

## Программа изучения бозона Хиггса и открытые вопросы в физике частиц и космологии

Б. Хайнеман, Й. Нир

*Программа изучения бозона Хиггса непосредственно связана со многими нерешёнными фундаментальными вопросами в физике частиц и космологии. Поэтому при обсуждении проектов будущих коллайдерных экспериментов одним из способов их сравнения является оценка их потенциала для достижения прогресса в нахождении ответов на эти вопросы. В деталях обсуждаются перспективы различных предложенных экспериментов как в поисках синглетных скалярных частиц, которые могут быть связаны с несколькими открытыми вопросами, так и в измерении распадов бозона Хиггса на пары фермионов, что имеет непосредственное отношение к загадкам во флейворной физике. Приводится также перечень наиболее важных наблюдаемых в хиггсовском секторе, которые связаны с другими открытыми вопросами.*

**Ключевые слова:** бозон Хиггса,  $e^+e^-$ -коллайдер, pp-коллайдер, флейворная физика, Стандартная модель, барионная асимметрия Вселенной

PACS numbers: 12.10. –g, 12.60. –i, 14.80. –j

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2019.05.038568>

### Содержание

1. Введение (985).
  2. Эксперименты (986).
  3. Синглетные скаляры (986).
    - 3.1.  $M_s < M_h/2$ . 3.2.  $M_s > M_h/2$ .
  4. В чём состоит решение флейворной загадки (загадок)? (990).
  5. Дополнительные вопросы (992).
    - 5.1. Является ли  $h$  единственным? 5.2. Является ли  $h$  элементарным? 5.3. Что отвечает за иерархию  $m_h^2 \ll m_{\text{Pl}}^2$ ? 5.4. Был ли электрослабый переход фазовым переходом (сильно) первого рода? 5.5. Действительно ли барионная асимметрия возникла за счёт CP-нарушающих взаимодействий  $h$ ?
  6. Заключение (995).
- Список литературы (996).

### 1. Введение

Настоящим бриллиантом в короне достижений экспериментов на Большом адронном коллайдере (БАК, ЛНС) по сей день является открытие бозона Хиггса [1, 2] в июле 2012 г. Однако открытие бозона Хиггса — это не конец, но лишь часть пути поиска, который начался с теоретических предсказаний Браута, Энглера [3] и Хиггса [4]. В то время как существование бозона Хиггса отвечает на вопрос, как элементарные частицы приобретают массы, оно, в действительности, не объясняет сами значения

масс, и, кроме того, поднимает новые вопросы. "Программа изучения бозона Хиггса" — масштабный исследовательский проект на ЛНС и на всех предлагаемых будущих коллайдерных экспериментах. С экспериментальной точки зрения программа изучения бозона Хиггса состоит в проведении большого набора измерений, нацеленных на выяснение детальных свойств этой уникальной частицы. Эта программа является также весьма захватывающей с теоретической точки зрения, поскольку она имеет отношение к нескольким открытым вопросам и загадкам в физике частиц и космологии.

В настоящей статье мы исследуем связь свойств бозона Хиггса с фундаментальными вопросами в физике частиц и космологии. Данная работа была инициирована обсуждениями будущих ускорителей в Комитете по научной стратегии в ЦЕРНе. Измерения физических величин, относящихся к бозону Хиггса, рассматриваются как основная часть научной программы экспериментов на будущих ускорителях. В данной статье сжато представлены выводы по имеющейся литературе о связях между прецизионными измерениями в физике бозона Хиггса и нерешёнными фундаментальными вопросами о нашей Вселенной. Мы также приводим оценки точностей различных измерений на будущих коллайдерах и сопоставляем их с точностями, которые требуются для получения ответа на тот или иной вопрос. Следует отметить, что для многих из этих вопросов существуют также другие важные наблюдаемые (как в коллайдерных, так и в других экспериментах), не связанные с измерениями в хиггсовском секторе, однако их обсуждение выходит за рамки данной работы.

Ниже представлен список из семи важнейших открытых вопросов в физике частиц и космологии, на которые программа по изучению бозона Хиггса может дать ответы:

1. Является ли  $h$  единственной скалярной степенью свободы?
2. Является ли  $h$  элементарной частицей?

Б. Хайнеман<sup>(1,2,a)</sup>, Й. Нир<sup>(3,b)</sup>.

<sup>(1)</sup> Deutsches Elektronen-Synchrotron, 22607 Hamburg, Germany

<sup>(2)</sup> Albert-Ludwigs-Universität Freiburg, Physikalisches Institut, 79104 Freiburg, Germany

<sup>(3)</sup> Department of Particle Physics and Astrophysics, Weizmann Institute of Science, Rehovot, 7610001 Israel

E-mail: <sup>(a)</sup> beate.heinemann@desy.de, <sup>(b)</sup> yosef.nir@weizmann.ac.il

Статья поступила 6 мая 2019 г.

3. Что отвечает за иерархию  $m_h^2 \ll m_{p1}^2$ ?

4. Был ли электрослабый переход фазовым переходом первого рода?

5. Возникла ли барионная асимметрия за счёт  $CP$ -нарушающих взаимодействий  $h$ ?

6. Существуют ли легкие степени свободы (в том числе, связанные с тёмной материей), которые являются синглетами относительно калибровочной группы Стандартной модели?

7. В чём состоит решение флейворной загадки (загадок)?

В дальнейшем мы сфокусируем внимание на двух направлениях. В разделе 3 мы обсудим поиск синглетных скалярных частиц. Выбор этой тематики обоснован следующими четырьмя причинами:

- Она имеет отношение к большому числу перечисленных выше вопросов (четырёх).

- Программа изучения бозона Хиггса, по-видимому, является уникальным направлением для исследования таких частиц.

- Поиски синглетных скалярных частиц сами по себе образуют богатую и широкую экспериментальную программу.

- Понятны величины, для которых следует ставить вопрос о точности, требуемой для получения определённого ответа на вопрос об электрослабом фазовом переходе.

В разделе 4 мы обсудим измерения, которые имеют отношения к загадкам, связанным с флейворной физикой. Опять имеется несколько причин для выбора этой темы:

- Загадки в флейворной физике ожидают своего решения уже довольно давно, и программа по изучению бозона Хиггса даёт возможность измерить новые флейворные наблюдаемые и достигнуть прогресса в этом вопросе.

- Основное направление в той части физики бозона Хиггса, которая связана с флейворами, — измерение юкавских констант — является важным также и для других вопросов.

- Флейворные измерения сами по себе составляют богатую и широкую экспериментальную программу.

- В противоположность вопросу об электрослабом фазовом переходе, во флейворных измерениях нет нижнего предела на величину эффектов новой физики. Вместо этого, в данном случае, чем выше точность, тем больше энергетический масштаб новой физики, к которому имеется чувствительность.

Все остальные направления обсуждаются кратко в разделе 5, где мы описываем экспериментальные измерения, наиболее близкие к каждому из физических вопросов; однако там мы не приводим сравнения возможностей различных экспериментов (эта работа в настоящее время продолжается). В разделе 6 представлены три важных заключения о научной важности программы по изучению бозона Хиггса.

## 2. Эксперименты

При обсуждении ожидаемой точности будущих измерений мы будем использовать следующие параметры коллайдеров (интегральная светимость  $\mathcal{L}$ , энергия в системе центра масс  $\sqrt{s}$  и, где это уместно, поляризация):

- HL-LHC: pp-коллайдер,  $\mathcal{L} = 3-4 \text{ абн}^{-1}$  при  $\sqrt{s} = 14 \text{ ТэВ}$  (с 2026 г. по конец 2030-х годов:  $\geq 10 \text{ лет}$ ) [5].

- ILC:  $e^+e^-$ -коллайдер с поляризованными на 80 %  $e^-$  и на 30 %  $e^+$ , который будет работать в два этапа (всего 22 года, включая две временных остановки работы) [6]:

1. ILC250:  $\mathcal{L} = 2 \text{ абн}^{-1}$  при  $\sqrt{s} = 250 \text{ ГэВ}$  (11 лет),

2. ILC500:  $\mathcal{L} = 4 \text{ абн}^{-1}$  при  $\sqrt{s} = 500 \text{ ГэВ}$  (10 лет). Этот период включает также 1 год работы при  $\sqrt{s} = 365 \text{ ГэВ}$ .

- CLIC:  $e^+e^-$ -коллайдер с поляризованными на 80 %  $e^-$  и неполяризованными  $e^+$  будет работать в три этапа (всего 26 лет, включая временные остановки работы) [5]:

1. CLIC380:  $\mathcal{L} = 1,0 \text{ абн}^{-1}$  при  $\sqrt{s} = 380 \text{ ГэВ}$  (8 лет),

2. CLIC1500:  $\mathcal{L} = 2,5 \text{ абн}^{-1}$  при  $\sqrt{s} = 1400 \text{ ГэВ}$  (7 лет),

3. CLIC3000:  $\mathcal{L} = 5,0 \text{ абн}^{-1}$  при  $\sqrt{s} = 3000 \text{ ГэВ}$  (7 лет).

- CEP:  $e^+e^-$ -коллайдер, неполяризованные пучки,  $\mathcal{L} = 5,6 \text{ абн}^{-1}$  при  $\sqrt{s} = 240 \text{ ГэВ}$  (7 лет) [7]. Предполагается, что будет два эксперимента, набирающих данные, с последующим объединением результатов.

- FCC-ee:  $e^+e^-$ -коллайдер, неполяризованные пучки, будет работать в два этапа [5]:

1. FCC240:  $\mathcal{L} = 5,0 \text{ абн}^{-1}$  при  $\sqrt{s} = 240 \text{ ГэВ}$  (3 года).

2. FCC365:  $\mathcal{L} = 1,5 \text{ абн}^{-1}$  при  $\sqrt{s} \approx 365 \text{ ГэВ}$  (5 лет).

В обоих случаях предполагается, что будет два эксперимента, набирающих данные, с последующим объединением результатов.

- LHeC: ep-коллайдер, в котором будут сталкиваться протоны с энергией 7 ТэВ из HL-LHC с электронами с энергией 60 ГэВ, с целью набрать  $\mathcal{L} = 1 \text{ абн}^{-1}$  за 12 лет. Предполагается, что HL-LHC в последние 4 года своей работы не будет работать в то же самое время на pp-столкновения [5].

- HE-LHC: pp-коллайдер,  $\mathcal{L} = 10 \text{ абн}^{-1}$  при  $\sqrt{s} = 27 \text{ ТэВ}$  (20 лет) [5]. Для чисел, представленных в табл. 7, было выбрано значение светимости  $\mathcal{L} = 15 \text{ абн}^{-1}$ , что соответствует двум коллайдерным экспериментам, объединяющим по меньшей мере 75 % данных [8].

- FCC-hh: pp-коллайдер,  $\mathcal{L} = 20 \text{ абн}^{-1}$  при  $\sqrt{s} = 100 \text{ ТэВ}$  (25 лет) [5]. Для чисел, представленных в табл. 7, было выбрано значение светимости  $\mathcal{L} = 30 \text{ абн}^{-1}$ , что соответствует двум коллайдерным экспериментам, объединяющим по меньшей мере 75 % данных [8].

