#### НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР "КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ" ИНСТИТУТ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ФИЗИКИ имени А.И.Алиханова

на правах рукописи

#### НИКИТЕНКО АЛЕКСАНДР НИКОЛАЕВИЧ

#### ПОИСКИ ХИГГСОВСКИХ БОЗОНОВ ВНЕ РАМОК СТАНДАРТНОЙ МОДЕЛИ НА БОЛЬШОМ АДРОННОМ КОЛЛАЙДЕРЕ

Специальность 01.04.23 - Физика высоких энергий ДИССЕРТАЦИЯ на соискание ученой степени

доктора физико-математических наук

#### Оглавление

1 Введение				Ę		
<b>2</b>	Феноменология изучаемых процессов					
	2.1	Рождение бозонов Хиггса в протон-протонных взаимодействиях и распалы $\phi \rightarrow \tau \tau$ и $H^{\pm} \rightarrow \tau^{\pm} \mu$ в MSSM				
	2.2	Pachaghi $\varphi$ /// $h$ H $\gamma$ / $b$ MSSM:				
	$\frac{2.2}{2.3}$	2HDM II upplied $m \rightarrow b\bar{b}A$ $A \rightarrow \mu\mu$ $\tau\tau$				
	$\frac{2.0}{2.4}$	Pachan $h \rightarrow \phi_{\cdot} \phi_{\cdot}$				
	2.4 2.5	Распад $h \to invisible$				
3	Описание детектора СМS					
4	Пог	иск рас	спада $H^{\pm}  o  au^{\pm}  u_{ au}$	29		
	4.1	Анали	из данных при энергии LHC 7 ТэВ	29		
		4.1.1	Введение	29		
		4.1.2	Реконструкция частиц и моделирование сигнала и фона	29		
		4.1.3	Анализ конечного состояния ${ au_{ m h}}{+}{ m jets}$	31		
		4.1.4	Анализ конечных состояний е $ au_{ m h}$ и $\mu au_{ m h}$	33		
		4.1.5	Анализ конечного состояния еµ	37		
		4.1.6	Систематические погрешности	39		
		4.1.7	Оценка пределов $\mathcal{B}(t \to H^+ b)$	43		
	4.2	Результаты анализа данных при энергии LHC 8 и 13 ТэВ				
<b>5</b>	Пог	иск рас	спада $\phi  o  au  au$	49		
	5.1	Анализ данных при энергии LHC 7 ТэВ				
	5.2	Анали	Анализ данных при энергии LHC 8 ТэВ 5			
	5.3	Анали	Анализ данных, набранных в 2016 году при энергии LHC 13 Тэ B $. \ .$			
6	Пог	иск рас	спада $H  o hh  o  au  au bar{b}$	65		
	6.1	1 Анализ данных при энергии LHC 8 ТэВ				
		6.1.1	Введение	65		
		6.1.2	Моделирование сигнала и фона	65		
		6.1.3	Отбор событий	65		
		6.1.4	Оценка фона	67		
		6.1.5	Систематические неопределённости	68		
		6.1.6	Результаты и интерпретация	69		
	6.2	Результаты анализа данных, набранных в 2016 году при энергии LHC 13 ТэВ				
7	Зак MS	Заключение по поискам распадов ${ m H}^{\pm}  o  au^{\pm}  u, \ \phi  o  au  au$ и ${ m H}  o hh$ в MSSM				

8	Поиск процесса $pp  ightarrow b ar{b} A, \; A  ightarrow \mu \mu$				
	8.1	8.1 Введение			
	8.2 Данные и моделирование сигнала и фона				
	8.3	Реконструкция и отбор событий	80		
	8.4	Результаты и систематические неопределённости	82		
9	9 Поиск распада $h(125)  o \phi_1 \phi_1  o  au  au  au  au$				
	9.1	Введение	89		
	9.2	Топология сигнала	90		
	9.3	Моделирование сигнала и фона	91		
	9.4 Отбор событий				
	9.5	Извлечение сигнала	93		
	9.6	Моделирование QCD многоструйного фона	95		
		9.6.1 Моделирование $f_{1D}(m)$ и $C(m_1, m_2)$	96		
	9.7	Результаты и сравнение с предсказаниями NMSSM и 2HDM	97		
10	Пои	аск распада $h  ightarrow invisible$	101		
	10.1	Введение	101		
	10.2	Отбор событий	101		
	10.3	Оценка фона	104		
	10.4 Систематические неопределенности				
	10.5	Результат	108		
	10.6	Результаты комбинации VBF и Zh, $h \rightarrow invisible$ каналов	110		
	10.7 Интерпретация результатов в Higgs-portal Dark Matter модели				
	10.8	Результаты по распаду $h \rightarrow invisible$ при комбинации VBF, Vh и $gg \rightarrow h$ процессов рождения h-бозона и данных, набранных при энер-	113		
	~		110		
11	Зак	лючение	117		
12	12 Благодарности 119				
Сі	Список литературы 12				

#### Глава 1

### Введение

Актуальность темы исследования. Стандартная Модель фундаментальных взаимодействий [1–3], дополненная Brout–Englert–Higgs механизмом возникновения масс калибровочных бозонов и фермионов [4–9], является хорошо установленной теорией, объясняющей большинство экспериментальных данных. Открытие на Большом Адронном Коллайдере (LHC) бозона Хиггса (h) [10–12] с массой 125 ГэВ [13, 14] и с характеристиками, совместимыми с предсказаниями Стандартной Модели [15, 16], стало завершающим триумфом этой модели. Одновременно это дало новый импульс поискам дополнительных бозонов Хиггса, предсказанных в различных моделях Новой Физики, а также поискам нестандартных распадов открытой частицы. Поиски процессов, не описывающихся Стандартной Моделью, связаны с тем, что Стандартная Модель не отвечает на ряд фундаментальных вопросов [17]. Так, она не отвечает на вопрос о происхождение Темной Материи и асимметрии между барионной материей и антиматерией во Вселенной. Несмотря на свой поразительный успех в описании почти всех, имеющихся экспериментальных данных, Стандартная Модель рассматривается как эффективная теория, работающая только на доступных в настоящее время энергиях меньше или порядка 1 ТэВ.

