

КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

**Физика на Большом адронном коллайдере. Бозон Хиггса**

*Научная сессия Отделения физических наук  
Российской академии наук, 26 февраля 2014 г.*

PACS number: 01.10.Fv

DOI: 10.3367/UFNr.0184.201409g.0985

26 февраля 2014 г. в конференц-зале Физического института им. П.Н. Лебедева Российской академии наук (РАН) состоялась научная сессия Отделения физических наук РАН "Физика на Большом адронном коллайдере. Бозон Хиггса".

Объявленная на web-сайте ОФН РАН [www.gpad.ac.ru](http://www.gpad.ac.ru) повестка заседания содержала следующие доклады:

1. **Боос Э.Э.** (Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скobel'цына Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Москва). *Стандартная модель и предсказания для бозона Хиггса.*

2. **Зайцев А.М.** (Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт", Москва). *Эксперимент ATLAS: бозон Хиггса и Стандартная модель.*

3. **Ланёв А.В.** (Объединённый институт ядерных исследований, Дубна, Московская обл.). *Результаты колаборации CMS: бозон Хиггса и поиски новой физики.*

4. **Казаков Д.И.** (Объединённый институт ядерных исследований, Дубна, Московская обл.). *Хиггсовский бозон открыт: что дальше?*

Статьи, написанные на основе докладов 1, 3 и 4, публикуются ниже. Расширенный обзор по теме доклада 2 будет опубликован в одном из последующих номеров УФН.

PACS numbers: 12.15.-y, 12.60.-i, 14.80.Bn  
DOI: 10.3367/UFNr.0184.201409h.0985

**Стандартная модель  
и предсказания для бозона Хиггса**

Э.Э. Боос

**1. Введение**

Со школы нам хорошо известно о существовании четырёх видов взаимодействия в природе: гравитационного, слабого, электромагнитного и сильного. Сильные взаимодействия отвечают за притяжение протонов и нейтронов в ядрах и обеспечивают стабильность самих

Э.Э. **Боос.** Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скobel'цына Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Москва, РФ  
E-mail: boos@theory.sinp.msu.ru

ядер. Эти взаимодействия — короткодействующие, с характерным радиусом действия порядка размера ядра,  $10^{-12} - 10^{-13}$  см. Менее интенсивными являются знакомые нам электромагнитные взаимодействия, которые обеспечивают стабильность атомов и молекул за счёт взаимодействия положительно заряженных атомных ядер и отрицательно заряженных электронов. Радиус этих сил может быть очень большим. Непосредственно мы этого не чувствуем, поскольку атомы и молекулы в целом электрически нейтральны. Ещё менее интенсивные слабые взаимодействия отвечают за распад нейтрона в свободном состоянии, нестабильность многих атомных ядер. Эти взаимодействия обеспечивают, в частности, те ядерные циклы, благодаря которым происходит выделение энергии на Солнце. Самые малоинтенсивные взаимодействия, гравитационные, обеспечивают притяжение между массивными телами и, следовательно, существование планет, Солнечной системы, галактик и т.д.

Все эти представления, полученные нами в школе, абсолютно правильны. Но проблема состоит в том, что взаимодействия проявляются по-разному на разных расстояниях, различными могут быть и объекты, между которыми эти взаимодействия осуществляются. Стандартная модель — это квантовая теория, описывающая то, как устроена природа на расстояниях, на три-четыре порядка меньших, чем размеры ядер и протонов. "Микроскопами", которые позволяют получить информацию о явлениях на столь предельно малых расстояниях, являются коллайдеры — как завершившие уже свою работу установки: LEP I, LEP II (LEP — Large Electron-Positron collider), SLC (Stanford Linear Collider), HERA (Hadron-Electron Ring Accelerator), Tevatron и др., так и ныне действующий крупнейший в истории Большой адронный коллайдер (Large Hadron Collider — LHC) и ожидаемый в будущем международный линейный коллайдер ILC (International Linear Collider).

Для того чтобы понять, какие расстояния можно изучать на том или ином коллайдере, удобно воспользоваться принятой в физике высоких энергий релятивистской системой единиц. В этой системе единицами измерения являются постоянная Планка  $\hbar = 6,582 \times 10^{-22}$  МэВ с и скорость света  $c = 2,998 \times 10^{10}$  см  $s^{-1}$ . Один электронвольт — это энергия, которую приобретает электрон с зарядом  $q_e = 1,6 \times 10^{-19}$  Кл при прохождении разности потенциалов в 1 В ( $1 \text{ эВ} = q_e \text{ на } 1 \text{ В}$ ). В релятивистской системе единиц полагают  $\hbar = c = 1$ , что позволяет получить простое, но очень важное

соотношение:

$$\frac{1}{\Gamma \text{эВ}} \approx 2 \times 10^{-14} \text{ см}$$

(1 ГэВ =  $10^9$  эВ). Соотношение неопределённостей Гейзенберга  $\Delta x \Delta p \geq 1/2$ , которое действует в квантовом мире, говорит нам, что чем больше возможное значение переданного импульса, тем меньше доступные для изучения расстояния. Так, переданный импульс 1 ТэВ =  $= 10^3$  ГэВ позволяет изучать явления на расстояниях  $10^{-17}$  см. Соответственно, на LHC, где доступны и будут доступны переданные импульсы порядка 1–10 ТэВ (область, называемая терамасштабом (Тегасcale)), можно будет изучать структуру материи на расстояниях  $10^{-17}$ – $10^{-18}$  см.

В своё время, когда энергии столкновений в системе центра масс и, соответственно, переданные импульсы достигли значений 10–100 ГэВ, появилась возможность "посмотреть", как выглядит мир на масштабах, существенно меньших размера нуклона  $10^{-13}$  см. Выяснилось, что на этих расстояниях протон и нейтрон состоят из кварков и глюонов, обеспечивающих их сильные взаимодействия. Причём интенсивность этих взаимодействий кварков и глюонов ослабевает по мере уменьшения характерных расстояний. В экспериментах были обнаружены шесть кварков, группирующихся в три поколения по два кварка в каждом. При этом оказалось, что обнаруженные шесть лептонов также формируют три поколения, состоящих из заряженного лептона и соответствующего ему нейтрино. Причём лептоны и кварки не проявляют никакой внутренней структуры на расстояниях вплоть до  $\sim 10^{-17}$  см. Эти шесть кварков и шесть лептонов образуют частицы материи. Окружающий нас мир построен из лептонов и кварков первого поколения. Другие кварки и лептоны проявляются либо в высокоэнергетических космических лучах, либо в лабораторных условиях на ускорителях и коллайдерах. Шесть кварков и шесть лептонов, объединённые в три поколения, соответствующие им античастицы, а также векторные бозоны (фотон,  $W^\pm$ ,  $Z$ , глюоны) и недавно открытый скалярный бозон (бозон Хиггса), образуют набор фундаментальных частиц Стандартной модели (СМ).

## 2. Стандартная модель

Стандартная модель [1–3] — калибровочная квантовая теория поля, являющаяся основой описания устройства микромира на расстояниях  $10^{-13}$ – $10^{-17}$  см. СМ — это одно из наиболее значимых интеллектуальных достижений за последние 50 лет. В создании и всесторонней проверке предсказаний СМ приняло участие большое число теоретиков и экспериментаторов. За исследование различных аспектов СМ было присуждено более десяти Нобелевских премий, включая Нобелевскую премию 2013 года, присуждённую П. Хиггсу и Ф. Энглеру. В настоящей статье мы в основном будем обсуждать электрослабую часть СМ. Более подробно различные аспекты СМ изложены в ряде обзоров и лекций (см., например, [4–15]).

Наше изложение СМ не следует историческому принципу. Построение СМ мы начнём с обсуждения основных требований, которым она должна удовлетворять.

1. Воспроизводимость электромагнитных взаимодействий лептонов и кварков, инвариантных относительно

группы преобразований  $U(1)_{em}$ . Заряженные лептоны имеют электрический заряд  $-1$ , нейтрино — нулевой заряд, кварки типа  $u$  обладают зарядом  $2/3$ , а кварки типа  $d$  — зарядом  $-1/3$ . Напомним, что протон имеет кварковый состав  $uud$ , а нейтрон —  $ddu$ .

2. Воспроизводимость аксиально-векторной структуры ( $V-A$ ) заряженных токов лептонов и кварков. Структура заряженных токов определяется результатами многочисленных измерений взаимодействий лептонов и кварков, происходящих с изменением электрического заряда на единицу. Лагранжиан Ферми, описывающий распад мюона, выражается в виде

$$L = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \bar{\mu} \gamma_\sigma (1 - \gamma_5) v_\mu \bar{e} \gamma_\sigma (1 - \gamma_5) v_e , \quad (1)$$

где лептонный ток  $J_\sigma \sim \bar{l} \gamma_\sigma (1 - \gamma_5) v_l$  имеет структуру  $V-A$ . Таким образом, во взаимодействии заряженных токов участвуют только левые компоненты фермионного поля  $\Psi_L$ :

$$\Psi = \frac{1 - \gamma_5}{2} \Psi + \frac{1 + \gamma_5}{2} \Psi = \Psi_L + \Psi_R . \quad (2)$$

3. Независимость лагранжиана от фазы полей, т.е. калибровочный характер взаимодействий.

Кратко этот принцип можно пояснить следующим образом. Наша теория должна описывать лептоны и кварки, которые являются фермионами. Фермионы представляют собой комплексные поля, которые, помимо модуля, обладают фазой в каждой точке пространства-времени. Но лагранжиан не может зависеть от таких комплексных фаз, поэтому он должен включать в себя только билинейные комбинации поля и сопряжённого ему поля. Однако, чтобы из лагранжиана следовало уравнение движения Дирака, он должен содержать производные (иметь кинетическую часть). Но производная действует на фазу поля и даёт свой вклад в лагранжиан, которого быть не должно. Путь, с помощью которого можно избавиться от таких зависимостей, предполагает введение ещё одного векторного поля (векторного — поскольку производная  $\partial_\mu$  при действии на фазу даёт вектор). Векторное поле должно преобразовываться таким образом, чтобы дополнительная зависимость от фазы точно компенсировалась. Это всегда можно сделать, закон преобразования компенсирующего (калибровочного) поля зависит от конкретной группы, однако сам принцип независимости от фазы остаётся неизменным.