- Мюонный коллайдер также представляет собой весьма интересную возможность изучения столкновений лептонов при очень высоких энергиях. Однако такой вариант не рассматривается в данной работе, поскольку исследований в этом направлении ещё недостаточно.

## 3. Синглетные скаляры

Синглетная скалярная частица — одно из наиболее сложных для экспериментальных поисков расширений Стандартной модели (СМ), и, в то же время, такие модели могут иметь отношение ко многим интересным вопросам, связанным с физикой бозона Хиггса. Фактически они связаны с четырьмя из семи открытых вопросов, которые мы поставили ранее:

1. Является ли  $h$  единственным?

2. Что отвечает за иерархию  $m_h^2 \ll m_{p1}^2$ ?

3. Был ли электрослабый переход фазовым переходом первого рода?

4. Имеются ли лёгкие степени свободы, которые являются синглетами относительно калибровочной группы СМ?

Простейшее расширение такого типа состоит в добавлении к СМ действительного скалярного поля  $S(x)$  в представлении  $(1, 1)_0$  (т.е. синглет относительно кали-

бровочной группы). Наиболее общий перенормируемый лагранжиан имеет вид [9–11] (мы используем обозначения из работы [9])

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{SM}} + \frac{1}{2} (\partial_\mu S)(\partial^\mu S) - \frac{m_s^2}{2} S^2 - \frac{a_s}{3} S^3 - \frac{\lambda_s}{4} S^4 - \lambda_{\text{hs}} \Phi^\dagger \Phi S^2 - 2a_{\text{hs}} \Phi^\dagger \Phi S, \quad (1)$$

где  $\Phi$  — хиггсовский дублет в представлении  $(1, 2)_{+1/2}$ . В общем случае поля  $\Phi$  и  $S$  могут приобретать ненулевые вакуумные значения:

$$\langle \Phi \rangle = \left( 0, \frac{v}{\sqrt{2}} \right), \quad \langle S \rangle = v_s, \quad (2)$$

хиггсовское и скалярное поля смешиваются:

$$\sin 2\theta = \frac{4v(a_{\text{hs}} + \lambda_{\text{hs}}v_s)}{M_h^2 - M_s^2}, \quad (3)$$

где  $M_h$  и  $M_s$  — собственные массовые значения скалярных состояний ( $M_h \simeq 125$  ГэВ).

Отклонения от предсказаний для различных констант связи в рамках СМ часто параметризуются "параметрами  $\kappa$ ":

$$\kappa_x \equiv \frac{g_{\text{hxx}}}{g_{\text{hxx}}^{\text{SM}}}. \quad (4)$$

В расширениях СМ с синглетными скалярами константы связи бозона Хиггса со всеми парами фермионов и бозонов модифицируются общим множителем. (Обсуждение этого вопроса можно найти в разделе I работы [10].) Определяя  $\delta g_h$  как

$$\kappa_x \equiv 1 + \delta g_h, \quad (5)$$

мы получим [9]

$$\delta g_h \approx (\cos \theta - 1) - \frac{|a_{\text{hs}} + \lambda_{\text{hs}}v_s|^2}{8\pi^2} I_B(M_h^2; M_h^2, M_s^2) - \frac{|\lambda_{\text{hs}}|^2 v^2}{16\pi^2} I_B(M_h^2; M_s^2, M_s^2), \quad (6)$$

где [12]

$$I_B(p^2; m_1^2, m_2^2) = \int_0^1 dx \frac{x(1-x)}{x(1-x)p^2 - xm_1^2 - (1-x)m_2^2}. \quad (7)$$

Подчеркнём несколько важных моментов в связи с уравнением (6):

- первый член в правой части этого уравнения является следствием смешивания (см. (3));
- второй и третий члены являются следствием перенормировки волновой функции бозона Хиггса в одной петле.

Обычно первый член доминирует. Однако в моделях с  $Z_2$ -симметрией, относительно которой поле  $S(\Phi)$  является нечётным (чётным), это не так. Такой сценарий считается самым сложным для нахождения экспериментального свидетельства электрослабого фазового перехода первого рода [11]. В этой модели мы получаем  $a_{\text{hs}} = v_s = 0$  и, значит,  $\theta = 0$ , так что первые два слагае-

6\*

мых в (6) обнуляются. Следовательно, [12]

$$\delta g_h^{(Z_2)} = -\frac{|\lambda_{\text{hs}}|^2 v^2}{16\pi^2} I_B(M_h^2; M_s^2, M_s^2) = -\frac{|\lambda_{\text{hs}}|^2 v^2}{16\pi^2 M_h^2} \left[ 1 - \frac{4M_s^2 \arctan\left(\sqrt{M_h^2/(4M_s^2 - M_h^2)}\right)}{\sqrt{M_h^2(4M_s^2 - M_h^2)}} \right]. \quad (8)$$

В пределе  $M_s^2 \gg M_h^2$  получается [12]

$$\delta g_h^{(Z_2)} \rightarrow +\frac{|\lambda_{\text{hs}}|^2 v^2}{96\pi^2 M_s^2}. \quad (9)$$

### 3.1. $M_s < M_h/2$

Если  $M_s < M_h/2$ , то у бозона Хиггса появляется новый канал распада,  $h \rightarrow \text{SS}$ , с шириной

$$\Gamma(h \rightarrow \text{SS}) = \frac{\lambda_{\text{hSS}}^2}{8\pi M_h} \sqrt{1 - \frac{4M_s^2}{M_h^2}}, \quad (10)$$

где

$$\lambda_{\text{hSS}} = +c_\theta^3 \lambda_{\text{hs}} v + c_\theta^2 s_\theta (a_s + 3\lambda_s v_s + 2\lambda_{\text{hs}} v_s - 2a_{\text{hs}}) + c_\theta s_\theta^2 (3\lambda_h v - 2\lambda_{\text{hs}} v) + s_\theta^3 (\lambda_{\text{hs}} v_s + a_{\text{hs}}). \quad (11)$$

В пределе точной  $Z_2$ -симметрии

$$\lambda_{\text{hSS}} = \lambda_{\text{hs}} v, \quad (12)$$

а скаляр  $S$  стабилен, поэтому канал  $h \rightarrow \text{SS}$  даёт вклад в невидимую моду распада  $h \rightarrow \text{invisible}$ . В работе [13] собраны существующие и ожидаемые в будущем верхние пределы на  $\text{BR}(h \rightarrow \text{invisible})$ . Мы привели обновлённые результаты и ожидаемые пределы в табл. 1.

Величина  $\text{BR}(h \rightarrow \text{invisible})$  определяется непосредственно из анализа поисков бозона Хиггса, образующегося в ассоциированном рождении с  $Z$ -бозоном (на лептонных и адронных коллайдерах) или с парой лета-

**Таблица 1.** Существующие верхние пределы и ожидаемая чувствительность на величины  $\text{BR}_{\text{inv}} \equiv \text{BR}(h \rightarrow \text{invisible})$  и  $\text{BR}_{\text{und}} \equiv \text{BR}(h \rightarrow \text{undetected})$

Коллайдер	$\sqrt{s}$ , ТэВ	$\mathcal{L}$ , абн <sup>-1</sup>	$\text{BR}_{\text{inv}}$ , %	$\text{BR}_{\text{und}}$ , %
LHC1	7, 8	0,022	37	20
LHC2	13	0,036	26	—
LHC3	13	0,300	8,8 (68 %)	7,6 (68 %)
HL-LHC	14	3	2,6	2,5
CLIC	0,38	1	0,69 (90 %)	1,6
CEPC	0,25	5,6	0,3	1,0
ILC	0,5	2	0,3	1,5
FCC <sub>ee</sub>	0,24	5	0,3	0,87
FCC <sub>hh</sub>	100	20	0,025	—

Все верхние пределы приведены на 95%-ном уровне достоверности, если явно не указано обратное. Строка LHC2 соответствует последним обновлённым ограничениям из CMS [14] и ATLAS [15]. Также представлена ожидаемая чувствительность будущих коллайдеров: CLIC [16], CEPC [7], ILC [17], FCC<sub>ee</sub> и FCC<sub>hh</sub> [8]. В случае FCC<sub>hh</sub> было произведено вычитание фонового процесса  $H \rightarrow 4\nu$ , относительная вероятность которого в Стандартной модели равна 0,113 %, и представленный предел относится к дополнительному вкладу в невидимую моду от новой физики. Для LHC и HL-LHC величина  $\text{BR}_{\text{und}}$  получена в предположении  $\kappa_Z \leq 1$ . Знак "—" означает, что в существующей литературе данные по соответствующему значению отсутствуют.

щих в направлении пучка джетов (в процессе слияния векторных бозонов на адронных коллайдерах), при этом невидимый распад бозона Хиггса наблюдается в экспериментах как событие с несохранением поперечного импульса. На нескольких  $e^+e^-$ -коллайдерах этот процесс может быть протестирован до значений порядка 0,3%. Наилучшей чувствительностью в 0,025% обладает FCC.

В отсутствие  $Z_2$ -симметрии и, в частности, в случае  $\sin \theta \neq 0$  массовое состояние  $S$  имеет такие же константы связи, как у бозона Хиггса, с подавляющим множителем  $\sin \theta$ :

$$\lambda_{S\bar{f}f} = \sin \theta y_f^{\text{SM}}, \quad (13)$$

где  $y_f^{\text{SM}}$  — соответствующая юкавская константа связи в СМ. В случае  $m_f < M_s/2$  за распадом  $h \rightarrow SS$  следует распад  $S \rightarrow \bar{f}f$ , константа взаимодействия которого даётся (13). Существуют два взаимно дополняющих друг друга метода поиска подобных распадов. Первый — это прямой поиск конечного состояния с четырьмя фермионами; его мы обсудим ниже. Второй — непрямой поиск, который заключается в глобальной подгонке констант связи бозона Хиггса, с помощью которой можно обнаружить (или ограничить) вклад в ширину бозона Хиггса от конечных состояний, не включённых в эту подгонку параметров [13, 18, 19], т.е. от так называемых "незадетектированных" распадов

$$h \rightarrow \text{undetected}. \quad (14)$$

Верхние пределы на  $\text{BR}(h \rightarrow \text{undetected})$  представлены в табл. 1, они дают верхнее ограничение на  $\sin^2 \theta$  для заданного значения  $M_s$ . Относительные вероятности распадов на "незадетектированные" конечные состояния получаются из измеренных значений сечений и относительных вероятностей с использованием определённых ограничений на параметры. В случае ЛНС и HL-LHC это может быть сделано, только если предположить  $\kappa_Z \leq 1,0$ , что имеет место для синглетов с  $M_s < M_h/2$ , если основной эффект возникает из-за  $\sin \theta \neq 0$  (и в общем случае справедлив только для части моделей новой физики). В случае  $e^+e^-$ -коллайдеров можно использовать более прямое и вполне модельно-независимое ограничение [13]  $\text{BR}(h \rightarrow \text{undetected}) \leq 1 - (1 - 2\delta_\kappa)^2$ , где  $\delta_\kappa$  — точность измерения  $\kappa_Z$  (CLIC380: 0,4%, CEPС: 0,25%, ILC: 0,38%, FCCee: 0,22%).