Поиски Новой Физики в Хиггсовском секторе можно проводить тремя способами:

- Искать дополнительные бозоны Хиггса. В моделях Суперсимметрии таких как Минимальная Суперсимметричная Модель (MSSM) [18] существует четыре бозона Хиггса, три нейтральных (два СР-четных h и H, и СР-нечетный A) и один заряженный  $H^{\pm}$ . NMSSM [19] предсказывает существование шести бозонов Хиггса, трёх СР-четных ( $h_1, h_2, h_3$ ), двух СР-нечетных ( $a_1, a_2$ ) и одного заряженного  $h^{\pm}$ . Хиггсовский сектор в несуперсимметричных моделях, Двух Дублетной (2HDM) [20] и 2HDM+S [21], такой же как в MSSM, и соответственно, в NMSSM.
- Искать моды распада *h*-бозона, отсутствующие в Стандарной Модели. Измерения *h*-бозона в стандартных модах допускают существование около 30% нестандартных мод распадов [15, 16].
- Измерять как можно более точно константы связи *h*-бозона с частицами Стандартной Модели, чтобы заметить расхождение измеренных значений с предсказаниями Стандартной Модели [22–24]. Интерпретация может быть сделана в рамках Эффективной Теории Поля [25].

В диссертации представлены поиски Новой Физики в Хиггсовском секторе, которые

проводились на LHC на установке CMS при энергиях протон-протонных столкновений 7, 8 и 13 ТэВ. Были проведены поиски дополнительных бозонов Хиггса с массами как больше, так и меньше массы h-бозона 125 ГэВ в модах распада  $\mu\mu$ ,  $\tau\tau$ , hh для нейтральных бозонов и  $\tau^{\pm}\nu$  (для заряженного бозона). Также искались моды распада h-бозона,  $h \to \phi_1\phi_1$  ( $\phi_1$  обозначает легкий псевдоскалярный или скалярный бозон Хиггса) и  $h \to invisible$  (невидимая мода распада на частицы Темной Материи). Энергии и интенсивности протон-протонных взаимодействий, доступные на LHC, позволили существенно расширить область поиска в пространстве параметров рассматриваемых моделей по сравнению с предыдущими экспериментами на LEP [26–32] и Tevatron [33–35]. Целью работы было обнаружение дополнительных бозонов Хиггса и нестандартных распадов h-бозона. В случае необнаружения, задачей было измерение верхних пределов на сечение исследуемых процессов.

Цели и задачи диссертационной работы. Целью диссертационной работы было обнаружение дополнительных бозонов Хиггса и нестандартных распадов *h*бозона на установке CMS на Большом Адронном Коллайдере с использованием событий протон-протонных соударений, набранных за период с 2010 по 2018 годы при энергиях 7, 8 и 13 ТэВ. В случае необнаружения, задачей было измерение верхних пределов на сечение исследуемых процессов.

**Научная новизна**. Впервые проведён поиск дополнительных бозонов Хиггса в широком интервале масс, недоступном на предыдущих экспериментах на LEP и Tevatron. Открытие бозона Хиггса *h* с массой 125 ГэВ на LHC позволило впервые провести поиск его нестандартных распадов.

**Теоретическая и практическая значимость**. Результаты, полученные в диссертации, существенно ограничили пространство свободных параметров в моделях Новой Физики. Это позволило скорректировать программу дальнейших поисков дополнительных бозонов Хиггса и нестандартных распадов *h*-бозона при энергии 14 ТэВ и большей светимости (HL–LHC). Методы отбора событий, измерения фона и выделения потенциального сигнала, разработанные в диссертации, будут применены для дальнейших поисков на HL-LHC.

Положения, выносимые на защиту. Следующие результаты представлены к защите:

- Измерение верхнего предела на сечения процессов gg → φ и gg → bbφ, где φ узкий скалярный резонанс с массой от 90 ГэВ до 3.2 ТэВ, распадающийся на пару τ-лептонов. Интерпретация результатов в сценариях MSSM [36] и в hMSSM [37–39] с использованием теоретических сечений, предоставляемых LHC Higgs Cross Section Working Group [24].
- Измерение верхнего предела на сечения процесса  $t \to \mathrm{H}^{\pm}b$  с распадом  $\mathrm{H}^{\pm} \to \tau^{\pm}\nu$  в интервале масс заряженного бозона Хиггса 80–160 ГэВ. Интерпретация результатов в сценариях MSSM [36] с использованием теоретических сечений, предоставляемых LHC Higgs Cross Section Working Group [24].
- Измерение верхнего предела на сечение рождения тяжелого бозона Хиггса Η в интервале масс 260−350 ГэВ и его распада на два бозона Хиггса h с массой 125 ГэВ в ττbb̄ конечном состоянии: pp → H → hh → ττbb̄. Интер-претация результатов в сценарии MSSM при малых значениях tanβ [40]

с использованием теоретических сечений, предоставляемых LHC Higgs Cross Section Working Group [24].

- Измерение верхнего предела на сечение процесса  $pp \rightarrow b\bar{b}A$ ,  $A \rightarrow \mu\mu$  в интервале масс A-бозона 25-60 ГэВ. Сравнение результатов с предсказаниями "wrong-sign Yukawa coupling" сценария [41, 42] в модели 2HDM.
- Измерение верхнего предела на сечение процесса  $gg \to h \to \phi_1 \phi_1 \to \tau \tau \tau \tau$ , где  $\phi_1$  есть легкий псевдоскалярный или скалярный бозон Хиггса в интервале масс 4–8 ГэВ.
- Измерение верхнего предела вероятности распада  $h \rightarrow invisible$ , с использованием  $VV \rightarrow h$  (V = Z, W) процесса рождения h-бозона. Интерпретация результатов в Higgs-portal Dark Matter модели [43, 44].

Степень достоверности и апробация результатов. Достоверность результатов исследования подтверждается тем, что результаты, представленные в диссертации, подтверждены в независимых измерениях, выполненных в эксперименте ATLAS на LHC.

Результаты докладывались автором на международных конференциях "LHC Days in Split-2018", "LHC Days in Split-2016", "LHC Days in Split-2014", "SUSY-2014", "RoyalSoc-2014", "Iran-Turkey Joint Conference on LHC Physics-2017", "Iran-Turkey Joint Conference on LHC Physics-2015".

Они также регулярно докладывалить автором на международных Workshops "Higgs Days in Santander", "Physics at TeV colliders", на Workshops "Hamburg Higgs-2014" и "IPMLHC2013" (Iran).

Автор докладывал и обсуждал результаты на Семинарах в RAL (UK), Pavia University (Italy), IPPP (Durham, UK), DESY (Germany), в The Cosener's House, Abingdon (UK).

**Публикации**. Результаты диссертации опубликованы в работах [45–57]. Все статьи опубликованы в рецензируемых журналах, входящих в список ВАК.