Калибровочно-инвариантные конструкции строятся посредством замены обычных производных ковариантными:  $\partial_\mu \rightarrow D_\mu = \partial_\mu - g A_\mu$ , а кинетические члены самого калибровочного поля строятся из тензоров напряжённости  $F_{\mu\nu}$  поля  $A_\mu$ .

4. Перенормируемость и унитарность. Лагранжиан СМ должен содержать члены (операторы) размерностью не выше четырёх. С помощью токов и структур, включающих в себя ковариантные производные и тензоры напряжённости калибровочного поля или полей, можно построить калибровочно-инвариантные операторы размерностью больше четырёх. Но тогда эти операторы должны быть приведены к безразмерному виду с помощью каких-то размерных параметров в знаменателе. Наличие таких операторов будет приводить к неунитарному поведению сечений при высоких

энергиях, а соответствующие теории окажутся неперенормируемыми. Приведённый выше четырёхфермионный лагранжиан (оператор) Ферми имеет размерность, равную шести, что и приводит к такой неперенормируемой, нарушающей унитарность теории.

5. *Отсутствие киральных аномалий.* В нашу теорию левые и правые поля должны входить по-разному. Поэтому априори не очевидно, что в теории не будет киральных аномалий. Наличие таких аномалий, которое вновь приведёт к потере унитарности теории, является неприемлемым.

6. *Возможность включения в рассмотрение трёх поколений лептонов и кварков.* Как упоминалось, обнаружены три поколения лептонов и кварков, и СМ должна учитывать этот факт.

7. *Возможность описания массивных фермионов и калибровочных бозонов без нарушения калибровочной инвариантности.* Все фермионы, за исключением, возможно, одного из нейтрино, имеют массы. Обладают массами и все электрослабые калибровочные бозоны, кроме фотонов. Как мы увидим, необходимость описывать массивные поля приведёт к идее спонтанного нарушения симметрии.

Перейдём к построению лагранжиана Стандартной модели. Поскольку в заряженные токи входят только левые компоненты поля (лептон и нейтрино, u- и d-кварки), эти левые компоненты естественно поместить в дублеты

$$\begin{pmatrix} v_l \\ 1 \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L,$$

которые, по аналогии с обычным изосpinом, называются слабыми изотопическими дублетами. Поколение должно быть три, и с учётом существования только левых нейтрино они формируются следующим образом:

I поколение	II поколение	III поколение
$\begin{pmatrix} v_e \\ e \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} v_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L$
$e_R$	$u_R, d_R$	$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L$
	$\mu_R$	$c_R, s_R$
		$\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$
	$t_R$	$t_R, b_R$

Поскольку мы ввели левые дублеты, можно предположить, что должна быть соответствующая инвариантность по отношению к группе, называемой группой слабого изотопического спина  $SU_L(2)$ . Можно было бы попробовать добавить к этой группе группу электромагнитных взаимодействий  $U(1)_{em}$ . Однако такая попытка будет неудачной и не приведёт к правильному описанию всех электрослабых взаимодействий. Тем не менее можно предположить инвариантность относительно какой-то другой группы,  $U_Y(1)$ , назвав её группой слабого гиперзаряда. Кроме того, из кварковой спектроскопии мы знаем, что кварки должны обладать квантовым числом "цвет" и имеется три таких возможных цветовых состояния. Поэтому естественно предположить наличие симметрии  $SU_c(3)$  для описания цветовых состояний кварков.

Теперь сделаем следующий шаг: потребуем калибровочной инвариантности теории относительно такой группы:

$$SU_c(3) \times SU_L(2) \times U_Y(1).$$

Как только мы накладываем последнее требование, у нас фактически не остаётся никакой другой возможности, кроме как выписать следующий лагранжиан, содержащий члены размерностью не выше четырёх:

$$L = -\frac{1}{4} W_{\mu\nu}^i (W^{\mu\nu})^i - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a (G^{\mu\nu})^a + \sum_{f=1,q} \bar{\Psi}_L^f (iD_\mu^L \gamma^\mu) \Psi_L^f + \sum_{f=1,q} \bar{\Psi}_R^f (iD_\mu^R \gamma^\mu) \Psi_R^f, \quad (3)$$

где

$$W_{\mu\nu}^i = \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i + g_2 \epsilon^{ijk} W_\mu^j W_\nu^k, \quad (4)$$

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu,$$

$$G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + g_s f^{abc} A_\mu^b A_\nu^c,$$

$$D_\mu^L = \partial_\mu - i g_2 W_\mu^i \tau^i - i g_1 B_\mu \left( \frac{Y_L^f}{2} \right) - i g_s A_\mu^a t^a, \quad (5)$$

$$D_\mu^R = \partial_\mu - i g_1 B_\mu \left( \frac{Y_R^f}{2} \right) - i g_s A_\mu^a t^a.$$

Здесь индексы  $i, j, k$  пробегают значения 1, 2, 3, а индексы  $a, b, c$  — значения 1, …, 8,  $Y_{L,R}^f$  — слабый гиперзаряд для левых и правых полей лептонов и кварков.

Обратим внимание на важное различие абелевых и неабелевых калибровочных теорий. В неабелевых калибровочных теориях калибровочные заряды  $g_2$  или  $g_s$  входят и в ковариантную производную, фиксируя взаимодействия с фермионами, и в тензор напряжённости поля, фиксируя взаимодействия калибровочных полей друг с другом. Таким образом, нельзя изменить силу взаимодействия с фермионами, не изменив силы взаимодействия самих калибровочных бозонов. Напротив, в абелевых теориях самодействие калибровочных бозонов отсутствует и принцип калибровочной инвариантности допускает определённую свободу — в виде наличия параметров  $Y_{L,R}$  в нашем случае.

Далее лагранжиан (3) следует переписать в терминах заряженных векторных полей  $W_\mu^\pm = (W_\mu^1 \mp i W_\mu^2)/\sqrt{2}$  и нейтральных полей  $W_\mu^3$  и  $B_\mu$ , которые могут быть смесью других полей,  $A_\mu$  и  $Z_\mu$ , с некоторым углом смешивания  $\theta_W$  (углом смешивания Вайнберга):

$$W_\mu^3 = Z_\mu \cos \theta_W + A_\mu \sin \theta_W, \quad (6)$$

$$B_\mu = -Z_\mu \sin \theta_W + A_\mu \cos \theta_W.$$

Лагранжиан взаимодействия для заряженных токов (CC) сразу получается из (3) и имеет нужный вид ( $V-A$ ):

$$L_{CC}^1 = \frac{g_2}{\sqrt{2}} \bar{v}_{e_L} \gamma_\mu W_\mu^+ e_L + \text{h.c.} = \frac{g_2}{2\sqrt{2}} \bar{v}_e \gamma_\mu (1 - \gamma_5) W_\mu^+ e + \text{h.c.}, \quad (7)$$

$$L_{CC}^q = \frac{g_2}{2\sqrt{2}} \bar{u} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) W_\mu^+ d + \frac{g_2}{2\sqrt{2}} \bar{d} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) W_\mu^- u. \quad (8)$$

Для взаимодействия нейтральных токов (NC) в соответствии с требованием 1 необходимо, чтобы одно из полей, скажем  $A_\mu$ , имело правильные электромагнитные взаимодействия, как у поля фотона. Это требование приводит к ряду уравнений для гиперзарядов, которые имеют решения вида

$$Y_R^e = 2 Y_L^e, \quad Y_R^u = -\frac{4}{3} Y_L^e, \quad Y_R^d = \frac{2}{3} Y_L^e,$$

где гиперзаряды выражаются через один независимый параметр, например гиперзаряд левого лептонного дублета  $Y_L^c$  (см. [16]). Одно из этих уравнений даёт связь зарядов и угла смешивания:  $g_2 \sin \theta_W = -g_1 Y_L^c \cos \theta_W$ . При этом лагранжиан нейтральных токов с полями  $A_\mu$  и  $Z_\mu$  приобретает следующий вид:

$$L_{NC} = e \sum_f Q_f J_{f\mu}^{\text{em}} A^\mu + \frac{e}{4 \sin \theta_W \cos \theta_W} \sum_f J_{f\mu}^Z Z^\mu, \quad (9)$$

где  $J_{f\mu}^{\text{em}} = \bar{f} \gamma_\mu f$ ,  $Q_v = 0$ ,  $Q_e = -1$ ,  $Q_u = 2/3$ ,  $Q_d = -1/3$ ,  $J_{f\mu}^Z = \bar{f} \gamma_\mu [v_f - a_f \gamma_5] f$ . В результате лагранжианы (7) и (9), которые получены из лагранжиана (3), имеют структуру, демонстрирующую "хорошие" свойства теории:

- правильные заряженные токи ( $V-A$ );
- правильные электромагнитные взаимодействия;
- сокращение киральных аномалий (проверка этого свойства выходит за рамки данной статьи);
- предсказание новых нейтральных токов, взаимодействующих с новым бозоном  $Z_\mu$ . Эти токи и бозон обнаружены экспериментально.

