

ФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

К открытию на Большом адронном коллайдере
новой частицы со свойствами бозона Хиггса

В.А. Рубаков

Кратко изложены результаты коллабораций ATLAS и CMS, заявивших об открытии новой частицы, свойства которой соответствуют ожидаемым свойствам бозона Хиггса Стандартной модели. На качественном уровне рассмотрена роль поля Энглера–Браута–Хиггса и бозона Хиггса в теории фундаментальных частиц и их взаимодействий. Обсуждаются перспективы дальнейшего теоретического и экспериментального исследования нового сектора физики элементарных частиц.

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

DOI: 10.3367/UFNr.0182.201210a.1017

Содержание

1. Введение (1017).
 2. Что известно про новую частицу (1018).
 3. Зачем нужен бозон Хиггса? (1019).
 - 3.1. Симметрии, законы сохранения и запреты.
 - 3.2. Особенности слабых взаимодействий.
 - 3.3. Нарушение симметрии.
 - 3.4. А действительно ли нужен бозон Хиггса?
 4. Открытие сделано. Что дальше? (1023).
 5. Вместо заключения: в поисках "новой физики" (1024).
- Список литературы (1025).

1. Введение

4 июля 2012 года состоялось событие, имеющее выдающееся значение для современной физики: на семинаре в ЦЕРНе было объявлено об открытии новой частицы, свойства которой, как осторожно заявляют авторы открытия, соответствуют ожидаемым свойствам теоретически предсказанного элементарного бозона Стандартной модели физики частиц. Следуя распространённой терминологии, этот бозон называют бозоном Хиггса, хотя это название не вполне адекватно (мы об этом ещё скажем несколько слов в разделе 3.3). Как бы то ни было, речь идёт об открытии одного из центральных объектов фундаментальной физики, не имеющего аналогов среди известных элементарных частиц и занимающего уникальное место в физической картине мира. Особая роль новой частицы и, более широко, нового скалярного сектора физики элементарных частиц была сформулирована Л.Б. Окунем на Международном леп-

тон-фотонном симпозиуме в Бонне в заключительном докладе "Перспективы физики частиц: Август 1981", перевод которого на русский язык впервые публикуется в этом номере УФН [1]. В этом докладе поиски бозона Хиггса были названы проблемой номер один современной физики, вокруг которой должны быть объединены усилия не только теоретиков, но и экспериментаторов и ускорительщиков.

Первые прямые указания на существование нового бозона были получены ещё в декабре 2011 г. в экспериментах ATLAS и CMS, выполняемых на Большом адронном коллайдере в ЦЕРНе. Кроме того, незадолго до 4 июля появилось сообщение о том, что данные, полученные на протон-антипротонном коллайдере Tevatron (Fermilab, США), также указывают на существование нового бозона. Всего этого было недостаточно для того, чтобы можно было говорить об открытии, но с декабря количество данных, набранных на Большом адронном коллайдере, удвоилось и, кроме того, были усовершенствованы методы их обработки. Результат оказался впечатляющим: в каждом из экспериментов ATLAS и CMS по отдельности статистическая достоверность сигнала достигла уровня, который в физике элементарных частиц считается уровнем открытия (5 стандартных отклонений).

Семинар 4 июля прошёл в праздничной атмосфере. Его участниками, помимо учёных, работающих в ЦЕРНе, и студентов, занимающихся в ЦЕРНе по летним программам, стали участники крупнейшей конференции по физике высоких энергий, которая как раз открылась 4 июля в Мельбурне. Семинар транслировался по Интернету в научные центры и университеты всего мира, включая, конечно, Россию. После впечатляющих выступлений руководителей (spokespersons) коллабораций CMS Джо Инкандела и ATLAS Фабиолы Джанотти генеральный директор ЦЕРНа Рольф Хойер заключил: "I think we have it!", "Думаю, он у нас в руках!"

Так что же "у нас в руках", и зачем его придумали теоретики?

В.А. Рубаков. Институт ядерных исследований РАН,
просп. 60-летия Октября 7а, 117312 Москва, Российская Федерация
Тел. (499) 135-22-59
E-mail: rubakov@ms2.inr.ac.ru

Статья поступила 26 августа 2012 г.

2. Что известно про новую частицу

Прежде всего скажем, что минимальная теория микромира носит название Стандартной модели. Эта теория описывает все известные элементарные частицы и все известные взаимодействия между ними¹. Минимальная она потому, что в ней, помимо известных до последнего времени частиц, есть ещё всего одна — бозон Хиггса, и он является элементарной, а не составной частицей (мы ещё поговорим о других возможностях). Таким образом, бозон Хиггса был единственной неоткрытой частицей Стандартной модели.

Большинство аспектов Стандартной модели — за исключением нового сектора, к которому принадлежит бозон Хиггса — проверены в многочисленных экспериментах, и главная задача Большого адронного коллайдера — выяснить, действительно ли в природе реализуется минимальный вариант теории и насколько полно эта теория описывает микромир².

Вполне естественно, что программа поиска бозона Хиггса была с самого начала одной из главных, если не самой главной, на Большом адронном коллайдере в ЦЕРНе³. В ходе выполнения этой программы и была открыта новая частица. Она довольно тяжёлая по меркам физики микромира. В этой области физики массу измеряют в единицах энергии, имея в виду связь $E_0 = mc^2$ между массой и энергией покоя. В качестве единицы энергии используют электронвольт (эВ) и производные — МэВ, ГэВ, ТэВ (10^6 , 10^9 и 10^{12} эВ соответственно). Масса электрона в этих единицах равна 0,5 МэВ, протона — примерно 1 ГэВ, масса самой тяжёлой известной элементарной частицы, t-кварка — 173 ГэВ. Так вот, масса нового бозона составляет 125–126 ГэВ (точнее, $125,3 \pm 0,4(\text{стат.}) \pm 0,5(\text{сист.})$ ГэВ по данным CMS [2] и $126,0 \pm 0,4(\text{стат.}) \pm 0,4(\text{сист.})$ ГэВ по данным ATLAS [3], где указаны статистические и систематические погрешности).

Эта новая частица (для неё принято обозначение H) не имеет электрического заряда. Она нестабильна и может распадаться по-разному. На Большом адронном коллайдере её открыли [2, 3], изучая распады на два фотона, $H \rightarrow \gamma\gamma$, и на две пары электрон–позитрон и/или мюон–антимюон $H \rightarrow e^+e^-e^+e^-$, $H \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$, $H \rightarrow \mu^+\mu^-\mu^+\mu^-$. Второй тип процессов проходит в две стадии: сначала новая частица распадается на две известные тяжёлые нейтральные частицы — два Z-бозона, один из которых виртуальный, а затем каждый из Z-бозонов распадается на e^+e^- - или $\mu^+\mu^-$ -пару. Это записывают как $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$, где звёздочка обозначает виртуальную частицу, а l — один из лептонов e^\pm , μ^\pm . Обе коллаборации CMS и ATLAS сообщают также о некотором избытке событий, который можно объяснить

распадами $H \rightarrow WW^* \rightarrow l\nu l\nu$, где W-бозон — ещё одна известная тяжёлая частица, обладающая электрическим зарядом (так что сначала рождается пара W^+W^-), а ν — электронное или мюонное нейтрино. Этот избыток, впрочем, пока не имеет высокой статистической значимости.

