

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. C680519* 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.: Арт-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. Hollik 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  $\mathcal{L} dt = 300 \text{ фб}^{-1}$  должны были произойти какие-то открытия: или бозон 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

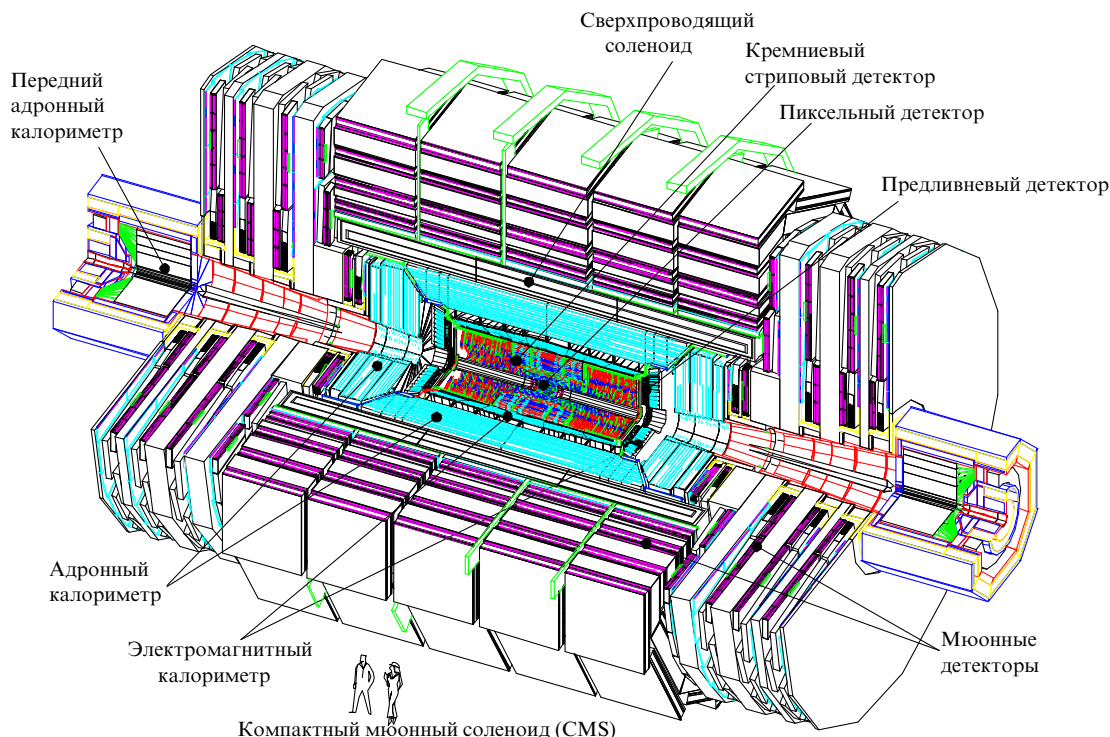


Рис. 1. Составные части детектора CMS.

СМ, воплощающей различные идеи, такие как нарушение электрослабой симметрии, проблема иерархий, включение гравитации в квантовую теорию, Великое объединение, суперсимметрия, существование частиц тёмной материи и др. [2, 3].

В настоящем кратком сообщении представлен обзор наиболее интересных последних результатов коллаборации CMS, включая открытие бозона Хиггса [4, 5] и редкого распада  $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$  [6], а также поисков физики вне Стандартной модели на полных данных первого сеанса, проведённого в 2011–2012 гг. на LHC при энергии  $\sqrt{s} = 7$  и 8 ТэВ.

## 2. Детектор CMS

Компактный мюонный соленоид (Compact Muon Solenoid, CMS) является одним из двух детекторов общего назначения, расположенных на LHC (рис. 1). Имя ему дал самый большой в мире сверхпроводящий соленоид с внутренним диаметром 6 м, длиной 12,5 м и магнитным полем 3,8 Тл, охлаждаемый жидким гелием при температуре  $-269^\circ\text{C}$ . В центре соленоида, вокруг точки взаимодействия протонных пучков с энергией 4 ТэВ, находится кремниевый трекер, реконструирующий вершины взаимодействия и импульсы заряженных частиц по кривизне треков в магнитном поле при псевдобыстроотах до  $|\eta| < 2,5$  (т.е. по полярному углу до  $\theta > 9,4^\circ$  в соответствии с определением псевдобыстрооты  $\eta = -\ln[\tan(\theta/2)]$ ). Вокруг трекера расположены ионизационные калориметры: 1) электромагнитный калориметр на кристаллах вольфрамата свинца  $\text{PbWO}_4$ , восстанавливающий координаты и энергии электромагнитных ливней и определяющий тем самым координаты и энергии фотонов, электронов и позитронов при псевдобыстроотах до  $|\eta| < 3$ ; 2) адронный калориметр на основе слоёв латуни и сцинтиллятора, определяющий параметры адронных ливней и адронных струй.

Трекер и калориметры находятся внутри сверхпроводящего соленоида, далее расположены возвратное ярмо магнита и мюонная система в области  $|\eta| < 2,4$ , состоящая из цилиндрической части на основе дрейфовых труб, торцевой части на основе катодно-стриповых камер, а также резистивных плоских камер для быстрой выработки мюонного триггера в области  $|\eta| < 1,6$ . Система обеспечивает восстановление мюонных треков с точностью  $\sigma(p_T)/p_T < 0,05$  в области поперечных импульсов до  $p_T < 1$  ТэВ в цилиндрической части. Детальное описание детекторов и их характеристик приведено в [7, 8]. В полном спектре инвариантных масс мюонных пар на рис. 2 видны известные резонансы в области масс от 1 до 100 ГэВ; благодаря хорошему импульсному разрешению отчётливо выделяются отдельные пики от основного состояния ипсилон-мезона  $\Upsilon(1S)$  и радиальных возбуждений  $\Upsilon(2S)$ ,  $\Upsilon(3S)$ . Первый физический сеанс работы завершён в 2012 г. — были набраны интегральные светимости около 5 и 20  $\text{fb}^{-1}$  при энергии  $\sqrt{s} = 7$  и 8 ТэВ соответственно. Светимость достигла величины  $\mathcal{L} = 7 \times 10^{33} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ , а среднее число взаимодействий на одно протон-протонное столкновение достигло значения 21. Детектор CMS эффективно работал при такой нагрузке: было записано более 90 % данных высокого качества, что позволило совершить открытие бозона Хиггса и другой интересной физики.