Однако построенная теория не может правильно описывать свойства природы. Все поля в такой теории не имеют масс, хотя на самом деле бозоны  $W$ ,  $Z$ , а также все заряженные лептоны и кварки обладают ненулевыми массами. Но при введении масс в теорию возникает серьёзная проблема. Массовые члены для бозонов  $M_V^2 V_\mu V^{\mu*}$  и дираковские массовые члены для фермионов  $m_\psi \bar{\psi} \psi = m_\psi (\bar{\psi}_L \psi_R + \bar{\psi}_R \psi_L)$  с очевидностью не удовлетворяют основному требованию калибровочной инвариантности: массовый член для векторного поля не инвариантен при замене  $V_\mu \rightarrow V_\mu + \partial_\mu \alpha$ , а в массовом члене для фермионов  $\psi_L$  — левый дублет и  $\psi_R$  — правый синглет, т.е. они по-разному преобразуются при фазовом повороте.

Калибровочная структура взаимодействий, которая следует из лагранжиана (3), надёжно установлена. Приведённый на рис. 1 пример показывает, насколько хо-

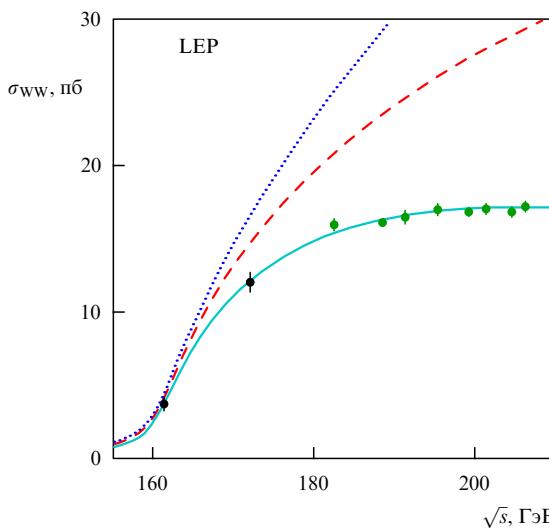


Рис. 1. Сечение рождения пары  $WW$  в сравнении с теоретическими предсказаниями. Верхняя кривая — вклад диаграммы с обменом нейтрино. Средняя кривая — вклад диаграмм с обменом нейтрино и фотоном. Вклад всех диаграмм СМ (нижняя кривая) находится в прекрасном согласии с экспериментальными данными, которые показаны кружками. (Пояснения см. в [17].)

рошо согласуется с экспериментальными результатами структура трёхбозонных вершин  $W^+ W^- A$  и  $W^+ W^- Z$ , вид которых следует из кинетической части (3). Ситуация, при которой взаимодействия инвариантны относительно определённой симметрии, а спектр состояний не инвариантен, типична для случая спонтанного нарушения симметрии.

Напомним, что в теории сверхпроводимости Гинзбурга–Ландау [18] (см. также [15]) инвариантная относительно пространственных поворотов свободная энергия, являющаяся функцией температуры  $T$  и квадрата намагниченности  $\mathbf{M}$ , может быть разложена в ряд по степеням намагниченности:

$$F(T, |\mathbf{M}|^2) = f_0(T) + \frac{1}{2} \mu^2(T) |\mathbf{M}|^2 + \frac{1}{4} \lambda(T) |\mathbf{M}|^4 + \dots$$

Из условия минимума энергии получим

$$\frac{\partial F}{\partial \mathbf{M}} = 0 \Rightarrow (\mu^2(T) + \lambda(T) |\mathbf{M}|^2) \mathbf{M} = 0. \quad (10)$$

Если при некоторой критической температуре  $\mu^2(T_{\text{crit}}) = 0$ , то возможна ситуация, в которой  $\mu^2(T) > 0$  при  $T > T_{\text{crit}}$  и  $\mu^2(T) < 0$  при  $T < T_{\text{crit}}$ . Если  $\mu^2(T) < 0$ , то решение  $|\mathbf{M}_0|^2 = -\mu^2/\lambda$  становится минимумом энергии. При этом любое конкретное направление вектора намагниченности  $\mathbf{M}_0$ , выбранное системой спонтанно, будет нарушать исходную симметрию относительно вращений.

### 3. Спонтанное нарушение симметрии в Стандартной модели.

#### Механизм Браута–Энглера–Хиггса

В соответствии с идеями теории Гинзбурга–Ландау добавим к лагранжиану СМ (3) калибровочно-инвариантный относительно той же группы  $SU_L(2) \times U_Y(1)$  лагранжиан комплексного скалярного поля

$$L_\Phi = D_\mu \Phi^\dagger D^\mu \Phi - \mu^2 \Phi^\dagger \Phi - \lambda^4 (\Phi^\dagger \Phi)^2, \quad (11)$$

где  $\Phi$  — комплексный дублет, а ковариантная производная имеет вид

$$D_\mu = \partial_\mu - i g_2 W_\mu^i \tau^i - i g_1 \frac{Y_h}{2} B_\mu. \quad (12)$$

Здесь  $Y_h$  — гиперзаряд скалярного поля, называемого полем Хиггса. Потенциал этого поля, показанный на рис. 2, имеет минимум:

$$|\varphi_0| = \sqrt{\frac{|\mu^2|}{2\lambda}} = \frac{v}{\sqrt{2}} > 0$$

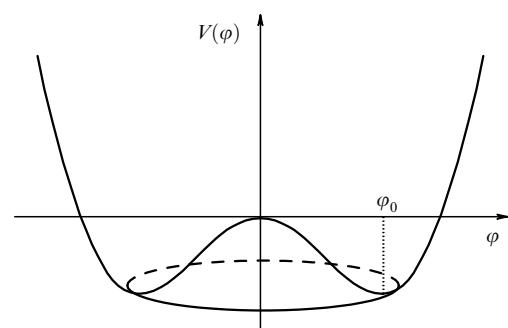


Рис. 2. Потенциал поля Хиггса.

при отрицательных  $\mu^2$  по аналогии с потенциалом в теории Гинзбурга – Ландау. Любое конкретное вакуумное решение нарушает симметрию относительно сдвига фазы (калибровку).

Произвольное комплексное скалярное поле, дублет по группе  $SU_L(2)$ , можно параметризовать четырьмя действительными полями:

$$\Phi(x) = \exp\left(-i\frac{\xi^i(x)t^i}{v}\right)\begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+h(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}. \quad (13)$$

Поскольку лагранжиан (11) инвариантен относительно калибровочного преобразования

$$\Phi(x) \rightarrow \Phi'(x) = \exp(i g_2 \alpha^i t^i) \Phi(x), \quad (14)$$

можно зафиксировать калибровку  $g_2 \alpha^i(x) = \xi^i(x)/v$  так, чтобы все поля  $\xi^i(x)$  при соответствующем преобразовании калибровочного поля исчезли из лагранжиана и в нём остались бы только физические степени свободы. В такой калибровке, называемой унитарной, лагранжиан  $L_\Phi$  после подстановки в него полей  $W_\mu^1, W_\mu^2, W_\mu^3$  и  $B_\mu$ , выраженных в терминах полей  $W_\mu^\pm, A_\mu, Z_\mu$  и

$$\Phi(x) = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+h(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix},$$

примет вид

$$L = \frac{1}{2}(\partial_\mu h)^2 - \frac{1}{2}(2\lambda v^2)h^2 - \lambda v h^3 - \frac{\lambda}{4}h^4 + M_W^2 W_\mu^+ W^\mu_- \left(1 + \frac{h}{v}\right)^2 + \frac{1}{2}M_Z^2 Z_\mu Z^\mu \left(1 + \frac{h}{v}\right)^2, \quad (15)$$

где возникают поле нового скалярного бозона (бозона Хиггса)  $h(x)$  с массой  $M_h^2 = 2\lambda v^2$ , массивные члены  $M_W = (1/2)g_2 v$  полей  $W_\mu^\pm$  и  $M_Z = (1/2)(g_2 \cos \theta_W + g_1 Y_h \sin \theta_W)v$  поля  $Z_\mu$ , а также член взаимодействия полей  $W$  и  $Z$  с бозоном Хиггса и члены самодействия бозона Хиггса  $h^3$  и  $h^4$ .

Условие того, что масса поля  $A_\mu$  обращается в нуль, имеет вид

$$g_2 \sin \theta_W - g_1 Y_h \cos \theta_W = 0.$$

Если сравнить это условие с тем, которое вытекало из требования правильных электромагнитных взаимодействий поля  $A_\mu$ :

$$g_2 \sin \theta_W + g_1 Y_h \cos \theta_W = 0,$$

то можно заключить, что поле  $A_\mu$  будет соответствовать полю фотона, т.е. будет безмассовым и будет иметь правильные электромагнитные взаимодействия с фермионами только тогда, когда гиперзаряды поля бозона Хиггса и лептонного дублета равны по модулю и противоположны по знаку:

$$Y_h = -Y_L^c.$$

Вакуум

$$\Phi(x) = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+h(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}$$

нарушает обе симметрии,  $SU_L(2)$  и  $U_Y(1)$ . Однако существует комбинация генераторов, которая оставляет вакуум неизменным:

$$\exp(i\hat{T}_i \theta_i) \Phi_{\text{vac}} = \Phi_{\text{vac}} \Rightarrow \hat{T}_i \Phi_{\text{vac}} = 0.$$

Такой комбинацией при  $Y_h = 1$  является

$$\hat{T}_3 + \frac{1}{2}Y_h = \frac{1}{2}\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} + \frac{1}{2}Y_h\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}.$$

Последнее условие говорит о том, что вакуум электрически нейтрален, а симметрия  $SU_L(2) \times U_Y(1)$  нарушена до  $U_{\text{em}}(1)$ . Значение гиперзаряда поля Хиггса  $Y_h = 1$  фиксирует гиперзаряд  $Y_L^c$ . Выражения для масс бозонов  $W^\pm$  и  $Z$  при этом дают знаменитое соотношение:

$$M_W = M_Z \cos \theta_W.$$

Подчеркнём, что поля  $\xi^i(x)$  в выражении (13) выпали из лагранжиана в унитарной калибровке. Однако, согласно теореме Гольдстоуна, мы ожидали бы наличия  $4 - 1 = 3$  безмассовых бозонов, по числу генераторов, нарушающих симметрию. Эти три бозона в калибровочной теории становятся ("поедаются") продольными компонентами векторных полей  $W^\pm$  и  $Z$ , которые из безмассовых с двумя степенями свободы становятся обладающими массами с тремя степенями свободы. Такой механизм получения массы называется механизмом Браута – Энглера – Хиггса (Brout – Englert – Higgs — ВЕН) [19–21].