Напомним, что элементарные частицы характеризуются спином — внутренним угловым моментом, который может быть полуцелым (фермионы) или целым (бозоны) в единицах постоянной Планка \hbar . Все известные до последнего времени элементарные частицы имеют ненулевой спин, равный 1/2 для заряженных лептонов (электрон, мюон, т-лептон)⁴ (мы их перечислим ниже). Из существования обсуждавшихся распадов следует, что спин новой частицы целый — она является бозоном. Кроме того, её спин не может быть равным единице (частица спина 1 не может распадаться на два фотона). Остаётся спин 0, 2 или выше. Хотя прямого экспериментального измерения спина новой частицы пока нет, крайне маловероятно, что мы имеем дело с частицей спина 2 или больше. Почти наверняка спин H равен нулю. Именно таким должен быть бозон Хиггса.

Вообще всё, что сейчас известно о новой частице, согласуется с её интерпретацией как бозона Хиггса Стандартной модели (обсуждение Стандартной модели см., например, в [5], детали — в [6]). В рамках Стандартной модели можно вычислить как вероятность рождения бозона Хиггса в протон-протонных столкновениях на Большом адронном коллайдере, так и вероятности его распадов $H \rightarrow \gamma\gamma$ и $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$, и тем самым предсказать число ожидаемых событий. Эти предсказания и подтверждаются экспериментом, конечно, в пределах экспериментальных погрешностей (рис. 1, 2) (отметим, что CMS и ATLAS используют несколько разные величины для того, чтобы охарактеризовать сигнал).

Эти погрешности пока велики, да и измеренных величин, как мы видим, пока совсем немного. Тем не менее трудно сомневаться в том, что открыт именно бозон Хиггса Стандартной модели или что-то очень похожее на него, особенно если учесть, что распады $H \rightarrow \gamma\gamma$ и $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ должны быть очень редкими⁵: в Стандартной модели на два фотона распадается 2 из 1000 бозонов Хиггса, а на две e^+e^- и/или $\mu^+\mu^-$ пары — 1 из 10^4 [7] (точнее, Стандартная модель предсказывает, что относительные вероятности распадов $H \rightarrow \gamma\gamma$ и $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ равны $2,3 \times 10^{-3}$ и $1,3 \times 10^{-4}$; здесь и далее численные значения приведены для $m_H = 125$ ГэВ).

Более чем в половине случаев бозон Хиггса должен распадаться на пару b-кварк–b-антикварк, $H \rightarrow b\bar{b}$. Рождение пары $b\bar{b}$ в протон-протонных (и протон-антипротонных) столкновениях — явление очень частое и без всякого бозона Хиггса, и выделить сигнал от бозона Хиггса из этого фона трудно. Поэтому исследуется процесс, в котором в столкновении протонов бозон Хиггса рождается вместе с W-бозоном, а затем H распадается на пару $b\bar{b}$, а W — на пару $l\nu$, где l — это снова e^\pm или μ^\pm . Распад W приводит к появлению

¹ Гравитационное взаимодействие стоит особняком: независимо от того, какие бывают элементарные частицы, оно описывается общей теорией относительности.

² Стандартная модель на самом деле заведомо неполна. О её неполноте свидетельствуют данные космологии [4, 5]. Проявится ли неполнота Стандартной модели при энергиях Большого адронного коллайдера — открытый и интригующий вопрос.

³ Большой адронный коллайдер — ускоритель со встречными пучками протонов. В 2011 г. энергия протонов в каждом из пучков составляла 3,5 ТэВ, так что полная энергия столкновения равнялась 7 ТэВ. В 2012 г. коллайдер работает на полную энергию 8 ТэВ. Проектная полная энергия столкновений — 14 ТэВ.

⁴ Спин гравитона должен быть равен 2.

⁵ Трудности, которые пришлось преодолеть в процессе открытия новой частицы, иллюстрирует тот факт, что в эксперименте CMS зарегистрировано всего около 5 событий от распада $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$. Аналогичная ситуация имеет место и в эксперименте ATLAS.

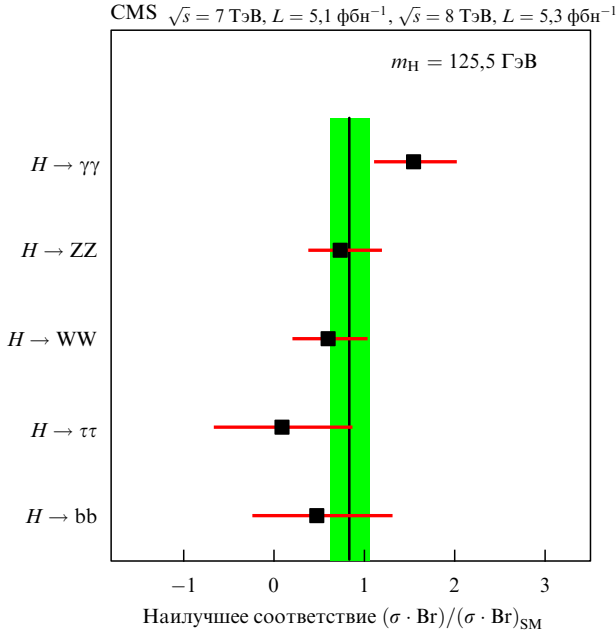


Рис. 1. Отношения сигналов к предсказаниям Стандартной модели, полученные в эксперименте CMS [2]. Приведены отношения $(\sigma \cdot Br)/(\sigma \cdot Br)_{SM}$, где числитель — измеренное произведение сечения рождения новой частицы на относительную вероятность её распада по указанному каналу, знаменатель — значение этого произведения, вычисленное для бозона Хиггса Стандартной модели. Обозначения $H \rightarrow ZZ$ и $H \rightarrow WW$ относятся к обсуждаемым в тексте распадам $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ и $H \rightarrow WW^* \rightarrow l\nu l\nu$. Показаны также результаты для распада $H \rightarrow \tau^+\tau^-$ и процесса $pp \rightarrow VH \rightarrow Vb\bar{b}$, где V — это W или Z -бозон (см. конец раздела 2). Вертикальная полоса показывает усреднённую величину $0,87 \pm 0,23$. Значение 1 соответствует Стандартной модели, нулевое значение — отсутствию новой частицы. Видны как общее согласие со Стандартной моделью, так и большие величины погрешностей. Вверху указаны полные энергии столкновения протонов $\sqrt{s} = 7$ ТэВ и 8 ТэВ и соответствующие интегральные светимости L .

высокоэнергичного лептона и дисбалансу энергии (нейтрину не наблюдается). Эта особенность позволяет сильно подавить фон. Используется и аналогичный процесс $pp \rightarrow ZH$ с последующим распадом $H \rightarrow b\bar{b}$ и $Z \rightarrow 2l$ или $Z \rightarrow 2\nu$. В экспериментах на Большом адронном коллайдере выделить эти процессы из фона пока не удалось (см. рис. 1, 2). Это отчасти получилось в эксперименте CDF на коллайдере Tevatron [8], хотя статистическая достоверность там составляет 2,7 стандартных отклонений, что заметно ниже, чем достигнуто в ЦЕРНе для процессов $H \rightarrow \gamma\gamma$ и $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$. Данные CDF также согласуются с предсказаниями Стандартной модели.

Заканчивая описание известных свойств новой частицы, скажем, что живёт она довольно долго по меркам физики микромира. На основе имеющихся экспериментальных данных можно получить оценку снизу на её время жизни $\tau_H \gtrsim 10^{-24}$ с, что не противоречит предсказанию Стандартной модели $\tau_H = 1,6 \times 10^{-22}$ с [7]. Для сравнения, время жизни t-кварка составляет $\tau_t = 3 \times 10^{-25}$ с [9]. Отметим, что прямое измерение времени жизни новой частицы на Большом адронном коллайдере вряд ли возможно.