## 3. Открытие бозона Хиггса

Стандартная модель основана на механизме Браута–Энглера–Хиггса спонтанного нарушения симметрии с помощью введения скалярного поля с ненулевым вакуумным ожиданием, что позволяет придать ненулевые массы элементарным частицам, оставаясь в рамках перенормируемой теории поля [9, 10]. Основные вехи поисков бозона Хиггса в ЦЕРН и CMS выглядели следующим образом [11]. В начале 2000-х годов экспери-

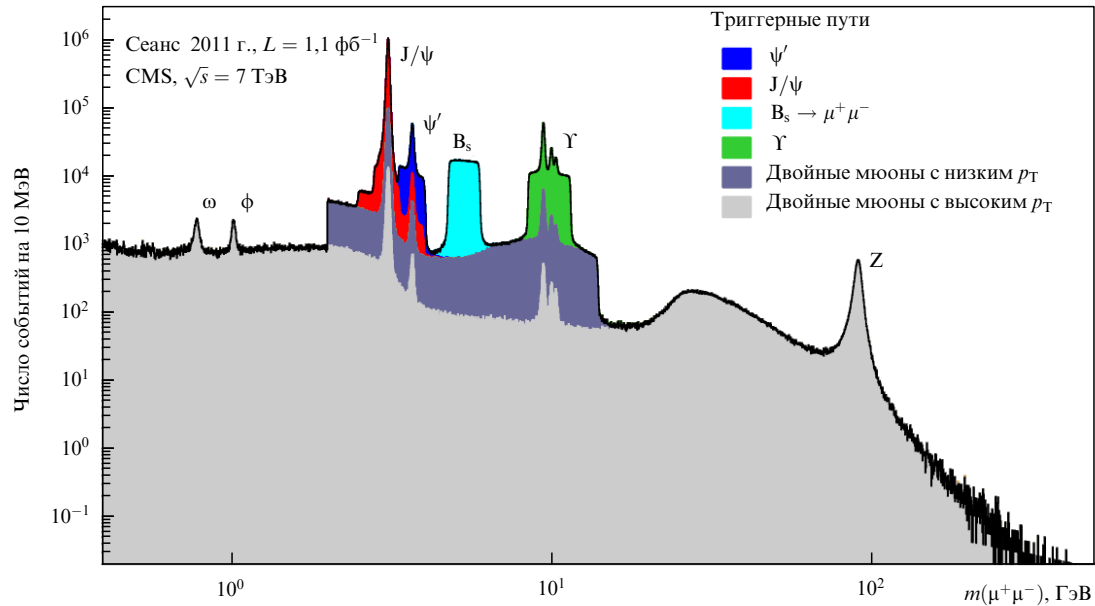


Рис. 2. Измеренные спектры инвариантных масс димюонов в широком диапазоне с различными триггерными путями.

менты на большом электрон-позитронном коллайдере LEP (Large Electron-Positron collider) при  $\sqrt{s} = 209$  ГэВ исключили массы бозона Хиггса СМ менее 114,4 ГэВ [12]. Глобальный анализ всей совокупности прецизионных электрослабых измерений позволил сделать предсказание массы бозона Хиггса  $m_H = 99^{+28}_{-23}$  ГэВ [13]. Данные, набранные на CMS в 2011 г., указали на существование пика при 125 ГэВ в распределении по массе со статистической значимостью 2,8 стандартных отклонений ( $\sigma$ ) и позволили исключить диапазон масс 127–600 ГэВ [14]. Комбинированные данные экспериментов в Лаборатории им. Э. Ферми (Фермилаб) при  $\sqrt{s} = 1,96$  ТэВ имели в 2012 г. превышение, которое было несовместимо с гипотезой фона на уровне около  $3\sigma$  [15]. 4 июля 2012 г. в ЦЕРНе состоялся специальный семинар, на котором коллаборации ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) и CMS по данным с интегральной светимостью около  $10 \text{ fb}^{-1}$  и  $\sqrt{s} = 7-8$  ГэВ доложили о наблюдении со значимостью  $\approx 5\sigma$  (в каждом эксперименте) нового бозона с массой около 125 ГэВ, совместимого с бозоном Хиггса СМ; в конце июля 2012 г. результаты были посланы в журнал *Physics Letters* [4, 16]. Далее на полных данных 2012 г. была существенно повышена точность измерений, что позволило определить спин и чётность бозона и получить свидетельство о каналах его распада на фермионы ( $\tau\tau$ ,  $b\bar{b}$ ) [17], а также существенно повысить точность измерений. Ниже в этом разделе описываются результаты, полученные коллаборацией CMS на полных данных 2011–2012 гг. с интегральными светимостями до  $5,1 \text{ fb}^{-1}$  при  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ и  $19,7 \text{ fb}^{-1}$  при  $\sqrt{s} = 8$  ТэВ.

Поиск бозона Хиггса проводился в пяти главных каналах распада с наибольшей ожидаемой значимостью на LHC:  $\gamma\gamma$ ,  $ZZ^* \rightarrow 4l$ ,  $WW^* \rightarrow l\nu/l\nu$ ,  $\tau\tau$ ,  $b\bar{b}$ , где звёздочкой (\*) отмечены виртуальные частицы, а  $l = e^\pm, \mu^\pm$ . Первые два канала дают наилучшую значимость и отделение сигнала от фона благодаря хорошему разрешению по массе ( $\sigma_M/M = 1-2\%$ ), другие каналы имеют наибольшие вероятности распада. Для того чтобы избежать ненамеренной смещённой оценки, все критерии отбора

были фиксированы до проведения анализа сигнальной области (так называемый слепой анализ).

1. При поиске распада в канале  $\gamma\gamma$  использовался многопараметрический метод анализа (усиленные деревья принятия решений — boosted decision trees) для отбора и классификации событий [18]. Многопараметрический анализ позволил увеличить ожидаемую значимость на 15 % по сравнению с таковой по результатам независимого анализа, практически идентичного описанному в работе по анализу данных 2011 г. с использованием простых критериев, основанных на обрезаниях. Взвешенная гистограмма с массовым спектром представлена на рис. 3а, где, несмотря на большой комбинаторный фон, ясно виден пик в области массы 125 ГэВ [19]. Рисунок 3б показывает соответствующее  $p$ -значение, т.е. вероятность того, что флуктуации фона будут не меньше, чем наблюдаемое превышение; при 125 ГэВ отклонение даёт статистическую значимость  $5,6\sigma$  [20]. Интенсивность сигнала, определяемая как отношение произведения сечения и соответствующей вероятности распада относительно ожидания СМ, составляет  $\mu = \sigma/\sigma_{\text{SM}} = 1,13 \pm 0,24$  [20].

2. При поиске в "золотом" канале  $ZZ^*$  использовались три возможных подканала распадов  $Z$ -бозонов на пары лептонов:  $4\mu$ ,  $2\mu 2e$  и  $4e$ . Требовалось наличие двух пар противоположно заряженных изолированных мюонов или электронов из одной первичной вершины. Канал является достаточно чистым: главные фоны включали в себя неприводимое рождение  $ZZ$  и приводимые фоны: рождение  $Z$  + струи,  $Zb\bar{b}$ ,  $t\bar{t}$ ,  $WZ$ . На полученном массовом спектре (рис. 3в) ясно виден узкий пик при массе около 125 ГэВ [21].

Поскольку распад  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$  происходит ниже порога рождения системы двух  $Z$ -бозонов ( $2m_Z \approx 182 \text{ ГэВ} > m_H \approx 125 \text{ ГэВ}$ ), относительная вероятность распада мала:  $\text{Br}(H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l) = 1,26 \times 10^{-4}$  при массе 125 ГэВ [22]. Для улучшения выделения сигнала был применён метод, использующий разницу матричных элементов для бозона Хиггса СМ и фона, — подход правдоподобия