#### 4. Механизм Браута – Энглера – Хиггса для фермионов

Механизм спонтанного нарушения симметрии ВЕН позволяет наделить массами не только калибровочные бозоны, но и фермионы.

Можно построить только два калибровочно-инвариантных оператора типа Юкавы, которые при спонтанном нарушении приводят к дираковским массивным членам фермионов:  $Q_L \bar{\Phi} d_R + \text{h.c.}$  и  $\bar{Q}_L \Phi^C u_R + \text{h.c.}$ , где

$$Q_L = \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}, \quad \Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h \end{pmatrix},$$

$$\Phi^C = i\sigma^2 \Phi^\dagger = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} v + h \\ 0 \end{pmatrix},$$

$\sigma^2$  — вторая матрица Паули, h.c. — эрмитово сопряжённые члены.

Эти два оператора дают массы нижним и верхним фермионам соответственно:

$$(\bar{u}_L \bar{d}_L) \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} d_R + \bar{d}_R (0 \ v) \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix} = v(\bar{d}_L d_R + \bar{d}_R d_L) = v \bar{d} d.$$

Однако принцип калибровочной инвариантности взаимодействий позволяет написать более общие операторы с учётом возможных смешиваний в кварковом и лептонном секторах:

$$L_{\text{Yukawa}} = -\Gamma_d^{ij} \bar{Q}_L^{i'} \Phi d_R^{j'} + \text{h.c.} - \Gamma_u^{ij} \bar{Q}_L^{i'} \Phi^C u_R^{j'} + \text{h.c.} - \Gamma_e^{ij} \bar{L}_L^{i'} \Phi e_R^{j'} + \text{h.c.} \quad (16)$$

Подстановка полей  $\Phi$  и  $\Phi^C$  в унитарной калибровке приводит к лагранжиану следующего вида:

$$L_{\text{Yukawa}} = - \left( M_d^{ij} \bar{d}_L^{i'} d_R^{j'} + M_u^{ij} \bar{u}_L^{i'} u_R^{j'} + M_e^{ij} \bar{e}_L^{i'} e_R^{j'} + \text{h.c.} \right) \times \\ \times \left( 1 + \frac{h}{v} \right),$$

где  $M^{ij} = \Gamma^{ij} v / \sqrt{2}$ .

Далее следует учесть, что физические состояния — это состояния с определённой массой. Диагонализовать массивные матрицы можно с помощью унитарных преобразований

$$\begin{aligned} d'_{Li} &= (U_L^d)_{ij} d_{Lj}, & d'_{Ri} &= (U_R^d)_{ij} d_{Rj}, \\ u'_{Li} &= (U_L^u)_{ij} u_{Lj}, & u'_{Ri} &= (U_R^u)_{ij} u_{Rj}, \\ l'_L &= (U_L^l) l_L, & l'_R &= (U_R^l) l_R, \\ U_L U_L^\dagger &= 1, & U_R U_R^\dagger &= 1, & U_L^\dagger U_L &= 1. \end{aligned}$$

В результате диагонализации массивные матрицы примут вид

$$\begin{aligned} (U_L^u)^\dagger M_u U_R^u &= \begin{pmatrix} m_u & 0 & 0 \\ 0 & m_c & 0 \\ 0 & 0 & m_t \end{pmatrix}, \\ (U_L^d)^\dagger M_d U_R^d &= \begin{pmatrix} m_d & 0 & 0 \\ 0 & m_s & 0 \\ 0 & 0 & m_b \end{pmatrix}, \\ (U_L^l)^\dagger M_l U_R^l &= \begin{pmatrix} m_e & 0 & 0 \\ 0 & m_\mu & 0 \\ 0 & 0 & m_\tau \end{pmatrix}. \end{aligned}$$

Лагранжиан Юкавы будет иметь следующую структуру (в простейшем случае мы предполагаем нейтрино только левыми с нулевыми массами):

$$L_{\text{Yukawa}} = - \left( m_q^i \bar{d}_L^i d_R^i + m_d^{*i} \bar{d}_R^i d_L^i + m_u^i \bar{u}_L^i u_R^i + m_u^{*i} \bar{u}_R^i u_L^i + m_l^i \bar{l}_L^i l_R^i + m_l^{*i} \bar{l}_R^i l_L^i \right) \left( 1 + \frac{h}{v} \right),$$

где содержатся дираковские массивные члены всех фермионов и взаимодействие с бозоном Хиггса  $h(x)$ , пропорциональное массам фермионов.

Заметим, что нейтральные токи, содержащие либо только верхние, либо только нижние фермионы, при унитарных поворотах, диагонализующих массивные матрицы, также становятся диагональными. Как результат, СМ предсказывает отсутствие нейтральных токов с нарушением номера поколения или аромата (Flavor Changing Neutral Currents — FCNC).

В заряженные токи входят верхние и нижние кварки, которые при диагонализации поворачиваются разными унитарными матрицами:

$$\begin{aligned} u' &\rightarrow (U_L^u) u, & d' &\rightarrow (U_L^d) d, \\ J_C &\sim (U_L^u)^\dagger U_L^d \bar{u}_L \hat{Q} d_L. \end{aligned}$$

Матрица  $V_{\text{СМ}} = (U_L^u)^\dagger U_L^d$  также является унитарной и перемешивает заряженные токи в СМ. Эта матрица называется матрицей смешивания Кабибо–Кобаяси–Маскавы (Cabibbo–Kobayashi–Maskawa, СКМ). В общем случае унитарная матрица  $3 \times 3$  параметризуется

тремя действительными углами и одной комплексной фазой. Наличие такой фазы приводит к процессам с нарушением СР-инвариантности.

В этой короткой статье мы не обсуждаем всё многообразие явлений, связанных с матрицей смешивания. Подчеркнём только, что основной принцип — принцип калибровочной инвариантности — даёт возможность включить в теорию СР-нарушение, хотя и не предсказывает величины такого нарушения, которая, как и массы фермионов или углы матрицы СКМ, определяется из эксперимента.

Таким образом, механизм ВЕН обеспечивает приобретение масс бозонами и фермионами без нарушения калибровочной инвариантности взаимодействия. Помимо того, СМ как теория поля с массивными полями, полученными с помощью механизма ВЕН, является унитарной и перенормируемой. Унитарность уже была продемонстрирована: в теории в унитарной калибровке все нефизические степени свободы исчезли. Перенормируемость теории следует из её калибровочной инвариантности (см. детальное изложение в книге [22]). Действительно, в унитарной калибровке пропагатор массивного векторного поля имеет вид

$$D_{\mu\nu}(p) = - \frac{i}{p^2 - M_V^2} \left( g_{\mu\nu} - \frac{p_\mu p_\nu}{M_V^2} \right). \quad (17)$$

Последний член в скобках в правой части (17), пропорциональный  $1/M_V^2$ , может привести к плохому поведению теории при энергии  $\gg M_V$ . Априори совсем не очевидно, что все вклады, обусловленные этими продольными членами в пропагаторах массивных векторных полей, сокращаются при вычислении физических величин, таких как сечения или кинематические распределения. Однако благодаря калибровочной инвариантности квантование теории можно провести в других калибровках, где останутся нетривиальные вклады от нефизических степеней свободы (голдстоуновских бозонов, полей дубров). Но в этой калибровке пропагаторы массивного векторного поля и поля нефизических бозонов имеют вид

$$\begin{aligned} D_{\mu\nu}^\xi &= - \frac{i}{k^2 - M_V^2} \left[ g_{\mu\nu} - (1 - \xi) \frac{k_\mu k_\nu}{k^2 - \xi M_V^2} \right], \\ D^c &= \frac{i}{p^2 - \xi M_V^2} \end{aligned} \quad (18)$$

с "хорошим" поведением при больших энергиях, где  $D^c$  — причинный пропагатор Фейнмана.

Таким образом, СМ, построенная на основе принципа калибровочной инвариантности, является унитарной и перенормируемой одновременно. Напомним, что в лагранжиане СМ содержатся только члены размерностью не выше четырёх и, как результат, константы взаимодействия  $g_1$  и  $g_2$  безразмерны.

Как упоминалось выше, Энглер и Хиггс получили Нобелевскую премию 2013 года за создание механизма ВЕН. Работы Т. Хофта и Велтмана удостоены Нобелевской премии 1999 года за "освещение квантовой структуры электрослабых взаимодействий". Подчеркнём основополагающее значение работ Фаддеева, Попова и Славнова (см. [22] и приведённые там ссылки) по разработке процедуры квантования неабелевых калибровочных теорий, в частности теорий со спонтанным нарушением симметрии.

## 5. Предсказания для бозона Хиггса

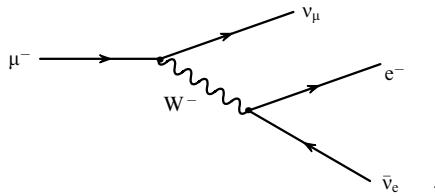
### Стандартной модели

Что нам было известно о бозоне Хиггса СМ до его прямого обнаружения?