3. Зачем нужен бозон Хиггса?

Теория, предсказывающая бозон Хиггса, детально разработана и подробно описана (см., например, [6, 10]).

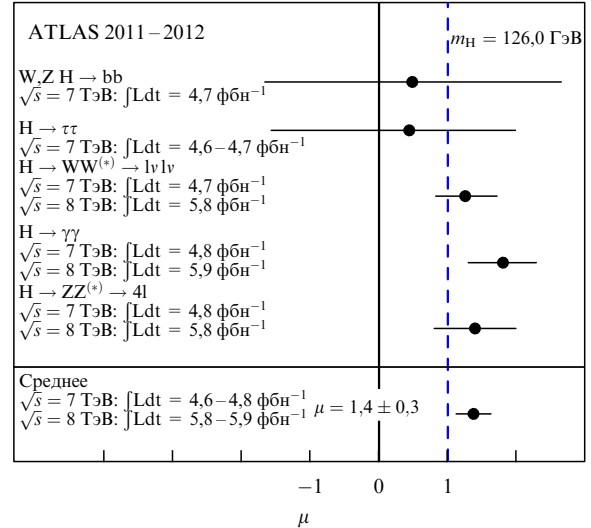


Рис. 2. Отношения сигналов к предсказаниям Стандартной модели, полученные в эксперименте ATLAS [3]. Показана величина μ , равная отношению сечения рождения новой частицы к предсказанию Стандартной модели. Относительные вероятности распадов H считаются такими же, как в Стандартной модели. Значение $\mu = 1$ соответствует Стандартной модели, нулевое значение — отсутствию новой частицы. Результаты представлены для тех же процессов, что и на рис. 1. Внизу показана усреднённая величина $\mu = 1,4 \pm 0,3$. Для каждого процесса указаны энергии столкновения и интегральные светимости, при которых получены данные, использованные в анализе.

Мы здесь попытаемся дать пояснения на очень качественном, интуитивном уровне. Надеемся, что они будут понятны неспециалистам. Замечания несколько более технического характера приведены в подстрочных примечаниях; на них при первом чтении можно не обращать внимания.

Начнём с того, что напомним, что в квантовой физике каждая элементарная частица является квантом некоторого поля, и наоборот, каждому полю соответствует своя частица-квант; наиболее известный пример — электромагнитное поле и его квант, фотон. Поэтому вопрос, поставленный в заголовке этого раздела, можно переформулировать так:

Зачем нужно новое поле и каковы его ожидаемые свойства?

Краткий ответ состоит в том, что симметрии теории микромира — будь то Стандартная модель или какая-то более сложная теория — запрещают элементарным частицам иметь массы, а новое поле нарушает эти симметрии и обеспечивает существование масс частиц. В Стандартной модели — простейшем варианте теории (но только в ней!) все свойства нового поля и, соответственно, нового бозона, за исключением его массы, однозначно предсказываются опять-таки на основе соображений симметрии. Расшифровка этого короткого абзаца требует, конечно, рассмотрения, хотя бы в общих чертах, роли симметрий в физике микромира.

3.1. Симметрии, законы сохранения и запреты

Каждой симметрии соответствует свой закон сохранения. Например, симметрии относительно сдвигов во времени (т.е. тому обстоятельству, что законы физики одинаковы в каждый момент времени) соответствует закон сохранения энергии, симметрии относительно сдвигов в пространстве — закон сохранения импульса, а

симметрии относительно поворотов в пространстве — закон сохранения углового момента. Законы сохранения можно интерпретировать и как запреты: перечисленные симметрии запрещают изменение энергии, импульса и углового момента замкнутой системы при её эволюции.

Наоборот, каждому закону сохранения соответствует своя симметрия; это утверждение является точным в квантовой теории. Спрашивается: какая же симметрия соответствует закону сохранения электрического заряда? Ясно, что симметрии пространства и времени, о которых мы только что упомянули, здесь ни при чём. Тем не менее такая симметрия имеется. Дело в том, что помимо очевидных, пространственно-временных, симметрий существуют неочевидные, "внутренние" симметрии. Одна из них и приводит к сохранению электрического заряда⁶. Для нас важно, что эта же внутренняя симметрия, только понимаемая в расширенном смысле как калибровочная (градиентная) инвариантность⁷, объясняет и тот факт, что у света могут быть только два типа поляризации — левая и правая.

Чтобы показать, насколько нетривиален факт наличия только двух типов поляризации света, отвлечёмся на время от разговора о симметриях и рассмотрим известные частицы спина 1. Помимо фотона, единичным спином обладают глюоны, которые для дальнейшего несущественны⁸. Кроме того, есть ещё три частицы спина 1 — уже упоминавшиеся электрически заряженные W^+ -, W^- -бозоны и нейтральный Z -бозон. Вот о них и пойдёт речь впереди.

Массивная частица спина s имеет $(2s + 1)$ состояний с разными проекциями спина на заданную ось. Например, спин электрона ($s = 1/2$) в его системе покоя может быть направлен вверх ($s_z = +1/2$) или вниз ($s_z = -1/2$). Бозон Z обладает ненулевой массой и спином $s = 1$, поэтому состояний с разными проекциями спина у него три: $s_z = +1, 0$ или -1 . Совершенно иначе обстоит дело с безмассовыми частицами. Поскольку они движутся всегда со скоростью света, перейти в систему отсчёта, где такая частица покоится, нельзя. Тем не менее можно говорить о её спиральности — проекции спина на направление движения. Так вот, несмотря на то что спин фотона равен единице, таких проекций может быть всего две — вдоль и против направления движения. Это и есть правая и левая поляризации фотона (света). Третье состояние с нулевой проекцией спина, которое обязано было бы существовать, будь у фотона масса, **запрещено** внутренней симметрией электродинамики. Таким образом, эта внутренняя симметрия запрещает и существование массы у фотона⁹!

⁶ Речь идёт о симметрии относительно преобразований $\psi \rightarrow \exp(i\alpha)\psi$, где ψ — поле электронов, α — параметр преобразования.

⁷ Здесь имеется в виду инвариантность относительно калибровочных преобразований $\psi(x) \rightarrow \exp(i\alpha(x))\psi(x)$, $A_\mu(x) \rightarrow A_\mu(x) + (1/e) \times \partial_\mu \alpha(x)$, где A_μ — электромагнитный вектор-потенциал, e — заряд электрона, $\alpha(x)$ — произвольная функция четырёхмерных координат, $\partial_\mu = \partial/\partial x^\mu$.

⁸ Глюоны отвечают за сильные взаимодействия между кварками и связывают кварки в протон, нейтрон и другие составные частицы — адроны.

⁹ Уравнение свободного векторного поля массы m имеет вид $\partial_\mu F^{\mu\nu} + m^2 A^\nu = 0$, где $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$. При $m \neq 0$ оно не инвариантно относительно калибровочных преобразований $A_\mu(x) \rightarrow A_\mu(x) + (1/e) \partial_\mu \alpha(x)$, а при $m = 0$ — инвариантно (в последнем случае это не что иное, как система уравнений Максвелла в пустоте). Поэтому требование инвариантности относительно калибровочных преобразований фиксирует $m = 0$.