Примеры других имеющих отношение к обсуждаемым вопросам экспериментальных поисков представлены в табл. 2. В случае конечного состояния  $\mu\bar{\mu}bb$  ожидается, что HL-LHC [20] будет иметь чувствительность вплоть до  $\text{BR}(h \rightarrow \mu^+\mu^-bb) \sim 5 \times 10^{-5}$ . Для остальных распадов данные о чувствительности будущих экспериментов отсутствуют.

Полная ширина  $h$ , с одной стороны, подавлена из-за уменьшения значений констант связи  $h$  с частицами СМ, но, с другой, она усилена вкладом канала распада  $h \rightarrow SS$ . Поэтому этот распад представляет интерес для тестирования рассматриваемого сценария.

Ширину бозона  $h$  можно извлечь из данных ЛНС тремя следующими методами:

- сечение образования  $h$ -бозона вне массовой поверхности пропорционально  $[(s - M_h^2)^2 + M_h^2 \Gamma_h^2]^{-1}$ . Измеряя это сечение при различных значениях  $s$ , можно извлечь значение ширины в предположении, что константы взаимодействия  $h$  с вовлечёнными в процесс частицами не

Таблица 2. Верхние пределы на  $(\sigma_h/\sigma_h^{\text{SM}}) \text{BR}(h \rightarrow SS \rightarrow \bar{f}_1 f_1 \bar{f}_2 f_2)$

$\bar{f}_1 f_1 \bar{f}_2 f_2$	$M_s$ , ГэВ	Верхний предел	Источники
$\tau\tau bb$	15–60	0,03–0,12	CMS [21]
$\mu\mu bb$	25–63	$(1-8) \times 10^{-4}$	CMS [22], ATLAS [23]
$\tau\tau\tau\tau$	9–15	0,2–0,3	CMS [22]
$\mu\mu\tau\tau$	25–63	$(1-5) \times 10^{-4}$	CMS [22, 24]
$\gamma\gamma jj$	20–60	0,034–0,173	ATLAS [25]

зависят от  $s$  (что не всегда является хорошим предположением для некоторых моделей новой физики). Наиболее точное измерение с результатом  $3,2_{-2,2}^{+2,8}$  МэВ было проведено с использованием распадной моды  $ZZ$  коллаборацией CMS [26] при наборе данных  $\sim 80 \text{ фбн}^{-1}$  из второго сеанса работы ЛНС. Ожидается, что данные HL-LHC позволят улучшить точность теоретических вычислений и величина  $\Gamma_h$  будет определена с точностью 20% с использованием данного метода [27];

- определить ширину также можно за счёт интерференционных эффектов, используя двухфотонный распад. Этот метод, имеющий надёжное теоретическое обоснование, является дополнительным и позволит протестировать значения  $(8-22) \times \Gamma_h$  [27];

- используя измерения констант связи и предполагая  $\kappa_Z \leq 1$  (что имеет место, если доминирующие эффекты возникают из-за  $\sin \theta \neq 0$ ), величину  $\Gamma_h$  можно извлечь с точностью 5% на HL-LHC. Такое измерение ширины возможно только в предположении отсутствия "незадетектированных" конечных состояний. Можно либо зафиксировать ширину и определить относительную вероятность в недетектируемые частицы, либо положить последнюю равной нулю и определить ширину.

На  $e^+e^-$ -коллайдерах величина  $\Gamma_h$  может быть определена путём измерения  $\sigma(e^+e^- \rightarrow Zh)$  и  $\text{BR}(h \rightarrow ZZ^*)$ :

$$\begin{aligned} \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow Zh)}{\text{BR}(h \rightarrow ZZ^*)} &= \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow Zh)}{\Gamma(h \rightarrow ZZ^*)/\Gamma_h} = \\ &= \left[ \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow Zh)}{\Gamma(h \rightarrow ZZ^*)} \right]_{\text{SM}} \Gamma_h, \end{aligned} \quad (15)$$

где был использован тот факт, что в обсуждаемом здесь сценарии обе величины  $\sigma(e^+e^- \rightarrow Zh)$  и  $\Gamma(h \rightarrow ZZ^*)$  модифицируются одним и тем же множителем,  $\kappa_Z^2$ , по сравнению со своими значениями в СМ. Точность такого определения ширины ограничивается статистикой распадов  $h \rightarrow ZZ^*$ . На практике при определении ширины в случае большинства коллайдеров используется подход с параметрами  $\kappa$ , который по тем же причинам выигрывает благодаря дополнительным измерениям, чувствительным к ширине. В частности, как статистическую погрешность, так и модельную зависимость можно сильно уменьшить, если также будут измерены  $\sigma(e^+e^- \rightarrow hv_e \nu_e)$  и  $\text{BR}(h \rightarrow WW^*)$ , что представляется возможным на FCC<sub>ee</sub> при 365 ГэВ, на CLIC (при всех предлагаемых значениях энергий) и на ILC при 500 ГэВ. Это и объясняет значительное улучшение точности, которое получается, если добавить данные при более высоких энергиях.

Ожидаемые чувствительности будущих  $e^+e^-$ -коллайдеров к величине полной ширины представлены в табл. 3. Они существенно лучше значений, которые можно получить на ЛНС с помощью первого и второго методов,

которые обсуждались выше. Следует, однако, сделать некоторое предостережение. В то время как предположение о модификации сечения рождения  $Zh$  и ширины распада  $h \rightarrow ZZ$  одним и тем же множителем,  $\kappa_Z^2$ , справедливо в рамках предположений, обсуждаемых в данном разделе (в котором СМ была расширена путём добавления единственного действительного синглетного скаляра), тем не менее это модельно-зависимое предположение и его нельзя использовать в общем случае [17]. Поэтому для случая ILC ширина извлекалась с использованием фитирования параметров эффективной теории поля, в которой вместо этого использовалась информация об угловой зависимости и поляризации. Именно поэтому мы приводим ссылку на метод, который использовался при рассмотрении каждого эксперимента в табл. 3.

**Таблица 3.** Точность измерения  $\Gamma_h$  для следующих  $e^+e^-$ -коллайдеров: CLIC [16], CEPC [7], ILC [6] и FCC<sub>ee</sub> [8]. Также указан метод, который использовался для определения ширины

Коллайдер	$\sqrt{s}$ , ТэВ	$\mathcal{L}$ , абн <sup>-1</sup>	$\delta\Gamma_h/\Gamma_h$ , %	Метод
CLIC 380	0,38	1,0	4,7	$\kappa$
CLIC 1.5	0,38 + 1,5	2,5	2,6	$\kappa$
CLIC 3.0	0,38 + 1,5 + 3	5	2,5	$\kappa$
ILC 250	0,25	2,0	2,4	Эффективная теория поля
ILC 500	0,25 + 0,5	2,0 + 4,0	1,6	Эффективная теория поля
CEPC	0,25	5,6	2,8	$\kappa$
FCC <sub>ee</sub> 240	0,24	5,0	2,7	$\kappa$
FCC <sub>ee</sub>	0,24 + 0,365	6,5	1,3	$\kappa$

### 3.2. $M_s > M_h/2$

Вариант  $M_s > M_h/2$  является более сложным. В этом случае все  $hxx$ -константы связи изменяются универсальным образом (см. (6)). Парциальная ширина любого распада на частицы СМ,  $\Gamma(h \rightarrow f)$ , так же как и полная ширина бозона Хиггса,  $\Gamma_h$ , модифицируется одним и тем же множителем,  $(1 + \delta g_h)^2$ . Следовательно, относительные вероятности по сравнению со случаем СМ не изменяются, однако вероятности рождения модифицируются следующим образом:

$$\mu_i^f \equiv \frac{\sigma_i(pp \rightarrow h) \times \text{BR}(h \rightarrow f)}{[\sigma_i(pp \rightarrow h) \times \text{BR}(h \rightarrow f)]_{\text{SM}}} = (1 + \delta g_h)^2. \quad (16)$$

Здесь  $i$  — канал образования бозона Хиггса (слияние глюонов, слияние векторных бозонов и т.д.). В отсутствие  $Z_2$ -симметрии смешивание дублета и синглета разрешено, т.е.  $\sin 2\theta \neq 0$  (см. (3)), и доминирующий вклад в  $\delta g_h$  в (6), вероятнее всего, будет даваться членом  $(\cos \theta - 1)$ . Следовательно,

$$\mu_i^f \approx \cos^2 \theta. \quad (17)$$

Если имеется ненарушенная  $Z_2$ -симметрия, то

$$(\mu_i^f)^{(Z_2)} = 1 - \frac{|\lambda_{hs}|^2 v^2}{8\pi^2} I_B(M_h^2; M_s^2, M_s^2). \quad (18)$$

Для случая  $M_s^2 \gg M_h^2$  получается

$$(\mu_i^f)^{(Z_2)}(M_s^2 \gg M_h^2) \approx 1 + \frac{|\lambda_{hs}|^2 v^2}{48\pi^2 M_s^2}. \quad (19)$$

В предположении, что значения уровня сигнала  $\mu_i^f$  остаются теми же для всех процессов рождения  $i$  и ка-

налов распада  $f$ , фитирование экспериментальных данных ATLAS и CMS при  $\sqrt{s} = 7$  и 8 ТэВ даёт следующее значение [28] для параметра  $\mu$ :

$$\mu = 1,09_{-0,10}^{+0,11}. \quad (20)$$

С полным набором данных HL-LHC ожидаемая точность для двух точнее всего измеряемых вероятностей рождения составляет 1,6 % для канала образования бозона Хиггса в слиянии глюонов и 3,1 % для канала образования бозона Хиггса в слиянии векторных бозонов. Однако есть ещё вопрос, связанный с теоретическими неопределённостями сечений рождения бозона Хиггса в этих каналах. Можно показать, что теоретическая точность для канала слияния векторных бозонов будет  $\lesssim 1\%$ , в то время как оценить её значение для канала глюонного слияния сложнее. В принципе, приведённые выше значения уже включают теоретические неопределённости в акцептансе, но не включают неопределённости в величине общей нормировки.

Что касается ILC, в работе [17] (см. табл. 6 в [17]) была сделана оценка точности измерения сечения  $\sigma_{Zh}$  с результатом 0,7 %, в то время как для CEPC и FCC<sub>ee</sub> ожидаемая точность составляет 0,5 %. Точности измерения  $\sigma_{Zh}$  на различных предложенных  $e^+e^-$ -коллайдерах представлены в табл. 4.

