

ФИЗИЧЕСКИЕ РЕЗУЛЬТАТЫ БОЛЬШОГО АДРОННОГО КОЛЛАЙДЕРА

*Л. Н. Смирнова*¹

Физический факультет Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова,
Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына МГУ, Москва

Представлен обзор физических результатов, полученных в экспериментах Большого адронного коллайдера в 2011 г., в первую очередь — результаты поиска бозона Хиггса Стандартной модели. Проведенные измерения W - и Z -бозонов, t -кварка и поиск редких распадов B -мезонов находятся в согласии с предсказаниями Стандартной модели, в том числе во втором за лидирующим порядке теории возмущений.

A brief review of physics results of 2011 from experiments at the Large Hadron Collider is presented, first of all — results of a search for the Standard Model Higgs boson. Measurements of W and Z bosons, t quark and a search for rare B -meson decays are in a good agreement with the Standard Model predictions in next-to-next-to-leading order (NNLO).

PACS: 16.65.Na; 14.20.Mr; 14.40.Nd; 14.70.Fm; 14.80.-j

ВВЕДЕНИЕ

В 2011 г. Большой адронный коллайдер (БАК) занял лидирующие позиции как по энергии соударений, продемонстрировав стабильную работу при ускорении пучков до 3,5 ТэВ, так и по текущей светимости. Уже в мае 2011 г. на БАК был установлен мировой рекорд пиковой светимости. К окончанию периода набора данных в pp -взаимодействиях пиковая светимость соударений составила $3,65 \cdot 10^{33} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Это позволило в итоге за 2011 г. собрать интегральную светимость pp -соударений более 5 фб^{-1} , что соответствует количеству протонных взаимодействий свыше 10^{15} . Уникальность ситуации состоит и в том, что уже к концу 2011 г. коллаборации ATLAS и CMS опубликовали более сотни работ каждая по результатам физического анализа данных, причем по некоторым направлениям была использована вся накопленная светимость взаимодействий. В 2012 г. ожидается набор втрое большей интегральной светимости при энергии pp -соударений 8 ТэВ.

Платой за работу в условиях высокой светимости послужило возросшее количество одновременных pp -взаимодействий при соударении ступков протонов (pile-up). Среднее их количество к концу 2011 г. составило 11,6, а максимальная величина достигла 24.

¹E-mail: Lidia.Smirnova@cern.ch

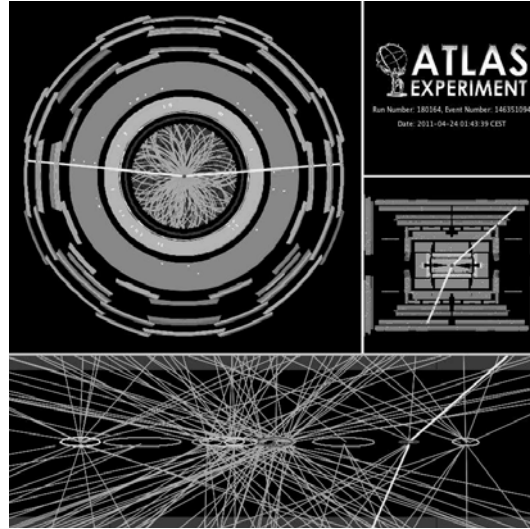


Рис. 1. Событие-кандидат с распадом Z -бозона на два мюона, треки которых показаны сплошными линиями, совместно с 11 реконструированными первичными вершинами протонных взаимодействий при 7 ТэВ в эксперименте ATLAS. При реконструкции использовались треки с поперечными импульсами свыше 0,4 ГэВ/с

Параметры детекторов позволяют осуществлять реконструкцию всех вершин протонных взаимодействий пучка. Анализ показал, что при этом не происходит ухудшения качества регистрации физически значимых объектов, и возможности проведения исследований не снижаются. На рис. 1 приведен результат реконструкции 11 вершин одновременных протонных соударений в эксперименте ATLAS. Видно хорошее разрешение первичных вершин в результате реконструкции. Минимальное расстояние между любыми двумя вершинами на рис. 1 составляет $(3,2 \pm 0,2)$ мм.

В данной работе представлены основные физические результаты, полученные на Большом адронном коллайдере в экспериментах ATLAS и CMS для pp -соударений при энергии 7 ТэВ, зарегистрированных в 2010–2011 гг. В разд. 1 приведены результаты поиска скалярного бозона Хиггса Стандартной модели. В разд. 2 показаны результаты измерений векторных бозонов. Результаты измерений для топ-кварков представлены в разд. 3. В разд. 4 показаны некоторые результаты B -физики и пределы, достигнутые в экспериментах БАК (ЛНСб, CMS и ATLAS) в поиске редких распадов B -мезонов на два мюона ($B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ и $B^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$). Некоторые результаты поиска эффектов суперсимметрии процессов приведены в разд. 5. В заключении подведен общий итог достигнутых результатов.

1. ПОИСК БОЗОНА ХИГГСА СТАНДАРТНОЙ МОДЕЛИ

Поиск бозона Хиггса, или скалярного бозона, ответственного за механизм спонтанного нарушения электрослабой симметрии [1–6] в Стандартной модели [7–10], привлекает наибольшее внимание в широком ряду исследований, выполняемых на БАК. В де-

кабре 2011 г. коллаборации ATLAS и CMS представили предварительные результаты поиска бозона Хиггса Стандартной модели на практически полной интегральной светимости протонных соударений, полученной до конца 2011 г. В начале 2012 г. появились первые конференционные материалы и публикации в журналах по этим данным [10–23].

Поиск бозона Хиггса основывается на сравнении результатов экспериментальных измерений с теоретическими предсказаниями Стандартной модели. Такими предсказаниями являются сечения рождения бозона Хиггса и вероятности различных каналов его распада. Результаты теоретических расчетов этих параметров готовятся и обобщаются рабочими группами БАК [24]. На рис. 2 приведены расчетные величины сечений рождения бозона Хиггса в зависимости от его массы в протонных соударениях при 7 ТэВ для разных механизмов его образования [24]. Основным механизмом рождения бозона Хиггса в pp -соударениях при энергии 7 ТэВ является механизм слияния глюонов. Ему соответствует самая верхняя кривая на рис. 2. Диаграмма этого механизма включает обмен тяжелыми частицами (t - и b -кварками). Механизм слияния векторных бозонов является вторым по вкладу в полное сечение рождения бозона Хиггса Стандартной модели. Кривая, соответствующая вкладу этого механизма, проходит немного ниже верхней кривой на рис. 2. Другим важным механизмом рождения является ассоциированное рождение бозона Хиггса с векторным бозоном или парой t -кварков.

Сечениям ассоциированного рождения соответствуют три нижних кривых на рис. 2. Видно, что из-за быстрого уменьшения сечения с ростом массы бозона Хиггса вклад этих механизмов наиболее существенен для малых значений массы (менее 300 ГэВ), тогда как механизмы слияния могут обеспечить рождение частицы большей массы (до 1000 ГэВ). Второй важной составляющей, определяющей вероятность зарегистрировать бозон Хиггса, является парциальная ширина наблюдаемой моды распада. На рис. 3 показано поведение расчетных вероятностей различных каналов распада в зависимости от массы бозона Хиггса, а на рис. 4 приведены значения произведений вероятности распада на сечение рождения [24]. Эти предсказания служат основой поиска бозона Хиггса Стандартной модели.

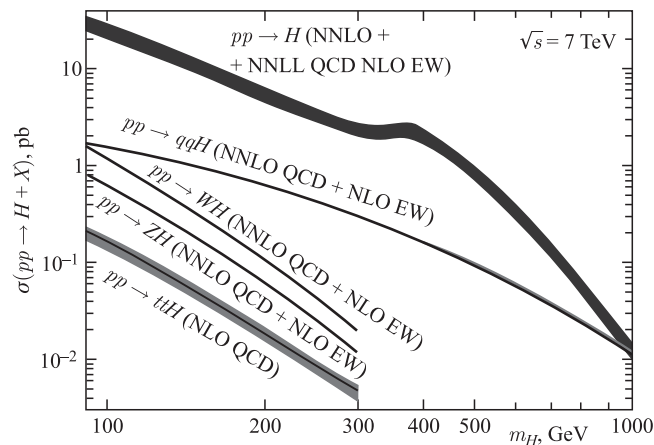


Рис. 2. Сечения рождения бозона Хиггса Стандартной модели в pp -взаимодействиях при энергии 7 ТэВ [24]

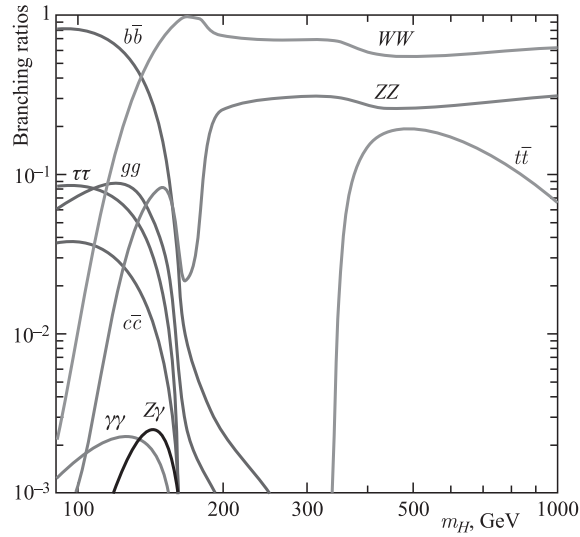


Рис. 3. Сечения рождения бозона Хиггса Стандартной модели в pp -взаимодействиях при энергии 7 ТэВ [24]

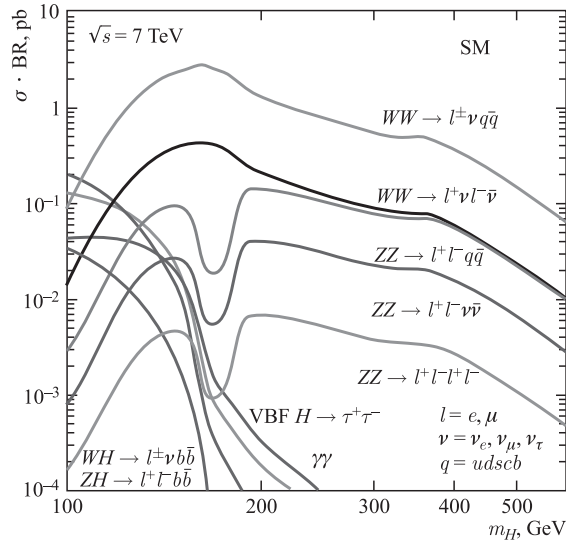


Рис. 4. Вероятности распада бозона Хиггса Стандартной модели по различным каналам в зависимости от его массы [24]

Выбор канала для проведения анализа определяется как значительной теоретической вероятностью его наблюдения (рис. 4), так и экспериментальными возможностями детекторов в измерении заданного канала, уровнем подавления и надежного моделирования фоновых каналов реакций. Поиск ведется практически по всем возможным каналам распада. Наиболее значимыми результатами являются измерения, в которых сечение на-

блюдаемых событий становится сравнимым с теоретическими предсказаниями. В этих случаях можно сделать заключение о наблюдении сигнала от бозона Хиггса или о его отсутствии.

Основные результаты анализа по поиску бозона Хиггса в экспериментах ATLAS и CMS получены для более десяти различных каналов распада. Объединенные результаты представлены коллаборацией ATLAS для шести исследуемых каналов в [10] и коллаборацией CMS для пяти основных каналов в [11]. В число этих каналов входят для ATLAS: $H \rightarrow \gamma\gamma$, $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow l^+l^-l'^+l'^-$, $H \rightarrow ZZ \rightarrow l^+l^-q\bar{q}$, $H \rightarrow ZZ \rightarrow l^+l^-\nu\bar{\nu}$, $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow l^+\nu l'^-\bar{\nu}$ и $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu q\bar{q}$, где l обозначает электрон или мюон; для CMS: распад $H \rightarrow \gamma\gamma$ вместе с распадами бозона Хиггса в конечные состояния $b\bar{b}$, $\tau\tau$, WW и ZZ . Особенностью каналов $H \rightarrow \gamma\gamma$ и $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4l$ является высокое разрешение в измерении эффективной массы конечного состояния. Например, для значений эффективных масс $m_{\gamma\gamma}$ в области ~ 120 ГэВ в эксперименте ATLAS разрешение составляет около 1,4%. При этом распад $H \rightarrow \gamma\gamma$ чувствителен к области малых масс бозона Хиггса $m_H = 110\text{--}150$ ГэВ, а канал $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4l$ обладает высокой чувствительностью в широком диапазоне масс $m_H = 110\text{--}600$ ГэВ.

