

ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ И ПОЛЯ

ОБЗОР РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТА CMS

© 2015 г. С. В. Шматов*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

Поступила в редакцию 01.12.2014 г.

Представлен обзор результатов эксперимента CMS на LHC. Исследования основаны на данных, полученных в 2011–2012 гг. на встречных пучках протонов при $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ. Также приведены результаты сеансов протон-ядерных и ядро-ядерных столкновений.

DOI: 10.7868/S0044002715050128

1. ВВЕДЕНИЕ

Эксперимент “Компактный мюонный соленоид” (CMS) [1] является одним из двух многоцелевых экспериментов, предназначенных для работы на пучках протонов и ядер Большого адронного коллайдера (LHC).

Несмотря на доказанную убедительность предсказаний стандартной модели взаимодействия элементарных частиц (СМ), их удивительную точность и открытие последнего краеугольного камня — бозона Хиггса, СМ не отличается полнотой: она не дает объяснения космологическим наблюдениям темной материи и доминированию материи над антиматерией во Вселенной [2]. Решение этих проблем требует привлечения более широких, чем в СМ, групп симметрий или других, совершенно новых теоретических концепций. Систематические поиски сигналов, предсказываемых различными расширениями СМ, являются одной из главных задач CMS. Эксперимент предназначен для регистрации широкого спектра частиц, возникающих в протон-протонных взаимодействиях и взаимодействиях тяжелых ионов, он изучает свойства известных частиц на ранее недоступных энергетических масштабах, а также осуществляет поиск новых непредсказанных явлений [3, 4]. Полное описание детекторных систем CMS и их физико-технических характеристик дано в [1].

В настоящей работе представлен обзор основных результатов эксперимента CMS, полученных за время первого сеанса LHC 2010–2012 гг. при работе на сталкивающихся пучках протонов и ядер. Исследования эксперимента CMS были основаны на данных 2011 г. при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ в с.ц.м. и данных 2012 г. при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ в с.ц.м. Статистика проанализированных данных составила 5.1 фбн^{-1} за 2011 г. и 20.1 фбн^{-1} за 2012 г.

2. ФИЗИКА СТАНДАРТНОЙ МОДЕЛИ

2.1. Процессы КХД

Практически сразу же после запуска LHC в 2009 г. было начато изучение множественного рождения заряженных адронов при энергии $\sqrt{s} = 0.9$ ТэВ, а затем и при $\sqrt{s} = 2.36$ и 7 ТэВ в с.ц.м. [5]. Было показано значительное расхождение полученных распределений множественности (рис. 1а) и энергетической зависимости плотности заряженных частиц по псевдобыстроте (рис. 1б) от предсказаний теоретических моделей. Это потребовало настройки параметров программ моделирования физических событий для дальнейшей интерпретации данных LHC.

Измерение сечений инклюзивного рождения струй показало хорошее согласие данных [6] и предсказаний СМ в NLO в области поперечного импульса струй вплоть до 2 ТэВ/с. Анализ парного рождения струй — измерение их дифференциальных сечений $d\sigma/dM_{jj}$ в области инвариантных масс до 5 ТэВ/с² [7] и угловых распределений струй [8] — также не выявил отклонений от теоретических ожиданий, но позволил установить границы параметров физических сценариев за рамками СМ (подробнее см. разд. 4).

Сравнение сечений рождения двух и трех струй продемонстрировало хорошее согласие данных и предсказаний СМ для значений полного поперечного момента H_T от 0.5 до 5 ТэВ/с и позволило впервые извлечь значение бегущей константы связи КХД $\alpha_s(M_Z) = 0.1148 \pm 0.0014(\text{эксп.}) \pm 0.0018(\text{PDF}) \pm 0.0050(\text{теор.})$ в области значений поперечных импульсов струй $p_T^{\text{jet}} \sim 1$ ТэВ/с [9]. Впоследствии это значение было уточнено из данных по инклюзивному рождению струй с p_T^{jet}

*E-mail: Sergei.Shmatov@cern.ch

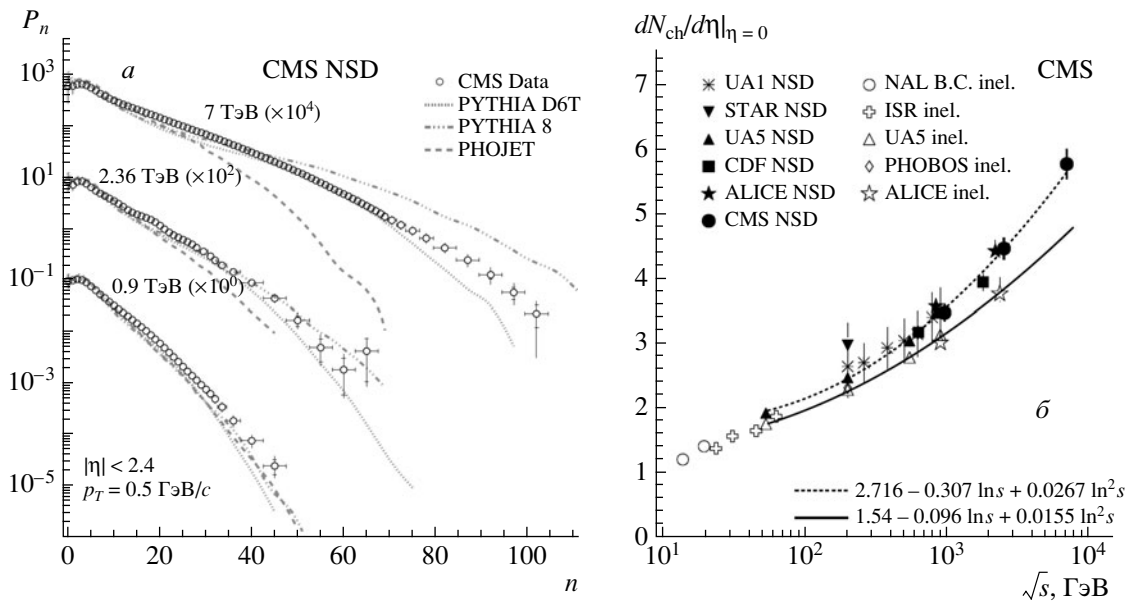


Рис. 1. *а* — Распределение событий по множественности заряженных адронов. *б* — Зависимость плотности множественности от \sqrt{s} .

до $3 \text{ TeV}/c$: $\alpha_s(M_Z) = 0.1185 \pm 0.0019(\text{эксп.}) \pm 0.0028(\text{PDF}) \pm 0.0004(\text{теор.})$ [10]. Также эти данные были использованы для проверки различных функций распределения кварков и глюонов.

2.2. Электрослабые процессы

Одним из первых результатов по изучению электрослабых процессов на LHC стало измерение при $\sqrt{s} = 7$ и 8 TeV полных сечений рождения калибровочных бозонов W и Z и вероятностей их распада по различным каналам [11, 12]. При $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ измеренные значения сечений составили $\sigma(pp \rightarrow WX) \times \text{Br}(W \rightarrow l\nu) = 11.9 \pm 0.03(\text{стат.}) \pm 0.22(\text{сист.}) \pm 0.52(\text{свет.}) \text{ нбн}$ и $\sigma(pp \rightarrow ZX) \times \text{Br}(Z \rightarrow l^+l^-) = 1.12 \pm 0.01(\text{стат.}) \pm 0.02(\text{сист.}) \pm 0.05(\text{свет.}) \text{ нбн}$ [12]. По мере увеличения набранной статистики стало возможным измерение более редких процессов — совместного рождения $W/Z/\gamma$ и нескольких струй (рис. 2а) [13], а также пар калибровочных бозонов [14, 15]. Полученные результаты показали хорошее согласие экспериментальных данных и СМ. Также было получено совпадение теоретических предсказаний во втором порядке теории возмущений (NNLO) с результатами измерений дифференциальных $d\sigma/dM$ и дважды дифференциальных $d^2\sigma/dMdY$ сечений процессов Дрелла—Яна в канале с парой электронов и парой мюонов [16]. Измерение пространственных [17, 18] и зарядовых асимметрий, значения эффективного

угла Вайнберга [18, 19] также не выявило отклонений от СМ.