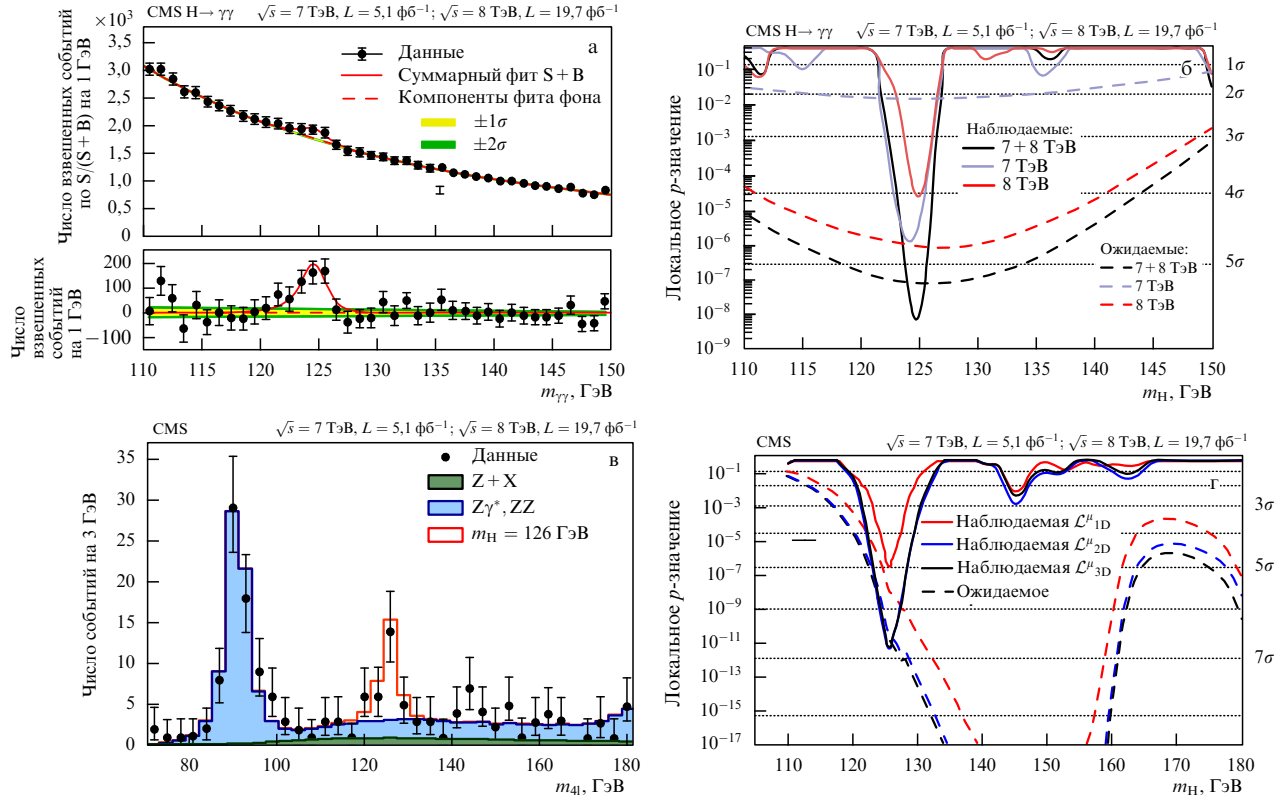


Рис. 3. Спектры масс (а, в) и зависимости  $p$ -значений от масс (б, г) для каналов  $\gamma\gamma$  (а, б) и  $ZZ^*$  (в, г) распада бозона Хиггса.

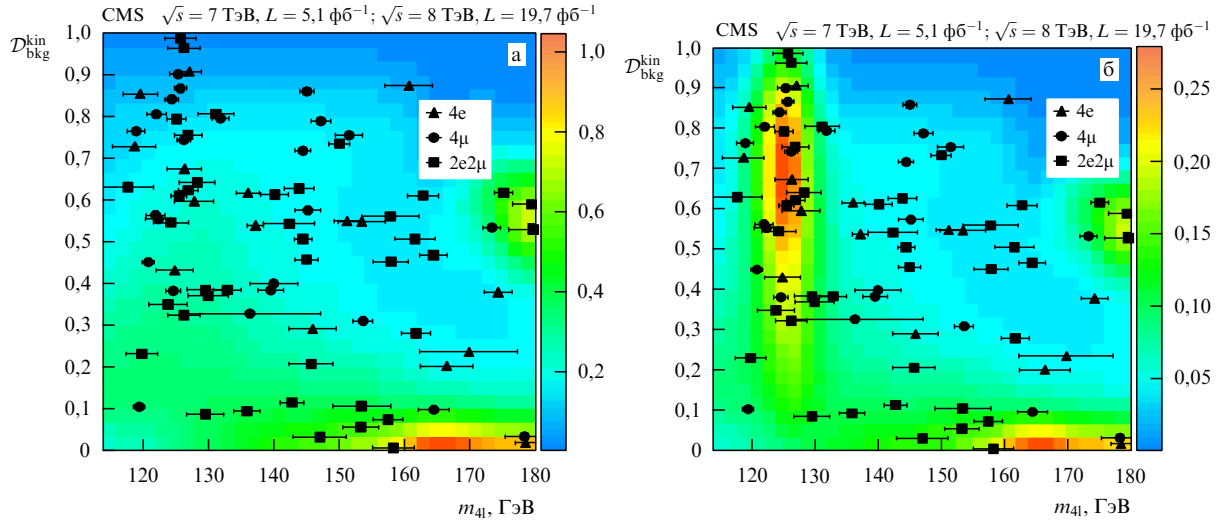


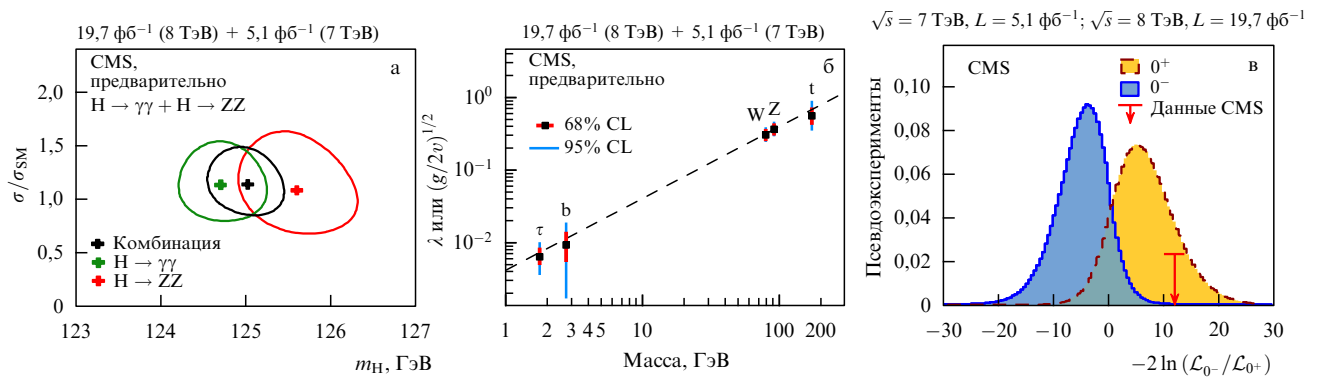
Рис. 4. (В цвете онлайн.) Распределения событий  $ZZ^* \rightarrow 4l$  для кинематического дискриминанта  $K_D$  и  $m_{4l}$ , цвет показывает плотность событий, ожидаемую для фона (а) и бозона Хиггса СМ (б). События показаны символами, горизонтальные отрезки показывают ожидаемое массовое разрешение.

матричных элементов (Matrix Element Likelihood Approach, MELA) [23, 24]. Используя все пять имеющихся углов четырёх лептонов и массы  $M_{Z_1}$  и  $M_{Z_2}$  обоих  $Z$ -кандидатов, можно записать основанный на отношении вероятностей гипотез сигнала и фона кинематический дискриминант  $K_D = P_{\text{sig}} / (P_{\text{sig}} + P_{\text{bkg}})$ , который можно использовать в общей функции правдоподобия, чтобы увеличить ожидаемую значимость на 15–20 %. На двумерных распределениях для ожидаемого фона и сигнала бозона Хиггса СМ (рис. 4) видно, что экспериментальные

точки хорошо описываются гипотезой бозона Хиггса СМ (рис. 4б), особенно для больших величин дискриминанта. Получающаяся зависимость  $p$ -значения, показанная на рис. 3г [21], соответствует значимости  $6,5\sigma$  [20]. Интенсивность сигнала  $ZZ^*$  составляет  $\mu = \sigma / \sigma_{\text{SM}} = 1,00 \pm 0,29$  [20].