В большом диапазоне масс был выполнен поиск бозона Хиггса в обоих экспериментах. Основным результатом является отсутствие сигнала бозона Хиггса Стандартной модели в большей части исследованной области масс m_H . Области исключения сигнала от бозона Хиггса в обоих экспериментах значительно превышают область исключения, установленную на тэватроне [25], и включают ее, демонстрируя согласие данных двух коллайдеров. Эксперимент CMS исключил существование бозона Хиггса Стандартной модели в области масс $m_H = 127\text{--}600$ ГэВ на 95%-м уровне достоверности и области $129\text{--}525$ ГэВ на 99%-м уровне достоверности. Ожидаемая область исключения при этом составляла $118\text{--}543$ ГэВ. Коллаборация ATLAS исключила области $m_H = 112,9\text{--}115,5$; $131\text{--}238$ и $251\text{--}466$ ГэВ на 95%-м уровне достоверности. Области масс $133\text{--}230$ и $260\text{--}437$ ГэВ исключены на 99%-м уровне достоверности. Эти результаты получены практически непосредственно после набора событий в экспериментах, что демонстрирует высочайшую степень их оснащенности программными и вычислительными мощностями, высокий уровень подготовленности процедуры физического анализа. Последние результаты для области исключения бозона Хиггса на тэватроне на 95%-м уровне достоверности составляют область $156\text{--}177$ ГэВ при ожидаемой области исключения $148\text{--}180$ ГэВ [25].

Внимание экспериментов в наибольшей степени сосредоточено на тех областях масс бозона Хиггса, где присутствует экспериментальное превышение числа событий над уровнем фона и это превышение выходит за пределы погрешности анализа. Это может означать присутствие сигнала бозона Хиггса с заданным значением массы. В обоих экспериментах — ATLAS и CMS — наблюдается избыток событий при значениях $m_H \sim 124\text{--}126$ ГэВ. В эксперименте ATLAS избыток наблюдается при массе $m_H \sim 126$ ГэВ при локальной значимости в 3,5 стандартных отклонения (σ) [10]. Он обусловлен совместным вкладом трех наиболее чувствительных в этой области масс каналов распада бозона Хиггса: $H \rightarrow \gamma\gamma$, $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow l^+l^-l'^+l'^-$ и $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow l^+\nu l'^-\nu$ с превышениями сечений наблюдаемых событий в каждом над расчетными сечениями в Стандартной модели в $2,8\sigma$, $2,1\sigma$ и $1,4\sigma$ соответственно. Глобальная вероятность такой флуктуации фоновых событий в отсутствие сигнала для области $110\text{--}600$ ГэВ оценивается в $\sim 1,4\%$ или, соответственно, $2,2\sigma$.

В эксперименте CMS наблюдается максимальный избыток событий при массе $m_H \sim 124$ ГэВ при локальной значимости в $3,1\sigma$ [11]. Глобальная вероятность такой флуктуации составляет $1,5\sigma$ для области масс 110–600 ГэВ и $2,1\sigma$ для области 110–145 ГэВ. Обе коллаборации делают заключение о необходимости большего количества данных для выяснения природы наблюдаемого избытка событий. Уточнения результатов экспериментов на части данных 2012 г. можно ожидать на ближайшей международной конференции по физике высоких энергий в июле 2012 г., проводимой в г. Мельбурне (Австралия).

Наблюдаемый избыток событий в экспериментах БАК не противоречит последним данным, полученным на тэватроне [25], где присутствует превышение над фоном порядка 1σ в области $125 < m_H < 155$ ГэВ.

Обращает на себя внимание тот факт, что наиболее значимое проявление возможного сигнала бозона Хигса присутствует в канале его распада на два фотона ($H \rightarrow \gamma\gamma$) как в эксперименте ATLAS [18], так и CMS [16]. В эксперименте ATLAS события для анализа регистрировались с помощью двухфотонного триггера, где каждый из фотонов должен был иметь поперечную энергию выше 20 ГэВ. В анализе была использована интегральная светимость $(4,9 \pm 0,2)$ фб⁻¹. Электромагнитным кластерам калориметра сопоставлялись треки электронов от вероятной конверсии фотона во внутреннем детекторе. Фотоны регистрировались в области псевдобыстроты $|\eta| < 2,37$, исключая переходную область между центральной и торцевыми частями калориметра $1,37 < |\eta| < 1,52$. Для анализа использовались пары с лидирующим по энергии фотоном с поперечной энергией E_T более 40 ГэВ, для парного фотона требовалась энергия E_T выше 25 ГэВ. Для идентификации фотонов использовались форма каскада в электромагнитном калориметре и сигнала в адронном калориметре. Эффективность реконструкции и идентификации фотонов изменялась от 65 до 95 % в интервале энергий от 25 до 80 ГэВ. Последующее требование на изолированность фотонов сократило количество отобранных событий на ~ 44 % за счет исключения ошибочно идентифицированных струй. При этом, как показывает моделирование, сохраняется порядка 87 % сигнальных событий от бозона Хигса с массой 120 ГэВ. Дополнительно устанавливались отборы для конвертированных фотонов. Окончательный набор событий для анализа двухфотонных эффективных масс в области 100–160 ГэВ составил 22 489 событий, где (71 ± 5) % составляют двухфотонные комбинации, остальные или содержат струи (одну или две), или обусловлены процессом Дрелла–Яна — $(0,7 \pm 0,1)$ %. Все события были разбиты на девять категорий в зависимости от присутствия конвертировавших фотонов и величины поперечного импульса пары. Вклад фона аппроксимировался отдельно для каждой категории событий. Полученный суммарный спектр эффективных масс пар фотонов приведен на рис. 5 совместно с кривой, аппроксимирующей вклад всех фоновых комбинаций. Сечение бозона Хигса рассчитывалось в NNLO приближении квантовой хромодинамики. Сигнал был смоделирован в детекторе с помощью программы GEANT. Была рассчитана локальная вероятность p_0 в соответствии с [26], показывающая, что наблюдаемое количество событий (или большее) в соответствующем бине может быть обусловлено флуктуацией фоновых событий. Наблюдаемые и ожидаемые значения этой вероятности, полученные в эксперименте, показаны на рис. 6. На рис. 7 приведены наблюдаемые и ожидаемые пределы CL [27] на сечение рождения бозона Хигса с заданной массой в единицах расчетного сечения в Стандартной модели σ/σ_{SM} на 95 %-м уровне достоверности. Наибольшее превышение над гипотезой статистической флуктуации фона наблюдается при массе $m_H = 126,5$ ГэВ с величиной $2,9\sigma$. Неопределенность в положении максимума составляет $\pm 0,7$ ГэВ.

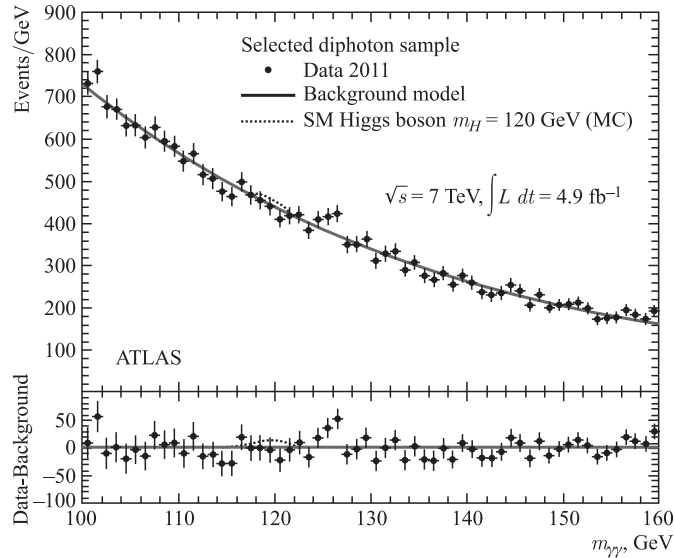


Рис. 5. Распределение эффективных масс пар фотонов в отобранном наборе событий-кандидатов для поиска бозона Хиггса Стандартной модели в pp -взаимодействиях при энергии 7 ТэВ в эксперименте ATLAS. Кривая соответствует оценке фоновых событий. В нижней части рисунка приведен разброс числа событий относительно фоновой кривой. Отдельно показан сигнал бозона Хиггса, предсказываемый в Стандартной модели [18]

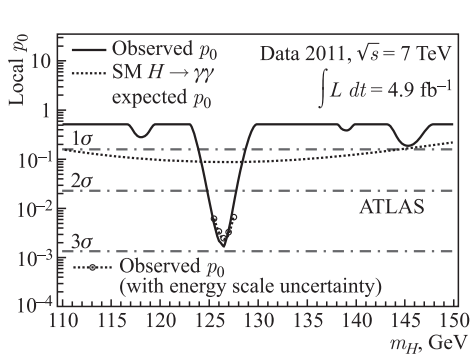


Рис. 6. Локальная вероятность p_0 того, что наблюдаемое количество событий в бине эффективных масс пар фотонов (или большее) может быть обусловлено флуктуацией количества фоновых событий [18]

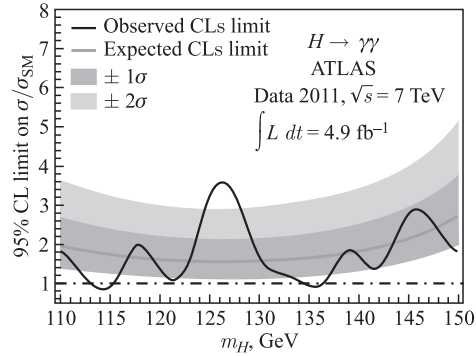


Рис. 7. Наблюдаемые и ожидаемые пределы CL на сечение рождения бозона Хиггса с заданной массой в эксперименте ATLAS в единицах расчетного сечения в Стандартной модели σ/σ_{SM} на 95%-м уровне достоверности [18]

В эксперименте CMS для поиска распада бозона Хиггса на два фотона также использовался асимметричный по поперечной энергии двухфотонный триггер с последующим отбором фотонов по форме ливней в калориметре и условием изолированности сигнала. Отбор пар фотонов по поперечному импульсу p_T проводился по условию для фотона с наибольшим поперечным импульсом $p_T > m_{\gamma\gamma}/3$, для парного фотона требовалось

условие $p_T > m_{\gamma\gamma}/4$. Использовалась область псевдобыстроты $|\eta| < 2,5$, исключая переходную область между центральной и торцевыми частями $1,44 < |\eta| < 1,57$. Для повышения чувствительности поиска все события были разделены на классы в зависимости от разрешения по массе и отношения сигнал/фон, и поиск сигнала проводился отдельно в каждом классе событий. Четыре класса составляли пары фотонов в зависимости от

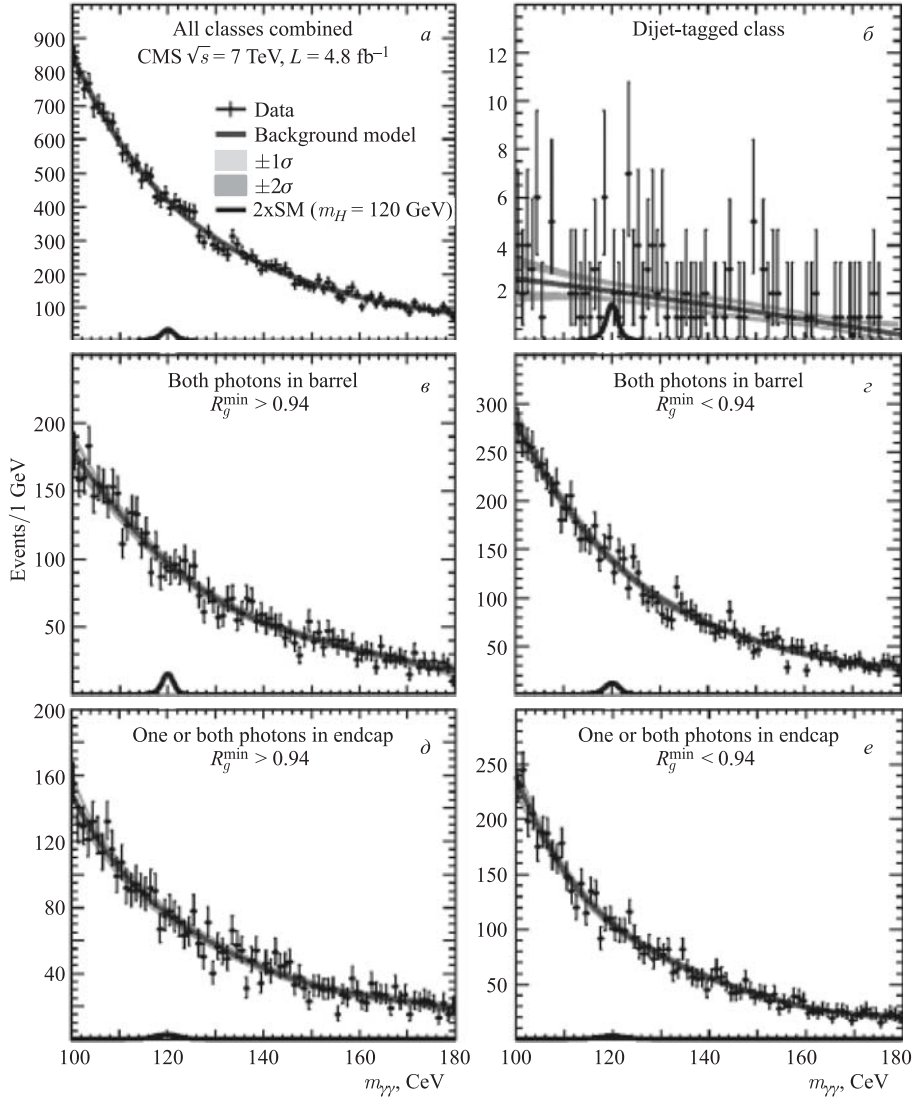


Рис. 8. Аппроксимация модели фона для отобранных классов событий парных фотонов в эксперименте CMS вместе с расчетным сигналом от распада бозона Хиггса с массой 120 ГэВ и удвоенной величиной сечения Стандартной модели: а) сумма событий всех пяти классов; б) класс двухструйных событий; в, г) события с двумя фотонами в барреле; д, е) хотя бы один фотон в торцевой части [16]