Измерения массы топ-кварка проводились в каналах с лептонами и струями, парой лептонов и адронном канале. Полученное на объединенных данных экспериментов ATLAS и CMS [20] значение $m_t = 173.29 \pm 0.23(\text{стат.}) \pm 0.26(\text{сист.}) \text{ GeV}/c^2$ находится в хорошем согласии с данными экспериментов на Тэватроне $m_t = 173.20 \pm 0.51(\text{стат.}) \pm 0.36(\text{сист.}) \text{ GeV}/c^2$ [21]. Точность измерений не хуже 1%.

Одновременно с этим были проведены измерения сечений одиночного и парного рождения топ-кварка. Значение сечения $\sigma_{t\bar{t}} = 165.8 \pm 2.2(\text{стат.}) \pm 13.2(\text{сист.}) \pm 6.1(\text{сист.}) \text{ пбн}$ при $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ [22] находится в хорошем согласии со значением СМ $\sigma_{t\bar{t}} = 167_{-18}^{+17} \text{ пбн}$. Эти результаты легли в основу первых измерений бегущей константы связи КХД $\alpha_s(M_Z) = 0.1178_{-0.0040}^{+0.0046}$, что с высокой точностью коррелирует с мировым значением. Измерения сечений $\sigma_{t\bar{t}} = 239 \pm 2(\text{стат.}) \pm 11(\text{сист.}) \pm 6(\text{свет.}) \text{ пбн}$ при $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ [23] также продемонстрировали совпадение с СМ при $m_t = 172.5 \text{ GeV}/c^2$ (рис. 2б).

Полные сечения одиночного рождения топ-кварка при $\sqrt{s} = 7$ и 8 TeV [24, 25], сечения ассоциированного рождения топ-кварка и бозона W [26], а также дифференциальные сечения по массе, быстрой, переданному моменту были измерены в t - и s -каналах. Результаты полностью согласуются с теоретическими ожиданиями. Были

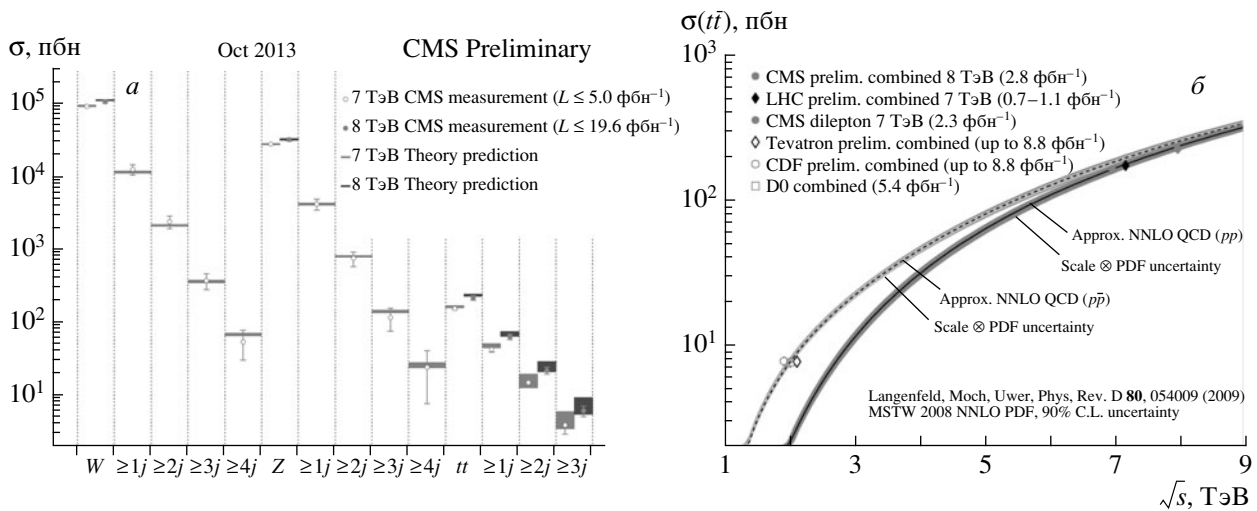


Рис. 2. *a* — Сечения совместного рождения калибровочных бозонов и струй. *б* — Зависимость от \sqrt{s} сечения рождения пары t -кварков. Приведены измерения экспериментов ЛХС и Тэватрон, а также теоретические предсказания во втором порядке теории возмущений с соответствующими неопределенностями (заштрихованные области вокруг кривых).

измерены величина поляризации топ-кварка $P_n = 0.009 \pm 0.029 \pm 0.041$ [27] и величина асимметрии спиральности $A_{\text{helicity}} = 0.24 \pm 0.02(\text{стат.}) \pm 0.08(\text{сист.})$ [28], что согласуется с СМ.

В эксперименте CMS впервые были изучены редкие процессы СМ, не регистрировавшиеся до сих пор в экспериментах. На статистике, соответствующей $\mathcal{L}_{\text{int}} = 12.2 \text{ fb}^{-1}$, было наблюдеено совместное рождение одиночного топ-кварка и бозона W [29]. Измеренное сечение процесса $\sigma_{tW} = 23.4 \pm 5.4 \text{ пбн}$, оказавшееся в полном соответствии с СМ, было использовано для вычисления матричного элемента $|V_{tb}| = 1.03 \pm 0.12(\text{эксп.}) \pm 0.04(\text{теор.})$.

2.3. Редкие распады

Распад B -мезонов (состоящих из одного b -кварка и легкого кварка) на два мюона является идеальным методом непрямого наблюдения физики за пределами СМ. Распады двух типов B -мезонов — B_0 (состоящих из b - и d -кварков) и B_s (состоящих из b - и s -кварков) — на пары мюонов сильно подавлены в СМ, хотя некоторые расширения СМ предсказывают либо значительное превышение, либо даже более сильное подавление этих распадов. Любое несовпадение измеренных вероятностей распада с предсказаниями СМ будет проявлением ясного сигнала физики за пределами СМ. Более 25 лет многие эксперименты на различных типах коллайдеров заняты поисками этих редких распадов. За это время установленные пределы чувствительности улучшены на четыре порядка, приближаясь к величине, предсказанной СМ.

Впервые ясное наблюдение существования распада $B_s \rightarrow \mu\mu$ было продемонстрировано в эксперименте LHCb в ноябре 2012 г. со статистической значимостью 3.2σ [30].