#### Личный вклад автора

Первые экспериментальные работы CMS по поиску распадов  $\phi \to \tau \tau$  и H<sup>±</sup>  $\to \tau^{\pm} \nu$  при энергии LHC 7 ТэВ и распадов  $h \to invisible u h \to \phi_1 \phi_1 \to \tau \tau \tau \tau$  при энергии 8 ТэВ были инициированы и осуществлялись под руководством автора, как координатора первых CMS Higgs-Tau и Higgs-Exotica групп. Методика отбора событий, извлечание возможного сигнала из данных, оценка фона и теоретическая интерпретация результатов были затем применены для анализа данных при энергиях 8 и 13 ТэВ, где автор также принимал активное участие. Работа по поиску распада H  $\to hh \to \tau \tau b\bar{b}$  была инициирована автором, и автор вместе с группой Imperial College (London) участвовал в оптимизации отбора событий и теоретической интерпретации полученных результатов. Поиск легкого бозона Хиггса в канале  $pp \to b\bar{b}A$ ,  $A \to \mu\mu$  на детекторе CMS был предложен автором и проводился совместно с О.Л. Кодоловой (НИЯФ МГУ) и В.Б. Гавриловым (ИТЭФ).

Успех физической программы CMS по поиску бозонов Хиггса в Стандартной Модели и вне рамок Стандартной Модели был бы невозможен без длительной подготовки, предшествовавшей началу работы LHC и набору данных. Начиная с 1992 года, автор занимался оптимизацией геометрии детектора CMS [58–60] разработкой алгоритмов реконструкции частиц, методов калибровки электромагнитного и адронного калориметров [61, 62].

Автор, совместно М. Lebeaux, разработал 2D геометрию кристаллов электромагнитного калориметра CMS (ECAL), написал и поддерживал геометрию ECAL в Geant3 и затем в Geant4 описании CMS детектора [63].

Автор совменсто с Р. Verrecchia и С. Charlot, обнаружил и начал изучение проблемы восстановления энергии электронов в CMS электромагнитном калорметре (и трекере) в присутствии сильного магнитого поля и значительного количества материала в трекере. Это инициировало развитие динамических алгоритмов кластеризации кристаллов и адаптирование стандартных алгоритмов восстановления треков для электронов [64–66].

Алгоритм использования треков для измерения энергии струй в CMS детекторе (Jet-Plus-Track) был предложен и разработан автором совместно с О.Л. Кодоловой и И.Н. Варданян [67]. Jet-Plus-Track является одним из алгоритмов, поддерживаемых CMS [68] и используемых в ряде физических анализов, в частности, в работе по поиску легкого бозона Хиггса [54], представленной в диссертации.

Автором, совместно S. Kunori и R. Kinnunen, было предложено измерение недостающей поперечной энергии с учетом поправок на энергию адронных струй, так называемые Type 1 поправки [69]. Они учитывают детекторную и алгоритмическую нелинейность измеренной энергии струй. Этот метод рекомендуется в CMS [70] и широко используется в физических анализах с реальной недостающей энергией и в частности, в работах, представленных в диссертации.

Автор развивал алгоритмы по регистрации и идентификации адронных распадов  $\tau$ -лептона ( $\tau_h$ ) в режиме on-line [71–73]. Совместно с R. Kinnunen, D. Kotlinski, S. Gennai и G. Bagliesi им был разработан быстрый и эффективный алгоритм идентификации  $\tau_h$  на триггере высокого уровня [74]. Этот алгоритм, модифицированный для работы с Particle Flow объектами [75], используется в CMS эксперименте при наборе данных. Быстрый и эффективный Таи триггер высокого уровня позволил разработать on-line отборы для регистрации распадов  $\phi \to \tau \tau$  и H<sup>±</sup>  $\to \tau^{\pm} \nu$ . Автор, совместно с А. Kalinowski, M. Konecki, S. Gennai и S. Lehti, разработал комбинированные триггеры - электрон-tau, мюон-tau, tau-tau и tau-недостающая поперечная энергия [74], которые вошли в триггерное меню CMS [76] и использовались в представленных в диссертации физических анализах. Совместно с М. Acosta автор разработал триггер высокого уровня для регистрации распада  $h \to invisible$  [74]. Также автор предложил двух мюонный триггер с неизолированными мюонами одинакового заряда для регистрации работе [55].

Автор разрабатывал методы идентификации адронных распадов  $\tau$ -лептонов в CMS детекторе для off-line анализа. Совместно с R. Kinnunen им было предложено использовать критерий калориметрической и трекерной изоляции [78]. Как координатор первой CMS Tau группы (совместно с G. Bagliesi) автор развивал также методы идентификации с использованием времени жизни  $\tau$ -лептона и восстановленной массы [65, 79]. Эти методы применяются в настоящее время в базовом CMS алгоритме, HPS для  $\tau$  идентификации [80] с использованием Particle Flow объек-

тов [75]. Автор разработал алтернативный к Particle Flow метод измерения энергии  $\tau$ -струй, используя трекерную и калориметрическую информацию. Этот метод (TCTau) успешно тестировался на первых данных с LHC при энергии 7 ТэВ [81].

Автор был первым координатором Хиггсовский группы CMS (с 2002 по 2007 годы) и занимался развитием и расширением физической программы CMS по поиску бозонов Хиггса, сформулированной в CMS Letter of Intent [82]. Особое внимание уделялось учету систематики как экспериментальной, так и теоретической на потенциал открытия, полному моделированию детектора и реконструкции физических объектов. Автор проводил моделирование сигнала и фона, разрабатывал методы измерения фона из данных, оценивал эффект систематических ошибок для распадов  $\phi \to \tau \tau$  (совместно с L. Wendland и S. Gennai) и  $H^{\pm} \to \tau^{\pm} \nu$  (совместно с М. Hashemi). В случае открытия суперсимметричного тяжелого бозона Хиггса в моде  $\phi \to \tau \tau$  автором, вместе с R. Kinnunen, S. Lehti, F. Moortgat и M. Spira предлагалось использовать измеренное сечение (и измеренную ширину в случае распада  $\phi \to \mu \mu$ ) для извлечения базового параметра MSSM,  $\tan\beta$  [83]. Совместно с Е. Боосом и А. Djouadi, автор исследовал возможность обнаружения и разделения MSSM нейтральных бозонов Хиггса в так называемом intense-couping режиме когда массы всех трех бозонов близки [84]. В работах [77, 85] при лидирующем участии автора впервые обсуждалась экспериментальная возможность регистрации распадов  $h \to \text{invisible}$  и  $h \to aa \to \tau \tau \tau \tau$  на детекторе CMS. Программа CMS по поиску бозонов Хиггса была опубликована в работах [45, 46], где автор был однм из редакторов. Потенциал открытия Хиггсовских бозонов в рамках MSSM в зависимости от MSSM параметров и с учетом state-of-the-art теоретических предсказаний был затем просчитан в работах [86, 87], где участвовал автор.