их регистрации в центральной или торцевых частях детектора и доли конвертированных фотонов, определяемой параметром R_g . Пятая группа событий содержала кандидаты пар фотонов распада бозона Хиггса, образованного через механизм слияния векторных бозонов. В этом случае в событии регистрировались две дополнительные струи в передней области. Полное число пар фотонов в анализе составило 427,3, при этом в пятом

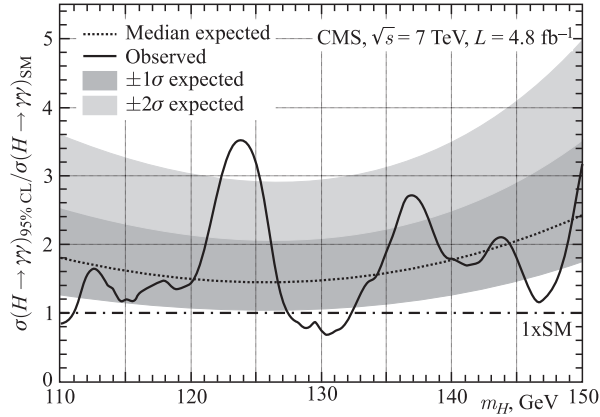


Рис. 9. Уровень исключения бозона Хиггса на 95%-м уровне достоверности по распаду на два фотона в эксперименте CMS по отношению к сечению рождения бозона Хиггса в Стандартной модели. Теоретические неопределенности расчета включены в установленные пределы. Темные области показывают ожидаемые области значений в пределах 1σ и 2σ [16]

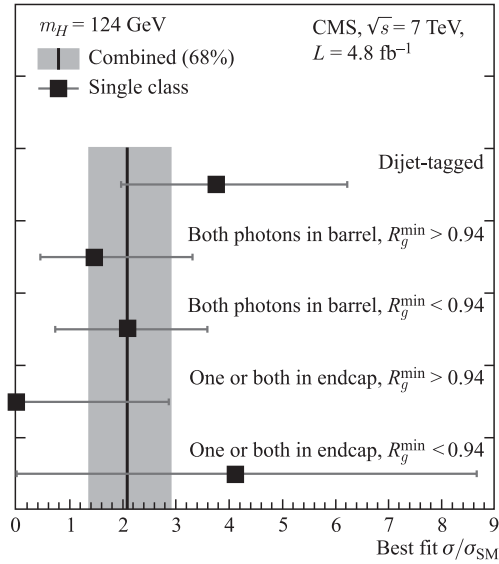


Рис. 10. Наилучшая аппроксимация, описывающая присутствие сигнала от бозона Хиггса в каждом классе событий в эксперименте CMS, в единицах расчетной величины сечения его рождения в Стандартной модели [16]

классе событий содержалось всего 2,3 события (или 0,5 %). Распределения эффективных масс пар фотонов в каждом классе и для суммы классов показано на рис. 8 [16]. На рисунках показана аппроксимация фона и моделированного сигнала от бозона Хиггса с массой 120 ГэВ и удвоенным сечением, рассчитанном в Стандартной модели. Установленные пределы для сечения рождения бозона Хиггса на 95 %-м уровне достоверности при распаде на два фотона представлены на рис. 9. Наилучший результат фитирования присутствия сигнала от распада бозона Хиггса с массой 124 ГэВ в каждом из классов событий показан на рис. 10. Темной полосой выделена область $\pm 1\sigma$. Общее заключение состоит в исключении на 95 %-м уровне достоверности бозона Хиггса в области масс 128–132 ГэВ. Наблюдается избыток событий при массе двух фотонов 124 ГэВ с локальной значимостью $3,1\sigma$. Глобальная значимость наблюдаемого избытка событий для всей области масс 110–150 ГэВ составляет $1,8\sigma$. Требуется увеличение количества событий для уточнения результатов.

Таким образом, в экспериментах ATLAS и CMS коррелированно наблюдается избыток событий для кандидатов в распад бозона Хиггса по каналу распада на два фотона, но при несколько различных значениях этой массы. В обоих случаях требуются дополнительные данные.

Анализ каналов распада бозона Хиггса на четыре лептона (электрона или мюона) позволил рассмотреть более широкую область значений масс бозона Хиггса. На рис. 11 и 12 показаны результаты анализа в этом канале эксперимента ATLAS [19] для области больших и малых масс соответственно. Из рисунков видно, что при малых массах не исключается присутствие избытка событий с учетом предсказаний Стандартной модели. Результаты эксперимента CMS в этом канале [14] приведены на рис. 13 и 14. Видно присутствие областей, где еще не исключен возможный сигнал от бозона Хиггса.

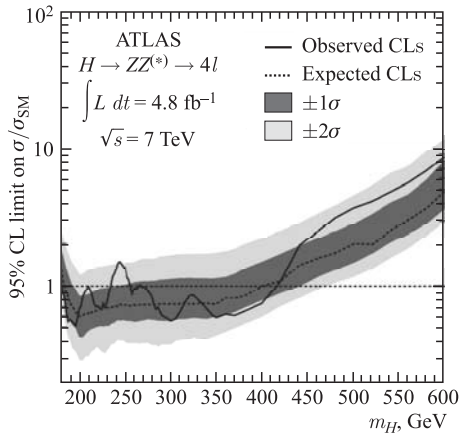


Рис. 11. Наблюдаемый (сплошная кривая) и ожидаемый (пунктирная) верхний предел на 95 %-м уровне достоверности на сечение рождения бозона Хиггса Стандартной модели в единицах сечений, предсказываемых Стандартной моделью (σ/σ_{SM}), в эксперименте ATLAS [19] в широком диапазоне исследованных масс m_H

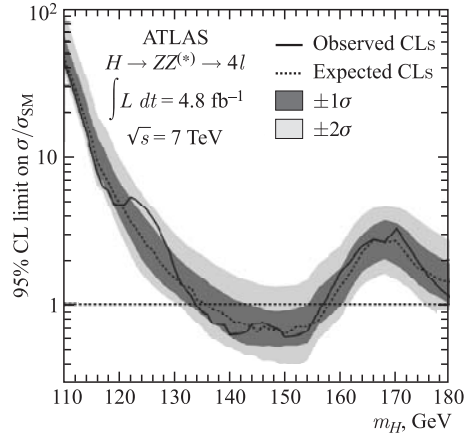


Рис. 12. Наблюдаемый (сплошная кривая) и ожидаемый (пунктирная) верхний предел на 95 %-м уровне достоверности на сечение рождения бозона Хиггса Стандартной модели в единицах сечений, предсказываемых Стандартной моделью (σ/σ_{SM}), в эксперименте ATLAS [19] в области малых масс m_H

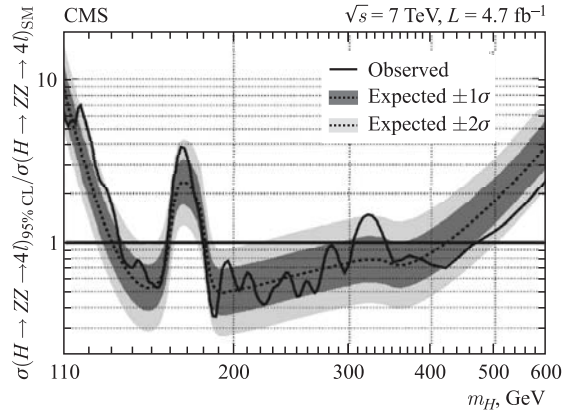


Рис. 13. Наблюдаемый (сплошная кривая) и ожидаемый (пунктирная) верхний предел на 95 %-м уровне достоверности на сечение рождения бозона Хиггса Стандартной модели в единицах сечений, предсказываемых Стандартной моделью (σ/σ_{SM}), в эксперименте CMS [14] в широком диапазоне исследованных масс m_H

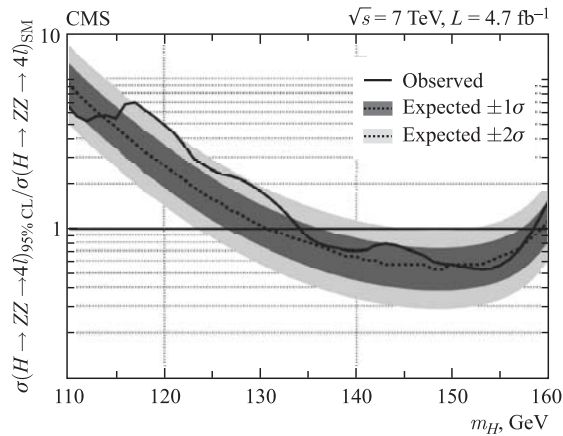


Рис. 14. Наблюдаемый (сплошная кривая) и ожидаемый (пунктирная) верхний предел на 95 %-м уровне достоверности на сечение рождения бозона Хиггса Стандартной модели в единицах сечений, предсказываемых Стандартной моделью (σ/σ_{SM}), в эксперименте CMS [14] в области малых масс m_H

На рис. 15, *a–в* показаны распределения эффективных масс четырех лептонов в экспериментах ATLAS и CMS с приведенными возможными сигналами от бозона Хиггса разной массы. Количество комбинаций четырех лептонов в анализе практически одинаково для обоих экспериментов. Видно, что имеющиеся результаты нуждаются в значительном увеличении количества событий. Результаты поиска в других каналах имеют пока еще меньшую чувствительность к ожидаемому сигналу. Так, например, анализ сигнала бозона Хиггса в канале $H \rightarrow ZZ \rightarrow l^+l^-\nu\bar{\nu}$ [15] привел к исключению бозона Хиггса в интервале масс 270–440 ГэВ.