В CMS для этого исследования использовались экспериментальные данные, набранные в 2011 и 2012 гг. со статистикой $\mathcal{L}_{\text{int}} = 4.9$ и 20.4 fb^{-1} соответственно. Превышение числа событий в распаде $B_s \rightarrow \mu\mu$ над фоном в распределениях событий по инвариантной массе мюонных пар (рис. 3а) позволяет оценить вероятность этого распада на уровне $(3.0_{-0.9}^{+1.0}) \times 10^{-9}$ с суммарным учетом систематической и статистической ошибок [31]. Статистическая значимость этого наблюдения составляет 4.3σ . Результат измерения распада $B_s \rightarrow \mu\mu$, выполненного CMS, совпадает с предсказанной СМ вероятностью $(3.6 \pm 3) \times 10^{-9}$, убедительно демонстрируя состоятельность предсказаний СМ. Также были проведены поиски распада $B_0 \rightarrow \mu\mu$ и установлен верхний предел на вероятность этого распада, ниже которого распад обнаружен не был. Этот предел составил 1.1×10^{-9} при 95%-ном уровне статистической достоверности, что также согласуется с СМ.

Объединение данных экспериментов CMS и LHCb позволило улучшить точность измерений: $\mathcal{B}(B_s \rightarrow \mu^+\mu^-) = (2.9 \pm 0.7) \times 10^{-9}$ и $\mathcal{B}(B_0 \rightarrow \mu^+\mu^-) = (3.6_{-1.4}^{+1.6}) \times 10^{-10}$ [32]. Таким образом, вся совокупность экспериментальных данных практически не оставляет шанса по наблюдению “новой” физики при изучении этих редких распадов (рис. 3б).

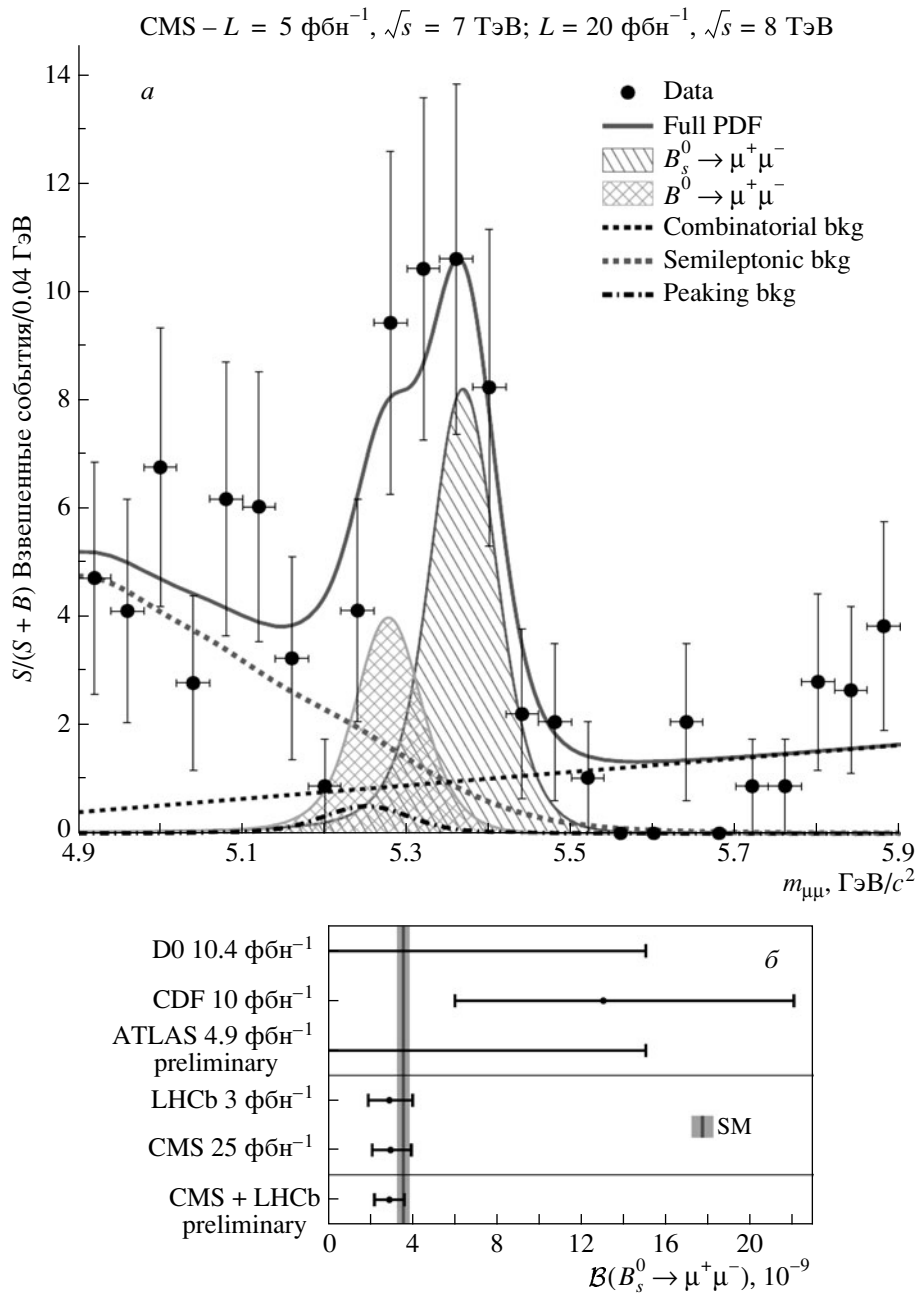


Рис. 3. *a* — Распределение пар мюонов по их инвариантной массе. *б* — Вероятность распада $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$, измеренная в различных экспериментах.

3. ОТКРЫТИЕ БОЗОНА ХИГГСА И ИССЛЕДОВАНИЕ ЕГО СВОЙСТВ

Стандартная модель предсказывает короткоживущий хиггсовский бозон, распадающийся на другие хорошо известные частицы. В эксперименте CMS исследовали пять основных каналов распада хиггсовского бозона: три канала распада на пару бозонов ($\gamma\gamma$, ZZ или WW) и два канала на пару фермионов ($b\bar{b}$ или $\tau\bar{\tau}$). При поиске бозона Хиггса с массой 125 ГэВ/ c^2 возможности каналов $\gamma\gamma$, ZZ

или WW приблизительно одинаковы. В целом, они более чувствительны, чем каналы распада на пару $b\bar{b}$ или $\tau\bar{\tau}$.

Впервые статистически значимое превышение сигнала над фоном СМ было обнаружено в эксперименте CMS в 2012 г. при анализе данных на объединенной статистике 2011 и 2012 гг., соответствующей интегральной светимости 5.1 и 5.3 фбн⁻¹ [33]. Статистическая значимость превышения сигнала над уровнем фона при совместном

анализе данных по всем пяти каналам составила 4.9σ . Совместный анализ только по двум наиболее чувствительным и высокоточным каналам ($\gamma\gamma$ и ZZ) обеспечил статистическую значимость наблюдаемого эффекта 5.0σ . Объединение всех данных, набранных за два года, позволило значительно увеличить чувствительность анализа. Полный список результатов по открытию и исследованию свойств бозона Хиггса приведен в [34].

