На рисунке 14 показаны пределы на уровне достоверности 95 % коэффициентов при операторах в обозначениях, приведённых в табл. 4, полученные на основе глобального фитирования данных по измерению характеристик процессов с участием t -кварка. Проводится сравнение трёх вариантов анализа. Столбиками чёрного цвета показаны пределы в случае, когда учитывались только ведущие вклады по сильной константе (LO КХД) и только в линейном приближении по Λ^{-2} . Столбиками красного цвета показаны пределы, когда вновь учитывались только ведущие вклады LO КХД, но также принимались во внимание вклады порядка Λ^{-4} в сечения и распределения от квадратичных комбинаций операторов. И наконец, столбиками серого цвета показывают пределы, когда учтены и поправки NLO КХД, и вклады порядка Λ^{-4} .

Интересно, что для некоторых операторов, содержащих четыре поля тяжёлых кварков, столбики чёрного цвета отсутствуют, что даёт как раз пример обсуждавшейся выше ситуации, когда учёт только интерференций со Стандартной моделью, обеспечивающих вклады порядка Λ^{-2} , оказывается недостаточным для того, чтобы поставить хотя бы какие-то ограничения. Стоит подчеркнуть, что в большинстве случаев ограничения на коэффициенты при операторах становятся более жёсткими, если принимаются в расчёты и анализ либо поправки теории возмущений NLO КХД, либо вклады порядка Λ^{-4} , либо и те и другие одновременно.

Глобальное фитирование проведено не только для операторов, дающих вклад в процессы с участием t -кварка, но и для операторов, дающих вклад в различные процессы с участием электрослабых калибровочных бозонов. В анализе, представленном в [54], проведено одновременное фитирование данных так называемых точных электрослабых измерений (Precision Electroweak Data) на коллайдере LEP1 (Large Electron-Positron collider 1) в полюсе Z -бозона, измерений масс W -бозона на коллайдерах Tevatron и LHC, измерений различных характеристик процессов $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow 4 \text{ fermions}$ на коллайдере LEP2, парного рождения W^+W^- -бозонов на LHC и данных по рождению бозона Хиггса на LHC в обоих сеансах его работы (RUN1 и RUN2). В анализ были включены следующие 20 операторов SMEFT Варшавского базиса:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{SMEFT}}^{\text{Warsaw}} \supset & \frac{\bar{C}_{Hl}^{(3)}}{v^2} (H^\dagger i \vec{D}_\mu^I H) (\bar{l} \tau^I \gamma^\mu l) + \frac{\bar{C}_{Hl}^{(1)}}{v^2} (H^\dagger i \vec{D}_\mu H) (\bar{l} \gamma^\mu l) + \\ & + \frac{\bar{C}_{ll}}{v^2} (\bar{l} \gamma_\mu l) (\bar{l} \gamma^\mu l) + \frac{\bar{C}_{HD}}{v^2} |H^\dagger D_\mu H|^2 + \\ & + \frac{\bar{C}_{HWB}}{v^2} H^\dagger \tau^I H W_{\mu\nu}^I B^{\mu\nu} + \frac{\bar{C}_{He}}{v^2} (H^\dagger i \vec{D}_\mu H) (\bar{e} \gamma^\mu e) + \\ & + \frac{\bar{C}_{Hu}}{v^2} (H^\dagger i \vec{D}_\mu H) (\bar{u} \gamma^\mu u) + \frac{\bar{C}_{Hd}}{v^2} (H^\dagger i \vec{D}_\mu H) (\bar{d} \gamma^\mu d) + \\ & + \frac{\bar{C}_{Hq}^{(3)}}{v^2} (H^\dagger i \vec{D}_\mu^I H) (\bar{q} \tau^I \gamma^\mu q) + \frac{\bar{C}_{Hq}^{(1)}}{v^2} (H^\dagger i \vec{D}_\mu H) (\bar{q} \gamma^\mu q) + \\ & + \frac{\bar{C}_W}{v^2} \epsilon^{IJK} W_\mu^I W_\nu^J W_\rho^K, \end{aligned} \quad (22)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{SMEFT}}^{\text{Warsaw}} \supset & \frac{\bar{C}_{eH}}{v^2} y_e (H^\dagger H) (\bar{e} e) + \frac{\bar{C}_{dH}}{v^2} y_d (H^\dagger H) (\bar{q} d) + \\ & + \frac{\bar{C}_{uH}}{v^2} y_u (H^\dagger H) (\bar{q} u) + \frac{\bar{C}_G}{v^2} f^{ABC} G_\mu^{A\nu} G_\nu^{B\rho} G_\rho^{C\mu} + \\ & + \frac{\bar{C}_{H\Box}}{v^2} (H^\dagger H) \Box (H^\dagger H) + \frac{\bar{C}_{uG}}{v^2} y_u (\bar{q} \sigma^{\mu\nu} T^A u) \tilde{H} G_{\mu\nu}^A + \\ & + \frac{\bar{C}_{HW}}{v^2} H^\dagger H W_{\mu\nu}^I W^{I\mu\nu} + \frac{\bar{C}_{HB}}{v^2} H^\dagger H B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} + \\ & + \frac{\bar{C}_{HG}}{v^2} H^\dagger H G_{\mu\nu}^A G^{A\mu\nu}, \end{aligned} \quad (23)$$