Приведём лагранжиан хиггсовского сектора СМ, объединяющий соответствующие бозонные и фермионные части, о которых шла речь в разделах 2–4:

$$\begin{aligned} L_h = & \frac{1}{2} (\partial^\mu h) (\partial_\mu h) + \frac{M_h^2}{2} h^2 - \frac{M_h^2}{2v} h^3 - \frac{M_h^2}{8v^2} h^4 + \\ & + \left( M_W^2 W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{1}{2} M_Z^2 Z_\mu Z^\mu \right) \left( 1 + \frac{h}{v} \right)^2 - \\ & - \sum_f m_f \bar{f} f \left( 1 + \frac{h}{v} \right). \end{aligned} \quad (19)$$

В лагранжиане (19) все константы связи выражены через массу бозона Хиггса  $M_h$ . Массы  $W^\pm$ - и  $Z$ -бозонов, лептонов и кварков известны из экспериментальных наблюдений. Параметр вакуумного среднего поля Хиггса  $v$  также хорошо известен из измерения константы четырёхфермионного взаимодействия  $G_F$ . Действительно, рассмотрим в качестве примера распад  $\mu^-$ , который описывается диаграммой



Поскольку  $m_\mu \ll M_W$ , импульсом в пропагаторе  $W$ -бозона можно пренебречь и из сравнения вида четырёхфермионного взаимодействия Ферми и лагранжиана для заряженных токов (7) получить соотношение

$$\frac{g_2^2}{8M_W^2} = \frac{G_F}{\sqrt{2}}. \quad (20)$$

Но в СМ масса  $W$ -бозона возникает в результате механизма ВЕН и, как было показано ранее,

$$M_W^2 = \frac{1}{4} g_2^2 v^2. \quad (21)$$

Из соотношений (20) и (21) следует

$$v = \frac{1}{(\sqrt{2} G_F)^{1/2}} = 246,22 \text{ ГэВ} \quad (22)$$

с учётом высокой точности измерения  $G_F$ ,

$$G_F = 1,1663787(6) \times 10^{-5} \text{ ГэВ}^{-2}.$$

Вновь подчеркнём значение принципа калибровочной инвариантности: в соотношениях (20) и (21) фигурирует константа  $g_2$  одной и той же калибровочной группы  $SU_L(2)$ . Значение вакуумного среднего поля Хиггса  $v$  зафиксировано через параметр  $G_F$ , введённый и измеренный задолго до формулировки механизма ВЕН.

Возвращаясь к лагранжиану (19), отметим, что из эксперимента в нём известны все параметры, за исключением массы самого бозона Хиггса. Это обстоятельство позволило провести различные вычисления для разных областей масс бозона Хиггса и получить ряд количе-

ственных предсказаний и экспериментальных ограничений:

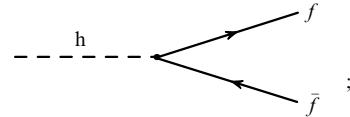
- предсказания для ширин распадов и сечений рождения по различным модам;
- ограничения из условий унитарности СМ;
- ограничения из условия самосогласованности СМ;
- ограничения из прямых поисков на коллайдерах;
- ограничения из сравнения петлевых поправок для массы с прецизионными измерениями.

Рассмотрим эти предсказания.

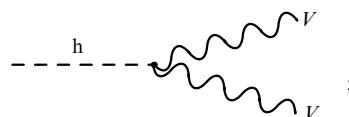
1. Из лагранжиана (19) непосредственно следуют правила Фейнмана для взаимодействия бозона Хиггса с фермионами,  $W^\pm$ - и  $Z$ -бозонами, а также для вершин самодействия  $h^3$  и  $h^4$  самого бозона Хиггса. С помощью правил Фейнмана можно рассчитать основные ширины распадов бозона Хиггса и сечений рождения с учётом высших сильных, а в ряде случаев электрослабых поправок (см. [23]).

Ниже приведены диаграммы Фейнмана для основных мод распада:

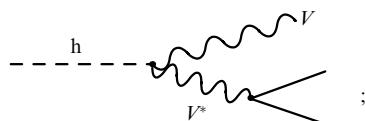
— распад в фермион-атифермионную пару  $f = \bar{b}, \bar{c}, \tau, \mu$ :



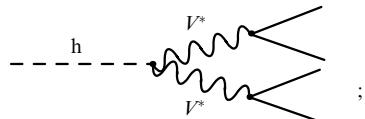
— распад в реальные векторные бозоны  $V = W, Z$  ( $M_h > 2M_V$ ):



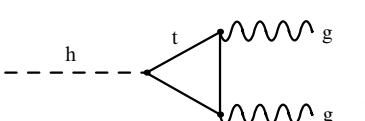
— распад в реальный и виртуальный бозоны ( $M_V < M_h < 2M_V$ ):



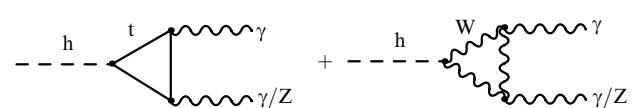
— распад в два виртуальных бозона  $V = W, Z$  ( $M_h < M_V$ ):



— распад в два глюона:



— распад в два фотона, в фотон и  $Z$ -бозон:



Характерное поведение полной ширины распада бозона Хиггса и парциальных вероятностей распадов по различным модам в зависимости от массы бозона Хиггса показано на рис. 3, 4 [23].

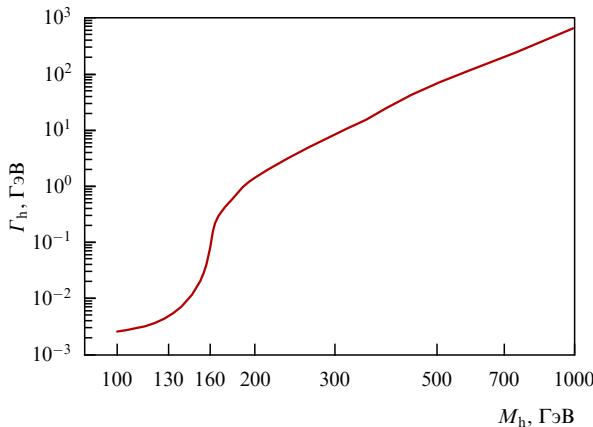
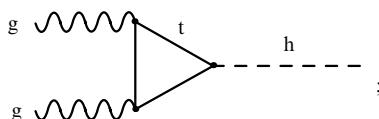


Рис. 3. Полная ширина распада бозона Хиггса  $\Gamma_h$  в зависимости от его массы  $M_h$ . (См. [23].)

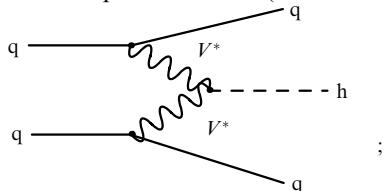
Отметим, что при небольших массах бозона Хиггса ( $M_h \leq 130$  ГэВ) основной вклад в ширину даёт распад в пару кварков  $b\bar{b}$ , полная ширина распада при этом мала по сравнению с массой. Например, при  $M_h = 125$  ГэВ полная ширина распада  $\Gamma_h$  составляет примерно 4 МэВ. При больших массах доминирует распад в пару W-бозонов, ширина распада быстро возрастает как  $M_h^3$  и достигает при массе  $\sim 1$  ТэВ величины около 0,5 ТэВ, показывая, что при таких больших массах сам бозон Хиггса в СМ теряет смысл частицы и СМ перестаёт быть осмысленной теорией. Отметим, что парциальная вероятность распада на два фотона очень мала — на уровне  $10^{-3}$ . Однако эта мода имеет огромное значение при поиске бозона Хиггса на LHC ввиду хорошего соотношения сигнала и фона.

Основные каналы рождения бозона Хиггса на LHC:

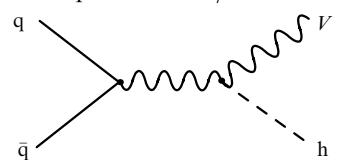
— глюон-глюонное слияние:



— слияние векторных бозонов (vector boson fusion):



— ассоциативное рождение W/Z и h:



— ассоциативное рождение пары топ- и антитоп-кварков и h:

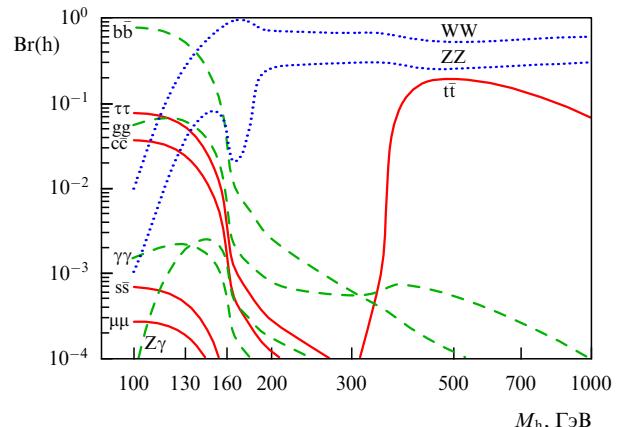
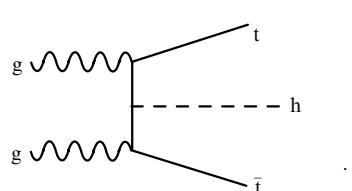


Рис. 4. Парциальные вероятности распада бозона Хиггса по различным каналам в зависимости от его массы. (См. [23].)

Результаты вычисления сечений рождения бозона Хиггса на LHC с учётом высших порядков при энергиях столкновений 7, 8 и 14 ТэВ приведены на рис. 5 [24].

Основной вклад в сечение рождения даёт глюон-глюонное слияние. Подчеркнём, что при энергиях коллайдера Tevatron доступными по уровню сечений оказываются только два канала рождения: глюон-глюонное и ассоциативное рождение  $W/Z$  и  $h$ . Следует отметить, что для LHC интересными в случае небольших масс бозона Хиггса являются процесс его ассоциативного рождения с парой  $b\bar{b}$ -кварков  $gg \rightarrow b\bar{b}h$  [25] и ассоциативное рождение  $h$  с одиночным топ-кварком [26]. Сечения этих процессов приведены на рис. 6, 7.