Ширина пика, измеренная посредством его прямой аппроксимации, не превышала 3,4 ГэВ [21], но при учёте событий рождения бозона Хиггса вне массовой поверхности, вплоть до инвариантной массы 800 ГэВ, предел





**Рис. 5.** (а) Двумерная диаграмма интенсивности сигнала и массы бозона. (б) Зависимость значений констант взаимодействия элементарных частиц с бозоном от их массы. (в) Распределение логарифма отношения функций правдоподобия для гипотез положительной и отрицательной чётностей бозона; стрелка показывает экспериментальную точку CMS.

ширины удаётся уменьшить в 150 раз — до 22 МэВ [25], что только в пять раз превышает теоретическое значение ширины бозона Хиггса 4,15 МэВ в СМ [26].

3. В канале распада  $H \rightarrow WW^*$ , где W-бозоны распадаются на заряженные лептоны и нейтрино, последние не регистрируются в детекторе и приводят к появлению большой потерянной поперечной энергии  $E_T^{miss}$ . В результате возникает превышение сигнала над фоном в широкой области по поперечной массе  $M_T$  со статистической значимостью  $4,7\sigma$ . Интенсивность сигнала составляет  $\mu = \sigma/\sigma_{SM} = 0,83 \pm 0,21$  [20, 27].

4. Каналы распадов на фермионы  $\tau\tau$  и  $b\bar{b}$  обладают большой вероятностью, но страдают от большого фона от СМ [17]. В канале  $\tau\tau$  статистическая значимость равнялась  $3,8\sigma$ , а интенсивность сигнала составляла  $\mu = 0,91 \pm 0,27$  [20, 28].

5. В канале  $b\bar{b}$  требуются две струи от b-кварков, сокращение фона происходит за счёт требования ассоциированного рождения W- или Z-бозонов. Значимость равнялась  $2,0\sigma$ , интенсивность сигнала составляла  $\mu = 0,93 \pm 0,49$  [20, 29].

Комбинация всех пяти каналов (см. таблицу) даёт по результатам фитирования интенсивность сигнала  $\sigma/\sigma_{SM} = 1,00 \pm 0,13$  [20], совместимую с ожиданием бозона Хиггса СМ; интенсивности сигнала для различных каналов также совместимы со СМ. Измерение массы нового бозона дало значение  $m_H =$

**Таблица.** Сводка результатов для различных каналов распада бозона Хиггса и их комбинации: наблюдаемые и ожидаемые локальные p-значения для  $m_H = 125$  ГэВ (выраженные в стандартных отклонениях наблюдаемого превышения для гипотезы чистого фона), а также интенсивности сигнала и массы, полученные посредством фитирования по экспериментальным данным [20]

Канал распада	Значимость ( $\sigma$ )		Сигнал $\mu = \sigma/\sigma_{SM}$	Масса $M_H$ , ГэВ
	Наблюдаемая	Ожидаемая		
ZZ	6,5	6,3	$1,00 \pm 0,29$	$125,6 \pm 0,4 \pm 0,2$
$\gamma\gamma$	5,6	5,3	$1,13 \pm 0,24$	$124,70 \pm 0,31 \pm 0,15$
WW	4,7	5,4	$0,83 \pm 0,21$	$128,2^{+6,6}_{-5,3}$
$\tau\tau$	3,8	3,9	$0,91 \pm 0,27$	
$b\bar{b}$	2,0	2,3	$0,93 \pm 0,49$	
Комбинация всех каналов:			$1,00 \pm 0,13$	$125,03^{+0,26+0,13}_{-0,27-0,15}$ ГэВ [20].

$= 125,03^{+0,26}_{-0,27}(\text{стат.})^{+0,13}_{-0,15}(\text{сист.})$  ГэВ [20]. Рисунок 5а показывает двумерный график сигнала и массы.

Для того чтобы проверить, совпадают ли свойства открытого бозона со свойствами бозона Хиггса СМ, необходимо измерить его константы взаимодействий с различными полями. Первыми результатами такой проверки было фитирование по экспериментальным данным набора констант для векторных частиц ( $\kappa_V$ ) и фермионов ( $\kappa_F$ ), которое даёт значения  $\kappa_V \in [0,88, 1,15]$  и  $\kappa_F \in [0,64, 1,16]$  [20]. Измерен также более полный набор констант для частиц  $\tau$ , b, W, Z, t [20], при этом оказывается, что константы прямо пропорциональны массам частиц (рис. 5б), как и должно быть для бозона, являющегося квантовыми флуктуациями поля Хиггса, которое даёт массы элементарным частицам. Трудно представить, чтобы подобная точная пропорциональность могла возникнуть на масштабе двух порядков по массе по какой-то другой причине.

Наконец, используя угловые распределения продуктов распада, необходимо проверить гипотезы различных спинов и чётности. СМ требует состояния  $J^{PC} = 0^{++}$ . Известно, что спин 1 исключён по теореме Ландау–Янга [30–32] (статья [30] включена в *Собрание трудов* Л.Д. Ландау [31]), так как бозон распадается на пару фотонов. Из-за этого же распада C-чётность должна быть положительной. Распределение логарифма отношения функций правдоподобия для гипотез положительной и отрицательной P-чётностей показано на рис. 5в. Видно, что экспериментальная точка CMS соответствует положительной P-чётности, отрицательная P-чётность исключена на 99,9 % [21]. Подобным образом исключены также спины 1 и 2 с вероятностями более чем 99 %.

В результате открытия бозона Хиггса и определения его характеристик была присуждена Нобелевская премия по физике 2013 года совместно Питеру Хиггсу и Франсуа Энглеру "за теоретическое открытие механизма, который обеспечил понимание происхождения массы элементарных частиц и который недавно был подтверждён открытием предсказанной элементарной частицы в экспериментах ATLAS и CMS на Большом адронном коллайдере в ЦЕРНе" [33].

Продолжаются исследования других мод распада бозона Хиггса. Так, например, проведены поиски редкого распада  $H \rightarrow \mu^+\mu^-$ , который имеет относительную вероятность в СМ  $\text{Br}(H \rightarrow \mu^+\mu^-) = 2,2 \times 10^{-4}$ . При интегральной светимости  $25 \text{ fb}^{-1}$  найден предел  $\mu = 7,4$

(ожидаемый предел  $\mu = 5,1$ ) на 95%-ном уровне достоверности (Confidence Level, CL) [34]. Ожидается открытие распада  $H \rightarrow \mu^+ \mu^-$  при  $\int \mathcal{L} dt \approx 1000 \text{ фб}^{-1}$  и  $\sqrt{s} = 14 \text{ ТэВ}$ . Проведены поиски дополнительного бозона Хиггса со свойствами как в СМ, исключён диапазон масс до 1 ТэВ при 99 % CL [35]. Пока нет доказательств существования бозона Хиггса за пределами СМ.