где введены обозначения $\bar{C}$, связанные с коэффициентами Вильсона при операторах Варшавского базиса:

$$\bar{C} \equiv \frac{v^2}{\Lambda^2} C. \quad (24)$$

В (22) 11 операторов модифицируют либо самодействие калибровочных бозонов, либо взаимодействия фермионов с калибровочными бозонами, девять других опера-

Таблица 4. Обозначения [85] для разных типов операторов, для переменных фитирования (степени свободы) c_j и их выражений через коэффициенты Вильсона Варшавского базиса*

Тип операторов	Обозначения	Параметры фитирования	Коэффициенты Вильсона при операторах
$QQQQ$	OQQ1	c_{QQ}^1	$2C_{qq}^{1(3333)} - \frac{2}{3}C_{qq}^{3(3333)}$
	OQQ8	c_{QQ}^8	$8C_{qq}^{3(3333)}$
	OQt1	c_{Qt}^1	$C_{qu}^{1(3333)}$
	OQt8	c_{Qt}^8	$C_{qu}^{8(3333)}$
	OQb1	c_{Qb}^1	$C_{qd}^{1(3333)}$
	OQb8	c_{Qb}^8	$C_{qd}^{8(3333)}$
	Ott1	c_{tt}^1	$C_{uu}^{(3333)}$
	Otb1	c_{tb}^1	$C_{ud}^{1(3333)}$
	Otb8	c_{tb}^8	$C_{ud}^{8(3333)}$
	OQtQb1	c_{QtQb}^1	$C_{quqd}^{1(3333)}$
	OQtQb8	c_{QtQb}^8	$C_{quqd}^{8(3333)}$
$QQqq$	O81qq	$c_{Qq}^{1,8}$	$C_{qq}^{1(i33i)} + 3C_{qq}^{3(i33i)}$
	O11qq	$c_{Qq}^{1,1}$	$C_{qq}^{1(ii33)} + \frac{1}{6}C_{qq}^{1(i33i)} + \frac{1}{2}C_{qq}^{3(i33i)}$
	O83qq	$c_{Qq}^{3,8}$	$C_{qq}^{1(i33i)} - C_{qq}^{3(i33i)}$
	O13qq	$c_{Qq}^{3,1}$	$C_{qq}^{3(ii33)} + \frac{1}{6}(C_{qq}^{1(i33i)} - C_{qq}^{3(i33i)})$
	O8qt	c_{tq}^8	$C_{qu}^{8(ii33)}$
	O1qt	c_{tq}^1	$C_{qu}^{1(ii33)}$
	O8ut	c_{tu}^8	$2C_{uu}^{(i33i)}$
	O1ut	c_{tu}^1	$C_{uu}^{(ii33)} + \frac{1}{3}C_{uu}^{(i33i)}$
	O8qu	c_{Qu}^8	$C_{qu}^{8(33ii)}$
	O1qu	c_{Qu}^1	$C_{qu}^{1(33ii)}$
	O8dt	c_{td}^8	$C_{ud}^{8(33ii)}$
	O1dt	c_{td}^1	$C_{ud}^{1(33ii)}$
	O8qd	c_{Qd}^8	$C_{qd}^{8(33ii)}$
	O1qd	c_{Qd}^1	$C_{qd}^{1(33ii)}$
$QQ + V, G, \varphi$	OtG	c_{tG}	$\text{Re}\{C_{uG}^{(33)}\}$
	OtW	c_{tW}	$\text{Re}\{C_{uW}^{(33)}\}$
	ObW	c_{bW}	$\text{Re}\{C_{dW}^{(33)}\}$
	OtZ	c_{tZ}	$\text{Re}\{-s_W C_{uB}^{(33)} + c_W C_{uW}^{(33)}\}$
	Off	$c_{\varphi tb}$	$\text{Re}\{C_{\varphi ud}^{(33)}\}$
	Ofq3	$c_{\varphi Q}^3$	$C_{\varphi q}^{3(33)}$
	OpQM	$c_{\varphi Q}^-$	$C_{\varphi q}^{1(33)} - C_{\varphi q}^{3(33)}$
	Opt	$c_{\varphi t}$	$C_{\varphi u}^{(33)}$
	Otp	$c_{t\varphi}$	$\text{Re}\{C_{i\varphi}^{(33)}\}$

* Операторы разделены на три класса: четырёхкварковые ($QQQQ$) с полями тяжёлых кварков третьего поколения, четырёхкварковые с двумя тяжёлыми и двумя лёгкими кварковыми полями ($QQqq$), операторы, связывающие поля двух тяжёлых кварков с полями калибровочных бозонов или полем бозона Хиггса ($QQ + V, G, \varphi$).

торов (23) вносят вклад в изменения взаимодействий, связанных с бозоном Хиггса.

Дублет поля Хиггса в [54] обозначается через H , так же как в оригинальной работе варшавской группы [14].