3.1. Наблюдение нового бозона

Каналы $\gamma\gamma$ и ZZ очень важны, поскольку позволяют измерить массу новой частицы с высокой точностью. В канале $\gamma\gamma$ масса определяется из энергий и направлений двух высокоэнергетических фотонов, измеряемых кристаллическим электромагнитным калориметром установки CMS. В канале ZZ масса определяется из распада пары Z -бозонов на две пары электронов или мюонов либо на пары электронов и мюонов. Они измеряются внутренним трекером, электромагнитным калориметром и мюонными камерами. Массовое разрешение в каналах $\gamma\gamma$ и ZZ не хуже 1–2% [35]. Наблюдение двух фотонов в конечном состоянии указывает на то, что новая частица является бозоном, а не фермионом, и ее спин не может быть равным 1. Рисунок 4а показывает массовое распределение четырехлептонных событий (две пары электронов, или две пары мюонов, или пара электронов и пара мюонов). С учетом их угловых характеристик превышение числа событий над уровнем фона при значении массы в районе $125 \text{ ГэВ}/c^2$ составляет 7.1σ [36]. Массовое распределение пары фотонов показано на рис. 4б. В нем наблюдается превышение числа событий над уровнем фона при значении массы в районе $125 \text{ ГэВ}/c^2$ со значением статистической значимости 3.2σ [37].

WW -канал является более сложным. Каждый W -бозон определяется по его распаду на электрон и нейтрино или мюон и нейтрино. Нейтрино не регистрируется при прохождении через детектор CMS, поэтому бозон Хиггса, предсказанный в СМ, проявляется не как узкий пик, а как превышение числа событий в широком диапазоне масс со статистической значимостью 4.0σ [38]. Массовое разрешение в этом канале составляет 20%.

Отдельный интерес для понимания природы обнаруженного бозона вызывает наблюдение его распадов на пару фермионов ($b\bar{b}$ и $\tau\bar{\tau}$). Канал $b\bar{b}$ имеет большой фон от процессов СМ, поэтому при анализе исследуются события, в которых бозон Хиггса рождается совместно с W - или Z -бозонами, распадающимися на электрон(ы) или мюон(ы). Канал $\tau\bar{\tau}$ измеряется по распадам τ на

электроны, мюоны и адроны. Массовое разрешение в каналах $b\bar{b}$ и $\tau\bar{\tau}$ — 10% и 15% соответственно. Анализ данных на всей доступной статистике 2011–2012 гг. позволил увидеть пик в спектре $\tau\bar{\tau}$ и $b\bar{b}$ на уровне 3.2σ [39] и 2.1σ [40] соответственно. Статистическая значимость обнаружения фермионных распадов в совместном анализе двух этих распадов достигает 3.8σ .

Исключительно важной является проверка гипотезы существования дополнительных скалярных резонансов, например, дополнительных бозонов Хиггса в модели с расширенным хиггс-сектором. В настоящее время экспериментальных данных CMS вполне достаточно, чтобы полностью исключить их существование на уровне статистической достоверности 95% в области масс $128\text{--}600 \text{ ГэВ}/c^2$ в канале распада на WW и в области масс $200\text{--}1000 \text{ ГэВ}/c^2$ в канале распада на ZZ [41]. Также пока не видно редких и экзотических (за рамками СМ) распадов бозона Хиггса, например: распада на пару мюонов и так называемых невидимых распадов, характеризующихся отсутствием в конечных продуктах распада частиц СМ, которые могли бы быть зарегистрированы детекторными системами, — таких, как распады на четыре нейтрино, легчайшие стабильные суперсимметричные частицы (LSP), частицы темной материи (WIMP) и др. [42].

3.2. Свойства бозона Хиггса

Для измерения массы нового бозона были использованы два канала ($\gamma\gamma$ и ZZ) с наилучшим массовым разрешением. Масса новой частицы определена без учета каких-либо предположений об относительных вероятностях мод распада и в настоящее время составляет $125.7 \pm 0.3(\text{стат.}) \pm 0.3(\text{сист.}) \text{ ГэВ}/c^2$ [35]. Измеренная вероятность образования новой частицы ($\sigma_{\text{ДАТ}}$) находится в согласии с величиной вероятности образования бозона Хиггса, предсказанной в СМ ($\sigma_{\text{СМ}}$), во всех пяти каналах, где был обнаружен сигнал новой частицы (рис. 5а). Их отношение называется интенсивностью сигнала μ . По результатам измерений во всех пяти каналах значение $\mu = \sigma_{\text{ДАТ}}/\sigma_{\text{СМ}} = 0.80 \pm 0.14$ при значении массы $m_H = 125.7 \text{ ГэВ}/c^2$. Измеренные значения констант взаимодействия также не противоречат значениям констант связи бозона Хиггса СМ (рис. 5б). Исходя из полученных результатов также может быть исключена гипотеза фермиофобного (т.е. не распадающегося на фермионы) бозона Хиггса.

Для изучения спиновой структуры бозона были использованы так называемые разделители гипотез, представляющие собой комбинацию функций правдоподобия конкурирующих гипотез, т.е.

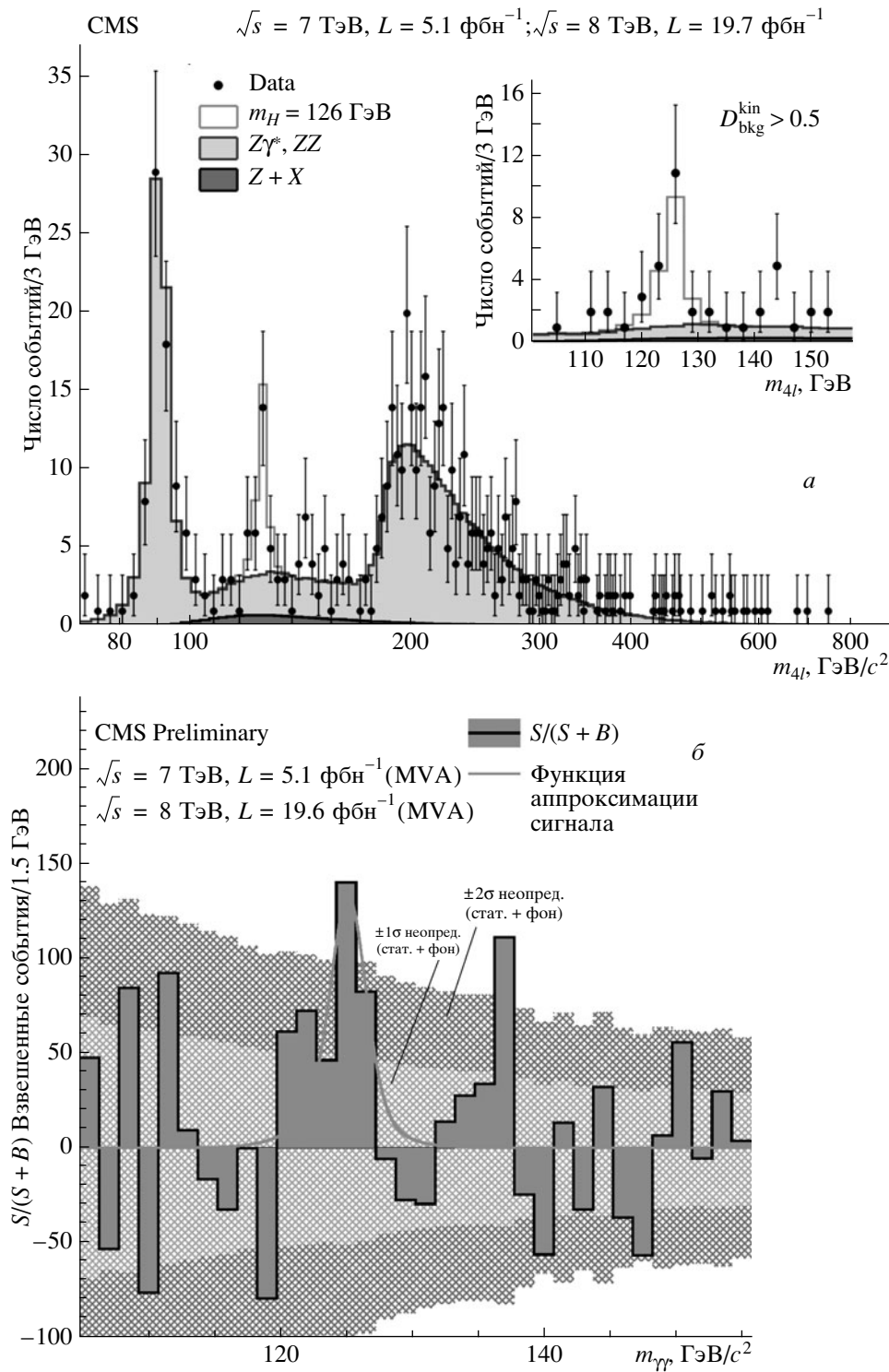


Рис. 4. Распределение по инвариантной массе: *a* — четырех лептонов [36], *б* — пары фотонов [37].