Таким образом, можно подвести итог результатов поисков: новая частица очень похожа на бозон, предсказанный простой моделью Браута–Энглера–Хиггса, — это скалярное поле с константами связи, которые пропорциональны массе частиц. Эта частица обладает всеми свойствами бозона Хиггса СМ в пределах текущих погрешностей. В конце фазы 2 LHC, через 20 лет, ожидается интегральная светимость  $\sim 3000 \text{ фб}^{-1}$  при  $\sqrt{s} = 14 \text{ ТэВ}$ , что позволит провести дальнейшие проверки и изучение физики бозона Хиггса, в частности достигнуть 2–5%-ной точности измерения констант связи бозона Хиггса для  $\gamma$ ,  $Z$ ,  $W$  [36]. Вероятно, важнейшим измерением после собственно открытия Хиггса будет измерение констант хиггсовского потенциала, что возможно при изучении одновременного рождения двух бозонов Хиггса при использовании данных с интегральными светимостями  $3000 \text{ фб}^{-1}$  в перспективных каналах с большими относительными вероятностями распада типа  $b\bar{b}\gamma\gamma$  или  $b\bar{b}t\bar{t}$  [36]. Будущие набор и анализ данных позволят провести более строгую проверку свойств нового бозона и исследования того, означают ли свойства новой частицы наличие физики вне СМ.

#### 4. Изучение процессов в Стандартной модели

Открытие бозона Хиггса на LHC ещё раз подтвердило триумфальное шествие СМ в физике элементарных частиц. Другим важным результатом CMS стало открытие редкого распада  $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ , поиски которого происходили в различных экспериментах уже на протяжении 30 лет с постепенно повышающейся точностью. В СМ этот распад подавлен, поскольку он описывается петлевыми диаграммами пингвинового и боксового типов, и, кроме того, запрещён по спиральности. Относительная вероятность распада в СМ  $\text{Br}(B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-) = (3,6 \pm 0,3) \times 10^{-9}$ , поэтому этот процесс чувствителен к поискам физики вне СМ [37]. В ноябре 2012 г. коллаборация LHCb первая сообщила о наблюдении этого распада на уровне значимости  $3,5\sigma$  [38]. На Конференции по физике высоких энергий Европейского физического общества (EPS HEP) в июле 2013 г. в Стокгольме коллаборация CMS представила результаты  $\text{Br}(B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-) = (3,0^{+1,0}_{-0,9}) \times 10^{-9}$  (значимость  $4,3\sigma$ ), установлен верхний предел  $\text{Br}(B^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-) < 1,1 \times 10^{-9}$  при 95 % CL [6]. Оба результата находятся в согласии с предсказаниями СМ, тем самым была исключена часть фазового пространства некоторых суперсимметричных моделей.

Был получен комбинированный результат CMS и LHCb:  $\text{Br}(B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-) = (2,9 \pm 0,7) \times 10^{-9}$ , который совместим с СМ со статистической значимостью  $5\sigma$  [39]. Обработка данных при полной интегральной светимости  $3000 \text{ фб}^{-1}$  и  $\sqrt{s} = 14 \text{ ТэВ}$  в фазе 2 LHC должна позволить достичь статистической значимости более  $5\sigma$  также и для распада  $B^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  [40].

Самый тяжёлый кварк, топ-кварк  $t$ , с массой около 173 ГэВ был открыт в 1995 г. на коллайдере Tevatron (Батавия, США). В последние годы LHC также можно

рассматривать как "топ-фабрику", на которой родилось несколько миллионов  $t$ -кварков. В экспериментах ATLAS и CMS по данным 2011 г. при светимости  $5 \text{ фб}^{-1}$  точность определения массы топ-кварка  $M_t$ , измерение которой важно для вопроса стабильности вакуума [1], достигла точности на коллайдере Tevatron, анализ комбинации данных всех экспериментов дал значение  $M_t = 173,34 \pm 0,76 \text{ ГэВ}$  [41]. Измерены сечения парного рождения  $t$ -кварков при  $\sqrt{s} = 8 \text{ ТэВ}$   $\sigma_{t\bar{t}} = 239 \pm 2$  (стат.)  $\pm 11$  (сист.)  $\pm 6$  (светимость) пб [42], которые хорошо согласуются с предсказанием СМ  $\sigma_{t\bar{t}} = 237,5 \pm 13,1$  пб, и сечения одиночного рождения  $t$ -кварка в процессах электрослабых взаимодействий в различных каналах:  $\sigma_t = 83,6 \pm 2,3 \pm 7,4 \pm 20,0$  пб [43],  $\sigma_{tW} = 23,4^{+5,5}_{-5,4}$  пб [44],  $\sigma_s = 6,2^{+8,0}_{-5,1}$  пб [45]. Получено также множество других интересных результатов исследований в физике  $t$ -кварков, электрослабой физике и других областях СМ.

В 2010 г. в  $pp$ -столкновениях при  $\sqrt{s} = 7 \text{ ТэВ}$  впервые был обнаружен так называемый ридж-эффект (от англ. ridge — хребет), который заключается в наблюдении корреляций частиц в узком диапазоне по  $\Delta\phi \approx 0$  (азимутальный угол вокруг оси пучка), но в широком диапазоне по  $\Delta\eta$  (угол относительно оси пучка) в событиях с большими множественностями [46]. Таким образом, некоторые пары частиц с большими  $\Delta\eta$  ориентированы по своим направлениям вдоль одного и того же азимутального угла  $\phi$ , как если бы такие частицы рождались когерентно в точке взаимодействия протонов. Это открытие привело к потоку возможных объяснений на основе различных механизмов: конденсат цветного стекла, множественные взаимодействия, гидродинамическое описание и др. [47]. Позднее этот эффект был подтверждён коллаборациями ATLAS и ALICE (A Large Ion Collider Experiment), а также наблюдался с более высокими корреляциями в протон-ядерных ( $pPb$ ) и ядро-ядерных ( $PbPb$ ) взаимодействиях на CMS [48, 49].

Рождение лептонных пар в протон-протонных столкновениях описывается в СМ обменом  $\gamma^*/Z$  в  $s$ -канале (процесс Дрелла–Яна), теоретические расчёты ведутся в приближении NNLO (Next-to-Next Leading Order) в рамках квантовой хромодинамики и являются чувствительными к партонному составу протона. Дифференциальные сечения процессов Дрелла–Яна  $d\sigma/dm$  измерены в CMS в области масс от 15 до 2000 ГэВ (рис. 6а), измерены также двойные дифференциальные сечения  $d^2\sigma/dm d|y|$ , где  $y$  — быстота дилептонной пары, при этом наблюдается хорошее согласие с предсказаниями СМ [50, 51]. Измерение процессов в СМ важно как для проверки СМ, так и для улучшения предсказаний будущих измерений, поскольку процессы СМ являются фоном как для других измерений, так и для поиска новой физики.

#### 5. Поиски физики вне Стандартной модели

Поиски новой физики на CMS выполнялись в разных каналах для различных теоретических моделей, предсказывающих отклонения от СМ. Одним из важных направлений является поиск узких резонансов в двухлептонных каналах (димюонном и диэлектронном), которые ранее уже зарекомендовали себя в качестве чистых каналов для поиска новых частиц. Многие модели новой физики предсказывают существование узких резонансов в ТэВ-ной области инвариантной массы пары заряженных лептонов [52, 53]. К таким моделям, в частности, относятся: 1) Последовательная стандартная модель