На рисунке 15 представлены ограничения на коэффициенты Вильсона при операторах Варшавского базиса, определённых в выражениях (22) и (23). На уровне достоверности 95 % приведены ограничения для случая,

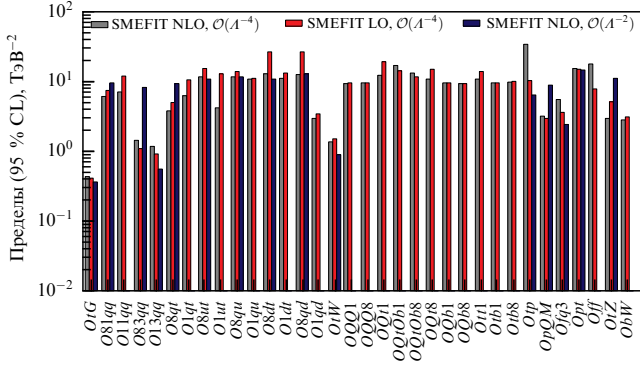


Рис. 14. (В цвете онлайн.) Результаты глобального фитирования данных по измерению характеристик процессов с участием t -кварка, в которые дают вклад определённые операторы SMEFT размерностью 6, при учёте только ведущих вкладов LO КХД и только в линейном приближении $\mathcal{O}(A^{-2})$ (чёрные столбики), при учёте только ведущих LO-вкладов КХД, а также вкладов порядка $\mathcal{O}(A^{-4})$ (красные столбики), при учёте не только ведущих вкладов LO КХД, но и NLO-поправок, а также вкладов порядка $\mathcal{O}(A^{-4})$ (серые столбики). Результаты представлены группой SMEFT [85].

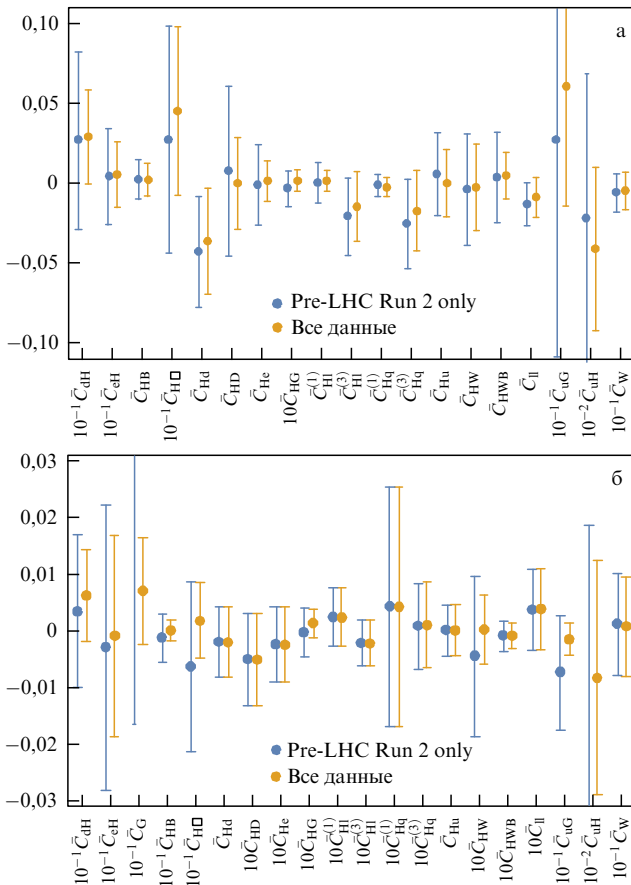


Рис. 15. (В цвете онлайн.) Ограничения на коэффициенты Вильсона при операторах Варшавского базиса на уровне достоверности 95 % для случая, когда включаются в анализ все операторы (а), и для случая, когда в анализ включаются операторы индивидуально по одному (б). Синим цветом показаны пределы при учёте всех данных, за исключением данных второго сеанса работы LHC (pre-LHC Run2 only), оранжевым цветом показаны пределы при учёте всех данных. Результаты представлены в работе [54].

когда включаются в анализ все операторы (Marginalised case, рис. 15а), и для случая, когда в анализ включаются операторы индивидуально (Individual case, рис. 15б). Синим цветом показаны более широкие пределы для варианта анализа с учётом всех данных, но за исключением полученных во втором сеансе работы LHC, оранжевым цветом показаны более жёсткие пределы, которые достигаются при учёте всех данных. Из сравнения ограничений на рис. 15а и б видно, что вновь индивидуальные пределы являются существенно более жёсткими, чем в случае, когда все операторы включаются в анализ (обращаем внимание на разный диапазон значений для пределов по вертикальной оси на рис. 15а и б). Это полностью соответствует ожиданиям и обсуждавшимся результатам других исследований. Подчёркнём, что все отмеченные работы по глобальному фитированию данных не показывают каких-то значимых отклонений от предсказаний СМ, тем самым снова демонстрируют надёжность предсказаний СМ.

9. SMEFT и связь с конкретными моделями

Формализм SMEFT позволяет последовательно калибровочно-инвариантным образом параметризовать отклонения от предсказаний СМ, сравнивать ограничения, полученные в разных экспериментах, а также сопоставлять эти ограничения с различными теоретическими предсказаниями. До сих пор никаких значимых отклонений не обнаружено, таким образом, с возрастающей точностью подтверждается справедливость СМ.