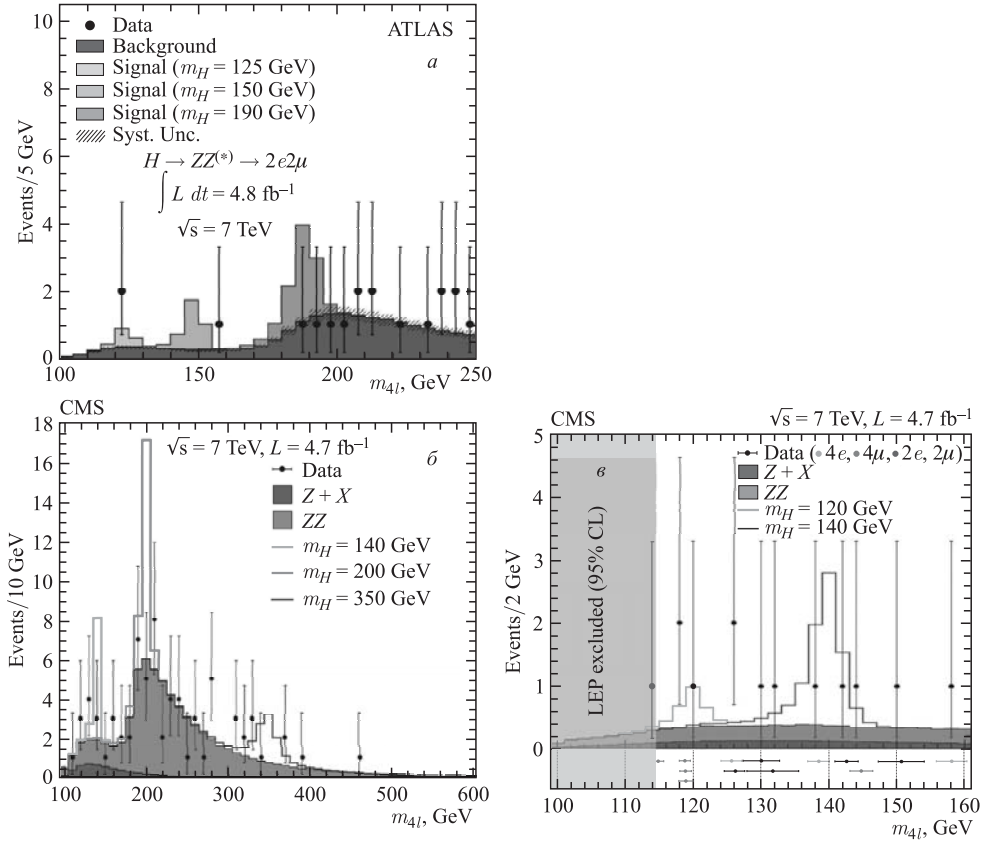


Рис. 15. Распределения четырехлептонных эффективных масс в событиях, кандидатах на образование бозона Хиггса, в эксперименте ATLAS [19] (а) и в эксперименте CMS [14] (б, в). Всего в эксперименте CMS в анализе участвовало 72 события, из них 12 с четырьмя электронами, 23 с четырьмя мюонами и 37 с двумя электронами и двумя мюонами (б); отдельно представлена область малых масс m_H , где выделена область, исключенная на LEP (в). Точками обозначены данные, темные области показывают вклад фона, и линиями показан ожидаемый вклад сигнала при разных массах m_H

2. ИЗМЕРЕНИЯ ВЕКТОРНЫХ БОЗОНОВ

Измерения векторных W^- и Z -бозонов в инклюзивных процессах Дрелла–Яна [28] выполнены в экспериментах Большого адронного коллайдера для pp -соударений при 7 ТэВ с хорошей точностью на полных данных, собранных в 2010 г. [29]. Они являются важной проверкой квантовой хромодинамики в следующих за лидирующим порядках теории возмущений (NNLO), позволяют экспериментально проверить различные варианты расчета структурных функций нуклона. Измерения выполнены для каналов распада $W \rightarrow l\nu$ и $Z \rightarrow ll$, где l обозначает электрон или мюон, для доступной области фазового объема и экстраполированы на всю кинематическую область. В новых данных значительно

уменьшена погрешность интегральной светимости. В эксперименте ATLAS, например, она составила 3,4 % [29] вместо 11 % в предыдущих публикациях.

Интегральные сечения рождения, умноженные на вероятность распада, для W^- , W^{+-} и W^- -бозонов и для Z -бозонов соответственно, суммированные по распадам в электроны и мюоны, измеренные в ATLAS и CMS, в зависимости от энергии соударений в системе центра масс для pp -взаимодействий приведены на рис.16 и 17. Там же показаны и

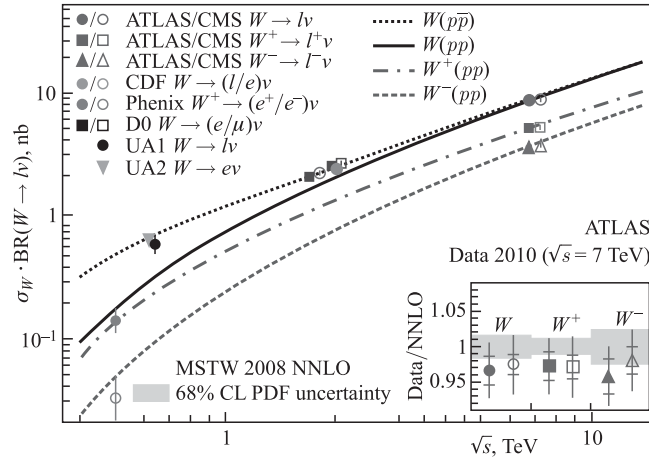


Рис. 16. Сечения рождения, умноженные на вероятность распада, для W^- , W^{+-} и W^- -бозонов, суммированные для распадов в электроны и мюоны, в зависимости от энергии соударений в системе центра масс для pp -взаимодействий в сравнении с результатами для $p\bar{p}$ -взаимодействий и теоретическими предсказаниями NNLO, полученными с использованием структурной функции MSTW 2008

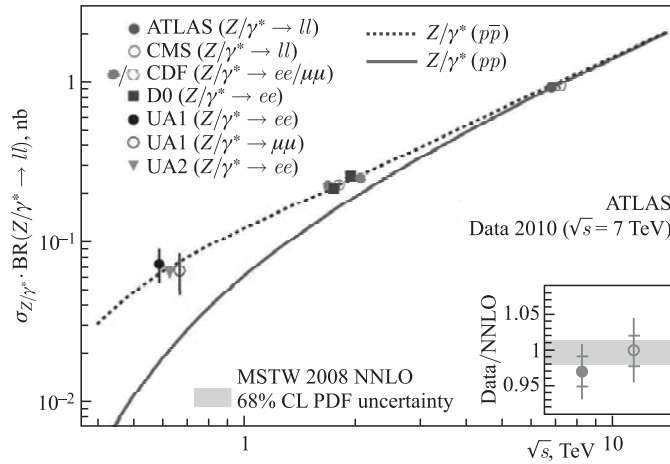


Рис. 17. Сечения рождения, умноженные на вероятность распада, Z -бозонов, суммированные по каналам распадов в электроны и мюоны, в зависимости от энергии соударений в системе центра масс для pp -взаимодействий в сравнении с результатами для $p\bar{p}$ -взаимодействий и теоретическими предсказаниями NNLO, полученными с использованием структурной функции MSTW 2008

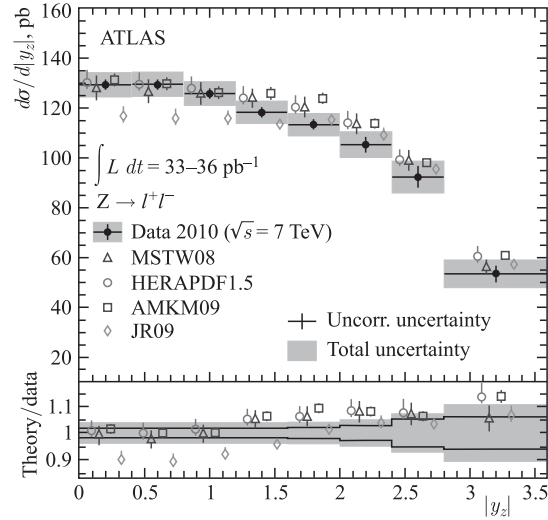


Рис. 18. Дифференциальное по быстрой сечение рождения Z -бозонов, измеренное в эксперименте ATLAS в pp -взаимодействиях при 7 ТэВ, в сравнении с расчетами NNLO для различных структурных функций протона

данные для $p\bar{p}$ -взаимодействий и теоретические предсказания, полученные с использованием структурной функции MSTW 2008. Оба рисунка показывают согласие с расчетами в рамках существующих неопределенностей. Более детальное сравнение, приведенное на вставках рисунков, оставляет возможность для уточнения теоретических расчетов.

Дифференциальные распределения по быстрой для Z -бозонов, суммированные для распадов на электроны и мюоны, показаны на рис. 18 в сравнении с большим набором структурных функций. Аналогично дифференциальные распределения по псевдобыстрой заряженного лептона (электрона или мюона) от распада W^+ - и W^- -бозонов представлены на рис. 19, *а, б*. Детали расчетов теоретических предсказаний, показанных на рисунках, приведены в [29]. Все они в большей или меньшей степени согласуются с результатами измерений.

Дополнительным параметром сравнения с теорией являются данные по зарядовой асимметрии A_l рождения W^+ - и W^- -бозонов. Она определяется как разность между числом положительных и отрицательных лептонов от распада W , отнесенная к их сумме, для разных интервалов псевдобыстрой лептона и приведена на рис. 19, *в* в сравнении с расчетными данными. Экспериментальные значения асимметрии, измеренные в ATLAS, составляют $0,149 \pm 0,012$ для центрального интервала при $\eta_l = 0$ и $0,27 \pm 0,012$ для $|\eta_l|$ от 2,18 до 2,5. Данные по зарядовой асимметрии получены и для более широкой области по псевдобыстрой. На рис. 20 показаны совместно результаты экспериментов ATLAS, CMS и LHCb для зарядовой асимметрии W -бозонов, измеренной для лептонов с поперечным импульсом выше 20 ГэВ/с [30]. Они также находятся в согласии с теоретическими расчетами. Зарядовая асимметрия в рождении W -бозонов связана с составом валентных кварков в протоне. Рождение W -бозонов происходит преимущественно в процессах $u\bar{d}$ ($\bar{u}d$) $\rightarrow W^{+(-)}$; поскольку в протоне два u -кварка и один d , количество рожденных W^+ больше, чем W^- -бозонов. Величина зарядовой асимметрии дает

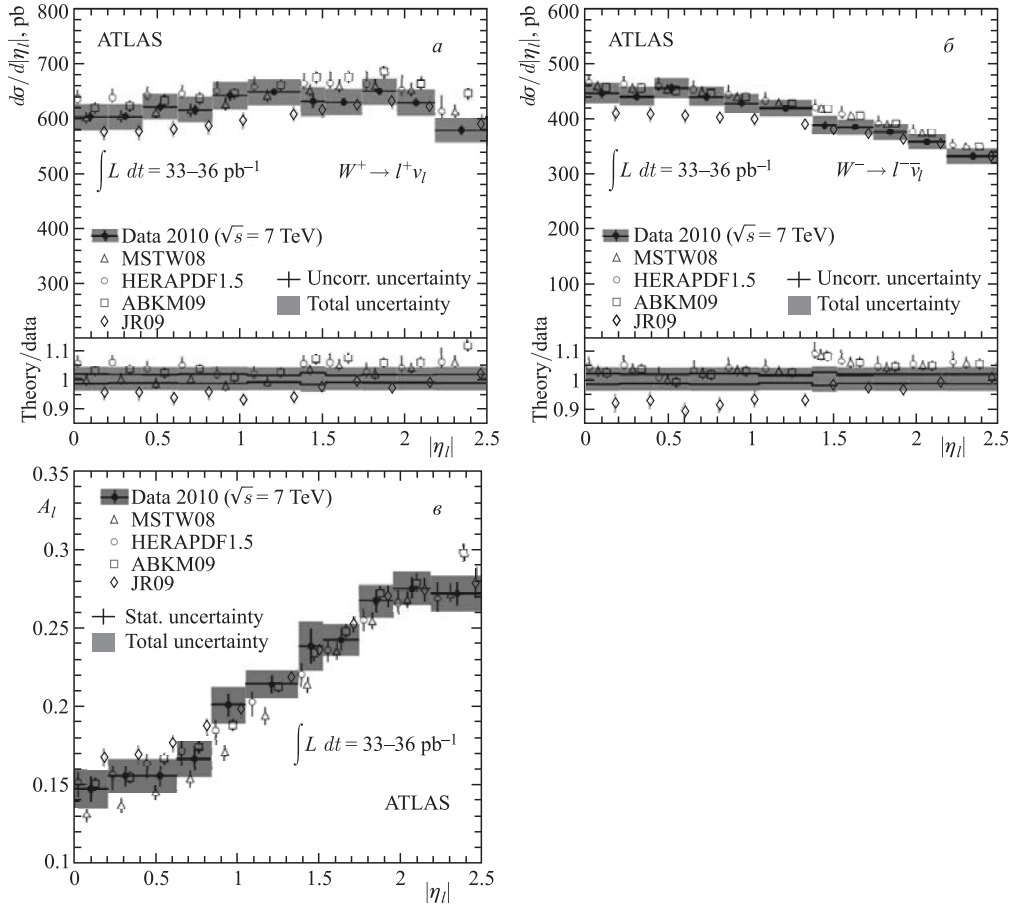


Рис. 19. Дифференциальные сечения W^+ - (а) и W^- -бозонов (б) в зависимости от псевдобыстроты лептона l , а также зарядовая асимметрия спектров A_l (в), измеренные в эксперименте ATLAS в pp -взаимодействиях при 7 ТэВ, в сравнении с расчетами NNLO для различных структурных функций протона

дополнительную информацию к измерениям инклюзивного глубоконеупругого рассеяния на электрон-протонном коллайдере HERA, которые не очень чувствительны к вкладу валентных кварков при малых x , где x — доля импульса протона, уносимая партоном. Измерения на БАК, напротив, чувствительны в области очень малых x : $10^{-3} \leq x \leq 10^{-1}$, и дают новую информацию о структурных функциях протона.