2. Из условия унитарности в квантовой теории следует оптическая теорема, связывающая полное сечение процесса с амплитудой рассеяния вперёд:

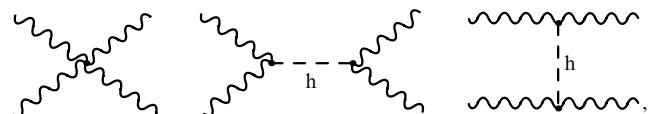
$$\sigma = \frac{1}{s} \operatorname{Im} A(\theta = 0) = \frac{16\pi}{s} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) |a_l|^2, \quad (23)$$

где  $a_l$  — амплитуда парциальной волны. Отсюда  $\operatorname{Im} a_l = |a_l|^2$ , или

$$|\operatorname{Re} a_l|^2 + \left( \operatorname{Im} a_l - \frac{1}{2} \right)^2 = \frac{1}{4},$$

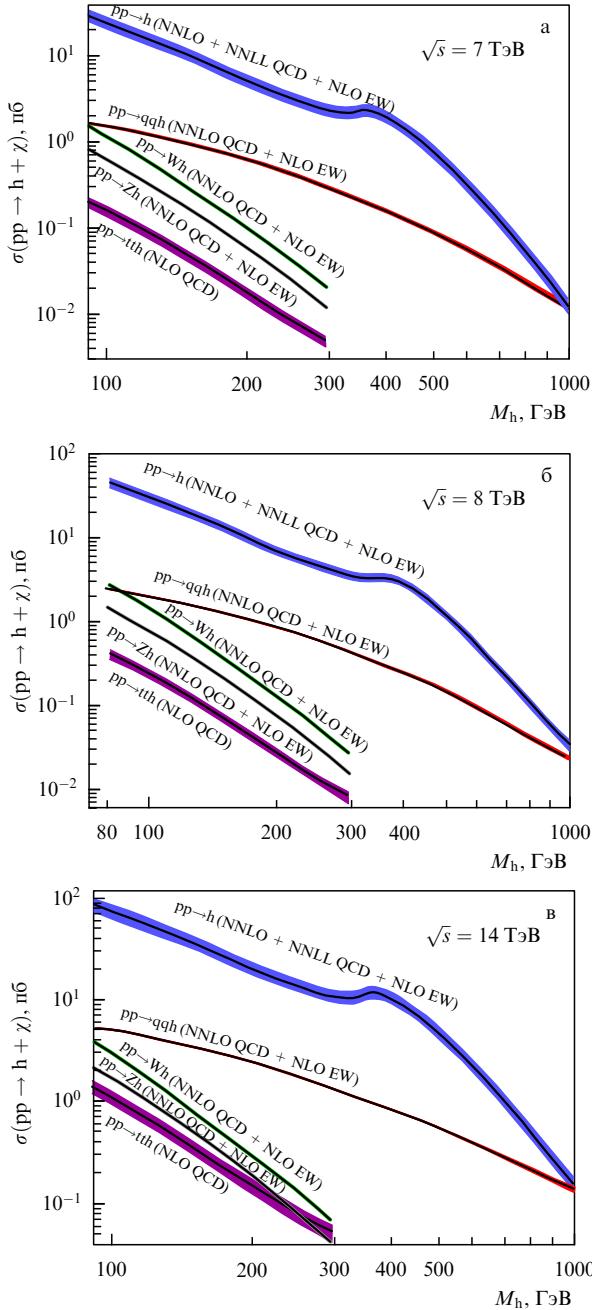
т.е.  $|\operatorname{Re} a_l| < 1/2$ .

В случае СМ наиболее "опасными" в смысле энергетического роста являются амплитуды с участием продольных компонент  $W$ - и  $Z$ -бозонов. Поскольку в СМ эти продольные компоненты происходят, согласно механизму ВЕН, от соответствующих голдстоуновских бозонов, амплитуды рассеяния двух продольных  $W$  легко найти из диаграмм рассеяния голдстоуновских бозонов:



$$A(W^+W^- \rightarrow W^+W^-) = - \left[ 2 \frac{M_h^2}{v^2} + \left( \frac{M_h^2}{v} \right)^2 \frac{1}{s - M_h^2} + \left( \frac{M_h^2}{v} \right)^2 \frac{1}{t - M_h^2} \right]. \quad (24)$$

Отсюда для амплитуды нулевой парциальной волны получим

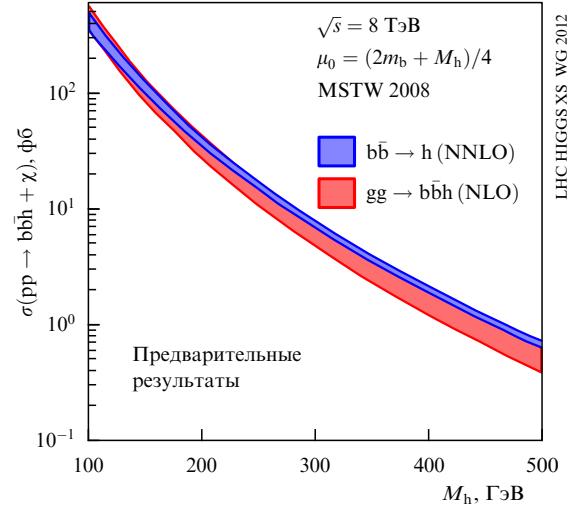


**Рис. 5.** Сечения основных процессов рождения бозона Хиггса на LHC при энергиях 7, 8 и 14 ТэВ, рассчитанные при учёте различных порядков возмущений, следующих за лидирующим порядком (LO): NLO (Next-to-LO), NNLO (Next-to-NLO), NNLL (Next-to-Next-to-Leading Logarithmic); EW — electroweak, QCD — Quantum Chromodynamics. (См. [24].)

$$a_0 = \frac{1}{16\pi s} \int_s^0 dt |A| = \\ = -\frac{M_h^2}{16\pi v^2} \left[ 2 + \frac{M_h^2}{s - M_h^2} - \frac{M_h^2}{s} \log \left( 1 + \frac{s}{M_h^2} \right) \right]. \quad (25)$$

Тогда условие  $|\text{Re } a_0| < 1/2$  приведёт к двум возможным следствиям:

$$a_0 \xrightarrow{s \gg M_h^2} -\frac{M_h^2}{8\pi v^2}, \quad M_h \leqslant 870 \text{ ГэВ}, \\ a_0 \xrightarrow{s \ll M_h^2} -\frac{s}{32\pi v^2}, \quad \sqrt{s} \leqslant 1,7 \text{ ГэВ}.$$



**Рис. 6.** Сечение ассоциативного рождения бозона Хиггса и пары  $b\bar{b}$ -кварков, рассчитанное с использованием функций распределения MSTW 2008 (Martin–Stirling–Thorne–Watt Parton Distribution Function) при учёте ошибок в схеме пяти ароматов (верхняя затенённая область) и четырёх ароматов (нижняя затенённая область). (См. [25].)

Следовательно, для обеспечения унитарности в теории должен быть бозон Хиггса с массой менее 870 ГэВ (710 ГэВ с учётом всех каналов  $V_L V_L$ -рассеяния) — в ином случае при  $\sqrt{s} \leqslant 1,7$  ТэВ (1,2 ТэВ) СМ перестаёт работать и должно проявиться что-то за пределами СМ для обеспечения унитарности.

3. Ограничения возникают из рассмотрения уравнения ренормгруппы для эволюции константы самодействия бозона Хиггса:

$$\frac{d\lambda}{d \ln Q^2} \simeq \frac{1}{16\pi^2} \left\{ 12\lambda^2 + 6\lambda\lambda_t^2 - 3\lambda_t^4 - \frac{3}{2}\lambda(3g_2^2 + g_1^2) + \frac{3}{16}[2g_2^4 + (g_2^2 + g_1^2)^2] \right\}, \quad (26)$$

где  $\lambda_t = m_t/v$  — константа связи Юкавы для топ-кварка.

При больших  $\lambda$  доминируют члены порядка  $\lambda^2$  и уравнение (26), которое приобретает вид

$$\frac{d\lambda}{d \ln Q^2} = \frac{3}{4\pi^2} \lambda^2(Q^2),$$

имеет решение

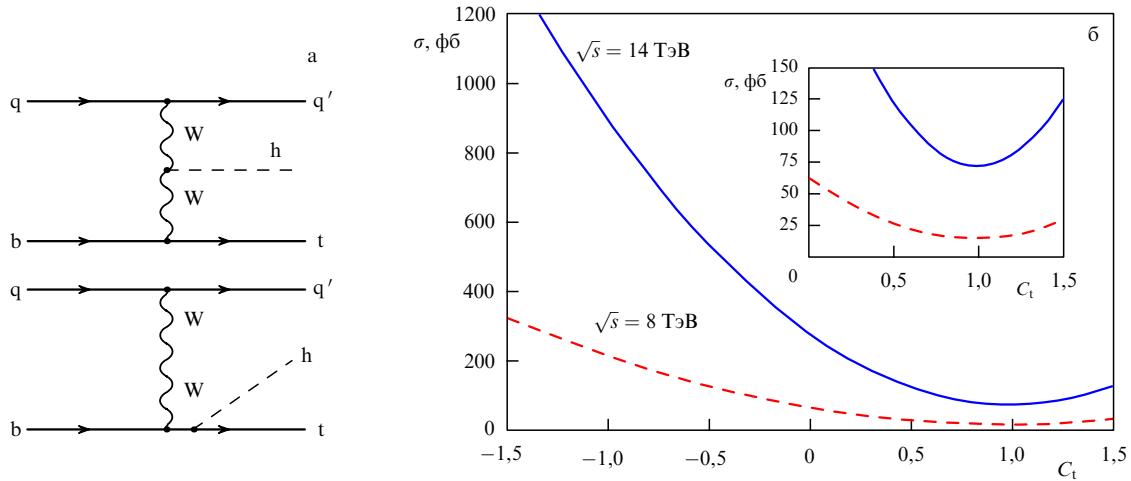
$$\lambda(Q^2) = \lambda(v^2) \left[ 1 - \frac{3}{4\pi^2} \lambda(v^2) \ln \frac{Q^2}{v^2} \right]^{-1}.$$

Условие "тривиальности" говорит о том, что не должен быть достигнут "нуль" Ландау, что даёт связь предельно допустимого масштаба  $\Lambda_C$  и массы бозона Хиггса.