Основываясь на теоретических работах Р. Невзорова, М. Muhlleitner, S. Kind и К. Walz [88–90], автор, как координатор CMS Higgs-Exotica группы (с 2013 по 2015) инициировал программу поиска распадов  $h \to \phi_1 \phi_1$  в рамках NMSSM (и 2HDM+S) модели. Он провел моделирование, показавшее, что распады с  $4\tau$ ,  $2\mu 2\tau$ , 4b в конечном состоянии могут быть зарегистририваны с высокой эффективностью на детекторе CMS, и организовал затем работы по поиску этих распадов, в которых участвовали группы DESY (A. Raspereza), RAL (C. Shepherd-Themistocleous) и UCL (A. Jafari). В поиск были потом включены  $2\mu 2\tau$  и  $2\tau 2b$  конечные состояня.

Основываясь на своей ранней работе (совместно с D. Dominici, G. Dewhirst, S. Gennai и L. Fano) по поиску радиона с массой  $\simeq 300$  ГэВ в распаде  $\Phi \rightarrow hh$  [46] автор организовал в группе CMS Higgs-Exotics поиск тяжелого нейтрального бозона Хиггса в MSSM (или 2HDM) модели в  $2\gamma 2b$ ,  $2\tau 2b$  и 4b конечных состояниях. Автор, вместе с группой Imperial College (London), проводил поиск в  $2\tau 2b$  конечном состоянии.

Автор был в числе тех, кто поддерживал идею, что перед тем как искать Новую Физику на LHC, надо измерить топологически похожий процесс в Стандартной Модели (benchmark процесс). Это даёт уверенность в понимании детекторных эффектов и систематики. Так, автор вместе с группой Imperial College, London измерил сечение процесса  $pp \rightarrow Z+b$  [91], как benchmark для поиска SUSY Хиггсовского бозона в процессе  $pp \rightarrow \phi+b$ . Автор вместе с О. Кодоловой (НИЯФ МГУ) и В. Гавриловым (ИТЭФ) измерил электрослабое рождение Z-бозона, как benchmark для процесса  $WW, ZZ \rightarrow h, h \rightarrow invisible$  [92].

#### Глава 2

# Феноменология изучаемых процессов

## 2.1 Рождение бозонов Хиггса в протон-протонных взаимодействиях и распады $\phi o au au$ и ${ m H}^\pm o au^\pm u$ в MSSM

Модель суперсимметрии (SUSY) постулирует симметрию между бозонами и фермионами [93, 94]. Минимальное суперсимметричное расширение Стандартной Модели (MSSM) [95–97] требует введения двух Хиггсовских дублетов, дающих массы Up и Down типам кварков [98–105]. Это приводит к существованию пяти Хиггсовских частиц: двух CP-четных (h, H), одного CP-нечетного (A) и двух заряженных (H<sup>±</sup>) состояний [18, 106].

Хиггсовский сектор зависит на древесном уровне только от двух параметров MSSM: массы псевдоскалярного бозона  $m_{\rm A}$  и отношения вакуумных ожидаемых значений нейтральных компонент двух Хиггсовских дублетов  $\tan\beta = v_2/v_1$ . При этом  $v_1^2 + v_2^2 = v^2 = (246 \ \Gamma \Rightarrow B)^2$ . Уравнения 2.1 и 2.2 показывают зависимость масс  $m_{\rm h}$ ,  $m_{\rm H}$  и  $m_{\rm H}\pm$  от  $m_{\rm A}$  и  $\tan\beta$  на древесном уровне.

$$m_{\rm H,h}^2 = \frac{1}{2} \left[ (m_{\rm A}^2 + m_Z^2) \pm \sqrt{(m_{\rm A}^2 + m_Z^2)^2 - 4m_Z^2 m_{\rm A}^2 \cos^2 2\beta} \right]$$
(2.1)

$$m_{\rm H^{\pm}}^2 = m_W^2 + m_{\rm A}^2 \tag{2.2}$$

Масса h-бозона ("little" h) на древесном уровне не может превышать массу Z-бозона:  $m_{\rm h} \leq M_Z |\cos 2\beta|$ . При больших значениях  $m_{\rm A}$  массы A-бозона и H-бозона ("capital" H) становятся примерно равными.

Константы связи Хиггсовских бозонов с фермионами и векторными бозонами на древесном уровне в MSSM, нормированные на соответствующие константы связи *h*-бозона в Стандартной Модели, показаны в Таблице 2.1.

Угол  $\alpha$ является углом смешивания между двумя скалярными бозонами h и H и выражается как:

$$\cos 2\alpha = -\cos 2\beta [(m_{\rm A}^2 - m_Z^2)/(m_{\rm H}^2 - m_{\rm h}^2)]$$
(2.3)

$\phi$	$g_{\phi ar{u} u}$	$g_{\phi ar{d} d}$	$g_{\phi VV}$	$g_{\phi AZ}$	$g_{\phi \mathrm{H}} \pm_{W^{\mp}}$
$h_{SM}$	1	1	1	0	0
h	$\cos \alpha / \sin \beta$	$-{ m sin}lpha/{ m cos}eta$	$\sin(\beta - \alpha)$	$\cos(\beta - \alpha)$	$\mp \cos(\beta - \alpha)$
Н	$\sin \alpha / \sin \beta$	$\cos lpha / \cos eta$	$\cos(\beta - \alpha)$	$-\sin(\beta - \alpha)$	$\pm \sin(\beta - \alpha)$
Α	$\cot eta$	an eta	0	0	1

Таблица 2.1: Константы связи Хиггсовских бозонов с фермионами и векторными бозонами на древесном уровне в MSSM, нормированные на соответствующие константы связи *h*-бозона в Стандартной Модели.