3.2. Особенности слабых взаимодействий

В отличие от фотона, отвечающего за электромагнитные взаимодействия, переносчики слабых взаимодействий — W^\pm - и Z -бозоны — обладают массами. Эти частицы, открытые в 1983 г. на протон-антипротонном коллайдере Sp̄pS в ЦЕРНе и задолго до этого предсказанные теоретиками, имеют спин 1, а их массы довольно велики: W^\pm -бозоны имеют массу 80 ГэВ, Z -бозон — 91 ГэВ. Свойства W^\pm - и Z -бозонов сейчас хорошо известны благодаря в основном экспериментам на электрон-позитронных коллайдерах LEP (ЦЕРН) и SLC (SLAC, США) и протон-антипротонном коллайдере Tevatron (Fermilab, США): точность измерений целого ряда величин, относящихся к W^\pm - и Z -бозонам, лучше 0,1%. Эти свойства, как и свойства других частиц, прекрасно описываются Стандартной моделью [11].

Как мы уже говорили, каждый из W^\pm - и Z -бозонов может находиться в трёх спиновых состояниях, а не в двух, как фотон. Тем не менее их взаимодействия с фермионами и между собой устроены в принципе так же, как взаимодействие фотона. Например, фотон взаимодействует с электрическим зарядом электрона и электрическим током, который создаёт движущийся электрон. Точно так же Z -бозон взаимодействует с некоторым зарядом электрона и током, возникающим при движении электрона, только эти заряд и ток не совпадают с электрическими. С точностью до важной особенности, о которой вскоре пойдёт речь, аналогия будет полной, если помимо электрического заряда электрону приписать ещё и Z -заряд. Своими Z -зарядами обладают и кварки, и нейтрино.

Аналогия с электродинамикой простирается ещё дальше. Так же как и теория фотона, теория W^\pm - и Z -бозонов обладает внутренней симметрией, аналогичной калибровочной инвариантности электродинамики¹⁰. В полной аналогии с фотоном эта внутренняя симметрия запрещает W^\pm - и Z -бозонам иметь третью поляризацию, а стало быть, и массу. Таким образом, симметричный запрет на массу частицы спина 1 действительно работает в случае фотона, а в случае W^\pm - и Z -бозонов он не работает!

Дальше — больше. Слабые взаимодействия — взаимодействия электронов, нейтрино, кварков и других частиц с W^\pm - и Z -бозонами — устроены так, как если бы эти фермионы не имели никакой массы. Чтобы пояснить сказанное, представим себе мир, в котором масса электрона равна нулю. В таком мире электрон летал бы со скоростью света и мог бы иметь спин, направленный вдоль направления движения или против него. Так же как и для фотона, в первом случае мы говорили бы об электроне с правой поляризацией или, короче, о правом электроне, во втором — о левом электроне. Замечательно, что правый и левый электроны были бы совершенно разными частицами: правый электрон никогда не превращался бы в левый, и наоборот. Действительно, превращение правого электрона в левый на лету было бы запрещено законом сохранения углового момента (в данном случае спина), а взаимодействия электрона с

¹⁰ Мы здесь несколько упрощаем ситуацию, не греша, впрочем, против существа дела. В действительности фотоны, W^\pm - и Z -бозоны вместе описываются единой теорией с общей, довольно широкой внутренней симметрией, соответствующей калибровочной группе $SU(2) \times U(1)$.

фотоном и Z -бозоном не меняли бы его поляризацию. Остаётся ещё взаимодействие электрона с W -бозоном, превращающее электрон в нейтрино, но правый электрон в нём вообще не участвовал бы. Так уж устроены слабые взаимодействия.

Важной особенностью, о которой мы обмолвились выше, является в этой картине то, что Z -заряды левого и правого электрона **различны**, левый электрон взаимодействует с Z -бозоном сильнее, чем правый. По существу, это — экспериментальный факт. Аналогичное свойство имеется и у мюона, и у тау-лептона, и у кварков. В мире с безмассовыми фермионами оно не приводило бы ни к каким противоречиям: левые и правые электроны были бы просто разными частицами: нас же не удивляет, что разные частицы, например, электрон и нейтрино, имеют разные электрические заряды (в данном случае -1 и 0). Однако в реальном мире, где электрон имеет массу, разница между левым и правым электроном стирается. Действительно, электрон со спином, направленным вдоль направления движения, хотелось бы назвать правым. Однако, поскольку скорость массивного электрона меньше скорости света, всегда можно перейти в систему отсчёта, движущуюся быстрее его. В новой системе направление движения электрона изменится на противоположное, а направление спина останется прежним. Проекция спина на направление движения будет теперь отрицательной, и такой электрон надо будет считать левым, а не правым. Итак, не зависящего от системы отсчёта определения знака поляризации электрона не существует.

Таким образом, симметрии Стандартной модели (для определённости будем говорить о ней, хотя всё сказанное относится к любому другому варианту теории) должны были бы запрещать существование масс не только у W^\pm - и Z -бозонов, но и у фермионов: только при нулевой массе можно говорить о левом и правом электронах, обладающих разными Z -зарядами. В мире, где все симметрии Стандартной модели реализовались бы так же, как в электродинамике, все элементарные частицы имели бы нулевые массы. В реальном мире эти массы есть, значит, с симметриями Стандартной модели что-то должно происходить.

3.3. Нарушение симметрии

Говоря о связи симметрий с законами сохранения и запретами, мы упустили из виду одно обстоятельство. Оно заключается в том, что законы сохранения и симметричные запреты выполняются только тогда, когда симметрия присутствует явно. Однако симметрии могут быть и нарушенными. Например, в однородном образце железа при комнатной температуре всегда имеется магнитное поле, направленное в какую-то сторону; образец представляет собой магнит. Если бы внутри этого магнита жили существа, то они бы обнаружили, что не все направления пространства вокруг них равноправны: на электрон, летящий поперёк магнитного поля, действует сила Лоренца, а на электрон, летящий вдоль поля, сила не действует. Стало быть, магнитное поле внутри образца нарушает симметрию относительно вращений в пространстве. В связи с этим внутри магнита не выполняется и закон сохранения углового момента. Здесь мы имеем дело со **спонтанным** нарушением симметрии. В отсутствие внешних воздействий (например, магнитного поля Земли) в разных образцах железа

магнитное поле может быть направлено в разные стороны, и ни одно из этих направлений не будет предпочтительнее другого. Исходная симметрия относительно вращений по-прежнему имеется, а проявляется она в том, что магнитное поле в образце может быть направлено куда угодно. Но раз уж магнитное поле возникло, появилось и выделенное направление, и симметрия внутри магнита оказалась нарушенной. На более формальном уровне, **уравнения** (гамильтониан, лагранжиан), управляющие взаимодействием атомов железа между собой и с магнитным полем, **симметричны** относительно вращений в пространстве, но **состояние** системы этих атомов — образца железа — **несимметрично**. В этом и состоит явление спонтанного нарушения симметрии. Отметим, что мы здесь говорим об основном состоянии, имеющем наименьшую энергию. Именно в нём окажется в конце концов образец железа, даже если изначально он был немагнитным.