Более детальное сравнение величин сечений рождения W^- и Z -бозонов, умноженных на вероятность лептонных каналов распада, между собой и с расчетами показано на рис. 21 и 22 [29]. На рис. 21 приведено сравнение измеренных величин для лептонных мод распада между W^- и Z -бозонами. На рис. 22 сравниваются отношения соответствующих величин для W^- и Z -бозонов для распадов с образованием электронов и мюонов. В обоих случаях не наблюдается зависимости от природы лептона.

В эксперименте CMS измерены сечения распада Z -бозонов в τ -лептоны [31]. Получены предварительные результаты измерения таких распадов и в ATLAS. Значения

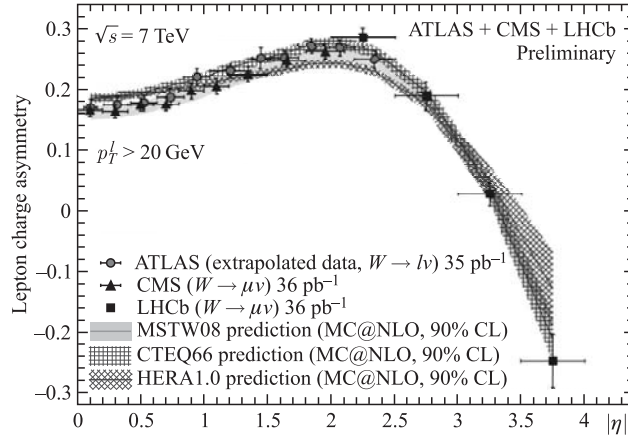


Рис. 20. Зарядовая асимметрия спектров A_l , измеренная в экспериментах ATLAS, CMS и LHCb в pp -взаимодействиях при 7 ТэВ, в сравнении с расчетами NNLO для различных структурных функций протона

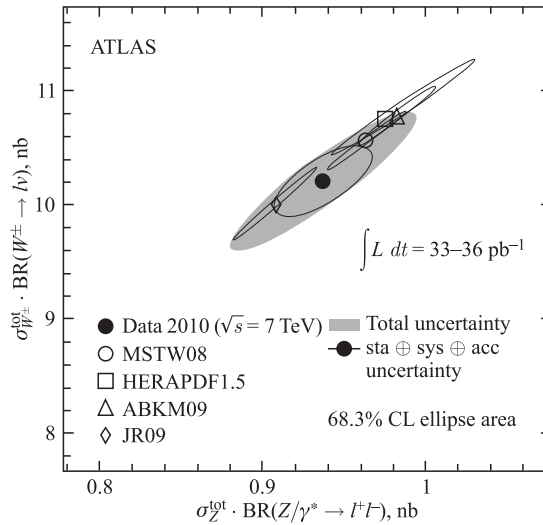


Рис. 21. Измеренные и расчетные сечения, умноженные на вероятности лептонного канала распада, для W и Z в pp -взаимодействиях при 7 ТэВ. Область эллипса определяет область 68 %-го уровня достоверности измерений; эллипс в форме линии соответствует неопределенности без учета погрешности светимости. Эллипсы у теоретических расчетов соответствуют неопределенностям структурных функций

сечений, умноженных на вероятность распада, находятся в согласии с расчетами. Дифференциальные спектры Z -бозонов по быстроте и поперечным импульсам, измеренные в эксперименте CMS, представлены в [32].

Важная информация получена по поляризации рожденных в pp -взаимодействиях W -бозонов. При малых поперечных импульсах W -бозонов основной вклад в сечение дают

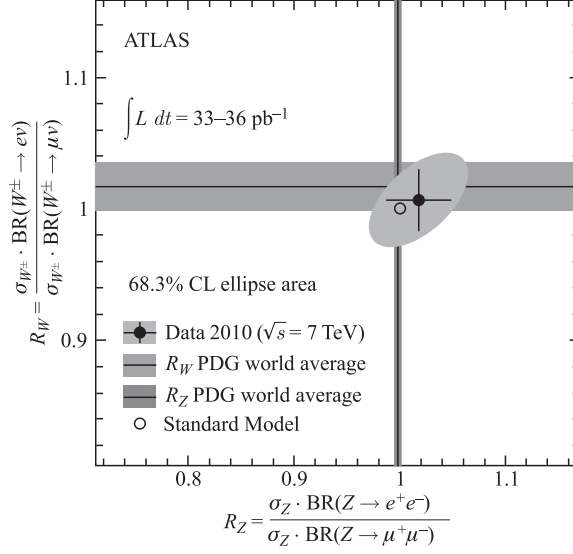


Рис. 22. Коррелированное измерение отношений электронов и мюонов в распадах W (R_W) и Z (R_Z). Вертикальные полосы показывают неопределенность в значении вероятностей распадов, эллипс определяет область 68 %-го уровня достоверности для коррелированного определения R_W и R_Z ; размеры линий у точки соответствуют одномерным погрешностям измерений R_W и R_Z

процессы лидирующего порядка $u\bar{d} \rightarrow W^+$ и $\bar{u}d \rightarrow W^-$. Кварки протона, вследствие валентного вклада, несут большую долю импульса протона, чем антикварки. Это приводит к тому, что W -бозоны летят преимущественно по направлению начальных кварков. Поскольку кварки в безмассовом рассмотрении являются левополяризованными, то вылетающие при больших значениях псевдобыстроты W -бозоны являются тоже преимущественно левополяризованными. В центральной области кварки и антикварки имеют близкие доли импульса и наблюдаются как левополяризованные, так и правополяризованные W -бозоны. Их относительные доли можно обозначить как f_L для левополяризованных и f_R для правополяризованных W . Для рождения W^+ -бозонов, например, с большими поперечными импульсами дают вклад процессы с участием глюонов: $ug \rightarrow W^+d$, $u\bar{d} \rightarrow W^+g$ и $g\bar{d} \rightarrow W^+\bar{u}$. В силу векторной природы глюона простейшие аргументы, приведенные для поляризации W при относительно малых поперечных импульсах, перестают иметь значение. Для оценки поляризованности требуются детальные расчеты как в лидирующем, так и в следующем за лидирующим порядке теории возмущений квантовой хромодинамики. Важно, что при больших поперечных импульсах W -бозонов появляется возможность рождения состояний с продольной поляризацией. Доля таких состояний может быть обозначена как f_0 . Продольно-поляризованные W -бозоны представляют особый интерес для измерений, поскольку их появление обусловлено наличием большой массы калибровочного бозона. На рис. 23, *a, б* приведены результаты измерения величины f_0 и разности величин f_L и f_R для двух областей поперечных импульсов W -бозонов: $35 < p_T < 50 \text{ ГэВ}/c$ и $p_T > 50 \text{ ГэВ}/c$ [33], вместе с областью расчетных значений. Видно хорошее согласие результатов.

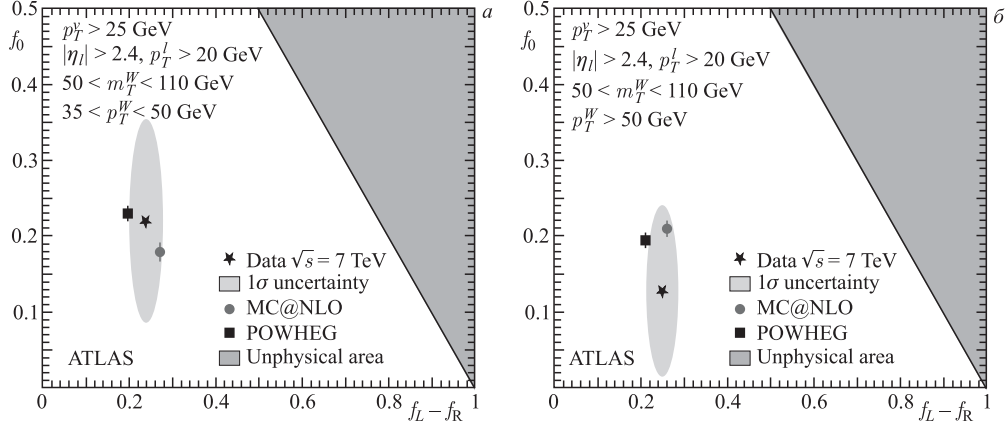


Рис. 23. Измеренные значения поляризации W -бозона f_0 и разность $f_L - f_R$ для двух областей поперечных импульсов W -бозона: а) $35 < p_T < 50$ ГэВ/с и б) $p_T > 50$ ГэВ/с в сравнении с предсказаниями MC@NLO и POWHEG. Эллипсы соответствуют одному стандартному отклонению измерений. Серым цветом выделены области нефизических значений величин

В эксперименте ATLAS впервые на адронном коллайдере измерена поляризация τ -лептонов в распаде $W \rightarrow \tau\nu$ [34]. Ее величина составила $P_\tau^W = -1,06 \pm 0,04^{+0,05}_{-0,07}$, что также находится в хорошем согласии с предсказаниями Стандартной модели.

Интересный анализ измеренных инклюзивных сечений рождения W - и Z -бозонов совместно с данными по глубоконеупругому ep -рассеянию на коллайдере HERA выполнен в эксперименте ATLAS [35]. Данные ATLAS чувствительны к составу моря легких кварков при значениях бьеркеновской переменной $x \sim 0,01$. Путем совместного фитирования структурных функций получено свидетельство в пользу симметричного представительства легких кварков в море протона при малых x . Величина отношения числа странных кварков s к числу d -кварков в море протона при $Q^2 = 1,9$ ГэВ² и $x = 0,023$ была найдена равной $1,00^{+0,25}_{-0,28}$. На рис. 24 приведен этот результат в виде темной полосы шириной в σ и 2σ совместно с предсказаниями для нескольких структурных функций протона. Дополнительную информацию к этому анализу должны дать измерения выходов струй c -кварков совместно с W -бозоном и струй b -кварков совместно с W - и Z -бозонами.

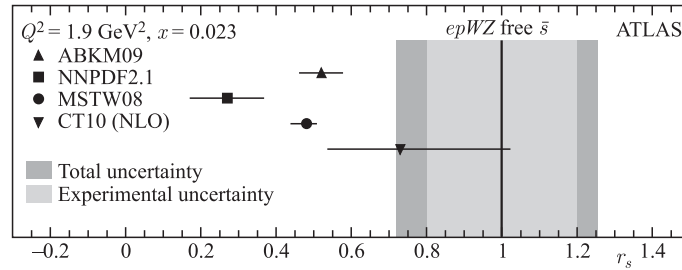


Рис. 24. Предсказания для величины отношения $r_s = 0,5(s + \bar{s})/\bar{d}$ для $Q^2 = 1,9$ ГэВ² и $x = 0,023$. Точки соответствуют глобальному фиту данных с указанными неопределенностями структурных функций; полосой выделен результат, внутренняя граница полосы соответствует экспериментальным неопределенностям, внешняя — полной неопределенности

Стандартная модель устанавливает универсальность взаимодействий калибровочных бозонов в разных реакциях. Проверка этой универсальности является важным тестом Стандартной модели. С целью такой проверки в эксперименте CMS выполнено измерение эффективного слабого угла смешивания $\sin^2 \theta_W$ в pp -взаимодействиях при 7 ТэВ [36] с точностью $\sim 1\%$. Наилучшая точность измерения этой величины была достигнута при столкновениях электронов и позитронов на коллайдере LEP и составила $\sim 0,1\%$. Эти измерения проводились на различных коллайдерах и в экспериментах с нейтринными пучками. В pp -соударениях в результате взаимодействия Дрелла–Яна аннигилируют кварк одного протона и антикварк другого, образуя виртуальный нейтральный калибровочный бозон γ^* или Z , который распадается на пару лептонов. В общем случае при аннигиляции кварка и антикварка могут возникать и новые, неизвестные пока частицы, наблюдаться иные отклонения от процессов, описываемых Стандартной моделью. Распады $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ проанализированы с помощью метода максимума правдоподобия с использованием многопараметрического метода. В качестве переменных рассматривались быстрота, инвариантная масса пары мюонов и угол вылета мюонов по отношению к оси протонных пучков. Была разработана специальная методика анализа, так как в симметричных pp -соударениях не просто определить, к какому из протонов относится провзаимодействовавший кварк. Найденное значение слабого угла смешивания $\sin^2 \theta_{\text{eff}}$ составило величину $0,2287 \pm 0,0020$ (стат.) $\pm 0,0025$ (сист.). Эта величина характеризует в основном процессы $u\bar{u}, d\bar{d} \rightarrow \gamma^* Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ и хорошо согласуется с измерениями в других реакциях, ссылки на которые приведены в [36].