Однако радиационные поправки могут значительно изменить массы и константы связи Хиггсовских бозонов [107–112]. Они вводят зависимость Хиггсовского сектора в MSSM от других параметров SUSY, а именно от  $M_{\rm SUSY}$  ( $M_{\rm SUSY} = \sqrt{m_{\tilde{t}_1} m_{\tilde{t}_2}}$ ), Хиггсино массового параметра  $\mu$ , "wino" массового параметра  $M_2$ , the third-generation trilinear couplings  $A_t$ ,  $A_b$  и  $A_{\tau}$ , массы глюино  $m_{\tilde{g}}$  и the third-generation slepton массового параметра  $M_{\tilde{\ell}_3}$ . Различные, так называемые "benchmark" сценарии, предложенные для интерпретации результатов по поиску дополнительных бозонов Хиггса в MSSM [36, 113–115] отличаются значениями этих параметров, которые фиксированны в каждом сценарии. Свободными параметрами при этом остаются  $m_A$  и tan $\beta$ , которые определяют Хиггсовский сектор на древесном уровне.

Рисунок 2.1 показывает зависимость масс  $m_{\rm h}$ ,  $m_{\rm H}$  и  $m_{\rm H^{\pm}}$  от  $m_{\rm A}$  при двух значениях  $\tan \beta$  6 и 40 в сценарии  $M_{\rm h}^{125}$  [115]. В этом сценарии максимально возможное значение массы h-бозона равно массе бозона Хиггса, открытого на LHC.



Рис. 2.1: Зависимость масс  $m_{\rm h}$ ,  $m_{\rm H}$  и  $m_{\rm H^{\pm}}$  от  $m_{\rm A}$  при двух значениях  $\tan \beta$  6 и 40 в сценарии  $M_{\rm h}^{125}$  [115]. Рисунок любезно предоставил Sven Heinemeyer.

Доминирующим процессом рождения нейтральных бозонов Хиггса в MSSM при небольших значениях  $\tan \beta$  является  $gg \rightarrow \phi$  [116]. При больших значениях  $\tan \beta$  доминирующим процессом становится  $pp \rightarrow b\bar{b}\phi$ , поскольку  $b\bar{b}\phi$  константа связи пропорциональна  $\tan \beta$ . Рисунок 2.2 показывает диаграммы процессов  $gg \rightarrow \phi$  (слева),  $pp \rightarrow b\bar{b}\phi$  в four-flavor scheme (4FS) [117, 118] (центр) и  $pp \rightarrow b\bar{b}\phi$  в five-flavour scheme (5FS) [119] (справа).



Рис. 2.2: Диаграммы процессов  $gg \to \phi$  (слева),  $pp \to b\bar{b}\phi$  в four-flavor scheme (4FS) [117, 118] (центр) и  $pp \to b\bar{b}\phi$  в five-flavour scheme (5FS) [119] (справа)

В случае рождения суперсимметричного бозона Хиггса в процессе  $gg \to \phi$  эффективнось его регистрации модельно зависима. Это связано с тем, что поперечный импульс бозона при рождении зависит от соотношения t и b-кварков в кварковой петле [120–122]. Это, в свою очередь, зависит от параметров модели, в частности от tan $\beta$ . Однако, поскольку пороги на поперечные импульсы конечных состояний в  $\phi \to \tau \tau$  анализе не высоки ( $\simeq 20$  ГэВ), модельная зависимость эффективности отборов присутствует только для малых масс  $m_{\phi} \leq 120$  ГэВ (смотри Главу 5).

Сечения процесса  $pp \rightarrow b\bar{b}\phi$  были посчитаны на next-to-leading order (NLO) в 4FS [117, 118, 123] и на next-to-next-to-leading order (NNLO) в 5FS [124]. В анализе использовалась комбинация этих сечений в так называемой Santander matching схеме [125]. В настоящее время развит теоретический подход, который учитывает обе four-flavour и five-flavour схемы [126–129]. Он будет использован при анализе полного объема данных, набранных на LHC до 2018 года.

Рисунок 2.3 показывает сечения процессов  $gg \to \phi$  и  $pp \to b\bar{b}\phi$  при энергии LHC 8 ТэВ в зависимости от  $m_{\rm A}$  при значениях  $\tan \beta = 5$  (слева) и  $\tan \beta = 30$  (справа) в сценарии  $m_{\rm h,mod}^-$  [36].

Рисунок 2.3 показывает branching fractions распадов А-бозона в  $b\bar{b}$ ,  $t\bar{t}$ ,  $\tau\tau$  и  $\mu\mu$  конечные состояния в зависимости от  $m_{\rm A}$  при значениях  $\tan\beta = 5$  (слева) и  $\tan\beta = 30$  (справа) в сценарии  $m_{\rm h,mod}^-$  [36].

В диссертации представлен поиск  $\tau\tau$  моды распада. Как показали исследования, эта мода распада является наилучшей по сравнению с  $b\bar{b}$  и  $\mu\mu$  модами для поисков дополнительных бозонов Хиггса в MSSM при больших значениях  $\tan\beta$  и для всех масс. В  $b\bar{b}$  моде фон слишком велик, а в  $\mu\mu$  моде вероятность распада  $A \to \mu\mu$  слишком мала.

На Рисунке 2.5 показаны диаграммы процессов рождения заряженного бозона Хиггса на LHC [116, 130]. Процесс рождения легкого заряженного бозона с  $m_{\rm H^\pm} < m_{\rm t} - m_{\rm b}$  при двойном резонансном рождении top-кварков и последующем распаде  $t \to {\rm H^\pm b}$  показан на левой части Рисунка 2.5. Диаграмма в центре Рисунка 2.5 показывает рождение тяжелого заряженного бозона Хиггса с  $m_{\rm H^\pm} > m_{\rm t}$ . При массах заряженного бозона, близких к массе top-кварка ( $m_{\rm H^\pm} \sim m_{\rm t}$ ), обе диаграммы, а также



Рис. 2.3: Сечения процессов  $gg \to \phi$  и  $pp \to b\bar{b}\phi$  при энергии LHC 8 ТэВ в зависимости от  $m_A$  при значениях  $\tan \beta = 5$  (слева) и  $\tan \beta = 30$  (справа) в сценарии  $m_{h \mod}^-$  [36]. Рисунок взят из работы [24].



Рис. 2.4: Branching fractions распадов А-бозона в  $b\bar{b}$ ,  $t\bar{t}$ ,  $\tau\tau$  и  $\mu\mu$  конечные состояния в зависимости от  $m_{\rm A}$  при значениях  $\tan\beta = 5$  (слева) и  $\tan\beta = 30$  (справа) в сценарии  $m_{\rm h,mod}^-$  [36]. Рисунок взят из [24].

нерезонансное рождение top-кварка, показанное справа на Рисунке 2.5 должны быть учтены.



Puc. 2.5: Leading order диаграммы процессов рождения заряженного бозона Хиггса на LHC.