Однако представим себе, что какие-то отклонения будут статистически достоверно найдены. Тогда возникает серьёзная проблема интерпретации полученных отклонений. С этой точки зрения интересными представляются исследования того, какие именно операторы размерностью 6 возникают в качестве предсказаний в тех или иных моделях или сценариях за рамками СМ (Beyond the Standard Model — BSM) [92–95]. Специализированный программный код CoDEX [96] разработан для получения вида операторов и коэффициентов при них, возникающих при интегрировании по тяжёлым степеням свободы (integrated out) в различных моделях за рамками СМ, и сопоставления с коэффициентами Вильсона SMEFT в Варшавском базисе. Важным элементом в анализе является процедура шивания (matching). Коэффициент при операторе, который возникает в БСМ, задаётся на некотором масштабе новой физики, скажем, порядка нескольких ТэВ, а сравнение с данными, строго говоря, происходит на электрослабом масштабе. Поэтому, как обсуждалось выше, необходимо учесть изменение коэффициентов при изменении масштаба в соответствии с предсказаниями ренормгруппы, что явно представлено в следующей формуле в обозначениях, принятых в [92]:

$$C_i(M_Z) = C_i(A) - \frac{1}{16\pi^2} \dot{C}_i \log\left(\frac{A}{M_Z}\right), \quad \dot{C}_i \equiv \gamma_{ij} C_j, \quad (25)$$

где γ_{ij} — матрица аномальных размерностей, все элементы которой приведены в [15, 21, 22].

В качестве иллюстрации рассмотрим достаточно простой пример [92], в котором к СМ добавляется синглетное по калибровочной группе СМ действительное скалярное поле. Потенциал взаимодействия тогда

записывается в виде

$$V = -\mu_h^2 |H|^2 + \frac{\lambda_h}{2} (|H|^2)^2 + \frac{m_S^2}{2} \tilde{S}^2 + A |H|^2 \tilde{S} + \frac{\kappa}{2} |H|^2 \tilde{S}^2 + \frac{m}{6} \tilde{S}^3 + \frac{\lambda_S}{24} \tilde{S}^4. \quad (26)$$

Параметры в потенциале (26) могут быть переопределены так, чтобы вакуумное среднее скалярного поля обращалось в нуль, $\langle \tilde{S} \rangle = 0$. После спонтанного нарушения симметрии два поля в унитарной калибровке, $\tilde{h}$ из дублета $H_0 = (\tilde{h} + v)/\sqrt{2}$ и $\tilde{S}$, смешивались в два физических скалярных поля, h и S :

$$h = \cos \theta \tilde{h} - \sin \theta \tilde{S}, \quad (27)$$

$$S = \sin \theta \tilde{h} + \cos \theta \tilde{S},$$

с физическими массами M_H и M . В случае $M \gg M_H$ можно провести интегрирование по тяжёлому скалярному полю S и получить возникающие при этом операторы размерностью 6 из Варшавского базиса. В рассматриваемом случае возникают два оператора:

$$O_H = (H^\dagger H)^3, \quad O_{H\Box} = (H^\dagger H)\Box(H^\dagger H),$$

с коэффициентами Вильсона, имеющими в пределе больших M следующий вид [92]:

$$\frac{C_{H\Box}}{\Lambda^2} = -\frac{1}{2v^2} \tan^2 \theta, \quad (28)$$

$$C_H = -C_{H\Box} \left(\frac{m}{3v} \tan \theta - \kappa \right).$$

В общем случае анализ и представление результатов достаточно сложны [92]. В более простом случае, когда изначально на потенциал (26) накладывается условие симметрии Z_2 , оператор $O_H = (H^\dagger H)^3$ не возникает, что соответствует $C_H = 0$. Тогда фактически единственным параметром, через который выражается коэффициент $C_{H\Box}$, оказывается угол смешивания θ . С учётом ренормгрупповой логарифмической зависимости коэффициента Вильсона $C_{H\Box}$ от масштаба сшивания Λ , который выбирается равным 1 ТэВ, получается верхний предел θ из фитирования данных, измеренных на электрослабом масштабе. Результат такого фитирования показан на рис. 16, где приведён верхний предел коэффициента Вильсона $C_{H\Box}$ на уровне достоверности 95 %, выраженный в терминах угла смешивания скалярных полей $\sin \theta$. С учётом ренормгрупповой эволюции (RGE) этого коэффициента Вильсона в интервале от масштаба сшивания $\Lambda = 1$ ТэВ до электрослабого масштаба показано ограничение на $\sin \theta$. Результаты представлены для нескольких вариантов анализа. Тёмной штриховой кривой показан предел, когда учитывались только данные прецизионных электрослабых наблюдений (EWPO); сплошная синяя кривая соответствует пределу, когда учитываются только данные по измерениям, связанным с бозоном Хиггса и парным рождением электрослабых бозонов (Higgs + Diboson); сплошной зелёной линией показан предел с учётом всех данных (Combined); пунктирная фиолетовая линия, приведённая для сравнения, соответствует ограничению на угол смешивания для общего случая без предположения симметрии Z_2 (Exact singlet).