Итак, спонтанное нарушение некоторой симметрии имеет место тогда, когда уравнения теории симметричны, а основное состояние — нет. Слово "спонтанное" употребляют в этом случае в связи с тем, что система сама, без нашего участия, выбирает несимметричное состояние, поскольку именно оно является энергетически наиболее выгодным. Из приведённого примера ясно, что если симметрия спонтанно нарушена, то вытекающие из неё законы сохранения и запреты не работают; в нашем примере это относится к сохранению углового момента. Подчеркнём, что полная симметрия теории может быть нарушена лишь частично: в нашем примере из полной симметрии относительно всех вращений в пространстве остаётся явной, ненарушенной симметрия относительно вращений вокруг направления магнитного поля.

Существа, живущие внутри магнита, могли бы задать себе вопрос: "В нашем мире не все направления равноправны, но является ли пространство фундаментально несимметричным относительно вращений?" Изучив движение электронов и построив соответствующую теорию (в данном случае электродинамику), они бы поняли, что ответ на этот вопрос отрицателен: уравнения этой теории симметричны, но эта симметрия спонтанно нарушена за счёт "разлитого" вокруг них магнитного поля. Развивая эту теорию дальше, они бы предсказали, что поле, отвечающее за спонтанное нарушение симметрии, должно иметь свои кванты, фотоны. И убедились бы, что эти кванты действительно существуют — они рождаются в столкновениях электронов.

В общих чертах ситуация в физике элементарных частиц похожа на ту, что мы только что описали. Но есть и важные отличия. Во-первых, ни о какой среде наподобие кристаллической решётки атомов железа говорить уже не приходится. Состоянием с наименьшей энергией в природе является вакуум (по определению!). Это не означает, что в вакууме не может быть однородно "разлитых" полей. Наоборот, нестыковки, о которых мы говорили в разделе 3.2, свидетельствуют о том, что симметрии Стандартной модели (точнее, их часть) должны быть спонтанно нарушенными, а это предполагает, что в вакууме имеется какое-то поле, обеспечивающее это нарушение. Во-вторых, речь идёт не о пространственно-временных, а о внутренних симметриях. Пространственно-временные симметрии, наоборот, не должны нарушаться из-за присутствия поля в вакууме.

Отсюда следует вывод о том, что, в отличие от магнитного, это поле не должно выделять никакого направления в пространстве (точнее, в пространстве-времени, поскольку мы имеем дело с релятивистской физикой). Поля с таким свойством называют скалярными; им соответствуют частицы спина 0. Стало быть, поле, "разлитое" в вакууме и приводящее к нарушению симметрии, должно быть новым: полям, о которых мы явно или неявно упоминали выше — электромагнитному полю, полям W^\pm - и Z -бозонов, глюонов — соответствуют частицы спина 1, такие поля выделяют направления в пространстве-времени и называются векторными, а нам требуется скалярное. Поля, соответствующие фермионам (спин 1/2), тоже не годятся. В-третьих, новое поле должно нарушать симметрии Стандартной модели не полностью, внутренняя симметрия электродинамики должна оставаться ненарушенной. Наконец, и это самое главное, взаимодействие нового поля, "разлитого" в вакууме, с W^\pm - и Z -бозонами, электронами и другими фермионами должно приводить к появлению масс у этих частиц.

Механизм генерации масс частиц со спином 1 — в природе это W^\pm - и Z -бозоны — за счёт спонтанного нарушения симметрии был предложен в контексте физики элементарных частиц¹¹ теоретиками из Брюсселя Франсуа Энглером и Робертом Браутом [12] и чуть позже — физиком из Эдинбурга Питером Хиггсом [13, 14]. Произошло это в 1964 г. Они опирались на представление о спонтанном нарушении симметрии (но в теориях без векторных полей, т.е. без частиц спина 1), которое было введено в физику элементарных частиц в 1960–1961 гг. в работах Й. Намбу [15], Й. Намбу и Дж. Йона-Лазинио [16, 17], В.Г. Вакса и А.И. Ларкина [18], Дж. Голдстоуна [19, 20]. В отличие от предыдущих авторов, Энглер, Браут и Хиггс рассмотрели теорию (в то время умозрительную), в которой присутствует как скалярное (спин 0), так и векторное (спин 1) поле. В этой теории имеется внутренняя симметрия, вполне аналогичная калибровочной инвариантности электродинамики, но, в отличие от электродинамики, внутренняя симметрия спонтанно нарушена однородным скалярным полем, имеющимся в вакууме. Замечательным результатом Энглера, Браута и Хиггса стала демонстрация того факта, что это нарушение симметрии автоматически влечёт за собой появление массы у частицы спина 1 — кванта векторного поля.

Довольно прямолинейное обобщение механизма Энглера–Браута–Хиггса, связанное с включением в теорию фермионов и их взаимодействия с нарушающим симметрию скалярным полем, приводит к тому, что массы появляются и у фермионов. Всё начинает становиться на свои места! Стандартная модель теперь получается в результате дальнейшего обобщения путём включения не одного, а нескольких векторных полей — фотона, W^\pm - и Z -бозонов (глюоны — это отдельная история, они к механизму Энглера–Браута–Хиггса отношения не имеют) — и разных типов фермионов. Последнее обобщение на самом деле весьма нетривиально; оно было начато Ш. Глэшоу [21] и завершено С. Вайнбергом [22] и А. Саламом [23].

¹¹ Оговорки здесь и ниже связаны с тем, что довольно похожие механизмы были известны до этого в физике конденсированных сред благодаря работам Лондона, Гинзбурга–Ландау, Боголюбова, Бардина–Купера–Шриффера, Андерсона и других.

Вернёмся в 1964 г. Для исследования свойств своей теории Энглер и Браут использовали довольно вычурный по сегодняшним меркам подход. Наверное, поэтому они не заметили, что наряду с массивной частицей спина 1 эта теория предсказывает существование ещё одной частицы — бозона со спином 0. А вот Хиггс заметил [14], и сейчас эту новую бесспиновую частицу часто называют бозоном Хиггса. Как я отметил в начале статьи, такая терминология представляется не вполне корректной: ключевое предложение использовать скалярное поле для спонтанного нарушения симметрии и генерации масс частиц спина 1 впервые сделали всё же Энглер и Браут. Не вдаваясь больше в терминологию, подчеркнём, что новый бозон с нулевым спином является квантом того самого скалярного поля, которое нарушает симметрию. И в этом его уникальность [1].

Здесь нужно сделать уточнение. Повторим, что если бы спонтанного нарушения симметрии не было, то W^\pm - и Z -бозоны были бы безмассовыми. Каждый из них имел бы два спиновых состояния, два типа квантов, как фотон. Итого мы бы имели $2 \times 3 = 6$ спиновых состояний W^\pm , Z -бозонов. В Стандартной модели W^\pm - и Z -бозоны массивные, каждый из них имеет три спиновых состояния, итого $3 \times 3 = 9$ типов квантов. Спрашивается, откуда взялись три "лишних" типа квантов? Дело заключается в том, что в Стандартной модели необходимо ввести не одно, а четыре скалярных поля Энглера–Браута–Хиггса. Квант одного из них — это бозон Хиггса, новая частица, открытая в ЦЕРНе. А кванты трёх других в результате спонтанного нарушения симметрии как раз и превращаются в три "лишних" кванта, имеющихся у массивных W^\pm , Z -бозонов. Искать их бесполезно, они уже давно найдены, коль скоро известно, что W^\pm - и Z -бозоны имеют массу.