**Таблица 4.** Точность измерения сечений основных каналов рождения бозона Хиггса для следующих  $e^+e^-$ -коллайдеров: CLIC [16], CEPC [7], ILC [17] и FCC<sub>ee</sub>

Коллайдер	$\sqrt{s}$ , ТэВ	$\mathcal{L}$ , абн <sup>-1</sup>	$\delta\sigma_{Zh}/\sigma_{Zh}$ , %
CLIC	0,38	1,0	1,3
ILC	0,25	2,0	0,7
CEPC	0,25	5,6	0,5
FCC <sub>ee</sub>	0,24	5,0	0,5

Особенно интересным вопросом, для которого добавление синглетного скаляра в СМ оказывается весьма важным, является возможность того, что в таком сценарии можно добиться, чтобы электрослабый переход стал фазовым переходом первого рода за счёт константы связи скаляра с полем Хиггса. В работе [29] было получено следующее ограничение снизу на  $|\lambda_{hs}|^2/M_s^2$ :

$$\mu_i^f - 1 \gtrsim 0,6\%. \quad (21)$$

Мы можем заключить, что, поскольку на ILC, CEPC и FCC<sub>ee</sub> могут быть достигнуты точности 0,5–0,7 %, этот сценарий может либо получить поддержку из экспериментальных данных, либо может быть исключён. Однако, если отклонение будет вблизи нижней границы, то чувствительность может быть только на уровне одного стандартного отклонения для всех трёх коллайдеров.

Этот сценарий был детально изучен [73] для коллайдера CLIC и, основываясь на измерениях констант связи бозона Хиггса, была получена оценка

$$\mu_i^f - 1 \lesssim 0,24\% \text{ на уровне достоверности } 95\% \quad (22)$$

при учёте всех этапов работы коллайдера, которая делает эту наблюдаемую чувствительной к типу электрослабого фазового перехода.

Измерения ширины, представленные в табл. 3, также оказываются чувствительными к рассматриваемому сценарию, однако их точность ниже, чем точности измерения полного сечения.

#### 4. В чём состоит решение флейворной загадки (загадок)?

Изучение флейворной физики с помощью бозона Хиггса мотивировано целым рядом причин. Во-первых, с флейворной физикой связаны три загадки [30]:

- Флейворная загадка Стандартной модели: в чём причина иерархии и малости масс заряженных фермионов и углов смешивания матрицы СКМ?
- Флейворная загадка нейтрино: почему, в отличие от заряженных фермионов, отсутствует какая-либо иерархия, вырождение или малость во флейворных параметрах, связанных с нейтрино?
- Флейворная загадка новой физики: если новая физика присутствует на масштабе энергий в несколько ТэВ, то какой механизм (выравнивание и/или вырождение) препятствует существенной модификации предсказаний СМ для процессов с изменением флейвора в нейтральных токах (FCNC)?

Для ответа на один или несколько из этих вопросов был предложен целый ряд различных моделей. Самые большие надежды возлагаются на измерения новых флейворных параметров (т.е. не связанных с элементами матрицы СКМ). В частности, одной из таких возможностей является измерение юкавских констант связи  $h$ .

Во-вторых, в рамках Стандартной модели процессы с изменением флейвора в нейтральных токах (FCNC) подавлены за счёт трёх факторов:

- петлевое подавление;
- подавление за счёт элементов матрицы СКМ;
- подавление за счёт механизма Глэшоу–Илиопулоса–Майани (ГИМ).

Такая уникальная ситуация позволяет тестировать модели новой физики на очень высоких энергетических масштабах с помощью измерений FCNC-процессов. Поиск процессов с нарушением флейвора, а также связанных с бозоном Хиггса, таких как  $t \rightarrow ch$  или  $h \rightarrow \tau\tau$ , является новой областью измерений FCNC-процессов.

В рамках СМ имеется чёткое предсказание для древесных значений юкавских констант взаимодействия:

$$Y_F = \left(\frac{\sqrt{2}}{v}\right) M_F \quad (F = U, D, E). \quad (23)$$

Это соотношение между матрицей юкавских констант и массовыми матрицами фактически имеет три аспекта:

- Пропорциональность: диагональные юкавские константы связи ( $y_f \equiv Y_{ff}$ ) пропорциональны соответствующим значениям масс. Например,

$$\frac{y_\mu}{y_\tau} = \frac{m_\mu}{m_\tau}. \quad (24)$$

- Коэффициент пропорциональности: множитель, который связывает массу с диагональной юкавской

константой, равен  $\sqrt{2}/v$ . Например,

$$y_\tau = \left(\frac{\sqrt{2}}{v}\right) m_\tau. \quad (25)$$

- Диагональность: внедиагональные юкавские константы связи зануляются. Например,

$$Y_{\mu\tau} = 0. \quad (26)$$

Три примера (24)–(26) демонстрируют, что измеряя (или ограничивая) значения вероятностей процессов  $h \rightarrow \tau\tau$ ,  $h \rightarrow \mu\mu$  и  $h \rightarrow \tau\mu$ , мы можем отдельно проверить каждый из этих аспектов, предсказываемых в рамках СМ. Если будет обнаружено отклонение от предсказаний СМ, то характер этого отклонения позволит сделать выбор между различными сценариями новой физики, решающими флейворные загадки. Это проиллюстрировано в табл. 5, где представлены предсказания для юкавских констант связи в различных флейворных моделях (из работы [31]). В таблице 5 величина  $\Lambda$  — это масштаб энергий, которым подавлены операторы размерности шесть в рамках обобщений СМ, основанных на эффективной теории поля (SM-EFT), вида

$$\frac{z_{ij}}{\Lambda^2} (\Phi^\dagger \Phi) \bar{L}_i \tilde{\Phi} E_j, \quad (27)$$

где  $L_i$  — поля лептонных дублетов в представлении  $(1, 2)_{-1/2}$ , а  $E_j$  — поля лептонных синглетов в представлении  $(1, 1)_{-1}$ .

В таблице 6 приведены предсказания для нарушающих флейвор распадов  $t \rightarrow hq$  в различных теоретических моделях. Численные оценки для СМ, двухдублетной хиггсовской модели (2HDM), МССМ и модели РС взяты из работы [32] (табл. 1–7). Множители, отвечающие за параметрическое подавление в рамках обобщения СМ, основанного на эффективной теории поля (SM-EFT), и соответствующие правилам отбора в случаях минимального флейворного нарушения (МНФ) или модели Фрогатта–Нильсена, взяты из работ [33] и [34] соответственно.

Далее мы обсудим результаты имеющихся измерений и ожидаемую точность будущих измерений параметров,

**Таблица 5.** Предсказания для двухлептонных распадов бозона Хиггса в различных флейворных моделях: СМ, модели с нормальным сохранением флейвора (НСФ), минимальная суперсимметричная СМ (МССМ), модели с минимальным нарушением флейвора (МНФ), модели Фрогатта–Нильсена (ФН) и Джудичи–Лебедева (ДЛ). (Детали можно найти в работе [31].)

Модель	$\frac{y_\tau}{\sqrt{2}m_\tau/v}$	$\frac{y_\mu/y_\tau}{m_\mu/m_\tau}$	$\frac{\text{BR}(h \rightarrow \mu\tau)}{\text{BR}(h \rightarrow \tau\tau)}$
СМ	1	1	0
НСФ	$V_{\tau\mu}^* v/v_t$	1	0
МССМ	$\sin \alpha / \cos \beta$	1	0
МНФ	$1 + \mathcal{O}(v^2/\Lambda^2)$	$1 + \mathcal{O}(m_\mu^2/\Lambda^2)$	0
ФН	$1 + \mathcal{O}(v^2/\Lambda^2)$	$1 + \mathcal{O}(v^2/\Lambda^2)$	$\mathcal{O}( U_{23} ^2 v^4/\Lambda^4)$
ДЛ	3	5/3	$\mathcal{O}[(25/9)(m_\mu^2/m_\tau^2)]$

**Таблица 6.** Предсказания для  $\text{BR}(t \rightarrow hq)$  ( $q = u, c$ ) в различных моделях. (Детали можно найти в работах [32–34].)

	СМ	2HDM	МССМ	РС	SM-EFT(МНФ)	SM-EFT(ФН)
$t \rightarrow hc$	$3 \times 10^{-15}$	$2 \times 10^{-3}$	$\leq 10^{-5}$	$\leq 10^{-4}$	$y_b^4 (V_{cb} V_{tb})^2 (v/A)^4$	$ V_{cb} ^2 (v/A)^4$
$t \rightarrow hu$	$2 \times 10^{-17}$	$6 \times 10^{-6}$	$\leq 10^{-5}$	—	$y_b^4 (V_{ub} V_{tb})^2 (v/A)^4$	$ V_{ub} ^2 (v/A)^4$

**Таблица 7.** Современный экспериментальный статус измерений диагональных элементов юкавских констант связи  $y_f$ , чувствительность будущих установок, а также оценка их точности в %

Наблюдаемая	Разрешённый диапазон	HL-LHC	ILC250	ILC250 + 500	CLIC380	CLIC3000	CEPC	FCC240	FCC365	LHeC
		$\delta y/y$ (%)								
$y_t/y_t^{SM}$	$1,02^{+0,19}_{-0,15}$ [35] $1,05^{+0,14}_{-0,13}$ [36]	3,4	—	6,3	—	2,9	—	—	—	—
$y_b/y_b^{SM}$	$0,91^{+0,17}_{-0,16}$ [35] $0,85^{+0,13}_{-0,14}$ [36]	3,7	1,0	0,60	1,3	0,2	1,0	1,4	0,67	1,1
$y_\tau/y_\tau^{SM}$	$0,93 \pm 0,13$ [35] $0,95 \pm 0,13$ [36]	1,9	1,2	0,77	2,7	0,9	1,2	1,4	0,78	1,3
$y_c/y_c^{SM}$	$< 6,2$ [40, 41]	$< 220$	1,8	1,2	4,1	1,3	1,9	1,8	1,2	3,6
$y_\mu/y_\mu^{SM}$	$0,72^{+0,50}_{-0,72}$ [35] $< 1,63$ [36]	4,3	4,0	3,8	—	5,6	5,0	9,6	3,4	—
$y_e/y_e^{SM}$	$< 611$ [42]	—	—	—	—	—	—	—	$< 1,6^{(+)}$	—

Величина точности, которая приводится для будущих экспериментов, получена путём комбинации с данными HL-LHC, за исключением CLIC и FCC240, для которых приведены точности только самого коллайдера. Верхние ограничения даются на уровне достоверности 95%. На первой линии каждой строки показан результат эксперимента CMS, а на второй — эксперимента ATLAS. В обоих случаях допускается вклад моделей новой физики, петлевые взаимодействия с  $\gamma\gamma$  и  $gg$  учитываются с помощью эффективных констант связи, а в случае процесса  $Z\gamma$  учтён полный петлевой ответ. Для  $e^+e^-$ -коллайдеров при использовании так называемого  $k$ -подхода делаются те же самые предположения о петлевых процессах. Для LHC и HL-LHC [27] предполагается  $BR_{BSM} = 0$ . Для ILC для получения результатов используется фитирование параметров эффективной теории поля и комбинирование с HL-LHC [6]. Для всех остальных коллайдеров приводятся результаты фитирования параметров  $k$  из работы [7, 8, 37, 39], при этом комбинирование с HL-LHC не делается. Все верхние пределы даются на уровне достоверности 95%. В случае FCC-ее можно поставить верхний предел на величину  $y_e/y_e^{SM}$ , равный 1,6, предполагая год работы при  $\sqrt{s} \approx m_h$ . Если в литературе значение не представлено, то такой случай отмечен прочерком —.