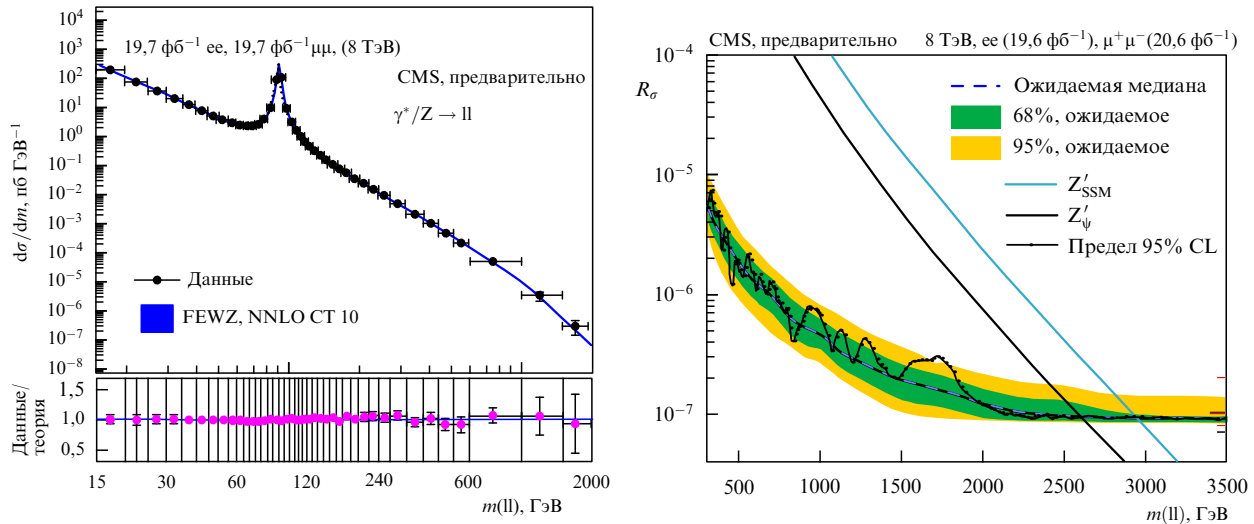


Рис. 6. (а) Спектр инвариантных масс дрелл-яновских пар, измеренный на CMS и предсказанный NNLO-вычислениями, для полного фазового пространства. (б) Пределы сечений узких дилептонных резонансов в зависимости от их инвариантных масс в сравнении с предсказаниями моделей физики вне СМ.

(Sequential Standard Model, SSM), обозначаемая как  $Z'_{SSM}$ , с теми же константами связи, что и в СМ; 2) модель  $Z'_\psi$ , предсказываемая в теориях Великого объединения [52]; 3) модель Рэндалл–Сандрума (RS1) с одной дополнительной пространственной размерностью с кривизной, в которой возникают возбуждённые калуцклейновские состояния гравитонов [54]. В последнем измерении CMS использовались данные при  $\sqrt{s} = 8$  ТэВ с интегральными светимостями вплоть до 20 фб<sup>-1</sup> как в димюонных, так и диэлектронном каналах [55]. Поиск резонансов осуществлялся по анализу формы спектра дилептонных масс, для того чтобы избежать зависимости от неопределённостей абсолютного уровня фона. Поскольку спектры оказались совместимыми с предсказаниями СМ, были определены верхние пределы произведения сечения и относительных вероятностей распадов  $Z'$  в лептонные пары по отношению к произведению сечения и относительных вероятностей распада  $Z$ -бозона в лептонные пары в СМ. Верхние пределы отношения сечения

$$R_\sigma = \frac{\sigma(pp \rightarrow Z' + X \rightarrow \ell\ell + X)}{\sigma(pp \rightarrow Z + X \rightarrow \ell\ell + X)},$$

полученные на 95%-ном уровне достоверности, показаны на рис. 6б для комбинации обоих дилептонных каналов. Поскольку в спектре масс не обнаружено значительных пиков, установлены следующие нижние пределы массы  $Z'$ -резонансов: 2960 ГэВ для  $Z'_{SSM}$  и 2600 ГэВ для  $Z'_\psi$  [55]. Результаты могут быть обобщены для других возможных мод распада  $Z'$ . В перспективе для димюонов при  $\sqrt{s} = 14$  ТэВ и интегральной светимости 300 фб<sup>-1</sup> можно надеяться достичь значений масс 4,6–5,2 ТэВ (для моделей  $Z'_\psi - Z'_{SSM}$ ), а при светимости 3000 фб<sup>-1</sup> — значений масс до 5,6–6,2 ТэВ [36].

Одним из наиболее ярких предсказаний теорий низкоэнергетической квантовой гравитации является возможность рождения в протон-протонных столкновениях при энергиях ЛНС микроскопических чёрных дыр [57, 58]. Такие модели мотивированы главным обра-

зом большой разницей между электрослабой шкалой ( $\sim 0,1$  ТэВ) и планковским масштабом ( $M_{Pl} \sim 10^{16}$  ТэВ), известной как проблема иерархий. Был проведён новый анализ рождения микроскопических чёрных дыр в модели Аркани-Хамеда, Димопулоса и Двали (Arkani-Hamed, Dimopoulos, Dvali — ADD) [59] по данным при  $\sqrt{s} = 8$  ТэВ с интегральной светимостью 12 фб<sup>-1</sup> [60] и установлены для полуклассических чёрных дыр пределы масс ниже 4,3–6,2 ТэВ. Поиски эффектов дополнительных измерений [61] также осуществлялись в спектре масс дифотонов [62], димюонов [63] и диэлектронов [64], что позволило исключить шкалу струнного масштаба  $M_s$  до 4,94 ТэВ.

Большой интерес вызывают поиски на коллайдере частиц тёмной материи (слабовзаимодействующих массивных частиц — Weakly Interacting Massive Particles, WIMPs). На CMS такие поиски производились в событиях с энергичной струей  $+E_T^{miss}$  [65] или энергичным лептоном  $+E_T^{miss}$  [66], а также в канале с ассоциированным рождением  $t$ -кварков [67]. Число событий совместимо с ожиданиями в СМ, определены пределы сечений рассеяния тёмной материи на нуклоне для различных моделей взаимодействия.

Как известно из теорий бариогенезиса, нарушение барионного числа (НБЧ) является одним из необходимых условий наблюдаемой барионной асимметрии Вселенной [68–70] (статья [68] воспроизведена в УФН [69]). Сильные эффекты НБЧ предсказываются во многих моделях вне СМ. На CMS НБЧ было исследовано в распаде  $t$ -кварка  $t \rightarrow \bar{b} \bar{c} \mu^+$ , когда другой  $t$ -кварк в событии распадается обычным образом:  $\bar{t} \rightarrow W^- \bar{b} \rightarrow d \bar{u} \bar{b}$ . Установлен предел 0,0015 при 95 % CL относительной вероятности гипотетического распада с НБЧ  $t \rightarrow l + 2j$  [71].

Одной из наиболее популярных моделей новой физики на ТэВ-ном масштабе энергий является суперсимметрия, в которой у каждой элементарной частицы появляется суперпартнёр со спином, отличающимся на  $1/2$ , и которая позволяет ликвидировать квадратичную расходимость радиационных поправок к массе бозона Хиггса, объединить калибровочные константы связи сильных, слабых и электромагнитных взаимодействий и

обеспечить существование частиц тёмной материи. Без точной настройки теории (критерий "натуральности") массы суперпартнёров не должны быть много больше 1 ТэВ [72]. Поиски суперсимметричных частиц в различных каналах пока не дали положительных результатов. Так, например, для партнёра глюона (глюино  $\tilde{g}$ ) установлено ограничение на массу  $m_{\tilde{g}} \geq 1,3$  ТэВ. Для интегральной светимости  $300 \text{ фб}^{-1}$  при  $\sqrt{s} = 14$  ТэВ планируется довести предел массы глюино до 2 ТэВ [36].

В CMS были также выполнены и многие другие поиски отклонений от СМ; на сайте коллаборации [73] доступны сводки полученных пределов для масс и масштабов для различных моделей физики вне СМ и ссылки на опубликованные работы.