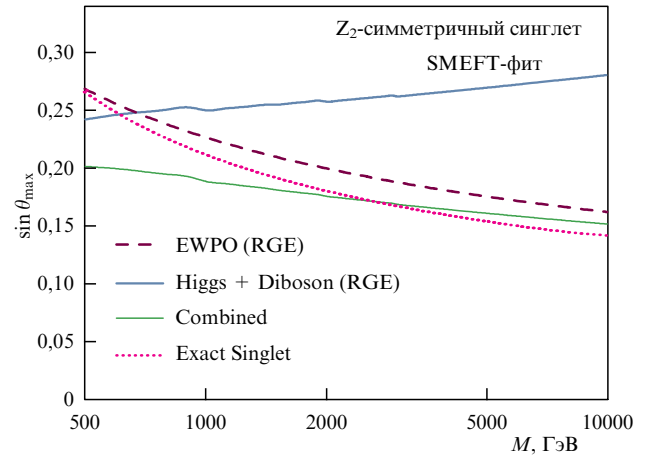


Рис. 16. Верхний предел на уровне достоверности 95 % коэффициента Вильсона SMEFT $C_{H\Box}$, выраженный в терминах угла смешивания $\sin \theta$, с учётом ренормгрупповой эволюции (RGE) этого коэффициента Вильсона от масштаба сшивания $\Lambda = 1$ ТэВ до электрослабого масштаба (пояснение обозначений см. в тексте). Результаты представлены в работе [92].

Предсказываемые в конкретной модели операторы из полного набора операторов SMEFT и предсказываемые ограничения на соответствующие коэффициенты Вильсона при этих операторах являются отличительными признаками модели. В работе [92] сравнительный анализ возникающих операторов при интегрировании по тяжёлым частицам проведён не только для модели с дополнительным скаляром, но и для двухдублетной хиггсовской модели (2HDM), модели с вектороподобным фермионом (VLF), т.е. фермионом, у которого лево- и правокиральные моды взаимодействуют одинаково с калибровочными бозонами, и др. В случае, если какие-то достоверные отклонения от нуля в коэффициентах Вильсона будут обнаружены экспериментально, они могут быть сопоставлены с предсказанными ограничениями для разных моделей, и тем самым может быть получена информация о том, какая из моделей более вероятно как следующий шаг за рамки СМ.

10. Заключение

В обзоре кратко обсуждается формализм SMEFT, несомненные достоинства подхода и возникающие проблемы.

Отметим, что после открытия бозона Хиггса одной из главных, если не самой главной, задачей ЛHC и обсуждаемых будущих коллайдеров является поиск новых эффектов за рамками предсказываемых Стандартной моделью. Однако интенсивные поиски проявлений новой физики, в частности эффектов, ожидаемых в различных расширениях СМ, пока не дали никаких значимых результатов. Соответственно пределы масс возможных новых частиц и состояний отодвигаются в ряде случаев в область нескольких ТэВ, как видно из рис. 1, 2. Конечно, надо иметь в виду, что многие пределы являются модельно-зависимыми, в частности, как правило, предполагаются определённые сценарии для характерных констант взаимодействия новых частиц и частиц СМ. Меньшие константы взаимодействий будут приводить к сдвигу пределов масс в сторону меньших значений. Поэтому нельзя исключать, что в таких случаях повышение светимости коллайдера может привести к открытию новых

частиц с меньшими массами и с меньшими константами взаимодействий.

Тем не менее в связи с отрицательными результатами прямых поисков новых частиц и в отсутствие регистрации каких-либо новых эффектов, предсказываемых в различных моделях за рамками СМ, особое внимание уделяется предсказаниям, моделированию и поиску возможных малых отклонений от СМ в таких характеристиках исследуемых процессов, как сечения, кинематические распределения, ширины и брэнчинги распадов. Формализм SMEFT представляет собой хорошо мотивированный и обоснованный теоретико-полевой подход к модельно-независимой параметризации возможных отклонений такого сорта.

Подход SMEFT является калибровочно-инвариантным по отношению к калибровочной группе СМ и позволяет в каждом порядке по обратному квадрату характерного масштаба новой физики Λ^{-2} самосогласованно вычислять поправки КХД NLO, NNLO и т.д., а также электрослабые поправки на уровне NLO или выше. Приведённые в обзоре примеры вычислений и анализа получаемых ограничений с учётом вкладов высших порядков теории возмущений показывают значимую роль поправок в уменьшении неопределённостей при установлении пределов коэффициентов Вильсона при операторах SMEFT. Однако в реализации на практике программы установления ограничений на операторы SMEFT существуют определённые проблемы. Даже минимальный набор операторов (базис) в формализме SMEFT содержит большое число независимых операторов и соответственно большое число коэффициентов Вильсона, на которые накладываются ограничения. С учётом высших поправок теории возмущений возникает дополнительное смешивание вкладов операторов, что ещё больше усложняет анализ. При использовании SMEFT необходимо проявлять определённую аккуратность, чтобы не выйти за границы применимости подхода, в частности за границы области унитарности и области применимости теории возмущений для эффективных теорий. В пространстве параметров, т.е. коэффициентов Вильсона при операторах, могут возникать так называемые плоские направления, другими словами, такие линейные комбинации коэффициентов, к которым эксперименты пока либо вовсе не чувствительны, либо чувствительны слишком слабо.