связанных с флейвором. Мы будем предполагать характеристики будущих коллайдеров, приведённые в разделе 2.

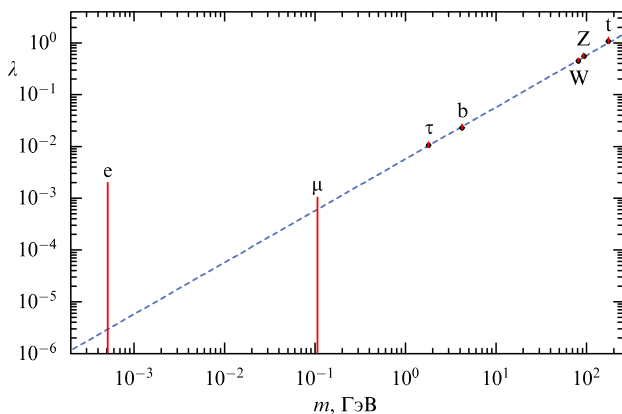
Современный статус измерений значений  $y_f$  представлен в табл. 7, а их совместность с предсказаниями СМ показана на рис. 1. Для разных коллайдеров использовались разные методы получения значений констант связи, которые приводят к некоторой модельной зависимости на уровне (0,5–1,0)%. Для фермионов третьего поколения современная точность экспериментов на LHC составляет около (10–25)%. На HL-LHC эта точность будет улучшена до (2–4)%. Другие будущие установки позволят улучшить точность ещё примерно в 3 раза.

В случае второго (и первого) поколения фермионов в настоящее время имеются только верхние пределы. Что

касается  $y_\mu$ , то HL-LHC измерит её значение с точностью лучше 5%, и маловероятно, что будущие  $e^+e^-$ -коллайдеры существенно улучшат эту точность. На FCC<sub>hh</sub> отношение  $BR(h \rightarrow \mu\mu)/BR(h \rightarrow 4\mu)$  можно будет измерить с точностью 1,3%. Что касается  $y_c$ , то ожидается, что HL-LHC будет чувствителен к величинам, превышающим значение этой константы в СМ в 6–21 раз. Будущие коллайдеры смогут всерьёз измерить её с точностью 1–2%. Ожидается, что на адронных коллайдерах аномально большие значения юкавской константы связи странного кварка могут быть измерены с использованием распадов  $\phi\gamma$  [27]: для HL-LHC (FCC) чувствительность составляет  $-35 < y_s/y_b^{SM} < 57$  ( $-2 < y_s/y_b^{SM} < 24$ ). На  $e^+e^-$ -коллайдерах можно пойти до значений порядка  $\mathcal{O}(10)$  от предсказания в СМ [38]. Что касается первого поколения, то здесь для измерения  $y_e$  лучшим вариантом является несколько лет работы одного из циклических  $e^+e^-$ -коллайдеров при энергии  $\sqrt{s} \approx m_h$ . В случае верхних и нижних кварков ожидаемая чувствительность HL-LHC более чем в 1000 раз превышает их значения в СМ, при этом результат можно получить лишь непрямыми методами.

Модель ДЛ (см. табл. 5) оказывается уже исключённой имеющимися данными, представленными в табл. 7 (как измеренной величиной  $y_\tau$ , так и верхним пределом на  $y_\mu$ ). Для модели ФН современные данные дают нижнее ограничение на масштаб новой физики  $\Lambda/\sqrt{z_{\tau\tau}} \gtrsim 600$  ТэВ. Ожидаемая чувствительность HL-LHC повысится и дойдёт до значений  $\Lambda/\sqrt{z_{\tau\tau}} \sim 2$  ТэВ, в то время как некоторые из будущих установок смогут достигнуть значений вплоть до  $\Lambda/\sqrt{z_{\tau\tau}} \sim 4$  ТэВ.

Современный статус измерений внедиагональных относительных вероятностей распадов, а также чувствительности будущих проектов представлены в табл. 8. В настоящее время большинство верхних пределов находятся на уровне между 0,1% и 1%. На HL-LHC они будут улучшены на порядок до величины примерно



**Рис. 1.** Экспериментально разрешённые интервалы для констант связи бозона Хиггса. В случае юкавских констант представлено отношение  $k_f m_f/v$ . Для констант связи с электрослабыми векторными бозонами приведена величина  $\sqrt{k_V} m_V/v$ . Предсказания СМ показаны диагональной линией (из обсуждений с Кейт Эллис).

**Таблица 8.** Экспериментальный статус измерения величин, которые определяются значениями внедиагональных юкавских констант связи (в предположении, что вероятности рождения такие же как в СМ). Измерения распада  $t \rightarrow qh$  на LHC основано на статистике  $36,1 \text{ фбн}^{-1}$ . Для FCC<sub>hh</sub> диапазон, приведённый для  $t \rightarrow qh$ , отражает величину систематической неопределённости в оценке фона в  $(0-5) \%$

Наблюдаемая	Верхний предел	HL-LHC	FCC-hh
BR( $t \rightarrow ch$ )	$1,1 \times 10^{-3}$ [43]	$10^{-4}$ [44]	$(4,9-16) \times 10^{-6}$ [8]
BR( $t \rightarrow uh$ )	$1,2 \times 10^{-3}$ [43]	$10^{-4}$ [44]	$(2,5-28) \times 10^{-6}$ [8]
BR( $h \rightarrow \tau\mu$ )	$2,5 \times 10^{-3}$ [45, 46]	$5 \times 10^{-4}$ [27]	—
BR( $h \rightarrow \tau e$ )	$6,1 \times 10^{-3}$ [45, 46]	$5 \times 10^{-4}$ [20]	—
BR( $h \rightarrow \mu e$ )	$3,4 \times 10^{-4}$ [47]	—	—

$1 \times 10^{-4}$ . Можно ожидать, что чувствительность будущих  $e^+e^-$ -коллайдеров к величинам относительных вероятностей распадов  $t \rightarrow qh$  будет порядка  $10^{-5}$ , что близко к значениям для остальных редких распадов топ-кварка [8], но в настоящее время детальное исследование этого вопроса отсутствует. Ожидается, что данные FCC-hh позволят добиться улучшения ещё на 1–2 порядка, в зависимости значений систематических неопределённостей. Эта точность представляет интерес для ряда моделей за пределами СМ (см. табл. 6).

Наконец, отметим, что в то время как константы связи для третьего поколения уже ограничены в интервале порядка 10 % от их значений в СМ, значительные отклонения всё ещё разрешены для юкавских констант первых двух поколений и для распадов с нарушением флейвора. Поэтому, несмотря на то что ожидаемая чувствительность далека от предсказаний СМ, экспериментальные усилия по поиску таких распадов могут привести к удивительным открытиям.

## 5. Дополнительные вопросы

### 5.1. Является ли $h$ единственным?

В Стандартной модели имеется единственное действительное скалярное поле, бозон Хигса  $h_{SM}$ . Оно возникает из поля  $\Phi(1,2)_{1/2}$ , которое является дублетом относительно калибровочной группы SU(2). В унитарной калибровке поле бозона Хигса входит следующим образом:

$$\Phi = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v + h_{SM}) \end{pmatrix}. \quad (28)$$

Скалярная частица  $h$ , открытая в экспериментах ATLAS и CMS [1, 2], имеет свойства, которые с экспериментальной точностью находятся в согласии с предсказаниями СМ для бозона Хигса [28]. Вопрос в том, является ли обнаруженный бозон Хигса действительно бозоном Хигса СМ. Фактически, данный вопрос может быть разбит на два:

1. Возникает ли  $h$  исключительно из одного дублета?
2. Если существует больше одного дублета, то соответствует ли  $h$  возмущению точно в направлении  $v$ ?

Что касается первого вопроса, то пример сценария, в котором  $h$  возникает не из одного лишь дублета, а за счёт смешивания между дублетом и синглетом, обсуждался в разделе 3. Что касается второго вопроса, то мы кратко обсудим сценарий двухдублетной хиггсовской модели (2HDM) в этом подразделе.

В двухдублетной хиггсовской модели с нормальным сохранением флейвора (НСФ) можно ввести три хорошо определённых базиса:

1. Флейворный базис,  $(\Phi_1, \Phi_2)$  в котором каждый фермионный сектор взаимодействует либо с  $\Phi_1$ , либо с  $\Phi_2$ , но не с обоими полями.

2. Хиггсовский базис,  $(\Phi_v, \Phi_A)$ , в котором  $\langle \Phi_v \rangle = v/\sqrt{2}$  и  $\langle \Phi_A \rangle = 0$ .

3. Массовый базис  $(\Phi_h, \Phi_H)$ , который является массовым для CP-чётных нейтральных скаляров  $h$  и  $H$ .

Угол поворота от базиса  $(\Phi_1, \Phi_2)$  к  $(\Phi_v, \Phi_A)$  [ $(\Phi_h, \Phi_H)$ ] обозначается  $\beta$  [ $\alpha$ ]. Определим  $\kappa_x$  как

$$\kappa_x \equiv \frac{g_{hxx}}{g_{SM}^{hxx}}. \quad (29)$$

Во всех двухдублетных моделях имеет место ( $V=W, Z$ )

$$\begin{aligned} \kappa_V &= \sin(\beta - \alpha) \simeq 1 - \frac{1}{2} \cos^2(\beta - \alpha), \\ \kappa_h &\simeq 1 - \frac{2m_A^2}{m_h^2} \cos^2(\beta - \alpha). \end{aligned} \quad (30)$$

Заметим, что для  $m_A^2 \gg m_h^2$  мы имеем  $(m_A^2/m_h^2) \times \cos^2(\beta - \alpha) \simeq \cos(\beta - \alpha)$ . Во всех моделях с НСФ, в которых по определению  $\Phi_1$  является дублетом, который не взаимодействует с верхними фермионами, получается

$$\begin{aligned} \kappa_t &= \sin(\beta - \alpha) + \frac{\cos(\beta - \alpha)}{\tan \beta}, \\ \kappa_b &= \sin(\beta - \alpha) - \cos(\beta - \alpha) \tan \beta \quad \text{или} \quad \kappa_t, \\ \kappa_\tau &= \sin(\beta - \alpha) - \cos(\beta - \alpha) \tan \beta \quad \text{или} \quad \kappa_t, \end{aligned} \quad (31)$$

где два варианта в правой части для  $\kappa_b$  соответствуют случаям, в которых  $b$ -кварк взаимодействует с  $\Phi_1$  или  $\Phi_2$ , соответственно, и аналогично для  $\kappa_\tau$ . Наибольшие отклонения в этих моделях возникают для нижних кварков или в секторе заряженных фермионов, если одно из этих полей или оба взаимодействуют с дублетом, с которым верхние фермионы не взаимодействуют. Если все фермионы взаимодействуют с  $\Phi_2$ , то наибольшее отклонение ожидается в значении константы  $\lambda_h$  [48]. Результаты в случае МССМ на древесном уровне являются такими же, как для двухдублетной хиггсовской модели второго типа.