## 6. Заключение

Итак, можно констатировать, что благодаря отличной работе ЛНС и детектора CMS набран большой объём данных протон-протонных столкновений: интегральная светимость  $5 \text{ фб}^{-1}$  при  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ и  $20 \text{ фб}^{-1}$  при  $\sqrt{s} = 8$  ТэВ. При поиске бозона Хиггса СМ в пяти каналах распада найден новый бозон с массой около 125 ГэВ. Сильные сигналы со статистической значимостью более чем в  $5\sigma$  найдены при анализе каналов распада  $H \rightarrow \gamma\gamma$  и  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ , результаты в других каналах распада также полностью согласуются с предсказаниями СМ. Новая частица очень похожа на бозон, предсказанный простой моделью Браута–Энглера–Хиггса: это скалярное поле с константами связи, пропорциональными массам частиц. Новая частица обладает всеми свойствами бозона Хиггса СМ в пределах текущих погрешностей. Набор будущих данных позволит провести более строгую проверку свойств нового бозона и исследования того, означают ли свойства новой частицы наличие физики вне СМ.

Проведены поиски процессов в СМ и поиски новой физики вне СМ, сделано долго ожидавшееся открытие редкого распада  $B_s \rightarrow \mu^+\mu^-$  и неожиданно обнаружен ридж-эффект в протон-протонных столкновениях в корреляциях частиц, имеющих большую разницу полярных углов. Результаты в области СМ используются для уточнения структурных функций партонных и в теоретических расчётах в высоких порядках по теории возмущений. В поисках физики вне СМ эксперимент смог, в частности, исключить новые частицы в области масс 2–3 ТэВ в дилептонных каналах и 5 ТэВ в канале двух струй, что позволило улучшить пределы, полученные в предыдущих исследованиях [73]. Следующие сеансы на полной энергии ЛНС 13–14 ТэВ приведут к увеличению точности измерений, а анализ данных даст ответы на актуальные вопросы теории. Нельзя также сбрасывать со счёта возможность открытия ещё не предсказанных теорией неожиданных явлений в физике высоких энергий, как уже бывало в прошлом. С данными на увеличенных энергиях и светимостях коллаборация CMS будет способна к расширению исследованной области поисков процессов физики вне СМ [36].

К весне 2014 г. коллаборация CMS опубликовала около 300 статей, и их число продолжает увеличиваться. В этом кратком сообщении представлен обзор наиболее интересных последних результатов CMS, дополнительную информацию можно найти, например, на сайте CMS для публичных физических результатов [73].

Автор благодарен членам коллаборации CMS за плодотворное сотрудничество, а также И.А. Голутвину и В.А. Рубакову за предложение выступить на научной сессии Отделения физических наук РАН.

## Список литературы

1. Грожан К *УФН* **177** 3 (2007); Grojean Ch *Phys. Usp.* **50** 1 (2007)
2. Bayatian G L et al. (CMS Collab.) *J. Phys. G Nucl. Part. Phys.* **34** 995 (2007)
3. Красников Н В, Матвеев В А *УФН* **174** 697 (2004); Krasnikov N V, Matveev V A *Phys. Usp.* **47** 643 (2004)
4. Chatrchyan S et al. (CMS Collab.) *Phys. Lett. B* **716** 30 (2012); arXiv:1207.7235
5. Chatrchyan S et al. (CMS Collab.) *JHEP* **2013** (06) 081 (2013); arXiv:1303.4571
6. Chatrchyan S et al. (CMS Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **111** 101804 (2013); arXiv:1307.5025
7. Bayatian G L et al. (CMS Collab.), CERN-LHCC-2006-001 (Technical Design Report CMS, 8.1) (Geneva: CERN, 2006)
8. Chatrchyan S et al. (The CMS Collab.) *JINST* **3** S08004 (2008)
9. Рубаков В А *УФН* **182** 1017 (2012); Rubakov V A *Phys. Usp.* **55** 949 (2012)
10. Carena M et al. "Status of Higgs boson physics (November 2013)", <http://pdg.lbl.gov/2013/reviews/rpp2013-rev-higgs-boson.pdf>
11. Della Negra M, Jenni P, Virdee T S *Science* **338** 1560 (2012)
12. Barate R et al. *Phys. Lett. B* **565** 61 (2003); hep-ex/0306033
13. Erler J, Langacker P "Electroweak model and constraints on new physics", in Beringer J et al. (Particle Data Group) "Review of Particle Physics" *Phys. Rev. D* **86** 010001 (2012)
14. Chatrchyan S et al. (CMS Collab.) *Phys. Lett. B* **710** 26 (2012); arXiv:1202.1488
15. Aaltonen T et al. (CDF Collab., D0 Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **109** 071804 (2012); arXiv: 1207.6436
16. Aad G et al. (ATLAS Collab.) *Phys. Lett. B* **716** 1 (2012); arXiv:1207.7214
17. Chatrchyan S et al. (CMS Collab.) *Nature Phys.* **10** 557 (2014); arXiv:1401.6527
18. CMS Collab., CMS-PAS-HIG-12-015; <http://cds.cern.ch/record/1460419>
19. CMS Collab. *Eur. Phys. J. C*, submitted; arXiv:1407.0558
20. CMS Collab., CMS-PAS-HIG-14-009; <http://cds.cern.ch/record/1728249>
21. Chatrchyan S et al. (CMS Collab.) *Phys. Rev. D* **89** 092007 (2014); arXiv:1312.5353
22. 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
23. Gao Y et al. *Phys. Rev. D* **81** 075022 (2010); arXiv:1001.3396
24. Bolognesi S et al. *Phys. Rev. D* **86** 095031 (2012); arXiv:1208.4018
25. Khachatryan V (CMS Collab.) *Phys. Lett. B* **736** 64 (2014); arXiv:1405.3455
26. Heinemeyer S et al. (LHC Higgs Cross Section Working Group) *Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 3. Higgs Properties: Report of the LHC Higgs Cross Section Working Group* (Geneva: CERN, 2013) DOI:10.5170/CERN-2013-004; arXiv:1307.1347
27. Chatrchyan S et al. (CMS Collab.) *JHEP* **2014** (01) 096 (2014); arXiv:1312.1129
28. Chatrchyan S et al. (CMS Collab.) *JHEP* **2014** (05) 104 (2014); arXiv:1401.5041
29. Chatrchyan S et al. (CMS Collab.) *Phys. Rev. D* **89** 012003 (2014); arXiv:1310.3687
30. Ландау Л Д *ДАН СССР* **60** 207 (1948)
31. Ландау Л Д *Собрание трудов* Т. 2 (М.: Наука, 1969) с. 34
32. Yang C-N *Phys. Rev.* **77** 242 (1950)
33. The Nobel Prize in Physics 2013, [http://www.nobelprize.org/nobel\\_prizes/physics/laureates/2013/](http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2013/)
34. CMS Collab., CMS-PAS-HIG-13-007; <http://cds.cern.ch/record/1606831>
35. CMS Collab., CMS-PAS-HIG-13-014; <http://cds.cern.ch/record/1546776>