Но необходимо подчеркнуть, что заданные единым образом операторы SMEFT позволяют устанавливать и сравнивать ограничения на коэффициенты Вильсона, полученные в разных анализах различных экспериментальных данных. Как обсуждается в обзоре, несколькими группами теоретиков представлены первые результаты так называемого глобального фитирования данных многих экспериментов теоретическими предсказаниями с учётом вкладов как можно более полного набора операторов SMEFT. В соответствии с общей мировой договорённостью чаще всего в анализе используется в качестве полного набора операторов так называемый Варшавский базис. Формализм SMEFT позволяет связывать данные прецизионных электрослабых измерений с данными по исследованию бозона Хиггса, t -кварка, мезонов B , D и K .

Конкретные расширения СМ приводят к вполне определённым, характерным для данного расширения, поднаборам операторов, которые могут генерироваться массивными частицами либо на древесном уровне, либо через их вклады в петли. Соответствующие исследования поднаборов операторов, возникающих в конкретных

расширениях СМ, представляются важными для лучшего понимания того, какой вариант расширений может быть ответственным за отклонения от предсказаний СМ в случае их обнаружения. Такие исследования по выяснению различий моделей, или, как говорят, UV-теорий, из фитирования данных поднаборами соответствующих операторов SMEFT находятся в самом начале развития, первые примеры исследований ряда моделей приведены в обзоре.

Отсутствие отклонений от СМ демонстрирует её надёжность. При этом формализм SMEFT позволяет модельно-независимо и теоретически непротиворечиво моделировать такие отклонения и тем самым повышать шансы их обнаружения. В отсутствие отклонений SMEFT используется для грамотной постановки ограничений на масштабы и параметры различных UV-теорий или сценариев. Подчеркнём, что приведённые в обзоре примеры показывают: точность ограничений на ряд конкретных коэффициентов Вильсона весьма невелика — следовательно, остаётся свобода для проявлений новой физики в осуществляемых и планируемых экспериментах.

Благодарности. Автор благодарен поддержке Российским фондом фундаментальных исследований (РФФИ), грант 20-12-50104. Автор благодарен своим коллегам и соавторам В.Е. Буничеву, Л.В. Дудко, М.Н. Дубинину, И.П. Волобуеву, М.А. Перфилову и так рано ушедшему из жизни А.В. Баскакову за многочисленные обсуждения затронутых в обзоре проблем.

Список литературы

1. Lee B W, Quigg C, Thacker H B *Phys. Rev. Lett.* **38** 883 (1977)
2. Lee B W, Quigg C, Thacker H B *Phys. Rev. D* **16** 1519 (1977)
3. Chanowitz M S "Universal W, Z scattering theorems and no-Lose corollary for the SSC", Preprint LBL-21973 (Berkeley, CA: Lawrence Berkeley Laboratory, Univ. of California, 1986); in *Proc. of the 23rd Intern. Conf. on High-Energy Physics, ICHEP'86, 16–23 July 1986, Berkeley, CA, USA* (Ed. S C Loken) (Singapore: World Scientific, 1987) p. 445
4. Dicus D A, Mathur V S *Phys. Rev. D* **7** 3111 (1973)
5. Aad G et al. (ATLAS Collab.) *Phys. Lett. B* **716** 1 (2012); arXiv:1207.7214
6. Chatrchyan S et al. (CMS Collab.) *Phys. Lett. B* **716** 30 (2012); arXiv:1207.7235
7. Beacham J et al. *J. Phys. G* **47** 010501 (2020); arXiv:1901.09966
8. Additional plots of the ATLAS Exotic physics group, <https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/CombinedSummary-Plots/EXOTICS>
9. CMS Exotic Public Physics Results, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/PhysicsResultsEXO>
10. Weinberg S *Phys. Rev. Lett.* **43** 1566 (1979)
11. Buchmüller W, Wyler D *Nucl. Phys. B* **268** 621 (1986)
12. Appelquist T, Carazzone J *Phys. Rev. D* **11** 2856 (1975)
13. Bogoliubow N N, Parasiuk O S *Acta Math.* **97** 227 (1957)
14. Grzadkowski B et al. *J. High Energy Phys.* **2010** (10) 85 (2010); arXiv:1008.4884
15. Alonso R et al. *J. High Energy Phys.* **2014** (04) 159 (2014); arXiv:1312.2014
16. Gripaios B, arXiv:1506.05039
17. Aguilar Saaavedra J A et al., arXiv:1802.07237
18. Boos E et al. *Int. J. Mod. Phys. A* **32** 1750008 (2017); arXiv:1607.00505
19. Boos E E et al. *Phys. Rev. D* **79** 104013 (2009); arXiv:0710.3100
20. Kazakov D I *Phys. Lett. B* **797** 134801 (2019); arXiv:1904.08690
21. Jenkins E E, Manohar A V, Trott M J. *High Energy Phys.* **2013** (10) 87 (2013); arXiv:1308.2627
22. Jenkins E E, Manohar A V, Trott M J. *High Energy Phys.* **2014** (01) 35 (2014); arXiv:1310.4838
23. Zhang C, Maltoni F *Phys. Rev. D* **88** 054005 (2013); arXiv:1305.7386
24. Mebane H et al. *Phys. Rev. D* **88** 015028 (2013); arXiv:1306.3380
25. Chen C-Y, Dawson S, Zhang C *Phys. Rev. D* **89** 015016 (2014); arXiv:1311.3107
26. Zhang C *Phys. Rev. D* **90** 014008 (2014); arXiv:1404.1264
27. Franzosi D B, Zhang C *Phys. Rev. D* **91** 114010 (2015); arXiv:1503.08841