Достижением экспериментов стало измерение парного рождения векторных бозонов WW, WZ и ZZ , а также W и Z в сопровождении фотона [37–39]. По измерениям

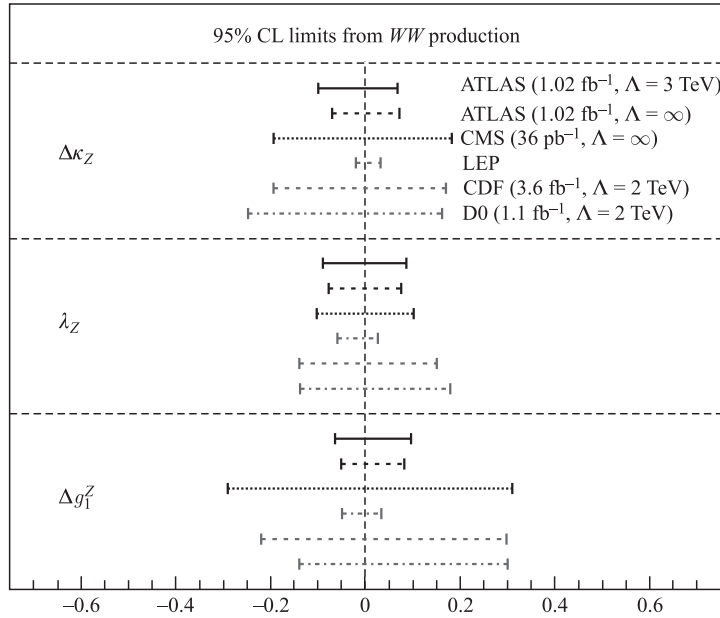


Рис. 25. Ограничения на константы связи аномальных трехбозонных вершин, полученные на основе данных pp -взаимодействий при 7 ТэВ, в сравнении с данными других экспериментов

эксперимента ATLAS на интегральной светимости pp -соударений $1,02 \text{ фб}^{-1}$ сечение парного рождения W составило $(54,4 \pm 4,0 \text{ (стат.)} \pm 3,9 \text{ (сист.)} \pm 2,0 \text{ (свет.)}) \text{ пб}$, что согласуется с расчетной величиной этого сечения в Стандартной модели $\sigma(pp \rightarrow WW) = (44,4 \pm 2,8) \text{ пб}$ [38]. Из этих данных по анализу спектров поперечных импульсов лидирующих лептонов в этой реакции были получены ограничения на константы связи для аномальных трехбозонных вершин, показанные на рис. 25 в сравнении с результатами CMS на меньшей интегральной светимости и более ранних экспериментов. Видно, что точность полученных ограничений является наилучшей для адронных коллайдеров. Аналогичные результаты получены и для других аномальных тройных вершин калибровочных бозонов.

3. ИЗМЕРЕНИЯ t -КВАРКОВ

Измерения сечений рождения, массы и свойств t -кварков являются первоочередными задачами экспериментов БАК. Большая энергия pp -соударений позволяет рассматривать Большой адронный коллайдер как «фабрику» t -кварков. Уже по результатам первого года работы БАК коллаборация CMS опубликовала данные измерений сечения парного рождения t -кварков, точность которых была сравнима с аналогичным результатом на тэватроне [39]. Диапазон в различии сечений парного рождения t -кварков при энергиях тэватрона и БАК можно видеть на рис. 26, приведенном в [40] с результатами измерений в эксперименте ATLAS. Рисунок демонстрирует согласие измеренных сечений с расчетами пертурбативной квантовой хромодинамики. Сечения рождения t -кварков можно сопоставить также с сечениями рождения W - и Z -бозонов. Сравнение сечений рождения W - и Z -бозонов в различных каналах и t -кварков приведено на рис. 27 вместе с теоретическими предсказаниями этих величин и величиной светимости, на которой выполнены измерения. Видно, что расчеты в целом согласуются с экспериментом и что сечение парного рождения t -кварков примерно на порядок выше сечения рождения пары WZ .

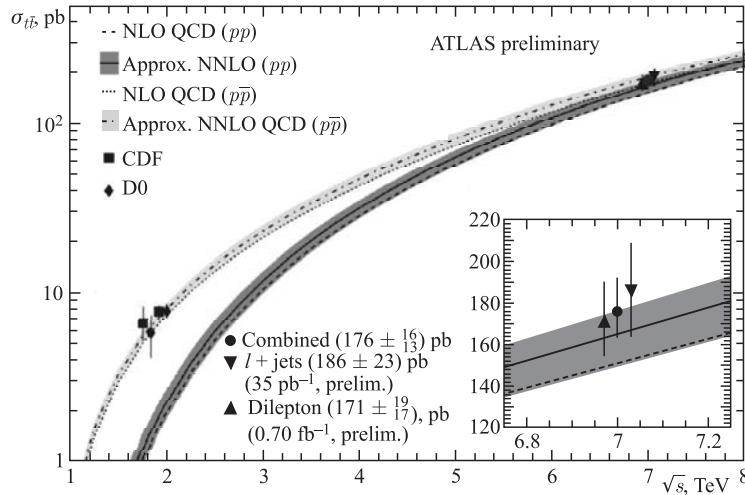


Рис. 26. Энергетическая зависимость сечения парного рождения t -кварков в адронных соударениях

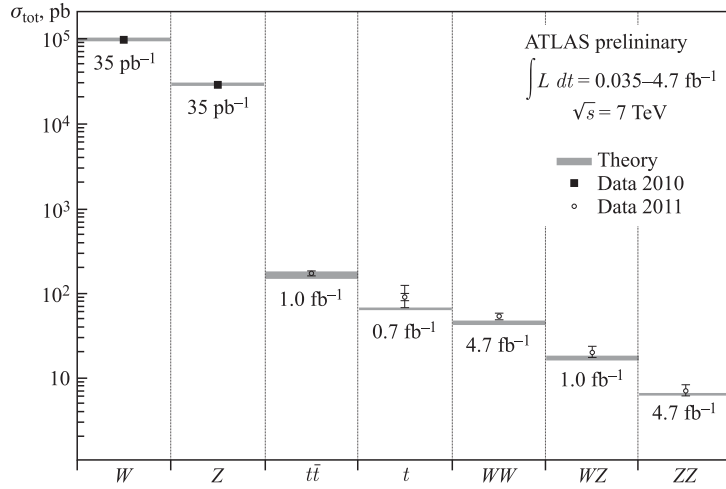


Рис. 27. Величины сечений рождения пар t -кварков и одиночных t -кварков в pp -взаимодействиях при 7 ТэВ в сравнении с расчетами и величинами рождения одиночных и парных W - и Z -бозонов в эксперименте ATLAS. Приведены значения интегральной светимости, при которой выполнен анализ

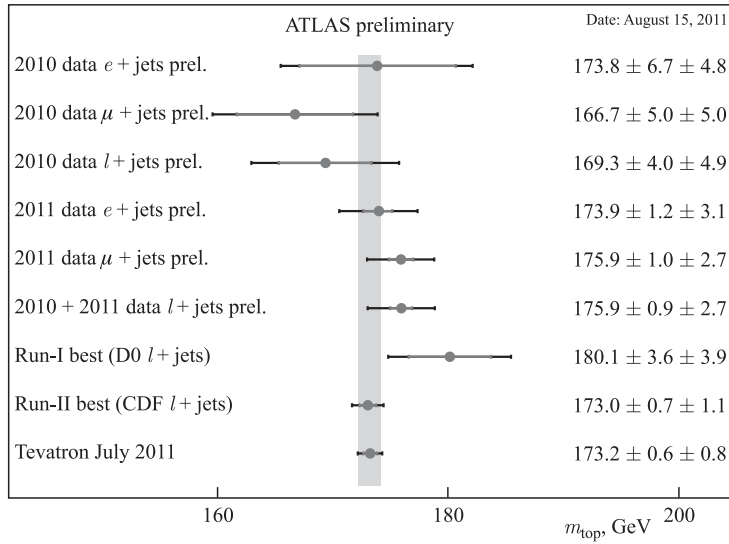


Рис. 28. Результаты измерения массы t -кварка в эксперименте ATLAS для разных каналов распада в сравнении с результатами экспериментов CDF и D0

Лучшие по точности результаты измерения массы t -кварка на БАК приведены в [41]. Полученные с помощью метода шаблонов для лептон-струйного канала регистрации на светимости $0,7 \text{ fb}^{-1}$, они дают значение массы t -кварка $m_t = (175,9 \pm 0,9 \text{ (стат.)} \pm 2,7 \text{ (сист.)}) \text{ ГэВ}$, что сопоставимо с достигнутой точностью измерения этой величины на тэватроне при объединении данных экспериментов CDF и D0: $m_t = (173,18 \pm 0,56 \text{ (стат.)} \pm 0,79 \text{ (сист.)}) \text{ ГэВ}$ на интегральной светимости до $5,8 \text{ fb}^{-1}$ [42]. Сопо-

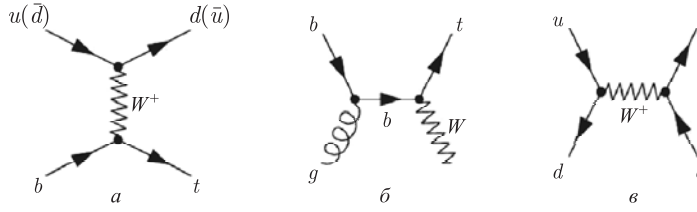


Рис. 29. Диаграммы одиночного рождения t -кварка: а) в t -канале; б) в Wt -канале; в) в s -канале

ставление результатов измерения массы t -кварка в различных каналах распада показано на рис. 28 [41].

Особый интерес представляет измерение одиночного рождения t -кварка. Одиночное рождение описывается диаграммами, приведенными на рис. 29, которые определяют механизм рождения одиночного t -кварка. Первое измерение сечения одиночного рождения t -кварка в pp -соударениях при 7 ТэВ выполнено в эксперименте CMS в t -канале (рис. 29, а) на светимости 36 пб^{-1} [43]. Оно составило величину $\sigma_t(t) = (83,6 \pm 29,8 (\text{стат.} + \text{сист.}) \pm 3,3 (\text{свет.})) \text{ пб}$. Измерения сечений одиночного рождения t - и \bar{t} -кварков в t -канале в эксперименте ATLAS на светимости $4,7 \text{ фб}^{-1}$ [44] показали величины $\sigma_t(t\text{-канал}) = (53,2 \pm 10,8) \text{ пб}$ и $\sigma_{\bar{t}}(t\text{-канал}) = 29,5_{-7,5}^{+7,4} \text{ пб}$. Отношением сечений рождения t - и \bar{t} -кварков определяется различие структурных функций u - и d -кварков в протоне. Измеренное отношение этих сечений имеет величину $R_t = 1,81_{-0,22}^{+0,23}$, тогда как разброс теоретических оценок варьируется между значениями 1,86 и 2,07. В эксперименте ATLAS получена оценка сечения одиночного рождения t -кварка в s -канале (рис. 29, в) [45]: $\sigma_t(s\text{-канал}) < 26,5 \text{ пб}$ на 95 %-м уровне достоверности на светимости $0,7 \text{ фб}^{-1}$.

Среди различных измерений свойств и особенностей рождения t -кварков в различных каналах следует отметить измерение корреляций спинов t -кварков при рождении $t\bar{t}$ -пар в эксперименте ATLAS [46]. В качестве кандидатов в события с $t\bar{t}$ -парой были отобраны события с двумя лептонами, большой недостающей энергией и двумя или более струями. Информация о корреляции спинов t - и \bar{t} -кварков извлекалась из разности азимутальных углов заряженных лептонов в лабораторной системе отсчета. Величина параметра корреляции спинов t - и \bar{t} -кварков найдена равной $A_{\text{helicity}} = 0,40_{-0,08}^{+0,09}$, в соответствии с предсказаниями в следующем за лидирующим порядке теории возмущений Стандартной модели. Гипотеза отсутствия корреляций спинов t - и \bar{t} -кварков исключена на уровне $5,1\sigma$.

Важные результаты получены в эксперименте CMS по измерению разности масс t - и \bar{t} -кварков [47]. На светимости 5 фб^{-1} получена величина этой разности $\Delta m_t = m_t - m_{\bar{t}} = (-0,44 + 0,46 (\text{стат.}) \pm 0,27 (\text{сист.})) \text{ ГэВ}$, что свидетельствует о совпадении масс частицы и античастицы, как этого требует СРТ-инвариантность. Этот результат значительно повышает точность имеющихся аналогичных измерений.