распределения плотностей вероятности угловых и массовых переменных продуктов распада в предположении различных значений спина J и четности P . На основе данных по распаду ZZ на четыре

лептона были протестированы более 10 различных сочетаний возможных значений J и P , соответствующих различным псевдоскалярам ($J^P = 0^-, \dots$), тензорным частицам ($J^P = 2^-, 2^+, \dots$)

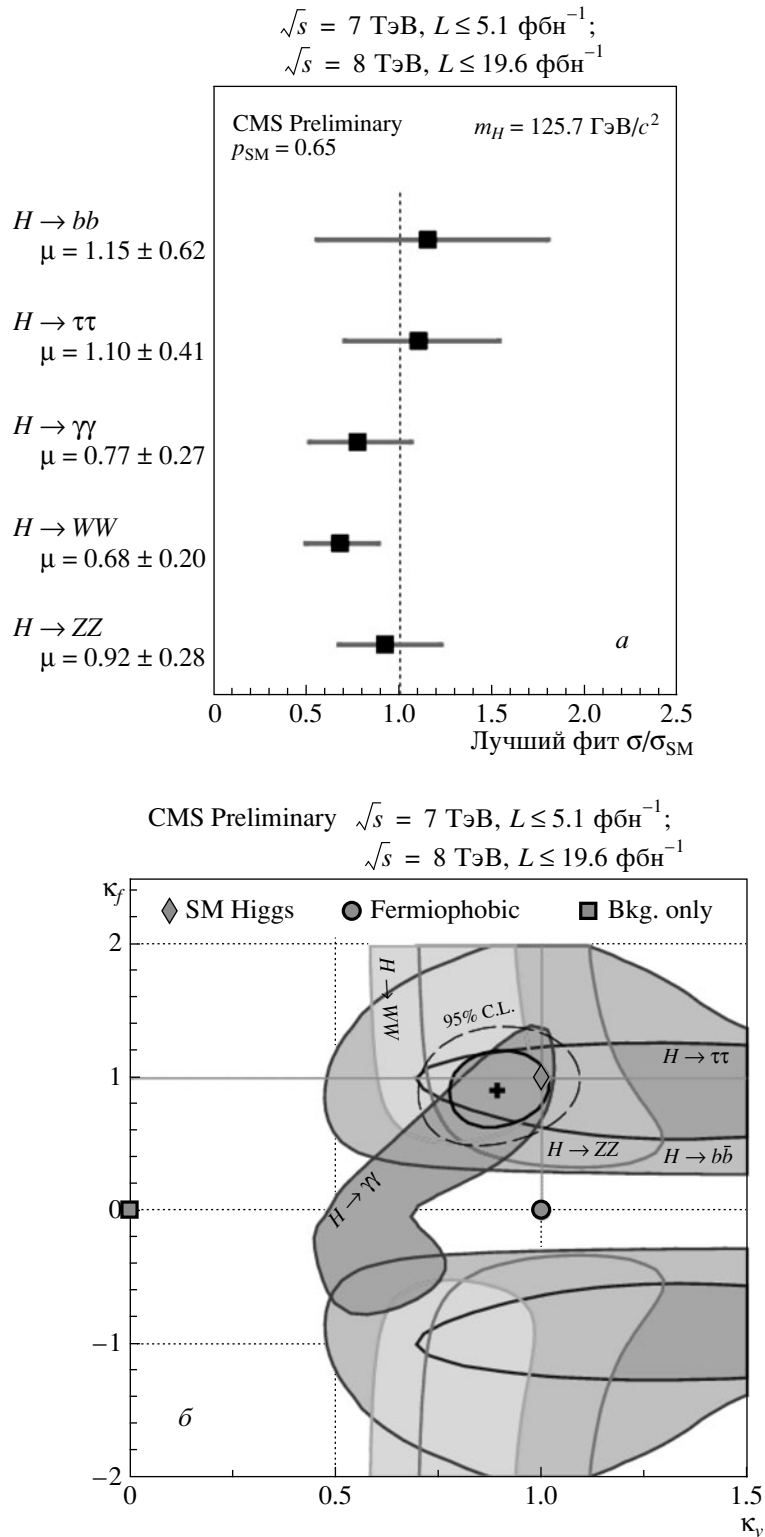


Рис. 5. *a* — Интенсивность взаимодействия. *б* — Допустимые значения векторных и фермионных констант связи.

и даже векторным частицам ($J^P = 1^-$ и 1^+), хотя это и запрещено наблюдением распада $\gamma\gamma$ в соответствии с теоремой Ландау–Янга. Все комбинации, альтернативные гипотезе бозона Хиггса

СМ ($J^P = 0^+$), были отвергнуты с высокой степенью статистической достоверности [36]. Результаты анализа в каналах $WW \rightarrow \nu\nu\nu$ и $\gamma\gamma$ также