Эта арифметика, кстати, согласуется с тем, что все четыре поля Энглера–Браута–Хиггса — скалярные, их кванты имеют нулевой спин. Безмассовые W^\pm - и Z -бозоны имели бы проекции спина на направление движения, равные -1 и $+1$. Для массивных W^\pm - и Z -бозонов эти проекции принимают значения -1 , 0 и $+1$, т.е. "лишние" кванты имеют нулевую проекцию. Три поля Энглера–Браута–Хиггса, из которых эти "лишние" кванты получаются, тоже имеют нулевую проекцию спина на направление движения, просто потому, что их спин равен нулю. Всё сходится.

Итак, бозон Хиггса — это квант одного из четырёх скалярных полей Энглера–Браута–Хиггса, существующих в Стандартной модели. Три других поедаются (научный термин!) W^\pm - и Z -бозонами, превращаясь в их третьи, недостающие спиновые состояния.

3.4. А действительно ли нужен бозон Хиггса?

Самое удивительное в этой истории заключается в том, что сегодня мы понимаем: механизм Энглера–Браута–Хиггса — отнюдь не единственный возможный механизм нарушения симметрий в физике микромира и генерации масс элементарных частиц, а бозон Хиггса мог бы и не существовать. Этому нас учит, в частности, физика конденсированных сред. В ней имеется множество примеров спонтанного нарушения симметрии и разнообразие механизмов этого нарушения. И в большинстве случаев ничего похожего на бозон Хиггса в этих примерах нет.

Ближайшим твердотельным аналогом спонтанного нарушения симметрий Стандартной модели в вакууме является спонтанное нарушение внутренней симметрии электродинамики в толще сверхпроводника. Оно приводит к тому, что в сверхпроводнике фотон в определённом смысле обладает массой (аналогия с W^\pm - и Z -бозонами в вакууме). Проявляется это в эффекте Мейсснера — выталкивании магнитного поля из сверхпроводника.

Эффективная теория сверхпроводимости Гинзбурга–Ландау чрезвычайно похожа на теорию Энглера–Браута–Хиггса (точнее, наоборот: теория Гинзбурга–Ландау на 14 лет старше). В теории Гинзбурга–Ландау тоже есть скалярное поле, которое однородно "разлито" по сверхпроводнику и приводит к спонтанному нарушению симметрии. Однако теорию Гинзбурга–Ландау недаром называют эффективной: она правильно описывает многие свойства сверхпроводников, но неадекватна для понимания микроскопических причин возникновения сверхпроводимости. Никакого скалярного поля в сверхпроводнике на самом деле нет, в нём есть электроны и кристаллическая решётка, а сверхпроводимость обусловлена особыми свойствами основного состояния системы электронов, возникающими благодаря взаимодействию между ними.

Не может ли подобная картина иметь место и в микромире? Не может ли быть так, что никакого фундаментального скалярного поля, "разлитого" в вакууме, нет, а спонтанное нарушение симметрий вызвано совершенно иными причинами? Теоретический ответ на этот вопрос — утвердительный. Примером может служить так называемая модель техницвета, предложенная в 1979 г. уже упоминавшимся С. Вайнбергом [24] и Л. Сасскиндом [25] (см. также [1]). В ней нет никаких фундаментальных скалярных полей, нет и бозона Хиггса. Вместо этого есть много новых элементарных частиц, по своим свойствам напоминающих известные кварки. Взаимодействие между этими новыми частицами и приводит к спонтанному нарушению симметрий и генерации масс W^\pm - и Z -бозонов. С массами фермионов дело обстоит хуже, но и эту проблему можно решить за счёт усложнения теории.

Это, казалось бы, противоречит аргументам раздела 3.3, говорящим, что нарушать симметрию должно именно скалярное поле. Лазейка здесь в том, что это скалярное поле может быть **составным**, в том смысле, что соответствующие ему кванты не элементарны, но состоят из других, элементарных частиц.

Вспомним в связи с этим квантово-механическое соотношение неопределённостей Гейзенберга $\Delta x \Delta p \geq \hbar$, где Δx и Δp — неопределённости координаты и импульса соответственно. Одно из его проявлений состоит в том, что структура составных объектов с характерным внутренним размером Δx проявляется лишь в процессах, где участвуют частицы с достаточно высокими импульсами $p \geq \hbar/\Delta x$, а значит, с достаточно высокими энергиями. При низких же энергиях составная частица выглядит как элементарная. Для эффективного описания таких частиц при низких энергиях вполне можно считать, что они являются квантами некоторого поля. Если спин составной частицы равен нулю, то это поле будет скалярным.

Подобная ситуация реализуется, например, в физике π -мезонов, частиц со спином 0. До середины 1960-х годов не было известно, что π -мезоны состоят из кварков и антикварков. Тогда π -мезоны описывались элементар-

ными скалярными¹² полями. Теперь мы знаем, что π -мезоны — составные частицы, но "старая" полевая теория π -мезонов остаётся в силе постольку, поскольку рассматриваются процессы при низких энергиях. Лишь при энергиях порядка 1 ГэВ и выше начинает проявляться кварковая структура π -мезонов, и эта теория перестаёт работать. Энергетический масштаб 1 ГэВ здесь появился не случайно: это масштаб сильных взаимодействий, связывающих кварки в π -мезоны, протон, нейтрон и другие адроны, это масштаб масс сильновзаимодействующих частиц, например, протона. Отметим, что сами π -мезоны стоят особняком: по причине, о которой мы не будем здесь говорить, они имеют гораздо меньшие массы: $m_{\pi^\pm} = 140$ МэВ, $m_{\pi^0} = 135$ МэВ.

Итак, скалярные поля, ответственные за спонтанное нарушение симметрий, могут в принципе быть составными. Именно такая ситуация предполагается в модели техницвета. При этом три бесспиновых кванта, которые поедаются W^\pm - и Z -бозонами и становятся их недостающими спиновыми состояниями, имеют близкую аналогию с π^+ -, π^- и π^0 -мезонами. Только соответствующий энергетический масштаб — не 1 ГэВ, а несколько ТэВ. В такой картине ожидается существование множества новых составных частиц — аналогов протона, нейтрона, ρ -мезона и т.д. — с массами в области нескольких ТэВ. Сравнительно лёгкий бозон Хиггса в ней, наоборот, отсутствует. Ещё одна особенность модели в том, что W^\pm - и Z -бозоны являются в ней отчасти составными частицами, поскольку, как мы сказали, некоторые их компоненты аналогичны π -мезонам¹³. Это должно было бы проявляться во взаимодействиях W^\pm - и Z -бозонов.

Именно последнее обстоятельство привело к тому, что модель техницвета (по крайней мере в её изначальной формулировке) была отвергнута задолго до недавнего экспериментального обнаружения нового бозона: точные измерения свойств W^\pm - и Z -бозонов на LEP и SLC не согласуются с предсказаниями модели. Открытие же нового бозона окончательно поставило на ней крест. Однако модель техницвета — далеко не единственная модель с составными скалярными полями, и идея о составленности представляется не менее привлекательной, чем теория Энглера–Браута–Хиггса, использующая элементарные скалярные поля (общий анализ предсказаний составных моделей приведён в [26]). Конечно, после открытия в ЦЕРНе нового бозона идея о составленности оказалась в более трудном положении, чем раньше: если эта частица составная, она должна достаточно успешно мимикрировать под элементарный бозон Хиггса. И всё же вопрос не закрыт, требуются новые данные с Большого адронного коллайдера, в первую очередь более точные измерения свойств нового бозона.

4. Открытие сделано. Что дальше?

Вернёмся в качестве рабочей гипотезы к минимальной версии теории — Стандартной модели с одним элемен-

¹² Точнее, псевдоскалярными, но эта тонкость для нас несущественна.