28. Gröber R et al. *J. High Energy Phys.* **2015** (09) 92 (2015); arXiv:1504.06577
29. Hartmann C, Trott M *Phys. Rev. Lett.* **115** 191801 (2015); arXiv:1507.03568
30. Hartmann C, Trott M *J. High Energy Phys.* **2015** (07) 151 (2015); arXiv:1505.02646
31. Zhang C *Phys. Rev. Lett.* **116** 162002 (2016); arXiv:1601.06163
32. Bessidskaia Bylund O et al. *J. High Energy Phys.* **2016** (05) 52 (2016); arXiv:1601.08193
33. Maltoni F, Vryonidou E, Zhang C *J. High Energy Phys.* **2016** (10) 123 (2016); arXiv:1607.05330
34. Gault R, Pecjak B D, Scott D J *Phys. Rev. D* **94** 074045 (2016); arXiv:1607.06354
35. Degrande C et al. *Eur. Phys. J. C* **77** 262 (2017); arXiv:1609.04833
36. Hartmann C, Shepherd W, Trott M *J. High Energy Phys.* **2017** (03) 60 (2017); arXiv:1611.09879
37. de Florian D, Fabre I, Mazzitelli J J. *High Energy Phys.* **2017** (10) 215 (2017); arXiv:1704.05700
38. Deutschmann N et al. *J. High Energy Phys.* **2017** (12) 63 (2017); *J. High Energy Phys.* **2018** (02) 159 (2018) Erratum; arXiv:1708.00460
39. Baglio J, Dawson D, Lewis I M *Phys. Rev. D* **96** 073003 (2017); arXiv:1708.03332
40. Dawson D, Giardino P P *Phys. Rev. D* **97** 093003 (2018); arXiv:1801.01136
41. Degrande C et al. *J. High Energy Phys.* **2018** (10) 5 (2018); arXiv:1804.07773
42. Vryonidou E, Zhang C *J. High Energy Phys.* **2018** (08) 36 (2018); arXiv:1804.09766
43. Dedes A et al. *J. High Energy Phys.* **2018** (08) 103 (2018); arXiv:1805.00302
44. Dawson S, Giardino P P *Phys. Rev. D* **98** 095005 (2018); arXiv:1807.11504
45. Dawson S, Ismail A *Phys. Rev. D* **98** 093003 (2018); arXiv:1808.05948
46. Dawson S, Giardino P P, Ismail A *Phys. Rev. D* **99** 035044 (2019); arXiv:1811.12260
47. Baglio J, Dawson D, Lewis I M *Phys. Rev. D* **99** 035029 (2019); arXiv:1812.00214
48. Cullen J M, Pecjak B D, Scott D J *J. High Energy Phys.* **2019** (08) 173 (2019); arXiv:1904.06358
49. Neumann T, Sullivan Z *J. High Energy Phys.* **2019** (06) 22 (2019); arXiv:1903.11023
50. Kinoshita T *J. Math. Phys.* **3** 650 (1962)
51. Lee T D, Nauenberg M *Phys. Rev.* **133** B1549 (1964)
52. Grinstein B, Wise M B *Phys. Lett. B* **265** 326 (1991)
53. Peskin M E, Takeuchi T *Phys. Rev. D* **46** 381 (1992)
54. Ellis J et al. *J. High Energy Phys.* **2018** (06) 146 (2018); arXiv:1803.03252
55. Falkowski A, Riva R *J. High Energy Phys.* **2015** (02) 39 (2015); arXiv:1411.0669
56. Heinemeyer S et al. (LHC Higgs Cross Section Working Group), CERN-2013-004 (Geneva: CERN, 2013) <http://dx.doi.org/10.5170/CERN-2013-004>; arXiv:1307.1347
57. Cepeda M et al. *CERN Yellow Rep. Monogr.* **7** 221 (2019); arXiv:1902.00134
58. Aad G et al. (ATLAS Collab.) *Phys. Rev. D* **101** 012002 (2020); arXiv:1909.02845
59. Sirunyan A M et al. (CMS Collab.) *Eur. Phys. J. C* **79** 421 (2019); arXiv:1809.10733
60. CMS Collab. "Combined Higgs boson production and decay measurements with up to 137 fb⁻¹ of proton-proton collision data at $\sqrt{s} = 13$ TeV", CMS-PAS-HIG-19-005
61. Buckley A et al. (The TopFitter Collab.) *J. High Energy Phys.* **2016** (04) 15 (2016); arXiv:1512.03360
62. Gunion J F et al. *Front. Phys.* **80** 1 (2000)
63. Djouadi A *Phys. Rep.* **457** 1 (2008); hep-ph/0503172
64. Marciano W J, Zhang C, Willenbrock S *Phys. Rev. D* **85** 013002 (2012); arXiv:1109.5304
65. Kane G L, Ladinsky G A, Yuan C-P *Phys. Rev. D* **45** 124 (1992)
66. Whisnant K et al. *Phys. Rev. D* **56** 467 (1997); hep-ph/9702305
67. Boos E et al. *Eur. Phys. J. C* **16** 269 (2000); hep-ph/0001048
68. Aguilar-Saavedra J A *Nucl. Phys. B* **804** 160 (2008); arXiv:0803.3810
69. Birman J L et al. *Phys. Rev. D* **93** 113021 (2016); arXiv:1605.02679
70. Boos E, Bunichev V *Phys. Rev. D* **101** 055012 (2020); arXiv:1910.00710
71. Khachatryan V et al. (CMS Collab.) *J. High Energy Phys.* **2017** (02) 28 (2017); arXiv:1610.03545
72. Czakon M, Fiedler P, Mitov A *Phys. Rev. Lett.* **110** 252004 (2013); arXiv:1303.6254
73. Czakon M et al. *J. High Energy Phys.* **2017** (10) 186 (2017); arXiv:1705.04105
74. Kidonakis N *PoS* **247** 170 (2015) <https://doi.org/10.22323/1.247.0170>; arXiv:1506.04072
75. Sirunyan A M et al. (CMS Collab.) *Eur. Phys. J. C* **79** 886 (2019); arXiv:1903.11144
76. Sirunyan A M et al. (CMS Collab.) *J. High Energy Phys.* **2020** (03) 56 (2020); arXiv:1907.11270
77. Martin A D et al. *Eur. Phys. J. C* **63** 189 (2009); arXiv:0901.0002
78. Kulesza A et al. *Eur. Phys. J. C* **79** 249 (2019); arXiv:1812.08622
79. Aaboud M et al. (ATLAS Collab.) *Phys. Rev. D* **99** 072009 (2019); arXiv:1901.03584
80. Sirunyan A M et al. (CMS Collab.) *J. High Energy Phys.* **2019** (11) 82 (2019); arXiv:1906.02805
81. Aad G et al. (ATLAS Collab.) *Eur. Phys. J. C* **80** 1085 (2020); arXiv:2007.14858
82. Bevilacqua G, Worek M *J. High Energy Phys.* **2012** (07) 111 (2012); arXiv:1206.3064
83. Alwall J et al. *J. High Energy Phys.* **2014** (07) 79 (2014); arXiv:1405.0301
84. Frederix R, Pagani D, Zaro M *J. High Energy Phys.* **2018** (02) 31 (2018); arXiv:1711.02116
85. Hartland N P et al. *J. High Energy Phys.* **2019** (04) 100 (2019); arXiv:1901.05965
86. Biekötter A, Corbett T, Plehn T *SciPost Phys.* **6** (6) 064 (2019); arXiv:1812.07587
87. Sirunyan A M et al. (CMS Collab.) *J. High Energy Phys.* **08** 11 (2018); arXiv:1711.02547
88. Zhang C, Greiner N, Willenbrock S *Phys. Rev. D* **86** 014024 (2012); arXiv:1201.6670
89. Brivio I et al. *J. High Energy Phys.* **2020** (02) 131 (2020); arXiv:1910.03606
90. Lafaye R et al. *Eur. Phys. J. C* **54** 617 (2008); arXiv:0709.3985
91. Lafaye R et al. *J. High Energy Phys.* **2009** (08) 009 (2009); arXiv:0904.3866
92. Dawson S, Homiller S, Lane S D *Phys. Rev. D* **102** 055012 (2020); arXiv:2007.01296
93. de Blas J et al. *J. High Energy Phys.* **2015** (04) 78 (2015); arXiv:1412.8480
94. Henning B, Lu X, Murayama H *J. High Energy Phys.* **2016** (01) 23 (2016); arXiv:1412.1837
95. de Blas J et al. *J. High Energy Phys.* **2018** (03) 109 (2018); arXiv:1711.10391
96. Das Bakshi S, Chakraborty J, Patra S K *Eur. Phys. J. C* **79** 21 (2019); arXiv:1808.04403