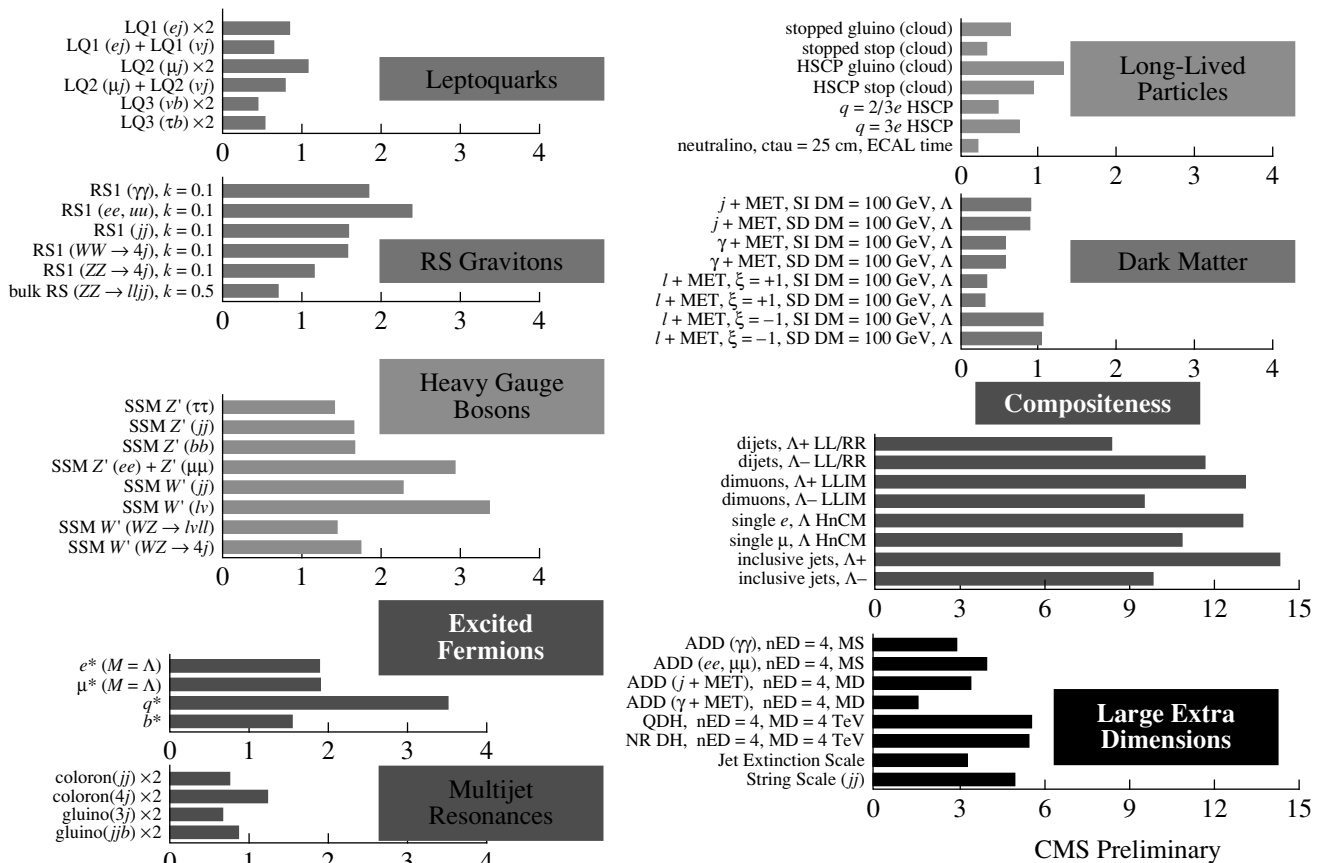


Рис. 6. Сводная таблица по ограничениям на массы гипотетических частиц в TeV/c^2 .

исключают гипотезы, не согласующиеся с $J^P = 0^+$ [38, 43].

4. ПОИСКИ СИГНАЛОВ ФИЗИКИ ЗА РАМКАМИ СТАНДАРТНОЙ МОДЕЛИ

Программа физических исследований CMS по обнаружению “новой” физики за рамками СМ представляет собой широкомасштабный поисковый эксперимент, направленный на обнаружение ожидаемых отклонений от предсказаний СМ в различных каналах [3, 4]. CMS ведет поиск сигналов от новых физических объектов и явлений, предсказываемых суперсимметричными моделями, моделями расширенного калибровочного сектора (РКС), сценариями низкоэнергетической гравитации, моделями техницвета и многими другими. В качестве экспериментально наблюдаемых величин используют различные характеристики рождения частиц СМ, например:

тяжелые резонансные состояния и нерезонансные сигналы в спектре пар мюонов, струй, фотонов, топ-кварков, калибровочных бозонов для поиска новых тяжелых калибровочных бозонов Z' ,

калуца-клейновских возбужденных состояний гравитона, частиц техницвета и др.;

одиночное рождение частиц (струй, фотонов, лептонов), сопровождающееся большой долей потерянной поперечной энергии. Отклонение в поведении подобных сигналов от СМ может свидетельствовать о существовании нового тяжелого заряженного калибровочного бозона W' , дополнительных пространственных измерений, слабозаимодействующих частиц темной материи;

измерение полного скалярного поперечного импульса частиц при их множественном рождении используется для поиска микроскопических черных дыр и лептокварков;

совместное рождение различных частиц (лептонов и струй, лептонов разных поколений) может являться сигналом частиц четвертого поколения;

поиски суперсимметричных частиц, как правило, ведутся по измерению последовательных распадов с частицами СМ или недостающей энергией в конечном состоянии.

К настоящему времени никаких отклонений экспериментальных данных от СМ обнаружено не было. Были установлены ограничения на значения

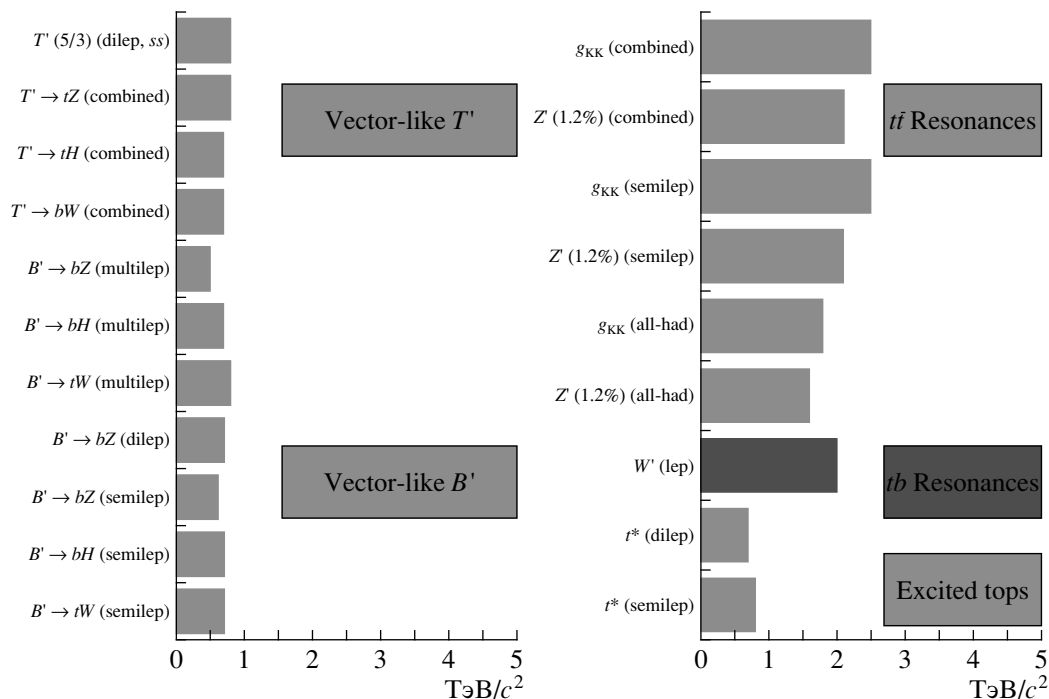


Рис. 7. Сводная таблица по ограничениям на массы частиц “новой” физики в каналах с b - и t -кварками, а также частицы четвертого поколения.

параметров различных теоретических моделей — массы новых частиц, значения фундаментальных энергетических масштабов, констант связи, сечения рождения новых частиц. Сводная таблица по ограничениям на массы гипотетических частиц представлена на рис. 6 [44]. На рис. 7 приведена результирующая таблица по ограничениям на массы частиц “новой” физики в каналах с b - и t -кварками, а также частицы четвертого поколения [45].

Данные CMS с 95% C.L. исключают новые нейтральные калибровочные бозоны Z' с массой менее 2600–2950 ГэВ/ c^2 в зависимости от величин констант связи РКС, а КК-гравитон сценарии RS1 — с массой менее 2030–2390 ГэВ/ c^2 в зависимости от величины отношения радиуса кривизны многомерного пространства и значения фундаментального масштаба Планка. Многомерный фундаментальный масштаб в моделях ADD-типа ограничен снизу значением 3–5.1 ТэВ в зависимости от числа дополнительных пространственных измерений, а эффективный масштаб контактных взаимодействий Λ составных моделей и моделей слабозаимодействующих массивных частиц (кандидатов в частицы темной материи) — значениями 8–14 ТэВ и ~ 1 ТэВ соответственно. Также получены ограничения на массы лептокварков трех поколений, возбужденных фермионов, многоструйных резонансов (см. рис. 6) и частиц четвертого поколения (см. рис. 7).