¹³ Такая возможность согласуется с тем, что W^\pm - и Z -бозоны имеют массы, малые по сравнению с новым энергетическим масштабом порядка нескольких ТэВ: как мы отмечали, π -мезоны тоже имеют малые массы по сравнению с адронным масштабом 1 ГэВ.

тарным бозоном Хиггса. Поскольку в этой теории именно поле (точнее, поля) Энглера–Браута–Хиггса даёт массы всем элементарным частицам, взаимодействие каждой из этих частиц с бозоном Хиггса жёстко фиксировано. Чем больше масса частицы, тем сильнее взаимодействие; чем сильнее взаимодействие, тем более вероятен распад бозона Хиггса на пару частиц данного сорта. Распады бозона Хиггса на пары реальных тяжёлых частиц $t\bar{t}$, ZZ и W^+W^- запрещены законом сохранения энергии. Следующим по массе стоит b -кварк с $m_b = 4$ ГэВ, и именно поэтому, как мы говорили, бозон Хиггса охотнее всего распадается на пару $b\bar{b}$. Интересен и распад бозона Хиггса на пару довольно тяжёлых τ -лептонов $H \rightarrow \tau^+\tau^-$ ($m_\tau = 1,8$ ГэВ); он должен происходить с вероятностью 6% [7]. Помимо обсуждавшихся выше распадов $H \rightarrow \gamma\gamma$, $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ и $H \rightarrow WW^* \rightarrow l\nu l\nu$, отметим ещё распад $H \rightarrow Z\gamma$, вероятность которого должна составлять 0,15%. Эти вероятности можно будет измерить на Большом адронном коллайдере, и любое отклонение от указанных предсказаний будет означать, что Стандартная модель неверна (оценки этих отклонений для некоторых классов теорий, расширяющих Стандартную модель, см. в [27]). И наоборот, согласие с предсказаниями Стандартной модели будет всё больше и больше убеждать нас в её справедливости.

То же можно сказать и о рождении бозона Хиггса в столкновениях протонов на Большом адронном коллайдере. Бозон Хиггса может рождаться в одиночку (слияние глюонов, рис. 3а), или вместе с парой лёгких кварков высоких энергий (слияние векторных бозонов, рис. 3б), или вместе с одним W - или Z -бозоном (рис. 3в), или, наконец, вместе с парой $t\bar{t}$ (рис. 3г). Частицы, рождающиеся вместе с бозоном Хиггса, можно отождествлять, поэтому разные механизмы рождения можно изучать на Большом адронном коллайдере по отдельности. Тем самым можно извлекать информацию о взаимодействии бозона Хиггса с W^\pm -, Z -бозонами и t -кварком.

Наконец, важным свойством бозона Хиггса является его взаимодействие с самим собой. Оно должно проявляться в процессе $H^* \rightarrow HH$, где H^* — виртуальная частица. В Стандартной модели свойства этого взаимодействия тоже однозначно предсказываются. Впрочем, его изучение — дело отдалённого будущего.

Итак, на Большом адронном коллайдере имеется обширная программа исследования взаимодействий нового бозона. В результате её выполнения станет более

или менее ясно, описывается ли природа Стандартной моделью, или мы имеем дело с какой-то другой, более сложной (а может быть, и более простой), теорией. Однако оценки, приведённые, например, в [27], показывают, что точность определения констант связи нового бозона с другими частицами в экспериментах на Большом адронном коллайдере вполне может оказаться недостаточной для решения этого вопроса. Дальнейшее продвижение, связанное с существенным повышением точности измерений [28], потребует строительства нового ускорителя — e^+e^- -коллайдера с рекордной для этого типа машин энергией. Очень может быть, что на этом пути нас поджидает масса сюрпризов.

5. Вместо заключения: в поисках "новой физики"

С "технической" точки зрения Стандартная модель внутренне непротиворечива. Это означает, что в её рамках можно — хотя бы в принципе, а как правило, и на практике — вычислить любую физическую величину (разумеется, относящуюся к тем явлениям, которые призвана описывать Стандартная модель, см. сноску 2), и результат не будет содержать неопределённостей. Тем не менее, многие, хотя и не все, теоретики считают положение дел в Стандартной модели не вполне удовлетворительным, мягко говоря. И связано это, в первую очередь, с проблемой её энергетического масштаба [1].

Как ясно из предыдущего, энергетический масштаб Стандартной модели имеет порядок¹⁴ $M_{SM} = 100$ ГэВ. Это масштаб масс W^\pm - и Z -бозонов и бозона Хиггса. Много это или мало?

В физике имеется ещё один масштаб энергий. Он связан с гравитацией и равен массе Планка $M_{Pl} = 10^{19}$ ГэВ. При низких энергиях гравитационные взаимодействия между частицами пренебрежимо слабы, но они усиливаются с ростом энергии, и при энергиях порядка M_{Pl} гравитация становится сильной. Область энергий выше M_{Pl} — это область квантовой гравитации, что бы она из себя ни представляла. Для нас важно, что гравитация — самое, пожалуй, фундаментальное взаимодействие, и гравитационный масштаб M_{Pl} — самый фундаментальный масштаб энергий. Почему же тогда масштаб Стандартной модели $M_{SM} = 100$ ГэВ так далёк от $M_{Pl} = 10^{19}$ ГэВ?

У обозначенной проблемы есть ещё один, более тонкий, аспект. Он связан с тем, что все параметры, изначально закладываемые в теорию, получают радиационные поправки, связанные со взаимодействием с виртуальными частицами. В квантовой электродинамике эти поправки (например, аномальный магнитный момент электрона) малы, а вот в секторе Энглера–Браута–Хиггса они огромны. Такова особенность элементарных скалярных полей, составляющих этот сектор; у других полей этого свойства нет. Главный эффект здесь состоит в том, что радиационные поправки стремятся "подтянуть" энергетический масштаб Стандартной модели M_{SM} к гравитационному масштабу M_{Pl} . Если оставаться в рамках Стандартной модели, то единственный выход — подобрать изначальные параметры теории так, чтобы вместе с радиационными поправками они при-

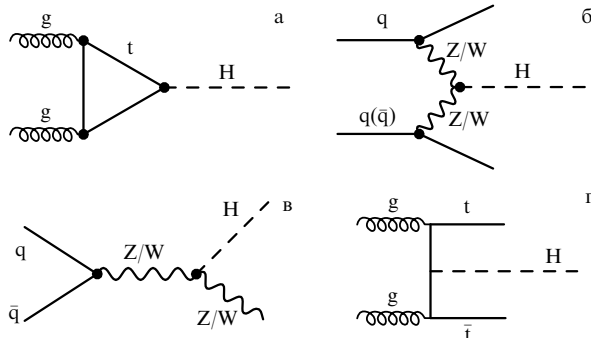


Рис. 3. Примеры фейнмановских диаграмм, описывающих рождение бозона Хиггса в pp -столкновениях. g , q и \bar{q} обозначают глюон, лёгкий кварк (u или d) и лёгкий антикварк в составе протона.

¹⁴ Мы здесь не говорим о сильных взаимодействиях с масштабом 1 ГэВ, с этим масштабом всё проще.

водили к правильному значению M_{SM} . При этом точность подгонки должна составлять величину, близкую к $M_{SM}^2/M_{Pl}^2 = 10^{-34}$! В этом и состоит второй аспект проблемы энергетического масштаба Стандартной модели: представляется неправдоподобным, что такая подгонка имеет место в природе.