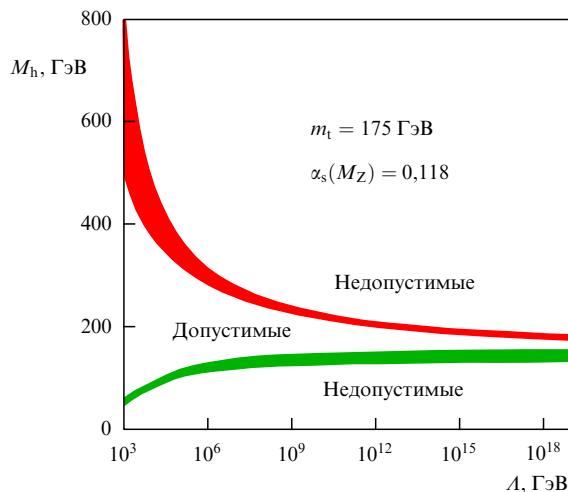
При малых  $\lambda$  в уравнении (26) доминируют два члена, не содержащие  $\lambda$ , что приводит к решению

$$\lambda(Q^2) = \lambda(v^2) + \\ + \frac{1}{16\pi^2} \left\{ -12 \frac{m_t^4}{v^4} + \frac{3}{16}[2g_2^4 + (g_2^2 + g_1^2)^2] \right\} \ln \frac{Q^2}{v^2}. \quad (27)$$

Поскольку  $\lambda$  и масса  $M_h$  связаны соотношением  $M_h^2 = 2\lambda v^2$ , требование "стабильности", т.е. положительности константы связи  $\lambda$  (потенциал поля Хиггса не



**Рис. 7.** (а) Диаграммы Фейнмана ассоциативного рождения бозона Хиггса и одиночного топ-кварка. На нижней диаграмме бозон Хиггса излучается топ-кварком, а на верхней — W-бозоном. (б) Сечение ассоциативного рождения бозона Хиггса и одиночного топ-кварка в зависимости от значения нормированной константы связи топ-кварка и бозона Хиггса. (См. [26].)



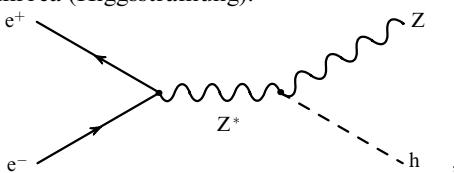
**Рис. 8.** Область допустимых масс бозона Хиггса в зависимости от масштаба, определяемая из требований самосогласованности Стандартной модели (не должен быть достигнут полюс Ландау — условие "тривиальности" (верхняя кривая), стабильность хиггсовского потенциала (нижняя кривая).

должен загибаться вниз), даёт:

$$M_h^2 > \frac{v^2}{8\pi^2} \left\{ -12 \frac{m_t^4}{v^4} + \frac{3}{16} [2g_2^4 + (g_2^2 + g_1^2)^2] \right\} \ln \frac{Q^2}{v^2}. \quad (28)$$

На рисунке 8 показана допустимая область масс бозона Хиггса  $M_h$  как функция масштаба  $\Lambda$  (между двумя предельными кривыми). Видно, что теория с массой бозона примерно 130 ГэВ может быть самосогласованной при очень больших масштабах, вплоть до масштаба применимости СМ.

4. Прямые ограничения на массу бозона Хиггса  $M_h$  были получены до начала работы LHC на коллайдерах LEP и Tevatron. На LEP изучение процесса с излучением бозона Хиггса (Higgsstrahlung):



привело к ограничению снизу

$$M_h > 114,4 \text{ ГэВ}$$

на 95%-ном уровне достоверности (Confidence Level — CL).

На коллайдере Tevatron масса бозона Хиггса была исключена в интервале  $M_h \sim 160-170$  ГэВ при изучении процесса глюонного слияния с распадом на два W-бозона.

5. Очень важные ограничения связаны с прецизионными измерениями на коллайдерах LEP и Tevatron масс W-бозона и топ-кварка, которые составляют

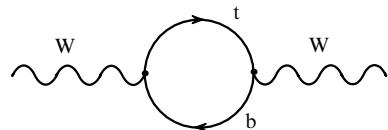
$$M_W = 80385 \pm 15 \text{ МэВ},$$

$$M_t = 173,18 \pm 0,56 \text{ (stat.)} \pm 0,75 \text{ (syst.) ГэВ}.$$

В СМ, как в квантовой теории поля, массы W-бозона получают петлевые поправки, которые зависят (логарифмически) от массы бозона Хиггса, как следует из диаграммы



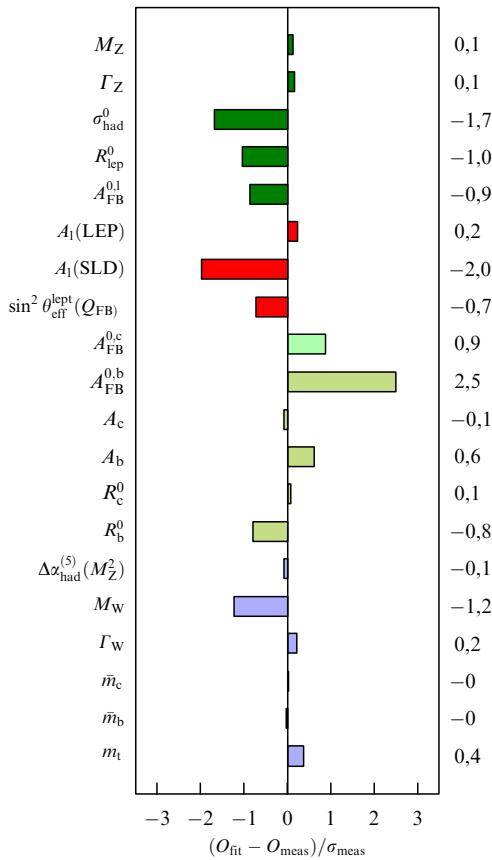
и от массы топ-кварка (квадратично), как следует из диаграммы



Сравнение этих сдвигов массы и точностей измерений позволяет установить ограничение сверху:

$$M_h < 155 \text{ ГэВ}, 95 \% \text{ CL}.$$

Подчеркнём, что сравнение данных прецизионных измерений на коллайдерах LEP, SLC, Tevatron с результатами вычислений в рамках СМ с учётом квантовых поправок к лидирующему приближению позволило продемонстрировать, насколько хорошо описываются данные. Результаты такого сравнения показаны на рис. 9.



**Рис. 9.** Глобальная аппроксимация прецизионных экспериментальных данных по измерению ряда величин, указанных в левой колонке на рисунке, с результатами расчётов этих величин в СМ с учётом вклада петлевых поправок (см. детали в [27]).

Заметим, что коллаборация Gfitter по фитированию всех данных, включая ограничения из прямых поисков и ограничения из сравнений с петлевыми вычислениями, представила результат, показанный на рис. 10 [27]. Наилучшее значение для массы бозона Хиггса оказалось равным величине

$$M_h = 125 \pm 10 \text{ ГэВ},$$

которая хорошо согласуется со значением для массы бозона Хиггса, обнаруженного позднее на LHC. Интересно, что в своё время из подобного фитирования масс W-бозона и топ-кварка масса топ-кварка также была определена как 178 ГэВ с точностью 20 % до прямого обнаружения топ-кварка на коллайдере Tevatron.

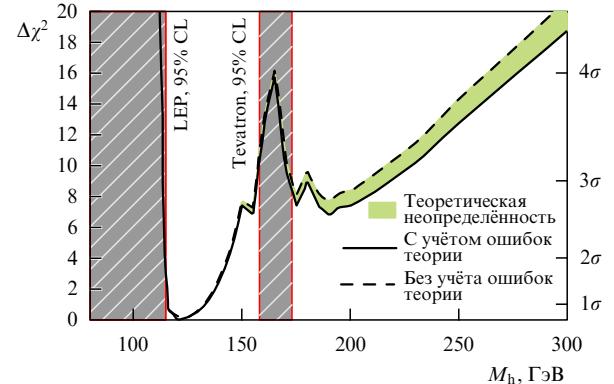
## 6. Заключение

Итак, можно сделать следующие выводы.

1. Стандартная модель — перенормируемая, свободная от киральных аномалий квантовая теория поля со спонтанным нарушением электрослабой симметрии. Предсказания СМ для различных наблюдаемых, включая ширины и парциальные вероятности распадов, различные асимметрии, сечения процессов и кинематические распределения, находятся во впечатляющем согласии с экспериментальными данными.

2. В СМ с безмассовыми нейтрино имеются 18 свободных параметров:

- четыре параметра в электрослабом и хиггсовском секторе:  $g_1, g_2, \mu^2, \lambda$ , которые могут быть выражены через



**Рис. 10.** Наилучшая аппроксимация экспериментальных данных по прецизионному измерению электрослабых параметров с результатами теоретических расчётов в рамках СМ как функция массы бозона Хиггса с учётом и без учёта теоретических ошибок, а также с учётом ограничений, полученных из прямых поисков на коллайдерах LEP и Tevatron. Эти ограничения показаны заштрихованными прямоугольниками (см. детали в [27]).