Мы можем сделать вывод, что наиболее перспективными прецизионными измерениями распадов бозона Хигса с точки зрения получения указаний на двухдублетную хиггсовскую модель являются распады  $h \rightarrow b\bar{b}$  и  $h \rightarrow \tau^+\tau^-$ . Чувствительности будущих экспериментов к измерению  $y_b$  и  $y_\tau$  приведены в табл. 7. Ещё лучшим вариантом тестирования двухдублетной хиггсовской модели является объединение измерений этих двух констант с измерением величины  $\kappa_V$  (см. табл. 4). Если  $\kappa_Z = \sin(\beta - \alpha)$  будет точно измерена, то в моделях с НСФ, в которых  $\tau$ -лептон взаимодействует только с  $\Phi_1$ , точность порядка  $\mathcal{O}(1 \%)$  на  $y_\tau$  будет, по существу, ограничивать  $\cos(\beta - \alpha) \tan \beta$  на этом уровне.

### 5.2. Является ли $h$ элементарным?

Вопрос о составе бозона Хигса интересен как сам по себе, так и в контексте возможных вариантов объяснения малости величины  $m_h^2$  по сравнению с  $m_{Pl}^2$ . Предложен ряд моделей, в которых бозон Хигса является псевдо-голдстоуновским бозоном, возникающим из сильно



взаимодействующего сектора [49–51]. Подход эффективной теории поля для описания сильно взаимодействующего лёгкого бозона Хиггса (SILH) описывает основные свойства большого класса этих моделей [52]. Низкоэнергетический эффективный лагранжиан модели SILH зависит, фактически, от двух параметров: масштаба масс  $m_\rho$  новых резонансов, возникающих в сильно взаимодействующем секторе, и их константы связи  $g_\rho$ . Полезно определить следующую безразмерную комбинацию:

$$\xi = \frac{g_\rho^2 v^2}{m_\rho^2}. \quad (32)$$

Члены лагранжиана модели SILH, существенные для нашего обсуждения, имеют вид

$$\mathcal{L}_{\text{SILH}} = \frac{c_H \xi}{2v^2} \partial^\mu (\Phi^\dagger \Phi) \partial_\mu (\Phi^\dagger \Phi) + \frac{c_Y \xi y_f}{v^2} \Phi^\dagger \Phi \bar{f}_L f_R + \text{h.c.} \quad (33)$$

Согласно наивному размерному анализу (НРА) константы  $c_H$  и  $c_Y$  имеют значения порядка  $\mathcal{O}(1)$ . С теоретической точки зрения параметры модели ограничены

$$1 \leq g_\rho \leq 4\pi, \quad \xi \leq 1. \quad (34)$$

Более сильные ограничения дают электрослабые прецизионные измерения. Вклад новой физики в параметры  $\hat{S}$  и  $\hat{T}$  можно запараметризовать следующим образом [53]:

$$\begin{aligned} \Delta \hat{S} &= \frac{g^2}{96\pi^2} \xi \left[ \log \left( \frac{A}{m_h} \right) + 6\alpha \right] + \frac{m_W^2}{m_\rho^2}, \\ \Delta \hat{T} &= -\frac{g'^2}{32\pi^2} \xi \left[ \log \left( \frac{A}{m_h} \right) - 6\beta \frac{y_f^2}{g'^2} \right], \end{aligned} \quad (35)$$

где  $A = 4\pi m_\rho / g_\rho$  и коэффициенты  $\alpha$ ,  $\beta = \mathcal{O}(1)$  могут иметь произвольный знак. Возникающие ограничения имеют вид [53]

$$\xi \leq 0,15, \quad m_\rho \geq 3 \text{ ТэВ} \quad (36)$$

после маргинализации по  $\alpha$  и  $\beta$  (или  $\xi \leq 0,025$  и  $m_\rho \geq 4$  ТэВ в случае  $\alpha = \beta = 0$ ).

Константы связи бозона Хиггса изменяются следующим образом

$$\begin{aligned} \frac{\Delta g_V}{g_V^{\text{SM}}} &= -\frac{c_H \xi}{2}, \quad \frac{\Delta g_f}{g_f^{\text{SM}}} = -\frac{c_H \xi}{2} - c_Y \xi, \\ \frac{\Delta g_g}{g_g^{\text{SM}}} &= -\frac{c_H \xi}{2} - c_Y \xi, \quad \frac{\Delta g_\gamma}{g_\gamma^{\text{SM}}} = -\frac{c_H \xi}{2} + 0,3c_Y \xi. \end{aligned} \quad (37)$$

Поэтому максимально допустимые отклонения составляют [54]

$$\begin{aligned} \frac{\Delta g_V}{g_V^{\text{SM}}} &\approx -0,08c_H, \\ \frac{\Delta g_f}{g_f^{\text{SM}}} &= \frac{\Delta g_g}{g_g^{\text{SM}}} \approx -0,08 - 0,15 \frac{c_Y}{c_H}, \\ \frac{\Delta g_\gamma}{g_\gamma^{\text{SM}}} &\approx -0,08 + 0,05 \frac{c_Y}{c_H}. \end{aligned} \quad (38)$$

Например, при  $c_H = c_Y = 1$  максимальные отклонения составляют  $-0,08$ ,  $-0,20$  и  $-0,03$  для констант связи  $g_V$ ,  $g_{f,g}$  и  $g_\gamma$  соответственно. Оценки чувствительности измерений, связанных с бозоном Хиггса, к величине  $c_H \xi$  для различных коллайдеров представлены в табл. 9. Сравни-

**Таблица 9.** Обзор чувствительности различных коллайдеров к величине  $\xi$ ; основан на результатах работы [53], но с использованием последних результатов для чувствительности к величине  $\kappa_V$  (см. обсуждение в разделе 5.2)

Коллайдер	Энергия	Светимость, абн <sup>-1</sup>	$\Delta g_V / g_V$ , %	$(c_H \xi)_{\text{max}}$ [1 $\sigma$ ]
HL-LHC	14 ТэВ	3	1,3	0,026
ILC	250 ГэВ	2	0,56	0,011
	+500 ГэВ	4	0,38	0,008
CLIC	380 ГэВ	1	0,6	0,012
	+1,4 ТэВ	2,5	0,6	0,012
	+3,0 ТэВ	5	0,6	0,012
FCC <sub>ee</sub>	240 ГэВ	2×5,0	0,2	0,004
	+350 ГэВ	2,6	0,17	0,003
CEPC	240 ГэВ	2×5,6	0,25	0,005

вая их с максимальными допустимыми отклонениями, приведёнными выше, можно увидеть, что будущие коллайдеры смогут протестировать данный аспект в очень интересном режиме. В настоящее время точность, достигнутая в экспериментах ATLAS и CMS на параметры  $\kappa_Z$  и  $\kappa_W$ , составляет величину порядка 10% для каждого из них [35, 36], что приводит к чувствительности около 20% на величину  $c_H \xi$ . В работе [55] используется более общий подход, который основан на нелинейных симметриях сдвига, преобразования которых действуют на  $h$ , и предполагает существование "закрывающей" (от англ. — custodial) симметрии в сильном секторе; полученный результат для разрешённого интервала на 68%-ном уровне достоверности составляет

$$\xi = -0,041_{-0,094}^{+0,090}. \quad (39)$$

В работе [53] сделано сравнение чувствительности измерений величин, связанных с бозоном Хиггса, и прямых поисков резонансов на LHC (и других установках) в рамках моделей с составным бозоном Хиггса. Вывод этой работы состоит в том, что для больших значений  $g_\rho$  измерения, связанные с бозоном Хиггса, являются более чувствительными. В частности, такие не прямые измерения позволяют изучить новую область пространства параметров  $g_\rho \gtrsim 4,5$ .

### 5.3. Что отвечает за иерархию $m_h^2 \ll m_\rho^2$ ?

Если СМ является лишь эффективной низкоэнергетической теорией и на некотором большом масштабе  $\Lambda_{\text{NP}}$  имеются новые степени свободы, которые взаимодействуют с бозоном Хиггса, то величина квадрата массы хиггсовского бозона получает поправки порядка  $\mathcal{O}(\Lambda_{\text{NP}}^2)$ ; для того чтобы получить лёгкий бозон Хиггса, необходимо добиться большого сокращения с "голым" параметром  $\mu^2$ . Возможные решения этой проблемы тонкой подстройки можно разбить на решения за счёт механизмов, связанных с симметрией, и динамические сценарии.

Двумя наиболее изученными подходами, в которых такое решение связано с симметрией, являются модели с составным бозоном Хиггса, а также суперсимметрия. Модели с составным бозоном Хиггса обсуждались в разделе 5.2.

Что касается констант связи бозона Хиггса в минимальной суперсимметричной СМ (MSSM), ситуация

напоминает двухдублетную хиггсовскую модель II типа с НСФ, которая обсуждалась в разделе 5.1, и с дополнительными ограничениями, возникающими из-за связей между процессами, вовлекающими суперпартнеров частиц Стандартной модели. В работе [54] были получены максимально допустимые отклонения констант связи бозона  $h$  в предположении, что скалярные степени свободы другого хиггсовского дублета очень тяжёлые и не будут непосредственно обнаружены на ЛНС. В работе [54] было найдено, что

$$\begin{aligned} 1 - \kappa_V &\lesssim 0,01, \\ 1 - \kappa_t &\lesssim 0,03, \\ 1 - \kappa_b &\lesssim 0,1 - 1. \end{aligned} \quad (40)$$

Решение проблемы тонкой подстройки параметров за счёт некоторой динамики предлагается в моделях релаксона [56]. В них масса бозона Хиггса зависит от меняющегося со временем вакуумного среднего некоторого скалярного поля, которое скатывается, пока не останавливается около значения, много меньшего параметра обрезания теории. В отличие от моделей с составным бозоном Хиггса или суперсимметрии, в которых на масштабе энергий, близком к электрослабому масштабу, предсказываются новые степени свободы, в данном сценарии имеется единственная новая скалярная степень свободы, которая является синглетом относительно калибровочной группы  $SM$ , — релаксон  $\phi_R$ . Значительная часть феноменологических следствий этого сценария возникает из-за смешивания релаксона и бозона Хиггса [19], что является достаточно общей ситуацией. За счёт этого у релаксона возникают константы взаимодействия, как у бозона Хиггса, дополнительно подавленные малым значением угла смешивания системы  $\phi_R - h$ . Данный сценарий обсуждался в разделе 3 и, в частности, к нему относится случай  $M_s < M_h/2$ .