Одним из наиболее популярных расширений СМ является концепция суперсимметрии. Предсказываемый спектр суперсимметричных частиц является объектом поиска экспериментов на ЛНС. За время первого сеанса ЛНС на установке CMS была предпринята попытка обнаружить сигналы от этих частиц, например, по цепочке каскадных распадов. В частности, в распадах $\tilde{t} \rightarrow t\tilde{\chi}^0$ и $\tilde{t} \rightarrow b\tilde{\chi}^+$ был исследован диапазон возможных масс стоп-кварка \tilde{t} , который ограничен снизу массой топ-кварка. Поиск \tilde{b} проводился в каналах распада $\tilde{b} \rightarrow b\tilde{\chi}^0$, $\tilde{b} \rightarrow tW\tilde{\chi}^0$, $\tilde{b} \rightarrow bZ\tilde{\chi}^0$. Ограничения на массы \tilde{t} и \tilde{b} составили соответственно 200–710 и 320–610 ГэВ/ c^2 при массе нейтралино меньше 200 ГэВ/ c^2 (см. рис. 8) [46]. Ограничения на массы глюино составили 1.1–1.3 ТэВ/ c^2 , на массы скварков — 0.78 ТэВ/ c^2 и на массы чарджино — 500 ГэВ/ c^2 .

5. ФИЗИКА ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

Исследования по физике тяжелых ионов в эксперименте CMS [47] проводились в 2010 и 2011 гг. на встречных пучках ядер свинца при энергии в с.ц.м. $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ. Статистика набранных данных \mathcal{L}_{int} составила соответственно 10 и 155 мкбн⁻¹. В 2012 г. проводился сеанс на пучках протонов и ядер свинца при $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ и $\mathcal{L}_{\text{int}} = 1$ мкбн⁻¹.

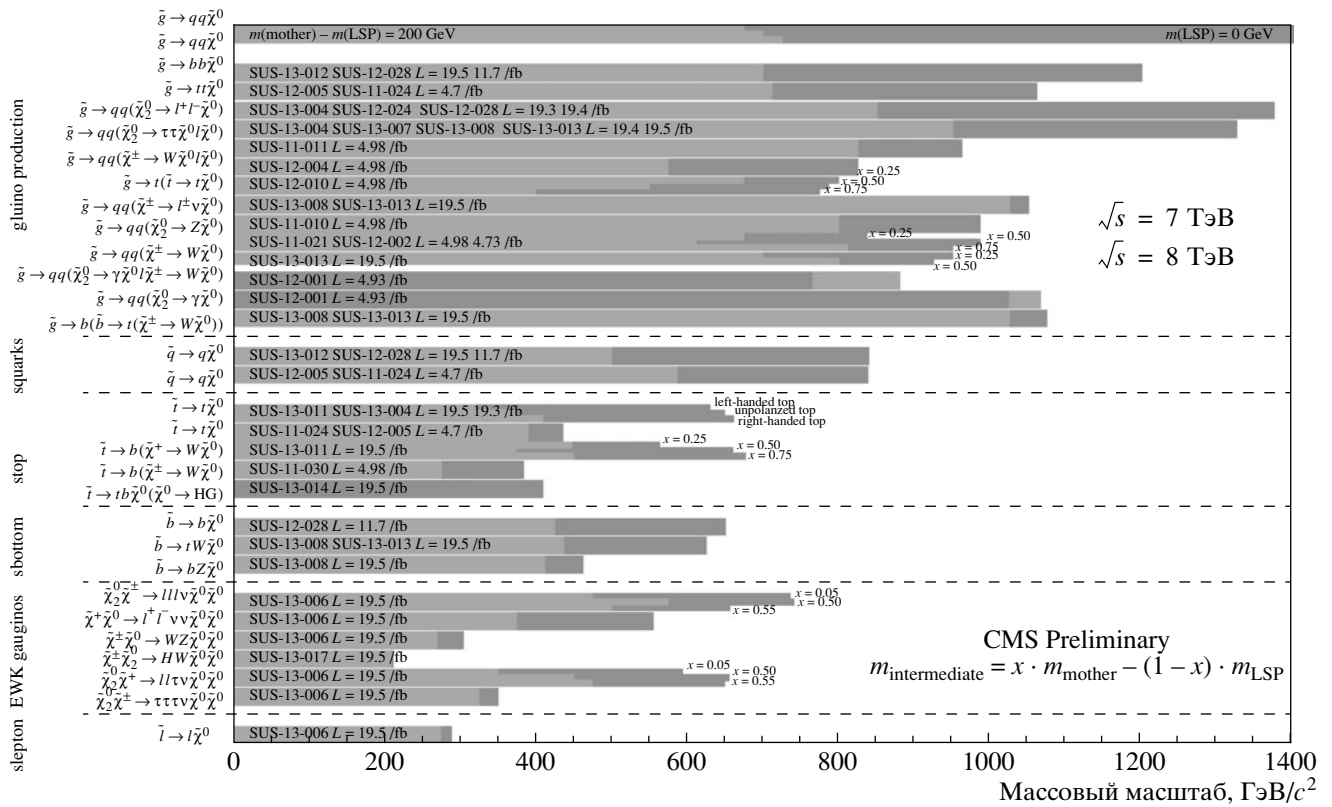


Рис. 8. Сводная таблица по ограничениям на массы суперсимметричных частиц.

В столкновениях PbPb были проведены уникальные измерения дисбаланса поперечного импульса лидирующих струй по отношению к вторичным [48], что является подтверждением эффекта гашения струй в плотной ядерной среде. Также обнаружено последовательное подавление рождения резонансов $\Upsilon(2S)$ и $\Upsilon(3S)$ по сравнению с их выходом в столкновениях pp [49], подавление рождения прямых и не прямых J/ψ и $\Upsilon(1S)$ [50], изучено подавление заряженных частиц с большим p_T [51]. Впервые было проведено измерение сечения рождения калибровочного бозона Z в столкновении ядер [52]. В 2012 г. было осуществлено наблюдение в pA -столкновениях дальнедействующих угловых корреляций (так называемый ридж-эффект) в событиях с большой множественностью [53], который до этого был впервые наблюден в pp -столкновениях в 2010 г. [54].

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

За время первого сеанса работы LHC в эксперименте CMS получены новые уникальные данные о взаимодействиях частиц стандартной модели при рекордных энергиях. Был открыт бозон Хиггса и начато изучение его свойств, осуществлено наблюдение дальнедействующих угловых корреляций в

pp - и pA -взаимодействиях. Проведены измерения процессов стандартной модели, в том числе редких и ранее не наблюдавшихся (ассоциированное рождение tW), и распадов $B_s \rightarrow \mu^+\mu^-$, что позволило уточнить некоторые параметры СМ и установить ограничения на значения параметров различных теоретических моделей за пределами СМ — массы новых частиц, значения фундаментальных энергетических масштабов, констант связи, сечения рождения новых частиц. К настоящему времени Коллаборацией CMS опубликовано более 300 работ. Все результаты эксперимента приведены в [55].