Константа связи заряженного бозона Хиггса с фермионами в MSSM представлена формулой 2.4 [18] (для случая top и bottom кварков):

$$g_{\mathrm{H}^+\bar{t}b} \propto m_b \tan\beta(1+\gamma_5) + m_t \cot\beta(1-\gamma_5) \tag{2.4}$$

Рисунок 2.6 показывает branching fraction распада  $t \to \mathrm{H}^{\pm}b$  в зависимости от  $\tan \beta$  при различных значениях  $m_{\mathrm{H}^{\pm}}$  в сценарии  $M_{\mathrm{h}}^{125}$  [115].



Рис. 2.6: Branching fraction распада  $t \to \mathrm{H}^{\pm} b$  в зависимости от  $\tan \beta$  при различных значениях  $m_{\mathrm{H}^{\pm}}$  в сценарии  $M_{\mathrm{h}}^{125}$  [115]. Рисунок любезно предоставил Sven Heinemeyer.

Сечение рождения тяжелого заряженного бозона Хиггса  $(m_{\rm H^{\pm}} > m_{\rm t})$  было посчитано на next-to-leading order в работе [131]. Рисунок 2.7 показывает сечение рождения в зависимости от tan  $\beta$  для  $m_{\rm H^{\pm}} = 200$  ГэВ. Из Рисунков 2.6 и 2.7 видно, что зависимость от tan  $\beta$  как branching fraction распада  $t \to {\rm H^{\pm}}b$ , так и сечения рождения для  $m_{\rm H^{\pm}} > m_{\rm t}$ , отражает структуру константы связи заряженного бозона Хиггса, представленную в формуле 2.4.



Рис. 2.7: Сечение рождения заряженного бозона Хиггса в зависимости от  $\tan \beta$  для  $m_{\mathrm{H}^{\pm}} = 200$  ГэВ. Рисунок из работ [24, 131]

В области  $m_{\rm H^{\pm}} \sim m_{\rm t}$  сечение рождения заряженного бозона Хиггса было посчитано на next-to-leading order в работе [132]. Рисунок 2.8 показывает сечение в интервале масс в переходной области 145-200 ГэВ при различных значениях tan  $\beta$ .

На Рисунке 2.9 показаны branching fractions различных мод распада H<sup>±</sup> в зависимости от  $m_{\mathrm{H}^{\pm}}$  в сценарии  $m_{\mathrm{h,mod}}^{-}$  [36]. В диссертации представлен поиск моды распада  $\tau \nu$ , которая является доминирующей для  $m_{\mathrm{H}^{\pm}} < m_{\mathrm{t}}$ . При  $m_{\mathrm{H}^{\pm}} > m_{\mathrm{t}}$  доминирующей модой является H<sup>±</sup>  $\rightarrow tb$ , однако фон при поиске этой моды распада гораздо больше.

## 2.2 Распады при малых $an\!eta$ в MSSM: $\mathrm{H} o hh$ и $\mathrm{A} o Zh$

В MSSM benchmark сценариях [36, 113–115], предложенных для интерпретации результатов по поискам дополнительных бозонов Хиггса на LHC, область малых значений tan  $\beta$  была исключена при всех значениях  $m_A$ , поскольку мacca little hбозона в этой области была меньше, чем 125 ГэВ, что не согласовывается с измеренным значением массы h-бозона, открытого на LHC. Во всех этих сценариях величина  $M_{\rm SUSY}$  была фиксирована на значениях 1-2 ТэВ. В работах [37–39, 133] была введена модель hMSSM и было показано, что масса h-бозона при малых значениях tan  $\beta$  может быть 125 ГэВ, если значение  $M_{\rm SUSY}$  взять очень большим. Рисунок 2.10 показывает изомассовые контуры в плоскости  $M_{\rm SUSY}$ -tan  $\beta$  при разных значениях  $m_{\rm h}$  в decoupling режиме ( $m_{\rm A} \gg m_Z$ ) и maximal stop mixing сценарии ( $X_t = A_t - \mu/$  tan  $\beta = \sqrt{6}M_{\rm SUSY}$ ).

В hMSSM свободными параметрами модели являюся и  $m_{\rm h}, m_{\rm A}$  и tan  $\beta$ . При этом используются следующие предположения:

- открытый бозон Хиггса является little h-бозоном;
- радиационные поправки в массовом секторе Хиггсовских бозонов учитывают только лидирующие логарифмичекие члены, возникающие из пе-



Рис. 2.8: Сечение рождения заряженного бозона Хиггса в переходной области  $m_{\rm H^\pm} \sim m_{\rm t}$  при различных значениях  $\tan \beta$ . Рисунок из работы [132].



Рис. 2.9: Branching fractions различных мод распада  $\mathrm{H}^{\pm}$  в зависимости от  $m_{\mathrm{H}^{\pm}}$  в сценарии  $\mathrm{m}_{\mathrm{h,mod}}^-$  [36]. Рисунок взят из работы [24].



Рис. 2.10: Изомассовые контуры в плоскости  $M_{\rm SUSY}$ -tan  $\beta$  для разных значениях  $m_{\rm h}$  в decoupling режиме ( $m_{\rm A} \gg m_Z$ ) и maximal stop mixing сценарии ( $X_t = A_t - \mu/\tan\beta = \sqrt{6}M_{\rm SUSY}$  Рисунок взят из работы [133].

тель, содержащих top и stop кварки. В работе [40] было показано, что это приближение работает при условии  $\mu X_t/M_{SUSY}^2 \leq 1$ ;

• все SUSY частицы достаточно тяжелые так, что они не влияют на константы связи Хиггсовских бозонов с фермионами и распады Хиггсовских бозонов. Так называемыми  $\Delta_b$  поправками [111, 134–136] к  $b\bar{b}\phi$  константе связи можно пренебречь при малых значениях tan  $\beta$ ;

При таких предположениях значение  $m_{\rm h}$  полностью определяет радиационные поправки на значения  $m_{\rm H}$  и угла смешивания  $\alpha$ . При этом масса заряженного Хиггсовского бозона может быть с хорошей точностью аппроксимирована формулой 2.2 на древесном уровне.

Модель hMSSM стимулировала поиски дополнительных, тяжелых бозонов Хиггса в процессах  $pp \rightarrow H$ ,  $H \rightarrow hh$  и  $pp \rightarrow A$ ,  $A \rightarrow Zh$ , которые имеют большое сечение при малых значениях  $\tan \beta$ . Рисунок 2.11 из работы [133] показывает branching fraction распадов  $H \rightarrow hh$  и  $A \rightarrow Zh$  в hMSSM. Значения branching fractions были посчитаны затем более точно, с учетом электрослабых поправок в работах [137, 138], и эти расчеты использовались при интерпетации результатов по поискам этих распадов.