4. ИЗМЕРЕНИЯ ТЯЖЕЛЫХ АДРОНОВ

Реконструкция и измерение эксклюзивных каналов распада адронов, имеющих в составе тяжелые b - и c -кварки, составляет важную часть физической программы детекторов БАК для области не очень больших поперечных импульсов частиц. Исследование B -адронов на БАК имеет преимущество перед B -фабриками прежде всего в воз-

возможности измерения B_s -мезонов. Конец 2011 г. ознаменовался открытием новой частицы в эксперименте ATLAS [48]. На интегральной светимости $4,4 \text{ fb}^{-1}$ был измерен набор состояний тяжелого кваркония $\chi_b(nP)$ по их радиационным распадам в состояния $\Upsilon(1S, 2S)$ и с последующим распадом $\Upsilon \rightarrow \mu^+ \mu^-$. В дополнение к известным распадам $\chi_b(1P, 2P) \rightarrow \Upsilon(1S)\gamma$ была обнаружена новая структура при массе $(10,530 \pm 0,005 \text{ (стат.)} \pm 0,009 \text{ (сист.)}) \text{ ГэВ}$, которую интерпретировали как состояние

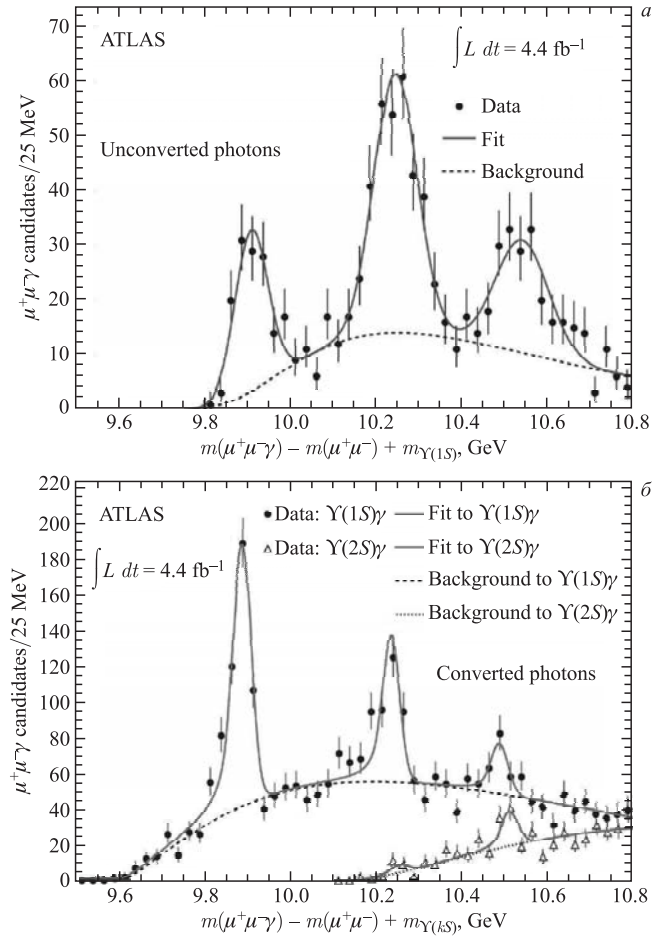


Рис. 30. а) Распределения эффективных масс состояний, отобранных при анализе распада $\chi \rightarrow \Upsilon(1S)\gamma$, с использованием неконвертированных фотонов, зарегистрированных в электромагнитном калориметре в эксперименте ATLAS (фит $\chi^2/\text{ст. св.} = 0,85$). Сплошная линия аппроксимирует фон и сигнал, пунктирная показывает вклад фона. б) Распределения эффективных масс состояний, отобранных при анализе распада $\chi_b \rightarrow \Upsilon(kS)\gamma$ ($k = 1, 2$), с использованием конвертированных фотонов, зарегистрированных во внутреннем детекторе эксперимента ATLAS (фит $\chi^2/\text{ст. св.} = 1,3$). Данные для распада $\chi_b \rightarrow \Upsilon(1S)\gamma$ обозначены кружками, для распада $\chi_b \rightarrow \Upsilon(2S)\gamma$ — треугольниками. Сплошная линия аппроксимирует фон и сигнал, пунктирная показывает вклад фона

$\chi_b(3P)$, причем она наблюдалась в двух модах распадов в состояния $\Upsilon(1S)\gamma$ и $\Upsilon(2S)\gamma$. Полученные распределения показаны на рис. 30, *a* и 30, *b* отдельно для событий с конвертированным и неконвертированным фотоном. При измерении конвертированных фотонов важный вклад в измерения вносит трековый детектор переходного излучения TRT ATLAS [49]. На рис. 31 приведена схема состояний кваркония $\chi_b(nP)$ и его радиационных распадов, наблюдаемая в эксперименте ATLAS.

В эксперименте CMS на интегральной светимости $5,3 \text{ fb}^{-1}$ удалось зарегистрировать возбужденный тяжелый барион, содержащий b -кварк, по его распаду на $\Xi_b^- \pi^+$, где Ξ_b^- восстанавливался по цепочке распадов $\Xi_b^- \rightarrow J/\psi \Xi^- \rightarrow \mu^+ \mu^- \Lambda \pi^-$ с последующим распадом $\Lambda \rightarrow p \pi^-$ [50]. Возбужденное резонансное состояние наблюдалось по разности эффективных масс системы $\Xi_b^- \pi^+$ и суммы масс частиц Ξ_b^- и π^+ (соответственно выделялось и зарядово-сопряженное состояние). Уровень наблюдения сигнала превышает 5σ , а максимум в распределении разности эффективных масс составляет $(14,84 \pm 0,74 \text{ (стат.)} \pm 0,28 \text{ (сист.)}) \text{ МэВ}$. Новое состояние может быть сопоставлено бариону $\Xi_b^{*0} (J^P = 3/2^+)$, который является возбужденным состоянием Ξ_b^0 -бариона. Полученный результат демонстрирует высокое разрешение внутреннего детектора CMS.

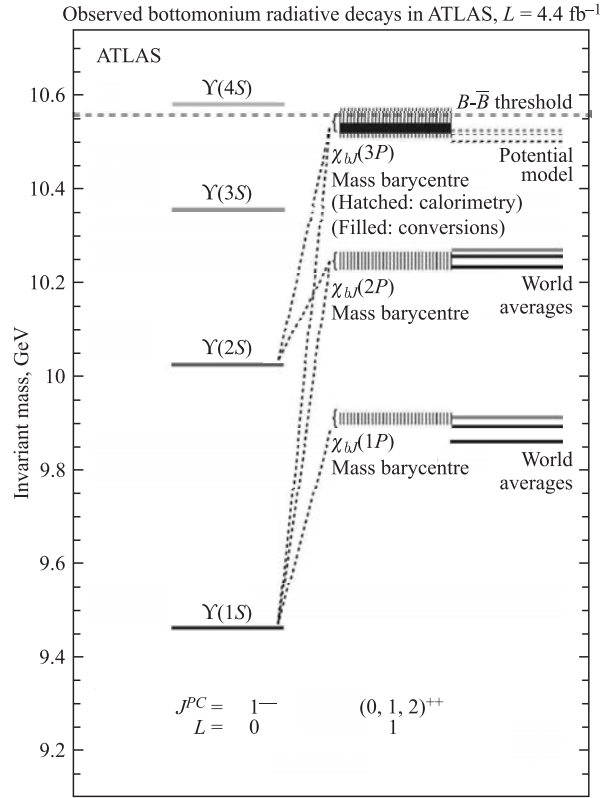


Рис. 31. Массы и радиационные переходы состояний χ_b , наблюдаемые в эксперименте ATLAS. В первой колонке показаны массы Υ -состояний. Во второй колонке приведены результаты измерений, в третьей — мировые данные для каждого из состояний $\chi_b(1P, 2P, 3P)$ триплетов

Наиболее впечатляющим результатом Большого адронного коллайдера является быстрый выход на уровень предсказаний Стандартной модели при поиске редкого распада $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$ [51, 52]. Ведущим в этом анализе является эксперимент LHCb [53], направленный на прецизионные измерения распадов B -адронов. За ним близко следуют результаты CMS [54], затем ATLAS [55]. Задача достичь уровня точности измерений, требуемой для проверки этих предсказаний, ставилась на уровне подготовки проектов экспериментов. Этот распад, как и распад $B \rightarrow \mu^+ \mu^-$, в Стандартной модели может происходить только за счет нейтральных токов, меняющих аромат (FCNC), обмен которыми сильно подавлен. Вероятности распадов $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$ и $B \rightarrow \mu^+ \mu^-$ предсказываются на уровне $(3,2 \pm 0,2) \cdot 10^{-9}$ и $(0,1 \pm 0,01) \cdot 10^{-9}$ соответственно [51, 52]. На интегральной светимости $1,0 \text{ фб}^{-1}$, накопленной в 2011 г., эксперимент LHCb установил верхнюю

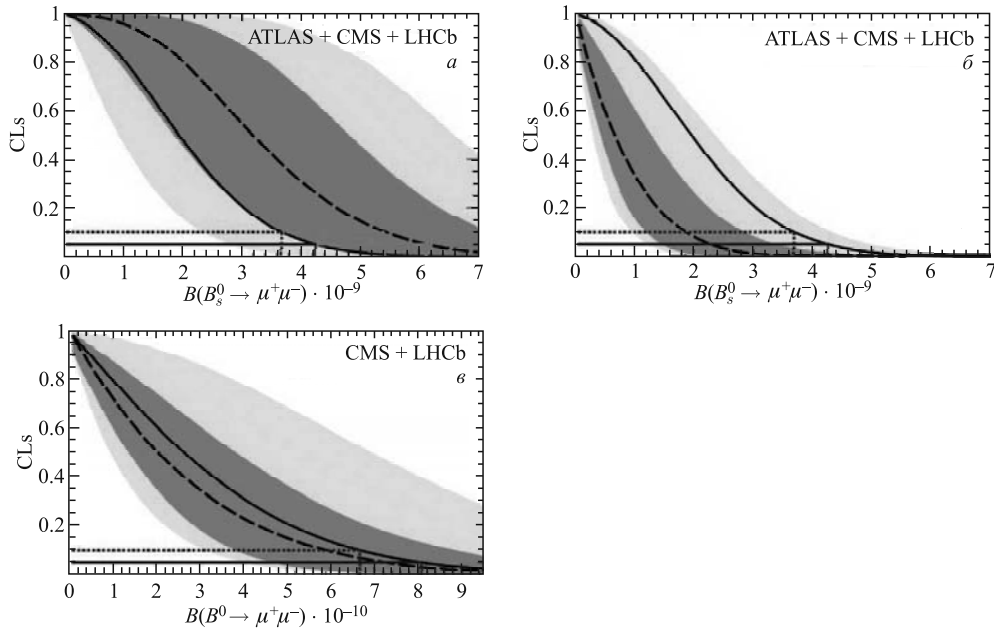


Рис. 32. Объединенные результаты трех экспериментов БАК для измерений вероятностей распадов $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$ (а, б) и экспериментов CMS и LHCb для вероятности распада $B \rightarrow \mu^+ \mu^-$ (в) в pp -взаимодействиях при 7 ТэВ. Показаны уровни достоверности CLs определения верхнего предела вероятности распада как функции предполагаемой вероятности распада. а) Уровни достоверности CLs для разных значений вероятности распада $\text{BR}(B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)$. Штриховая кривая соответствует медианам ожидаемых значений CLs, если наблюдаются фоновые события и сигнал, соответствующий предсказаниям Стандартной модели. Ближайшая к этой кривой темная область (более широкая темная область), определяемая значениями $\pm 1\sigma$ ($\pm 2\sigma$), соответствует 34 % (48 %) ожидаемых значений CLs. Сплошная кривая снизу соответствует наблюдаемым значениям CLs. Верхний предел на 90 % (95 %) CL показан горизонтальными пунктирной (сплошной) линиями для наблюдения и более бледными (серыми) полосами для ожидаемого значения вероятности распада. б, в) Уровни достоверности CLs для разных значений вероятности распада $\text{BR}(B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ (б) и $\text{BR}(B^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ (в). Штриховая кривая соответствует медианам ожидаемых значений CLs, если наблюдаются только фоновые события. Обозначения те же, что на рис. а

границу вероятности распадов на уровне $\text{BR} < 4,5 \cdot 10^{-9}$ для распада $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$ и $\text{BR} < 1,03 \cdot 10^{-9}$ для распада $B \rightarrow \mu^+ \mu^-$ [53] на 95 %-м уровне достоверности. При этом зарегистрированное количество событий-кандидатов на эти распады сопоставимо как с возможной флуктуацией числа только фоновых событий, так и с суммарным вкладом фона и сигнала в соответствии с предсказаниями Стандартной модели на уровне 1σ . Пределы, установленные в эксперименте CMS на интегральной светимости 5 fb^{-1} , составляют значения $\text{BR} < 7,7 \cdot 10^{-9}$ для распада $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$ и $\text{BR} < 1,8 \cdot 10^{-9}$ для распада $B \rightarrow \mu^+ \mu^-$ на 95 %-м уровне достоверности [54]. В эксперименте ATLAS при анализе интегральной светимости $2,4 \text{ fb}^{-1}$ для распада $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$ установлена граница $\text{BR} < 2,2 \cdot 10^{-8}$ на 95 %-м уровне достоверности и анализ продолжается [55]. Объединение результатов трех экспериментов приведено на рис. 32 для вероятностей распадов $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$ и $B \rightarrow \mu^+ \mu^-$. Очевидно, что осуществить давно ожидаемую проверку Стандартной модели в этом секторе удастся уже в текущем году. Эти результаты закроют значительную часть вариантов минимального расширения Стандартной модели (MSSM).