Многие (хотя, повторим, не все) теоретики считают, что эта проблема однозначно свидетельствует о необходимости выхода за рамки Стандартной модели. Если Стандартная модель перестаёт работать или существенно расширяется на энергетическом масштабе M_{NP} , то аргумент о радиационных поправках модифицируется. Требуемая точность подгонки параметров в этом случае составляет, грубо говоря, M_{SM}^2/M_{NP}^2 , а на самом деле на пару порядков слабее. Значит, тонкая подстройка параметров не требуется, если масштаб "новой физики" лежит в области 1–2 ТэВ, т.е. как раз в области, доступной для исследования на Большом адронном коллайдере.

Какой могла бы быть "новая физика"? Единства у теоретиков по этому поводу нет. Один вариант — составная природа скалярных полей, обеспечивающих спонтанное нарушение симметрии. О нём мы говорили в разделе 3.4. Другая, ещё более популярная (пока?) возможность — суперсимметрия, которая предсказывает целый "зоопарк" новых частиц с массами в области сотен ГэВ — нескольких ТэВ [1, 29, 30]. Обсуждаются и весьма экзотические варианты вроде дополнительных измерений пространства [31–33].

Несмотря на все усилия, до сих пор никаких экспериментальных указаний на "новую физику" получено не было. Это, вообще-то, уже начинает внушать тревогу: а правильно ли мы всё понимаем? Вполне возможно, однако, что мы ещё не добрались до "новой физики" по энергии и по количеству набранной статистики и что именно с ней будут связаны новые, революционные открытия. Основные надежды здесь возлагаются опять-таки на Большой адронный коллайдер, который через полтора года начнёт работать на полную энергию 13–14 ТэВ и быстро набирать данные. Будем следить за новостями!

Список литературы

- Okun L B, in *Proc. of the 1981 Intern. Symp. on Lepton and Photon Interactions at High Energy, 24–29 August, 1981, Bonn, Germany* (Ed. W Pfeil) (Bonn: Bonn Univ., Phys. Inst., 1981) p. 1018; <http://lss.fnal.gov/conf/C810824/p1018.pdf>; Окунь Л Б *УФН* **182** 1026 (2012) [Okun L B *Phys. Usp.* **55** (10) 2012]
- Chatrchyan S et al. (CMS Collab.) "Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC", arXiv:1207.7235; *Phys. Lett. B*, submitted

- Aad G et al. (ATLAS Collab.) "Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC" *Phys. Lett. B* **716** 1 (2012); arXiv:1207.7214
- Рубаков В А *УФН* **181** 655 (2011) [Rubakov V A *Phys. Usp.* **54** 633 (2011)]
- Троицкий С В *УФН* **182** 77 (2012) [Troitsky S V *Phys. Usp.* **55** 72 (2012)]
- Окунь Л Б *Лептоны и кварки* (М.: Наука, 1990) [Okun L B *Leptons and Quarks* (Amsterdam: North-Holland, 1984)]
- Dittmaier S et al. (LHC Higgs Cross Section Working Group Collab.), "Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 1. Inclusive Observables," arXiv:1101.0593
- Aaltonen T et al. (CDF Collab.) "Combined search for the standard model Higgs boson decaying to a $b\bar{b}$ pair using the full CDF data set," arXiv:1207.1707; *Phys. Rev. Lett.*, to be published
- Beringer J et al. (Particle Data Group Collab.), "Review of Particle Physics (RPP)", *Phys. Rev. D* **86** 010001 (2012)
- Рубаков В А *Классические калибровочные поля* (М.: Эдиториал УРСС, 1999) [Rubakov V *Classical Theory of Gauge Fields* (Princeton, N.J.: Princeton Univ. Press, 2002)]
- Высоцкий М И, Новиков В А, Окунь Л Б, Розанов А Н *УФН* **166** 539 (1996) [Vysotskii M I, Novikov V A, Okun' L B, Rozanov A N *Phys. Usp.* **39** 503 (1996)]
- Englert F, Brout R *Phys. Rev. Lett.* **13** 321 (1964)
- Higgs P W *Phys. Lett.* **12** 132 (1964)
- Higgs P W *Phys. Rev. Lett.* **13** 508 (1964)
- Nambu Y *Phys. Rev. Lett.* **4** 380 (1960)
- Nambu Y, Jona-Lasinio G *Phys. Rev.* **122** 345 (1961)
- Nambu Y, Jona-Lasinio G *Phys. Rev.* **124** 246 (1961)
- Вакс В Г, Ларкин А И *ЖЭТФ* **40** 1392 (1961) [Vaks V G, Larkin A I *Sov. Phys. JETP* **13** 979 (1962)]
- Goldstone J *Nuovo Cimento* **19** 154 (1961)
- Goldstone J, Salam A, Weinberg S *Phys. Rev.* **127** 965 (1962)
- Glashow S L *Nucl. Phys.* **22** 579 (1961)
- Weinberg S *Phys. Rev. Lett.* **19** 1264 (1967)
- Salam A "Weak and electromagnetic interactions," in *Elementary Particle Theory. Proc. 8th Nobel Symp., 19–25 May 1968, Lerum, Sweden* (Ed. N Svartholm) (New York: Wiley; Stockholm: Almqvist and Wiksell, 1968) p. 367
- Weinberg S *Phys. Rev. D* **19** 1277 (1979)
- Susskind L *Phys. Rev. D* **20** 2619 (1979)
- Giudice G F, Grojean C, Pomarol A, Rattazzi R *JHEP* (06) 045 (2007); hep-ph/0703164
- Gupta R S, Rzehak H, Wells J D, "How well do we need to measure Higgs boson couplings?," arXiv:1206.3560
- Peskin M E, "Comparison of LHC and ILC capabilities for Higgs boson coupling measurements," arXiv:1207.2516
- Высоцкий М И, Невзоров Р Б *УФН* **171** 939 (2001) [Vysotskii M I, Nevzorov R B *Phys. Usp.* **44** 919 (2001)]
- Красников Н В, Матвеев В А *УФН* **174** 697 (2004) [Krasnikov N V, Matveev V A *Phys. Usp.* **47** 643 (2004)]
- Рубаков В А *УФН* **171** 913 (2001) [Rubakov V A *Phys. Usp.* **44** 871 (2001)]
- Рубаков В А *УФН* **173** 219 (2003) [Rubakov V A *Phys. Usp.* **46** 211 (2003)]
- Грожан К *УФН* **177** 3 (2007) [Grojean Ch *Phys. Usp.* **50** 1 (2007)]

On Large Hadron Collider's discovery of a new particle with Higgs boson properties

V.A. Rubakov

*Institute for Nuclear Research, Russian Academy of Sciences,
prosp. 60-letiya Oktyabrya 7a, 117312 Moscow, Russian Federation
Tel. +7 (499) 135 22 59. E-mail: rubakov@ms2.inr.ac.ru*

We briefly outline the results of the ATLAS and CMS collaborations which announced a new particle with properties consistent with those expected from the Standard Model Higgs boson. We describe, at a qualitative level, the role the Englert–Brout–Higgs field and Higgs boson play in the theory of fundamental particles and their interactions. We also discuss prospects for theoretical and experimental studies in the new sector of elementary particle physics.

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

Bibliography — 33 references

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **182** (10) 1017–1025 (2012)

DOI: 10.3367/UFN.r0182.201210a.1017

Received 26 August 2012

Physics–Uspekhi **55** (10) (2012)