Рис. 2.11: Branching fractions различных мод распада А-бозона (слева) и Н-бозона (справа) в hMSSM в зависимости от  $m_{\rm A}$  и  $m_{\rm H}$  при значении  $\tan \beta = 2.5$ . Рисунок взят из работы [133].

#### 2.3 2HDM и процесс $pp ightarrow bar{b}{ m A}, \; { m A} ightarrow \mu \mu, \; au au$

Хиггсовский сектор Двух Дублетной Хиггсовской Модели (2HDM) [20, 139–141] такой же, как в MSSM: два CP-четных бозона (h, H), один CP-нечетный бозон (A) и два заряженных бозона (H<sup>±</sup>). В отличие от MSSM все массы Хиггсовских бозонов являются свободными параметрами модели. В наиболее общем, калибровочно инвариантном виде скалярный потенциал имеет вид:

$$V = m_{11}^2 \Phi_1^+ \Phi_1 + m_{22}^2 \Phi_2^+ \Phi_2 - [m_{12}^2 \Phi_1^+ \Phi_2 + \text{h.c.}] + \frac{1}{2} \lambda_1 (\Phi_1^+ \Phi_1)^2 + \frac{1}{2} \lambda_2 (\Phi_2^+ \Phi_2)^2 + \lambda_3 (\Phi_1^+ \Phi_1) (\Phi_2^+ \Phi_2) + \lambda_4 (\Phi_1^+ \Phi_2) (\Phi_2^+ \Phi_1) + \{\frac{1}{2} \lambda_5 (\Phi_1^+ \Phi_2)^2 + [\lambda_6 (\Phi_1^+ \Phi_1) + \lambda_7 (\Phi_2^+ \Phi_2)] (\Phi_1^+ \Phi_2) + \text{h.c}\},$$
(2.5)

где  $\Phi_1$  и  $\Phi_2$  – комплексные, SU(2)<sub>L</sub>-дублетные скалярные поля. Для того что бы устранить на древесном уровне Flavour Changing Neutral Currents (FCNCs) с участием Хиггсовских бозонов, вводится softly-broken, дискретная  $Z_2$  симметрия  $\Phi_1 \rightarrow \Phi_2$  $+\Phi_1$ и $\Phi_2 \to -\Phi_2$ в квадратичных членах Формулы 2.5, что требует, чтобы $\lambda_6 =$  $\lambda_7 = 0$ . В тоже время допускается  $m_{12}^2 \neq 0$ . Предполагается, что фазы скалярных полей могут быть выбраны так, что параметры  $m_{12}$  и  $\lambda_5$  становятся реальными числами, и таким образом, скалярный потенциал становится СР-инвариантным. Свободными параметрами модели в "Z2-базисе" являются помимо масс бозонов Хиггса также угол  $\alpha$  и tan  $\beta$ , описанные в Главе 2.1. Для того чтобы устранить на древесном уровне FCNCs с участием бозонов Хиггса, Z<sub>2</sub> дискретная симметрия должна быть потребована также в Лагранжиане взаимодействия Хигсовских полей с фермионами. Существует четыре возможных выбора трансформационных свойств фермионов по отношению к Z<sub>2</sub>. Это определяет четыре типа 2HDM: Туре I, Type II, Type X (lepton specific) и Type Y (flipped). Константы связи Хиггсовских бозонов с фермионами и векторными бозонами в 2HDM Type I и Type II, нормированные на соответствующие константы связи *h*-бозона в Стандартной Модели, показаны в Таблице 2.2.

Таблица 2.2: Константы связи Хиггсовских бозонов с фермионами и векторными бозонами в 2HDM Туре I и Туре II, нормированные на соответствующие константы связи *h*-бозона в Стандартной Модели.

	Туре І и ІІ Т		ype I	Type II	
Higgs	VV	ир кварки	down кварки	ир кварки	down кварки
			и лептоны		и лептоны
h	$\sin(\beta - \alpha)$	$\cos lpha / \sin eta$	$\cos lpha / \sin eta$	$\cos lpha / \sin eta$	$-{ m sin}lpha/{ m cos}eta$
Η	$\cos(\beta - \alpha)$	$\sin lpha / \sin eta$	${ m sin}lpha/{ m sin}eta$	$\sin lpha / \sin eta$	$\cos lpha / \cos \!eta$
А	0	$\mathrm{cot}eta$	$-\mathrm{cot}eta$	${ m cot}eta$	aneta

Измеренные свойства бозона Хиггса h с массой 125 ГэВ близки к предсказаниям Стандартной Модели и могут быть воспроизведены в 2HDM. При этом роль h-бозона может играть как little h-бозон (сценарий  $h_{125}$ ), так и саріtal H-бозон (сценарий  $H_{125}$ ). В первом случае  $\cos(\beta - \alpha) \simeq 0$ , во втором случае  $\cos(\beta - \alpha) \simeq 1$ . В сценарии  $h_{125} \cos(\beta - \alpha)$  может быть записан в так называемом Higgs-basis представлении скалярного потенциала 2HDM [140, 142]:

$$\cos(\beta - \alpha) = \frac{-Z_6 v^2}{\sqrt{(m_{\rm H}^2 - m_{\rm h}^2)(m_{\rm H}^2 - Z_1 v^2)}},$$
(2.6)

где  $Z_1$  и  $Z_6$  – свободные параметры скалярного потенциала в Higgs-basis представлении. Видно, что  $\cos(\beta - \alpha) \simeq 0$  (так называемый alignment limit) может быть достигнут, когда  $Z_6 \to 0$  или  $m_{\rm H} >> v$  (так называемый decouplig limit). В работе [41] было показано, что существует еще один, так называемый Wrong Sign Yukawa Coupling (WS) сценарий, когда свойства *h*-бозона могут быть воспроизведены в 2HDM Туре II в пределах 10 % согласия с предсказаниями Стандартной Модели. Рисунок 2.12 показывает области в плоскости  $\cos(\beta - \alpha) - \tan\beta$  в Туре II 2HDM, где сечения процессов  $gg \to h \to ZZ$ ,  $gg \to h \to \gamma\gamma$  и  $gg \to h \to b\bar{b}$  совместимы с предсказаниями Стандартной Модели в пределах 20% в aligment сценарии  $m_{\rm h} \simeq 125$  ГэВ (синие точки) и во Wrong Sign Yukawa Coupling сценарии в пределах 20% (зелёные точки) и 10% (желтые точки). Во Wrong Sign Yukawa Coupling сценария рии константа взаимодействия h-бозона с down-кварками  $C_D = -\sin\alpha/\cos\beta$  меняет знак. При этом  $\cos(\beta + \alpha) \simeq 0$ .