5. ИЗМЕРЕНИЯ СУПЕРСИММЕТРИИ И ЭКЗОТИКИ

Прямой поиск эффектов суперсимметрии и других проявлений моделей, включающих новую физику, ведется активно по всем доступным для анализа каналам. Для такого

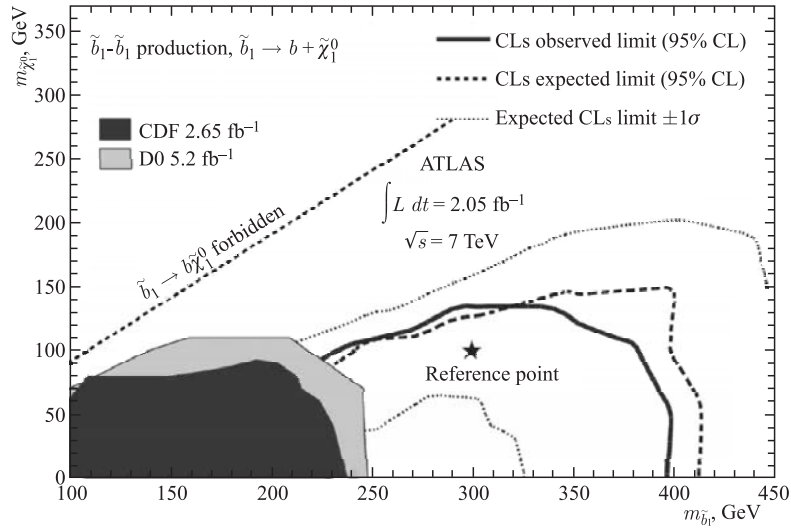


Рис. 33. Ожидаемые и наблюдаемые пределы исключения вместе с областями, соответствующими $\pm 1\sigma$ отклонениям ожидаемых значений пределов, на плоскости значений масс скалярного \tilde{b}_1 -кварка и нейтралино $\tilde{\chi}_1^0$, полученные в эксперименте ATLAS. Пунктирные линии вокруг наблюдаемых пределов показывают неопределенности, обусловленные изменениями шкалы перенормировки и факторизации. Звездочкой обозначена референсная точка, отвечающая сценарию модели минимального расширения Стандартной модели (MSSM) со значениями масс скалярного \tilde{b}_1 -кварка и нейтралино $\tilde{\chi}_1^0$ 100 и 300 ГэВ соответственно. Результаты показаны в сравнении с пределами исключения предшествовавших экспериментов. Результаты LEP исключили область масс скалярного \tilde{b}_1 -кварка менее 100 ГэВ

анализа новизна определяется в первую очередь расширением доступной кинематической области, обусловленным энергией pp -соударений 7 ТэВ. Измерения предельной поперечной энергии струй и недостающей поперечной энергии в событии определяются высоким качеством работы всех подсистем детекторов. Важное значение имеет возможность определения природы кварка, вызвавшего струю, выделение струй от b -кварков. Результатом этих работ является значительное расширение области параметров исследуемых моделей, где отсутствует сигнал новой физики. В качестве примера такого результата можно привести работу эксперимента ATLAS [56]. В ней выполнен поиск скалярных партнеров b -кварков в pp -соударениях при энергии 7 ТэВ на интегральной светимости $2,05 \text{ фб}^{-1}$. В результате отбора событий с большой недостающей поперечной энергией и двумя струями, принадлежащими b -кваркам, установлено, что в предположении распада скалярного \tilde{b}_1 -кварка на b -кварк и нейтрино при условии для массы нейтрино $m(\tilde{\chi}_1^0) < 60 \text{ ГэВ}$ исключены значения массы скалярного \tilde{b}_1 -кварка менее 390 ГэВ (на 95 %-м уровне достоверности). Результаты получены в виде контуров на плоскости масс $\tilde{b}_1 - \tilde{\chi}_1^0$ (рис. 33).

Коллаборация CMS на интегральной светимости 5 фб^{-1} в [57] представила интерпретацию результатов анализа по поиску суперсимметрии в виде параметризаций результатов в простейших моделях, которые могут быть использованы для теоретических расчетов. Конкретные значения для пределов масс новых частиц зависят от параметров, заложённых в моделях для массы самой легкой невзаимодействующей частицы (the lightest supersymmetric particle, LSP) и величины расщепления массы родительской частицы. Характерные значения для нижних пределов масс новых частиц составляют 400–550 ГэВ, наиболее жесткие ограничения достигают значений 650–900 ГэВ.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Физические результаты, полученные на БАК к настоящему времени, демонстрируют успешную реализацию проекта. Основным результатом является исключение широкой области значений масс рождения хиггсовского бозона Стандартной модели. Обнаружено превышение количества событий в области эффективных масс 124–126 ГэВ, которое может быть сопоставлено с сигналом от бозона Хиггса Стандартной модели. Однако эти результаты требуют уточнения и большего количества событий для анализа.

Все полученные результаты показывают согласие с предсказаниями Стандартной модели.

Не обнаружено свидетельств суперсимметрии или других моделей, позволяющих понять свойства Стандартной модели, прояснить связь гравитации и микромира. Впереди большая работа по дальнейшему поиску хиггсовского бозона, явлений новой физики.

Обнаружение бозона Хиггса послужило бы важнейшим подтверждением СМ, если будет показано соответствие его свойств ожидаемым. Это означало бы, что в природе реализуется простейший вариант нарушения электрослабой симметрии. Одновременно остались бы без ответа многие вопросы строения Вселенной, наличие темной материи и др. Выяснение свойств бозона Хиггса в случае его обнаружения потребует длительных исследований. Необнаружение бозона Хиггса по каналам распада, предсказываемым СМ, сохранит возможность его существования в других каналах распада, невидимых для анализа по СМ, и также потребует дальнейшего поиска этой частицы или разработки новых теорий.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Englert F., Brout R.* // Phys. Rev. Lett. 1964. V. 13. P. 321.
2. *Higgs P. W.* // Phys. Lett. 1964. V. 12. P. 132.
3. *Higgs P. W.* // Phys. Rev. Lett. 1964. V. 13. P. 508.
4. *Guralnik G. S., Hagen C. R., Kibble T. W. B.* // Ibid. P. 585.
5. *Higgs P. W.* // Phys. Rev. 1966. V. 145. P. 1156.
6. *Kibble T. W. B.* // Phys. Rev. 1967. V. 155. P. 1554.
7. *Glashow S.* // Nucl. Phys. 1961. V. 22. P. 579.
8. *Weinberg S.* // Phys. Rev. Lett. 1967. V. 19. P. 1264.
9. *Salam A.* Weak and Electromagnetic Interactions // Elementary Particle Physics: Relativistic Groups and Analyticity: Proc. of the Eighth Nobel Symposium / Ed. N. Svartholm. Almqvist and Wiskell, 1968. P. 367.
10. *Aad G. et al. (ATLAS Collab.)* // Phys. Lett. B. 2012. V. 710. P. 49.
11. *Chatrchyan S. et al. (CMS Collab.)* // Ibid. P. 26.
12. *CMS Collab.* // Ibid. P. 284; arXiv:1202.4195.
13. *CMS Collab.* // Ibid. P. 91; arXiv:1202.1489.
14. *CMS Collab.* // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 108. P. 111804; arXiv:1202.1997.
15. *CMS Collab.* // JHEP. 2012. V. 03. P. 040; arXiv:1202.3478.
16. *CMS Collab.* // Phys. Lett. B. 2012. V. 710. P. 403; arXiv:1202.1487.
17. *CMS Collab.* // JHEP. 2012. V. 03. P. 081; arXiv:1202.3617.
18. *ATLAS Collab.* // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 108. P. 111803; CERN-PH-EP-2012-013, arXiv:1202.1414.
19. *ATLAS Collab.* // Phys. Lett. B. 2012. V. 710. P. 383; CERN-PH-EP-2012-014; arXiv:1202.1415, 2012.
20. *ATLAS Collab.* // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 108. P. 111802; CERN-PH-EP-2011-190. 2011; arXiv:1112.2577.
21. *ATLAS Collab.* // Phys. Rev. Lett. 2011. V. 107. P. 231801.
22. *ATLAS Collab.* // Ibid. P. 221802.
23. *ATLAS Collab.* // Phys. Lett. B. 2012. V. 707. P. 27.
24. Handbook of LHC Higgs Cross Sections / Dittmaier S., Mariotti C., Passarino G., Tanaka R. (Eds.). CERN Yellow Reports CERN-2011-002. 2011; CERN-2012-002. 2012.
25. *CDF Collab., D0 Collab.* // Phys. Rev. Lett. 2010. V. 104. P. 061802; arXiv:1107.5518.
26. *Cowan G. et al.* // Eur. Phys. J. 2011. V. 71. P. 1554.
27. *Read A. L.* // J. Phys. G. 2002. V. 28. P. 2693.
28. *Drell S. D., Yan T.-M.* // Phys. Rev. Lett. 1970. V. 25. P. 316.
29. *ATLAS Collab.* // Phys. Rev. D. 2012. V. 85. P. 072004.
30. *ATLAS Collab.* ATLAS-CONF-2011-126.
31. *ATLAS Collab.* ATLAS-CONF-2012-006.
32. *ATLAS Collab.* // Phys. Lett. B. 2012. V. 709. P. 341.
33. *ATLAS Collab.* // Ibid. V. 712. P. 289.
34. *ATLAS Collab.* // Eur. Phys. J. C. 2012. V. 72. P. 2001.
35. *ATLAS Collab.* // Eur. Phys. J. C. 2012. V. 72. P. 2062; arXiv:1204.6720.
36. *ATLAS Collab.* // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 109. P. 012001; arXiv:1203.4051.

37. *CMS Collab.* // Phys. Rev. D. 2012. V. 85. P. 032002.
38. *CMS Collab.* // Phys. Rev. D. 2011. V. 84. P. 112002.
39. *CMS Collab.* // JHEP. 2011. V. 07. P. 049.
40. *ATLAS Collab.* ATLAS-CONF-2011-108.
41. *ATLAS Collab.* ATLAS-CONF-2011-120.
42. *The Tevatron Electroweak Working Group for the CDF and D0 Collab.* FERMILAB-TM-2504-E; CDF-NOTE-10549; D0-NOTE-6222; arXiv:1107.5255.
43. *CMS Collab.* // Phys. Rev. Lett. 2011. V. 107. P. 091802.
44. *ATLAS Collab.* ATLAS-CONF-2012-056.
45. *ATLAS Collab.* ATLAS-CONF-2011-118.
46. *ATLAS Collab.* // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 108. P. 212001.
47. *CMS Collab.* arXiv:1204.2807; CMS-TOP-11-19; CERN-PH-EP-2012-104.
48. *ATLAS Collab.* // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 108. P. 152001.
49. Болдырев А. С. и др. // ПТЭ. 2012. №3. С. 27.
50. *CMS Collab.* // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 108. P. 252002; arXiv:1204.5955.
51. *Buras A. J. et al.* // JHEP. 2010. V. 1010. P. 009; arXiv:1005.5310.
52. *Buras A. J.* // Acta Phys. Polon. B. 2010. V. 41. P. 2487; arXiv:1012.1447.
53. *Aaij R. et al. (LHCb Collab.)* // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 108. P. 231801; LHCb-PAPER-2012-007; CERN-PH-EP-2012-072; arXiv:1203.4493.
54. *CMS Collab.* // JHEP. 2012. V. 04. P. 033; CMS-BPH-11-020; CERN-PH-EP-2012-086; arXiv:1203.3976.
55. *ATLAS Collab.* // Phys. Lett. B. 2012. V. 713. P. 387; arXiv:1204.0735.
56. *ATLAS Collab.* // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 108. P. 181802.
57. *CMS Collab.* CMS PAS SUS-11-016.