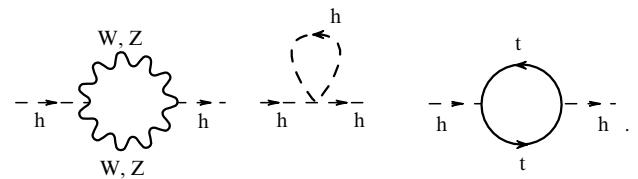
параметры, измеренные с наилучшей точностью:

$$\alpha_{em} = \frac{e^2}{4\pi}, \sin \theta_W, M_Z, M_h;$$

- шесть масс кварков и три массы заряженных лептонов;
- три угла и одна фаза в матрице смешивания Кабббо–Кобаяси–Маскавы;
- $\alpha_{QCD} = g_s^2/(4\pi)$  — константа связи сильных взаимодействий<sup>1</sup>.

3. СМ позволяет рассчитать характеристики многих процессов, понять и описать многие явления, но при этом не предсказывает значений параметров.

4. Простейший механизм Хиггса СМ обладает одной существенной проблемой: он нестабилен по отношению к квантовым петлевым поправкам к массе самого бозона Хиггса (проблема иерархий, или "натуральности" СМ). Диаграммы, дающие вклад в поправку к массе бозона Хиггса, имеют вид



Поправка, отвечающая этим диаграммам,

$$\delta M_h^2 = \frac{3G_F}{4\sqrt{2}\pi^2} (2M_W^2 + M_Z^2 + M_h^2 - 4M_t^2)\Lambda^2 \approx -(0.2\Lambda)^2,$$

зависит квадратично от масштаба  $\Lambda$ , связанного с любой "новой физикой", любыми новыми объектами, которые могут давать вклад в массовый параметр бозона Хиггса. Поправки к массам всех остальных частиц СМ, кроме скалярного бозона Хиггса, зависят от  $\Lambda$  логарифмически,

<sup>1</sup> Наличие масс и смешивание нейтрино дают дополнительные параметры. Здесь мы не рассматриваем эти аспекты, поскольку соответствующие явления, связанные с нейтрино, пока недоступны изучению на коллайдерах.

т.е. слабо, что гарантируется симметриями теории, киральной для фермионов и калибровочной для бозонов. Такой симметрии, которая запрещала бы столь сильную зависимость массы от масштаба, в случае скалярного бозона Хиггса нет. Если потребовать, чтобы поправки к массе бозона Хиггса не превышали самой массы,  $\delta M_h < M_h$ , то ограничение на  $\Lambda$  составит величину, меньшую 1 ТэВ, что находится уже на грани противоречия с данными, поскольку никакой "новой физики" на таком масштабе пока не обнаружено. Эта трудность, возможно техническая, носит название "проблемы малых иерархий". Для её решения, по-видимому, необходимо что-то в дополнение к СМ.

В данной короткой статье мы рассмотрели, в основном, электрослабую часть СМ с механизмом ВЕН, появление, свойства бозона Хиггса и ограничения на него. Сильную часть СМ, квантовую хромодинамику, физику матрицы СКМ, физику нейтринного сектора, как и многие другие вопросы, мы не затрагивали. Поиск и обнаружение бозона Хиггса на LHC в экспериментах CMS (Compact Muon Solenoid) и ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS), следствия этого открытия, трудности СМ, теоретические идеи выхода за рамки СМ и поиски эффектов "новой физики" обсуждаются в других докладах, представленных на научной сессии Отделения физических наук РАН "Физика на Большом адронном коллайдере. Бозон Хиггса" 26 февраля 2014 г.

Автор выражает благодарность В.А. Рубакову за предложение подготовить данный доклад. Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант 12-02-93108-НЦНИЛ-а) и Программой поддержки ведущих научных школ (грант НШ-3042.2014.2).

## Список литературы

1. Glashow S L *Nucl. Phys.* **22** 579 (1961)
2. Weinberg S *Phys. Rev. Lett.* **19** 1264 (1967)
3. Salam A *Conf. Proc. C***680519** 367 (1968)
4. Buchmüller W, Lüdeling C, in *European School of High-Energy Physics, Kitzbühel, Austria, 2005* (CERN-2006-014, Ed. R Fleischer) (Geneva: CERN, 2006) p. 1; hep-ph/0609174
5. Pich A, in *European School of High-Energy Physics, Aronsborg, Sweden, 2006* (CERN-2007-005, Ed. R Fleischer) (Geneva: CERN, 2007) p. 1; arXiv:0705.4264
6. Высоцкий М И и др., в сб. *Труды летней школы фонда "Династия"*, 2006 (М.: Апт-Бизнес-Центр, 2008) с. 299
7. Altarelli G, in *The Landolt-Börnstein Database, Group I, 21A, 5* (Springer Materials, Ed. H Schopper) (Berlin: Springer-Verlag, 2008); <http://www.springermaterials.com/docs/bookshelf.html>
8. Rubakov V, in *European School of High-Energy Physics, Herbeumont-sur-Semois, Belgium, 2008* (CERN-2009-002, Eds N Ellis, R Fleischer) (Geneva: CERN, 2009) p. 1
9. Holllik W, in *European School of High-Energy Physics, Bautzen, Germany, 2009* (CERN-2010-002, Eds C Grojean, M Spiropulu) (Geneva: CERN, 2010) p. 1; arXiv:1012.3883
10. Леонидов А В, в сб. *Физика элементарных частиц в преддверии Большого адронного коллайдера. Летняя школа Фонда Дмитрия Зимина "Династия"* (М.: ЛЕНАНД, 2011) с. 7
11. Боос Э Э, в сб. *Физика элементарных частиц в преддверии Большого адронного коллайдера. Летняя школа Фонда Дмитрия Зимина "Династия"* (М.: ЛЕНАНД, 2011) с. 156
12. Рубаков В А УФН **182** 1017 (2012); Rubakov V A *Phys. Usp.* **55** 949 (2012); Рубаков В А УФН **181** 655 (2011); Rubakov V A *Phys. Usp.* **54** 633 (2011)
13. Окунь Л Б УФН **182** 1026 (2012); Okun L B *Phys. Usp.* **55** 958 (2012)
14. Окунь Л Б УФН **182** 1031 (2012); Okun L B *Phys. Usp.* **55** 963 (2012)
15. Altarelli G "Collider physics within the Standard Model: a primer", CERN-PH-TH-2013-020; arXiv:1303.2842
16. Boos E "Field theory and the electro-weak Standard Model", in *The 2013 European School of High-Energy Physics, Hungary, 5 – 18 June 2013*
17. The ALEPH Collab., The DELPHI Collab., The L3 Collab., The OPAL Collab., The LEP Electroweak Working Group *Phys. Rep.* **532** 119 (2013); CERN-PH-EP/2013-022; arXiv:1302.3415
18. Гинзбург В Л, Ландау Л Д *ЖЭТФ* **20** 1064 (1950); Ginzburg V L *On Superconductivity and Superfluidity* (Berlin: Springer, 2009) p. 113
19. Englert F, Brout R *Phys. Rev. Lett.* **13** 321 (1964)
20. Higgs P W *Phys. Lett.* **12** 132 (1964)
21. Higgs P W *Phys. Rev. Lett.* **13** 508 (1964)
22. Фаддеев Л Д, Славнов А А *Введение в квантовую теорию калибровочных полей* 2-е изд. (М.: Наука, 1988); Faddeev L D, Slavnov A A *Gauge Fields, Introduction to Quantum Theory* 2nd ed. (Reading, Mass.: Addison-Wesley Publ., 1991)
23. Djouadi A *Phys. Rep.* **457** 1 (2008)
24. Dittmaier S et al. (LHC Higgs Cross Section Working Group) *Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 1. Inclusive Observables* (Geneva: CERN, 2011) DOI:10.5170/CERN-2011-002; arXiv:1101.0593
25. Campbell J M et al. "Higgs boson production in association with bottom quarks", in *Physics at TeV Colliders. Proc. of the Workshop, Les Houches, France, May 26 – June 3, 2003*; hep-ph/0405302
26. Biswas S, Gabrielli E, Mele B *JHEP* **2013** (01) 088 (2013)
27. Baak M et al. *Eur. Phys. J. C* **72** 2003 (2012)

PACS numbers: **11.30.-j, 12.15.-y, 12.60.-i, 14.70.-e, 14.80.Bn, 95.35.+d**  
DOI: 10.3367/UFNr.0184.201409i.0996

## Результаты коллаборации CMS: бозон Хиггса и поиски новой физики

А.В. Ланёв<sup>1</sup>

### 1. Введение

Предсказания Стандартной модели (СМ) хорошо описывают наблюдаемую физику элементарных частиц. Важная составная часть СМ — механизм Браута–Энглера–Хиггса, в котором вводится скалярное поле Хиггса с ненулевым вакуумным ожиданием в результате спонтанного нарушения симметрии; за счёт взаимодействия с этим полем возникают ненулевые массы элементарных частиц, а из-за квантовых возбуждений поля Хиггса появляется новая элементарная частица — бозон Хиггса. Однако до недавнего времени не было экспериментального подтверждения существования бозона Хиггса. Одной из главных целей сооружения Большого адронного коллайдера (Large Hadron Collider, LHC) в Европейской организации ядерных исследований (ЦЕРН, Швейцария) было выяснение того, существует ли бозон Хиггса, какова его масса, соответствуют ли его характеристики СМ. При этом на полной проектной энергии в системе центра масс сталкивающихся протонов  $\sqrt{s} = 14$  ТэВ и первоначально планируемой интегральной светимости  $\mathcal{L} dt = 300 \text{ fb}^{-1}$  должны были произойти какие-то открытия: или бозона Хиггса, или других новых сильных эффектов, поскольку иначе при энергии более 1 ТэВ происходило бы пертурбативное нарушение унитарности в рассеянии промежуточных векторных бозонов [1]. Другими главными физическими целями сооружения LHC являлись поиски физики вне

<sup>1</sup> От имени коллаборации CMS.

А.В. Ланёв. Объединённый институт ядерных исследований, Дубна, Московская обл., РФ  
E-mail: Alexander.Lanyov@cern.ch