The SMEFT formalism is the basis for finding deviations from the Standard Model

E.E. Boos. *Lomonosov Moscow State University, Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Leninskie gory 1, str. 2, 119991 Moscow, Russian Federation. E-mail: boos@theory.sinp.msu.ru, Eduard.Boos@cern.ch*

The search for manifestations of physics beyond the Standard Model (SM) is one of the main directions of research at the LHC and future colliders under discussion. The effects caused by new physics can consist in the direct detection of new particles if their masses are less than the characteristic energies available at colliders and their interactions with the SM particles are strong enough. But if the masses of new particles are too large, or the interactions with SM particles are too weak, then new particles cannot be detected directly. In this case, the new physics can lead to a modification of the interactions of SM particles, to subthreshold effects. We present the current status of an approach or formalism called the Standard Model Effective Field Theory (SMEFT), which allows one to describe and model deviations from the SM predictions in a theoretically consistent manner. The advantages and serious problems of this approach are discussed.

Keywords: Standard Model, effective field theory, top quark, Higgs boson, higher-dimensional operators, unitarity, renormalizability

PACS numbers: 12.15. – y, 12.60. – i, 14.80. Bn

Bibliography — 96 references
Uspekhi Fizicheskikh Nauk **192** (7) 697 – 721 (2022)
 DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2021.02.038916>

Received 21 December 2020, revised 18 January 2021
Physics – Uspekhi **65** (7) (2022)
 DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2021.02.038916>