#### 5.4. Был ли электрослабый переход фазовым переходом (сильно) первого рода?

При температуре порядка 100 ГэВ Вселенная переходила из состояния в симметричной фазе ( $\langle \Phi \rangle = 0$ ) при высокой температуре в состояние с нарушенной электрослабой симметрией ( $\langle \Phi \rangle = v/\sqrt{2} \neq 0$ ). Если  $SM$  является хорошей эффективной низкоэнергетической теорией вплоть до масштабов энергий порядка ТэВ, тогда электрослабый фазовый переход является кроссовером. С другой стороны, если электрослабый переход был фазовым переходом первого рода, то возможен электрослабый бариогенезис. Фактически успешный электрослабый бариогенезис требует, чтобы этот переход был сильным фазовым переходом первого рода, т.е.

$$\frac{v(T_c)}{T_c} \gtrsim 1, \quad (41)$$

где  $T_c$  — температура фазового перехода. Это требование обычно подразумевает существование новых лёгких степеней свободы, чья масса не намного больше электрослабого масштаба и которые взаимодействуют с хиггсовским полем с немалой константой связи.

Модели новой физики, которые могут привести к электрослабому фазовому переходу первого рода, могут быть широко разбиты на четыре класса [57] в зависимости от физики, которая ответственна за возникновение потенциального барьера между симметричным

минимумом и минимумом с нарушенной электрослабой симметрией:

- Термальный механизм. Новые бозонные степени свободы генерируют конечно-температурный вклад вида  $-T(h^2)^{3/2}$  в эффективный потенциал.
- Древесные перенормируемые операторы. Дополнительные скаляры, которые обычно являются синглетами или дублетами относительно  $SU(2)_L$ , смешиваются с бозоном Хиггса и генерируют эффективный, независимый от температуры вклад вида  $h^3$ .
- Древесные неперенормируемые операторы. Наиболее изученным здесь является пример с оператором  $(\Phi^\dagger \Phi)^3$  размерности шесть (с отрицательной величиной  $\lambda$  для оператора  $\lambda(\Phi^\dagger \Phi)^2$ ).
- Петлевые поправки. Здесь наиболее изученным примером является эффективный вклад в хиггсовский потенциал вида  $\kappa h^4 \ln(h^2/M^2)$ .

При высоких температурах петлевые вклады со скалярными частицами индуцируют кубичный член в эффективном потенциале, который может сделать электрослабый переход фазовым переходом первого рода (см., например, [29]). Рассмотрим новый скаляр  $S$ , взаимодействующий с хиггсовским полем  $\Phi$ :

$$V_{S\Phi} = \kappa |S|^2 |\Phi|^2. \quad (42)$$

Для того чтобы фазовый переход был переходом первого рода, необходимо, чтобы  $\kappa = \mathcal{O}(1)$  и  $m_S \lesssim 400$  ГэВ. Этот вклад модифицирует следующие наблюдаемые, связанные с бозоном Хиггса:

1. Если  $S$  имеет цвет, изменяется константа связи в вершине  $hgg$ . Поэтому измерение величины  $\mu_{ggF}$  на адронных коллайдерах представляется наилучшим для тестирования такого сценария; ожидаемая точность на HL-LHC составляет около 2%. На лептонных коллайдерах лучшей наблюдаемой является величина  $BR(h \rightarrow gg)$ , которая может быть ограничена с точностью около 1,5–2,5%.

2. Если  $S$  является электрически заряженным, то модифицируется константа связи в вершине  $h\gamma\gamma$ . Поэтому измерение величины  $BR(h \rightarrow \gamma\gamma)$  лучше всего подходит для проверки этого сценария. На HL-LHC ожидается точность измерения этой величины около 2,6% и маловероятно, что лептонные коллайдеры смогут значительно её улучшить. Существенное улучшение ожидается из данных FCC<sub>hh</sub> с ожидаемой точностью около 0,5%.

3. Вне зависимости от квантовых чисел  $S$  изменится величина константы связи в вершине  $hZZ$ , поскольку поле  $S$  перенормирует волновую функцию бозона Хиггса [10, 58]. Случай, в котором  $S$  не является цветным или заряженным по электромагнитному взаимодействию, обсуждался в разделе 3.

Проверка моделей, в которых электрослабый переход становится сильным фазовым переходом первого рода за счёт перенормируемых древесных операторов, будет продолжена путём поисков невидимых распадов бозона Хиггса или получения ограничений на его смешивание с синглетными скалярами, что обсуждалось в разделе 3, а также с помощью ряда других измерений (см. например, [59, 60]). В моделях, в которых электрослабый переход становится сильным фазовым переходом первого рода за счёт древесных неперенормируемых операторов,

$$V = \mu^2 (\Phi^\dagger \Phi) + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2 + \frac{\rho}{\Lambda^2} (\Phi^\dagger \Phi)^3, \quad (43)$$

**Таблица 10.** Ожидаемая чувствительность к величине  $\lambda_{hhh}$  для различных вариантов коллайдеров\*

Коллайдер	$\sqrt{s}$	$\Delta\lambda_{hhh}/\lambda_{hhh}, \%$
HL-LHC	14 ТэВ	$\pm 50$
ILC	500 ГэВ	$\pm 17$
CLIC	3,0 ТэВ	$\pm 11$
FCC <sub>ee</sub>	240 + 365 ГэВ	$\pm 7$
HE-LHC	27 ТэВ	$\pm 40$
FCC <sub>hh</sub>	100 ТэВ	$\pm 5$

\* Представлены тип коллайдера, энергия в системе центра масс и ожидаемая точность для величины  $\lambda_{hhh}$ . Для всех коллайдеров, за исключением FCC<sub>ee</sub>, результат базируется на измерениях парного рождения бозонов Хиггса. Для FCC<sub>ee</sub> результат основывается на зависимости поправок старшего порядка к сечению  $Zh$  от  $\sqrt{s}$ . Во всех случаях результаты соответствуют сумме светимостей экспериментов. Соответствующие значения светимостей приведены в разделе 2.

основным следствием является изменение соотношения между массой бозона Хиггса, вакуумным значением и трilinearной хиггсовской константой:

$$\lambda_{hhh} = 3 \frac{m_h^2}{v} + 6\rho \frac{v^3}{\Lambda^2}. \quad (44)$$

Требуемая величина отношения  $\rho v^2/\Lambda^2$  такова, что предсказываются отклонения порядка  $\mathcal{O}(1)$  в величине константы  $\lambda_{hhh}$ . В таблице 10 просуммирована ожидаемая чувствительность для различных будущих коллайдеров.

**5.5. Действительно ли барионная асимметрия возникла за счёт CP-нарушающих взаимодействий h?**

Комплекснозначные юкавские константы связи могли быть источниками CP-нарушения при электрослабом бариогенезисе (см., например, работы [61–64]). Имеется ряд предложений, как измерить такие CP-нарушающие взаимодействия, в частности для констант связи в вершинах  $h\tau\tau$  и  $h\tau\tau$  (см., например, работы [65–73]).

Недавно в коллаборации ATLAS была сделана оценка точности измерения CP-нарушающего угла смешивания  $\phi_\tau$ , определённого как

$$\mathcal{L}_{h\tau\tau} = g_{h\tau\tau} [\cos(\phi_\tau) \bar{\tau}\tau + \sin(\phi_\tau) \bar{\tau}i\gamma_5\tau] h. \quad (45)$$

При энергии  $\sqrt{s} = 14$  ТэВ и светимости  $3 \text{ абн}^{-1}$  значение  $\phi_\tau$  может быть измерено со статистической точностью в интервале между  $\pm 18^\circ$  и  $\pm 33^\circ$ , в зависимости от энергетического разрешения  $\pi^0$ , которое достигается в реконструкции при больших эффектах "наложения" (от англ. — pile-up).

**Таблица 11.** Список интересных теоретических вопросов, а также неполный набор наблюдаемых, которые являются наиболее существенными для достижения прогресса по этим вопросам. Обозначения  $\kappa_3$  ( $\kappa_\ell$ ) соответствуют константам для частиц третьего (первого или второго) поколений. Обозначение  $\mu_{Af}$  соответствует процессам  $h \rightarrow SS \rightarrow \bar{f}_1 f_1 \bar{f}_2 f_2$ . (См. основной текст для разъяснения деталей.)

Вопрос	$\kappa_V$	$\kappa_3$	$\kappa_g$	$\kappa_\gamma$	$\lambda_{hhh}$	$\sigma_{hZ}$	BR <sub>inv</sub>	BR <sub>und</sub>	$\kappa_\ell$	$\mu_{Af}$	BR <sub><math>\tau\mu</math></sub>	$\Gamma_h$
Является ли h единственным?	+	+			+	+				+		+
Является ли h элементарным?	+	+	+	+		+						
Почему $m_h^2 \ll m_{\tilde{g}}^2$ ?	+	+					+	+		+		+
Электрослабый переход I рода?			+	+	+	+				+		
CP-нарушение?		+(CP)										
Лёгкие синглеты?							+	+	+	+		+
Флейворные загадки?		+							+		+	

**6. Заключение**

Список интересных теоретических вопросов, а также некоторый неполный набор наблюдаемых, которые являются наиболее существенными для достижения прогресса по этим вопросам, приведены в табл. 11.

Наш обзор, посвящённый тому, что можно узнать, используя прецизионные измерения в хиггсовском секторе, привёл к трём следующим выводам, не зависящим от экспериментов, в которых будут проводить эти измерения:

- Программа изучения бозона Хиггса, которая гарантированно будет частью физической программы на любом будущем коллайдере, связана с некоторыми из наиболее важных открытых вопросов в физике частиц и космологии. В частности, эта программа может помочь достичь прогресса в решении двух загадок в космологии: тёмной материи и барионной асимметрии.

- Ни одно из измерений, относящихся к бозону Хиггса, не останется незамеченным. Каждая из соответствующих величин, будь то вероятность рождения или распада, несёт информацию, которая имеет отношение к важным вопросам. Распады бозона Хиггса на два бозона, два фермиона, в невидимую моду, распад на четыре фермиона, а также образование бозона Хиггса в глюонном слиянии,  $t\bar{t}h$  и двойное рождение бозонов Хиггса, — все эти (а также другие) измерения являются исключительно ценными для более глубокого понимания физики частиц и космологии.

- Предложенные будущие коллайдеры значительно расширят диапазон чувствительности ко многим интересным наблюдаемым за пределы, ожидаемые только лишь на HL-LHC.

**Благодарности.** Мы выражаем благодарность членам Комитета по научной стратегии ЦЕРНа за инициирование обсуждений, которые привели к данной работе, а также за замечания к статье. Мы благодарны участникам рабочего совещания "Путешествия за пределы Стандартной модели II," а также Гиляду Перечу и Джорджу Вайглейну за полезные обсуждения и замечания к статье. Работа БХ была поддержана Немецким научно-исследовательским обществом по программе "Стратегия немецкого совершенства" — EXC 2121 "Квантовая Вселенная" 390833306. Й.Н. является руководителем отдела теоретической физики имени Амоса де-Шалита, его работа была поддержана Научным фондом Израиля (грант 394/16), Двухнациональным научным фондом США–Израиль, Иерусалим, Израиль (грант 2014230), а также совместной программой I-CORE Комитета планирования и бюджета и Научным фондом Израиля (грант 1937/12).