36. CMS Collab. "CMS contribution to the Snowmass 2013 report", arXiv:1307.7135
37. De Bruyn K et al. *Phys. Rev. Lett.* **109** 041801 (2012); arXiv: 1204.1737
38. Aaij R et al. (LHCb Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **110** 021801 (2013); arXiv:1211.2674
39. CMS and LHCb Collab., CMS-PAS-BPH-13-007, LHCb-CONF-2013-012; <http://cds.cern.ch/record/1564324>
40. CMS Collab., CMS-PAS-FTR-13-022; <http://cds.cern.ch/record/1605250>
41. The ATLAS, CDF, CMS, D0 Collab., LHC/Tevatron NOTE, ATLAS-CONF-2014-008, CDF Note 11071, CMS PAS TOP-13-014, D0 Note 6416; arXiv:1403.4427
42. Chatrchyan S et al. (CMS Collab.) *JHEP* **2014** (02) 024 (2014); arXiv:1312.7582
43. Khachatryan V et al. (CMS Collab.) *JHEP* **2014** (06) 090 (2014); arXiv:1403.7366
44. Chatrchyan S et al. (CMS Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **112** 231802 (2014); arXiv:1401.2942
45. CMS Collab., CMS-PAS-TOP-13-009; <http://cds.cern.ch/record/1633190>
46. Khachatryan V et al. (CMS Collab.) *JHEP* **2010** (09) 091 (2010); arXiv:1009.4122
47. Li W *Mod. Phys. Lett. A* **27** 1230018 (2012); arXiv:1206.0148
48. Chatrchyan S et al. (CMS Collab.) *Phys. Lett. B* **718** 795 (2013); arXiv:1210.5482
49. Chatrchyan S et al. (CMS Collab.) *JHEP* **2011** (07) 076 (2011); arXiv:1105.2438
50. Chatrchyan S et al. (CMS Collab.) *JHEP* **2013** (12) 030 (2013); arXiv:1310.7291
51. CMS Collab., CMS-PAS-SMP-14-003; <http://cds.cern.ch/record/1728320>
52. Leike A *Phys. Rep.* **317** 143 (1999); hep-ph/9805494
53. Rizzo T G, SLAC-PUB-12129; hep-ph/0610104
54. Randall L, Sundrum R *Phys. Rev. Lett.* **83** 4690 (1999); hep-th/9906064
55. CMS Collab., CMS-PAS-EXO-12-061; <http://cds.cern.ch/record/1519132>
56. Chatrchyan S et al. (CMS Collab.) *Phys. Lett. B* **720** 63 (2013); arXiv:1212.6175
57. Dimopoulos S, Landsberg G *Phys. Rev. Lett.* **87** 161602 (2001); hep-ph/0106295
58. Giddings S B, Thomas S D *Phys. Rev. D* **65** 056010 (2002); hep-ph/0106219
59. Arkani-Hamed N, Dimopoulos S, Dvali G *Phys. Lett. B* **429** 263 (1998); hep-ph/9803315
60. Chatrchyan S et al. (CMS Collab.) *JHEP* **2013** (07) 178 (2013); arXiv:1303.5338
61. Рубаков В А *УФН* **171** 913 (2001); Rubakov V A *Phys. Usp.* **44** 871 (2001)
62. Chatrchyan S et al. (CMS Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **108** 111801 (2012); arXiv:1112.0688
63. CMS Collab., CMS-PAS-EXO-12-027; <https://cds.cern.ch/record/1523261/>
64. CMS Collab., CMS-PAS-EXO-12-031; <https://cds.cern.ch/record/1523280/>
65. CMS Collab., CMS-PAS-EXO-12-048; <http://cds.cern.ch/record/1525585>
66. CMS Collab., CMS-PAS-EXO-13-004; <http://cds.cern.ch/record/1563245>
67. CMS Collab., CMS-PAS-B2G-13-004; <https://cds.cern.ch/record/1697173>
68. Сахаров А Д *Письма в ЖЭТФ* **5** 32 (1967); Sakharov A D *JETP Lett.* **5** 24 (1967)
69. Сахаров А Д *УФН* **161** (5) 61 (1991); Sakharov A D *Sov. Phys. Usp.* **34** 392 (1991)
70. Константин Т *УФН* **183** 785 (2013); Konstandin T *Phys. Usp.* **56** 747 (2013)
71. Chatrchyan S et al. (CMS Collab.) *Phys. Lett. B* **731** 173 (2014); arXiv:1310.1618
72. Высоцкий М И, Невзоров Р Б *УФН* **171** 939 (2001); Vysotskii M I, Nevzorov R B *Phys. Usp.* **44** 919 (2001)
73. CMS Physics Results, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/PhysicsResults>

PACS numbers: **12.15**.-y, **12.60**.-i, **14.80**.-j  
DOI: 10.3367/UFNr.0184.201409j.1004

## Хиггсовский бозон открыт: что дальше?

Д.И. Казаков

### 1. Введение

Открытие хиггсовского бозона [1, 2] в 2012 г. и присуждение Нобелевской премии в 2013 г. ознаменовали важный этап в физике элементарных частиц. Был экспериментально подтверждён теоретически предсказанный около 50 лет назад механизм генерации масс фундаментальных частиц — механизм спонтанного нарушения симметрии Браута–Энглера–Хиггса [3, 4]. Тем самым Стандартная модель (СМ) фундаментальных взаимодействий получила логическое завершение и приобрела статус стандартной теории. Под СМ (Standard Model — SM) понимается описание сильных, слабых и электромагнитных взаимодействий между кварками и лептонами, основанное на калибровочной теории с группой симметрии  $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ . При этом кварки являются триплетом, а лептоны — синглетом группы  $SU(3)_c$ , левые компоненты кварков и лептонов представляют собой дублеты группы  $SU(2)_L$ , а правые компоненты — синглеты, и все они имеют гиперзаряд согласно группе  $U(1)_Y$ . Состав полей материи и переносчиков четырёх фундаментальных взаимодействий СМ представлен на рис. 1. К уже известным частицам, все из которых были открыты в XX в., добавился хиггсовский бозон, открытый уже в XXI в.

Три поколения материи (фермионы)					
	I	II	III		
Масса→	3 МэВ	1,24 ГэВ	173,3 ГэВ	0	125,2 ГэВ
Заряд→	2/3	2/3	2/3	0	0
Спин→	1/2	1/2	1/2	1	0
Наименование→	<b>u</b> up (верхний)	<b>c</b> charm (очарованный)	<b>t</b> top (истинный)	<b>γ</b> photon (фотон)	<b>H</b> Higgs (бозон Хиггса)
Кварки	<b>d</b> down (нижний)	<b>s</b> strange (странный)	<b>b</b> bottom (предельный)	<b>g</b> gluon (глюон)	<b>G</b> Graviton (гравитон)
	6 МэВ -1/3	95 МэВ -1/3	4,2 ГэВ -1/3	0	0
Лептоны	<b>ν<sub>e</sub></b> electron neutrino (электронное нейтрино)	<b>ν<sub>μ</sub></b> muon neutrino (мюонное нейтрино)	<b>ν<sub>τ</sub></b> tau neutrino (тау- нейтрино)	<b>Z<sup>0</sup></b> weak force (слабое взаимодействие)	Бозоны (переносчики взаимодействий)
	< 2 эВ 0	< 0,19 МэВ 0	< 18,2 МэВ 0	91,2 ГэВ 0	
	<b>e</b> electron (электрон)	<b>μ</b> muon (мюон)	<b>τ</b> tau (тау)	<b>W<sup>±</sup></b> weak force (слабое взаимодействие)	
	0,511 МэВ -1	106 МэВ -1	1,78 ГэВ -1	80,4 ГэВ ±1	
	1/2	1/2	1/2	1	

Рис. 1. Стандартная модель фундаментальных взаимодействий (согласно [5]).

Д.И. Казаков. Лаборатория теоретической физики им. Н.Н. Боголюбова Объединённого института ядерных исследований, Дубна, Московская обл., РФ  
Институт теоретической и экспериментальной физики им. А.И. Алиханова, Москва, РФ  
Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Московская обл., РФ