Результаты эксперимента CMS, обсуждаемые в настоящей работе, совпадают с результатами другого многоцелевого эксперимента на Большом адронном коллайдере — ATLAS [56].

В заключение выражаю благодарность А.В. Ланёву, М.В. Савиной и другим участникам эксперимента CMS за полезные замечания и обсуждения при подготовке этой работы.

Работа поддержана Министерством образования и науки РФ в рамках Соглашения от 17 октября 2014 г. № 14.610.21.0004, идентификатор ПНИЭР RFMEF161014X0004.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collab.), JINST **3**, S08004 (2008).
2. В. А. Рубаков, УФН **182**, 1017 (2012) [Phys. Usp. **55**, 949 (2012)].
3. G. L. Bayatian *et al.* (CMS Collab.), J. Phys. G **34**, 995 (2007).
4. И. А. Голутвин, В. В. Пальчик, М. В. Савина, С. В. Шматов, ЯФ **70**, 61 (2007) [Phys. Atom. Nucl. **70**, 56 (2007)]; С. В. Шматов, ЯФ **74**, 511 (2011); **76**, 1166 (2013) [Phys. Atom. Nucl. **74**, 490 (2011); **76**, 1106 (2013)]; М. В. Савина, ЯФ **74**, 518 (2011); **76**, 1150 (2013) [Phys. Atom. Nucl. **74**, 496 (2011); **76**, 1090 (2013)].
5. S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collab.), Phys. Rev. Lett. **105**, 022002 (2010), arXiv: 1005.3299 [hep-ex]; JHEP **1101**, 079 (2011), arXiv: 1011.5531 [hep-ex].
6. S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collab.), Phys. Rev. D **87**, 112002 (2013), arXiv: 1212.6660 [hep-ex].
7. S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collab.), Phys. Lett. B **700**, 187 (2011), arXiv: 1104.1693 [hep-ex].
8. S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collab.), Phys. Rev. Lett. **106**, 201804 (2011), arXiv: 1102.2020 [hep-ex].
9. S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collab.), Phys. Lett. B **702**, 336 (2011), arXiv: 1106.0647 [hep-ex]; Eur. Phys. J. C **73**, 2604 (2013), arXiv: 1304.7498 [hep-ex].
10. S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collab.), CMS-SMP-12-028, CERN-PH-EP-2014-238, arXiv: 1410.6765 [hep-ex].
11. S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collab.), JHEP **1110**, 132 (2011), arXiv: 1107.4789 [hep-ex].
12. S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collab.), Phys. Rev. Lett. **112**, 191802 (2014), arXiv: 1402.0923 [hep-ex].
13. S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collab.), JHEP **1201**, 010 (2012), arXiv: 1110.3226 [hep-ex].
14. S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collab.), CMS-PAS-EWK-11-010; Phys. Lett. B **701**, 535 (2011), arXiv: 1105.2758 [hep-ex].
15. S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collab.), Phys. Lett. B **721**, 190 (2013), arXiv: 1301.4698 [hep-ex].
16. S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collab.), JHEP **1312**, 30 (2013), arXiv: 1310.7291 [hep-ex]; JHEP **1110**, 007 (2011), arXiv: 1108.0566 [hep-ex].
17. S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collab.), Phys. Lett. B **718**, 752 (2013), arXiv: 1207.3973 [hep-ex].
18. И. Н. Горбунов, С. В. Шматов, ЯФ **76**, 1160 (2013) [Phys. Atom. Nucl. **76**, 1100 (2013)]; I. N. Gorbunov and S. V. Shmatov, Phys. Part. Nucl. **45**, 211 (2014).
19. S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collab.), Phys. Rev. D **84**, 112002 (2011), arXiv: 1110.2682 [hep-ex].
20. S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collab.), CMS-PAS-TOP-12-001.
21. The Tevatron Electroweak Working Group, arXiv: 1107.5255v3 [hep-ex].
22. S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collab.), Phys. Lett. B **695**, 424 (2011), arXiv: 1010.5994 [hep-ex].
23. S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collab.), JHEP **1402**, 024 (2014), arXiv: 1312.7582 [hep-ex].
24. S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collab.), JHEP **1212**, 035 (2012), arXiv: 1209.4533 [hep-ex].
25. S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collab.), CMS-PAS-TOP-12-011.
26. S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collab.), Phys. Rev. Lett. **110**, 022003 (2013), arXiv: 1209.3489 [hep-ex].
27. S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collab.), CMS-PAS-TOP-12-016.
28. S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collab.), CMS-PAS-TOP-12-004.
29. S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collab.), Phys. Rev. Lett. **112**, 231802 (2014), arXiv: 1401.2942 [hep-ex].
30. R. Aaij *et al.* (LHCb Collab.), Phys. Rev. Lett. **110**, 021801 (2013), arXiv: 1211.2674 [hep-ex].
31. S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collab.), Phys. Rev. Lett. **111**, 101804 (2013), arXiv: 1307.5025 [hep-ex].
32. CMS and LHCb Collab., CMS-PAS-BPH-13-007; LHCb-CONF-2013-012.
33. S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collab.), Phys. Lett. B **716**, 30 (2012), arXiv: 1207.7235 [hep-ex].
34. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/PhysicsResultsHIG>
35. S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collab.), CMS-PAS-HIG-13-005.
36. S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collab.), Phys. Rev. D **89**, 092007 (2014), arXiv: 1312.5353 [hep-ex].
37. S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collab.), CMS-PAS-HIG-13-001.
38. S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collab.), JHEP **1401**, 096 (2014), arXiv: 1312.1129 [hep-ex].
39. S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collab.), JHEP **1405**, 104 (2014), arXiv: 1401.5041 [hep-ex].
40. S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collab.), Phys. Rev. D **89**, 012003 (2014), arXiv: 1310.3687 [hep-ex].
41. S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collab.), CMS-PAS-HIG-13-014.
42. S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collab.), CMS-PAS-HIG-13-018; CMS-PAS-HIG-13-013; CMS-PAS-HIG-13-028.
43. S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collab.), CMS-PAS-HIG-13-016.
44. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/PhysicsResultsEXO>
45. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/PhysicsResultsB2G>
46. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/PhysicsResultsSUS>
47. G. L. Bayatian *et al.* (CMS Collab.), J. Phys. G **34**, 995 (2007).

48. S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collab.), Phys. Rev. C **84**, 024906 (2011), arXiv: 1102.1957 [nucl-ex].
49. S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collab.), Phys. Rev. Lett. **109**, 222301 (2012), arXiv: 1208.2826 [nucl-ex]; Phys. Rev. Lett. **107**, 052302 (2011), arXiv: 1105.4894 [nucl-ex].
50. S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collab.), JHEP **1205**, 063 (2012), arXiv: 1201.5069 [nucl-ex].
51. S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collab.), Eur. Phys. J. C **72**, 1945 (2012), arXiv: 1202.2554 [nucl-ex].
52. S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collab.), CMS-PAS-HIN-12-008.
53. S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collab.), Phys. Lett. B **718**, 795 (2013), arXiv: 1210.5482 [nucl-ex].
54. S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collab.), JHEP **1009**, 091 (2010), arXiv: 1009.4122 [nucl-ex].
55. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/PhysicsResults>
56. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic>

OVERVIEW OF PHYSICS RESULTS FROM THE CMS EXPERIMENT AT LHC

S. V. Shmatov

The paper summarizes the results of the CMS experiment for proton–proton collisions at 7 and 8 TeV delivered by the LHC at CERN. The results of pp and PbPb runs are also discussed.