Перевод с английского: С.В. Демидов

## Список литературы

1. Aad G et al. (ATLAS Collab.) *Phys. Lett. B* **716** 1 (2012); arXiv:1207.7214
2. Chatrchyan S et al. (CMS Collab.) *Phys. Lett. B* **716** 30 (2012); arXiv:1207.7235
3. Englert F, Brout R *Phys. Rev. Lett.* **13** 321 (1964)
4. Higgs P W *Phys. Rev. Lett.* **13** 508 (1964)
5. Bordry F et al., arXiv:1810.13022
6. Bambade P et al., arXiv:1903.01629
7. CEPC Study Group, arXiv:1811.10545
8. Mangano M et al., CERN-ACC-2018-0056
9. Huang P, Long A J, Wang L-T *Phys. Rev. D* **94** 075008 (2016); arXiv:1608.06619
10. Craig N, Englert C, McCullough M *Phys. Rev. Lett.* **111** 121803 (2013); arXiv:1305.5251
11. Curtin D, Meade P, Yu C-T *J. High Energ. Phys.* **2014** (11) 127 (2014); arXiv:1409.0005
12. Fan J, Reece M, Wang L-T *J. High Energ. Phys.* **2015** (08) 152 (2015); arXiv:1412.3107
13. Frugiuele C et al. *J. High Energ. Phys.* **2018** (10) 151 (2018); arXiv:1807.10842
14. Sirunyan A M et al. (CMS Collab.) *Phys. Lett. B* **793** 520 (2019); arXiv:1809.05937
15. Aaboud M et al. (ATLAS) *Phys. Lett. B* **793** 499 (2019); arXiv:1809.06682
16. Robson A, Roloff P, arXiv:1812.01644
17. Barklow T et al. *Phys. Rev. D* **97** 053003 (2018); arXiv:1708.08912
18. Bechtle P et al. *J. High Energ. Phys.* **2014** (11) 39 (2014); arXiv:1403.1582
19. Flacke T et al. *J. High Energ. Phys.* **2017** (06) 50 (2017); arXiv:1610.02025
20. ATLAS, CMS Collab., arXiv:1902.10229
21. Sirunyan A M et al. (CMS Collab.) *Phys. Lett. B* **785** 462 (2018); arXiv:1805.10191
22. Khachatryan V (CMS Collab.) *J. High Energ. Phys.* **2017** (10) 76 (2017); arXiv:1701.02032
23. Aaboud M et al. (ATLAS Collab.) *Phys. Lett. B* **790** 1 (2019); arXiv:1807.00539
24. Sirunyan A M et al. (CMS Collab.) *J. High Energ. Phys.* **2018** (11) 18 (2018); arXiv:1805.04865
25. Aaboud M et al. (ATLAS Collab.) *Phys. Lett. B* **782** 750 (2018); arXiv:1803.11145
26. Sirunyan et al. (CMS Collab.) *Phys. Rev. D* **99** 112003 (2019); arXiv:1901.00174
27. Cepeda M et al. (Physics of the HL-LHC Working Group), arXiv:1902.00134
28. Aad G et al. (ATLAS Collab., CMS Collab.) *J. High Energ. Phys.* **2016** (08) 45 (2016); arXiv:1606.02266
29. Katz A, Perelstein M *J. High Energ. Phys.* **2014** (07) 108 (2014); arXiv:1401.1827
30. Nir Y *Phys. Scripta* **2013** (T158) 014005 (2013)
31. Dery A et al. *J. High Energ. Phys.* **2013** (05) 39 (2013); arXiv:1302.3229
32. Agashe K et al. (Top Quark Working Group), arXiv:1311.2028
33. Dery A et al. *J. High Energ. Phys.* **2013** (08) 6 (2013); arXiv:1304.6727
34. Dery A et al. *Phys. Rev. D* **90** 115022 (2014); arXiv:1408.1371
35. Sirunyan A M et al. (CMS Collab.) *Eur. Phys. J. C* **79** 421 (2019); arXiv:1809.10733
36. ATLAS Collab., ATLAS Note ATLAS-CONF-2018-031
37. Charles T K et al. (CLIC Collab., CLICdp Collab.) *The Compact Linear Collider (CLIC) — 2018 Summary Report* (CERN Yellow Reports: Monographs, Vol. 2/2018, CERN-2018-005-M, Eds P N Burrows et al.) (Geneva: CERN, 2018) <https://doi.org/10.23731/CYRM-2018-002>; arXiv:1811.09636
38. Duarte-Campderros J et al., arXiv:1811.09636
39. Klein U "FCC-eh as a Higgs facility", in *FCC Week, The Fourth Annual Meeting of the Future Circular Collider Study, 9–13 April 2018, Amsterdam*
40. Aaboud M et al. (ATLAS Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **120** 211802 (2018); arXiv:1802.04329
41. Perez G et al. *Phys. Rev. D* **92** 033016 (2015); arXiv:1503.00290
42. Khachatryan V et al. (CMS Collab.) *Phys. Lett. B* **744** 184 (2015); arXiv:1410.6679
43. Aaboud M et al. (ATLAS Collab.) *J. High Energ. Phys.* **2019** 123 (2019); arXiv:1812.11568
44. Azzi P et al. (HL-LHC Collab., HE-LHC Working Group), arXiv:1902.04070
45. Aad G et al. (ATLAS Collab.) *Eur. Phys. J. C* **77** 70 (2017); arXiv:1604.07730
46. Sirunyan A M et al. (CMS Collab.) *J. High Energ. Phys.* **2018** (06) 1 (2018); arXiv:1712.07173
47. Khachatryan V et al. (CMS Collab.) *Phys. Lett. B* **763** 472 (2016); arXiv:1607.03561
48. Efrati A, Nir Y, arXiv:1401.0935
49. Arkani-Hamed N et al. *J. High Energ. Phys.* (07) 034 (2002)
50. Contino R, Nomura Y, Pomarol A *Nucl. Phys. B* **671** 148 (2003)
51. Agashe K, Contino R, Pomarol A *Nucl. Phys. B* **719** 165 (2005)
52. Giudice G F et al. *J. High Energ. Phys.* (06) 045 (2007)
53. Thamm A, Torre R, Wulzer A *J. High Energ. Phys.* **2015** (07) 100 (2015); arXiv:1502.01701
54. Gupta R S, Rzehak H, Wells J D *Phys. Rev. D* **86** 095001 (2012); arXiv:1206.3560
55. Liu D, Low I, Yin Z *J. High Energ. Phys.* **2019** (05) 170 (2019); arXiv:1809.09126
56. Graham P W, Kaplan D E, Rajendran S *Phys. Rev. Lett.* **115** 221801 (2015); arXiv:1504.07551
57. Chung D J H, Long A J, Wang L-T *Phys. Rev. D* **87** 023509 (2013); arXiv:1209.1819
58. Englert C, McCullough M *J. High Energ. Phys.* **2013** (07) 168 (2013); arXiv:1303.1526
59. Profumo S et al. *Phys. Rev. D* **91** 035018 (2015); arXiv:1407.5342
60. Kotwal A V et al. *Phys. Rev. D* **94** 035022 (2016); arXiv:1605.06123
61. Shu J, Zhang Y *Phys. Rev. Lett.* **111** 091801 (2013); arXiv:1304.0773
62. Kobakhidze A, Wu L, Yue J *J. High Energ. Phys.* **2016** (04) 11 (2016); arXiv:1512.08922
63. Chiang C-W, Fuyuto K, Senaha E *Phys. Lett. B* **762** 315 (2016); arXiv:1607.07316
64. Guo H-K et al. *Phys. Rev. D* **96** 115034 (2017); arXiv:1609.09849
65. Harnik R et al. *Phys. Rev. D* **88** 076009 (2013); arXiv:1308.1094
66. Demartin F et al. *Eur. Phys. J. C* **74** 3065 (2014) arXiv:1407.5089
67. Buckley M R, Gonçalves D *Phys. Rev. Lett.* **116** 091801 (2016); arXiv:1507.07926
68. Amor Dos Santos S et al. *Phys. Rev. D* **96** 013004 (2017); arXiv:1704.03565
69. Huang F P et al. *Phys. Rev. D* **93** 103515 (2016); arXiv:1511.03969
70. Hayreter A, He X-G, Valencia G *Phys. Lett. B* **760** 175 (2016); arXiv:1603.06326
71. Hayreter A, He X-G, Valencia G *Phys. Rev. D* **94** 075002 (2016); arXiv:1606.00951
72. Gonçalves D, Kim J H, Kong K *J. High Energ. Phys.* **2018** (06) 79 (2018); arXiv:1804.05874
73. Bernlochner F U et al. *Phys. Lett. B* **790** 372 (2019); arXiv:1808.06577
74. de Blas J et al. *The CLIC Potential for New Physics* (CERN Yellow Reports: Monographs, Vol. 3/2018, CERN-2018-009-M, Eds J de Blas et al.) (Geneva: CERN, 2018) <http://dx.doi.org/10.23731/CYRM-2018-003>; arXiv:1812.02093
75. The ATLAS Collab., ATLAS-PHYS-PUB-2019-008

## The Higgs program and open questions in particle physics and cosmology

B. Heinemann<sup>(1,2,a)</sup>, Y. Nir<sup>(3,b)</sup><sup>(1)</sup> Deutsches Elektronen-Synchrotron, 22607 Hamburg, Germany<sup>(2)</sup> Albert-Ludwigs-Universität Freiburg, Physikalisches Institut, 79104 Freiburg, Germany<sup>(3)</sup> Department of Particle Physics and Astrophysics, Weizmann Institute of Science, Rehovot, 7610001 IsraelE-mail: <sup>(a)</sup> [beate.heinemann@desy.de](mailto:beate.heinemann@desy.de), <sup>(b)</sup> [yosef.nir@weizmann.ac.il](mailto:yosef.nir@weizmann.ac.il)

The Higgs program is relevant to many of the open fundamental questions in particle physics and in cosmology. Thus, when discussing future collider experiments, one way of comparing them is by assessing their potential contributions to progress on these questions. We discuss in detail the capabilities of the various proposed experiments in searching for singlet scalars, which are relevant to several of the open questions, and in measuring Higgs decays to fermion pairs, which are relevant to the flavor puzzles. On other interesting questions, we list the most relevant observables within the Higgs program.

**Keywords:** Higgs boson,  $e^+e^-$ -collider, pp-collider, flavor physics, Standard Model, baryon asymmetry of the Universe

**PACS numbers:** 12.10. – g, 12.60. – i, 14.80. – j

**Bibliography** — 75 references

*Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **189** (9) 985–996 (2019)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFN.2019.05.038568>

Received 6 May 2019

*Physics – Uspekhi* **62** (9) (2019)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFN.2019.05.038568>