Рис. 2.12: Области в плоскости  $\cos(\beta - \alpha) - \tan\beta$  в Туре II 2HDM, где сечения процессов  $gg \to h \to ZZ$ ,  $gg \to h \to \gamma\gamma$  и  $gg \to h \to b\bar{b}$  совместимы с предсказаниями Стандартной Модели в пределах 20% в aligment сценарии  $m_{\rm h} \simeq 125$  ГэВ (синие точки) и во Wrong Sign Yukawa Coupling сценарии в пределах 20% (зелёные точки) и 10% (желтые точки). Рисунок любезно предоставил Pedro Ferreira.

В работе [42] было показано, что во WS сценарии сечение процесса  $pp \rightarrow bbA$ ,  $A \rightarrow \tau \tau$  при  $m_A < m_h/2$  может быть очень большим. Было произведено сканирование параметров 2HDM Туре II и отобраны параметры при которых воспроизводятся измерения *h*-бозона при энергии LHC 8 ТэВ [143]. При этом накладывались ограничения:  $m_A < m_h/2$  и  $BR(h \rightarrow AA) < 0.3$ . Рисунок 2.13 показывает отобранные точки в двумерной области параметров  $\sin\alpha$ -tan  $\beta$ , которые образуют две группы. Светло-синим цветом показаны точки в alignment сценарии, желтым цветом показаны точки во WS сценарии. Видно, что во WS сценарии значения tan  $\beta$  высоки, что приводит к большим сечениям рождения A-бозона в ассоциации с b-кварками, поскольку  $Ab\bar{b}$  константа пропорциональна tan  $\beta$  (смотри Таблицу 2.2).

Рисунок 2.14 показывает сечение процесса  $pp \rightarrow b\bar{b}A$ ,  $A \rightarrow \tau\tau$  в 2HDM Туре II для отобранных точек в зависимости от  $m_A$ . Видно, что сечения во WS сценарии намного больше, чем в alignment сценарии.

Работа [42] явилась мотивацией для проведения поисков процесса  $pp \rightarrow bbA, A \rightarrow bbA$ 



Рис. 2.13: Результаты сканирования параметров 2HDM Туре II, при которых воспроизводятся измерения h-бозона при энергии LHC 8 ТэВ [143]. Показаны отобранные точки в двумерной области параметров  $\sin\alpha$ -tan  $\beta$ . Светло-синим цветом показаны точки в alignment сценарии, желтым цветом показаны точки во WS сценарии. Рисунок взят из работы [42].



Рис. 2.14: Сечение процесса  $pp \to b\bar{b}A$ ,  $A \to \tau\tau$  в 2HDM Туре II в зависимости от  $m_A$  для отобранных при сканировании точек при которых воспроизводятся измерения h-бозона при энергии LHC 8 ТэВ [143]. Светло-синим цветом показаны точки в alignment сценарии, желтым цветом показаны точки во WS сценарии. Рисунок взят из работы [42].

 $\mu\mu$ ,  $\tau\tau$  для легкого псевдоскалярного бозона A с массой  $m_{\rm A} < m_h/2$ .

#### 2.4 Распад $h ightarrow \phi_1 \phi_1$

Распад  $h \to \phi_1 \phi_1$ , где  $\phi_1$  обозначает легкий псевдоскалярный или скалярный бозон Хиггса может иметь место, например, в моделях 2HDM или NMSSM если  $m_{\phi_1} < m_h/2$ .

Хиггсовский сектор NMSSM состоит из двух комплексных дублетов (как в MSSM) и дополнительно вводится комплексный синглет  $\hat{S}$  [19]. Суперпотенциал Хиггсовского сектора NMSSM имеет вид:

$$W_{\text{Higgs}} = \lambda \hat{S} \hat{H}_u \hat{H}_d + \frac{k}{3} \hat{S}^3 \tag{2.7}$$

Первый член заменяет  $\mu$ -челн ( $\mu \hat{H}_u \hat{H}_d$ ) Хиггсовского суперпотенциала MSSM. При этом  $\mu = \lambda s$ , где *s* является вакуумным ожидаемым значением реальной компоненты суперполя  $\hat{S}$ . Таким образом решается так называемая  $\mu$ -проблема MSSM [144].

Другим теоретическим преимуществом NMSSM по сравнению с MSSM является уменьшение радиационных поправок к массе легкого Хиггсовского бозона. Верхние пределы на массу в MSSM и NMSSM имеют вид [89]:

$$m_{\rm h}^2|_{\rm MSSM} \approx m_Z^2 \cos^2 2\beta + \Delta m_{\rm h}^2 \tag{2.8}$$

$$m_{\rm h}^2|_{\rm NMSSM} \approx m_Z^2 \cos^2 2\beta + \frac{\lambda^2 v^2}{2} \sin^2 2\beta + \Delta m_{\rm h}^2,$$
 (2.9)

где v=246 ГэВ.

Хиггсовский сектор NMSSM состоит из трёх СР-четных бозонов  $(h_1, h_2, h_3)$ , двух СР-нечетных бозонов  $(a_1, a_2)$  и двух заряженных бозонов  $(h^{\pm})$ . При этом топология распадов Хиггсовских бозонов очень богатая. В работах [25, 90, 145] была сделана попытка систематизировать процессы рождения и распады в Хиггсовском секторе NMSSM и отобрать наиболее перспективные для регистрации на LHC процессы в так называемых benchmark сценариях. Перспективы регистрации легкого скалярного бозона были рассмотрены, например, в работах [146, 147].

Поиски распадов  $h \to \phi_1 \phi_1$  (и в частности, распада в  $4\tau$  в конечном состоянии, представленного в диссертации) были мотивированы работами [89, 90]. Наиболее перспективные для регистрации конечные состояния зависят он массы  $\phi_1$ -бозона. Рисунок 2.15 из работы [148] показывает branching fractions различных мод распада псевдоскалярного бозона  $a_1$  в NMSSM в зависимости от массы.

Поиск распада  $h \to \phi_1 \phi_1 \to 4\tau$  проводился для интервала масс  $2m_\tau < m_{\phi_1} < 2m_{\rm b}$ .



Рис. 2.15: Branching fractions различных мод распада псевдоскалярного бозона  $a_1$  в NMSSM в зависимости от массы. Рисунок взят из работы [148].

#### 2.5 Распад $h \rightarrow invisible$

Астрофизические наблюдения указывают на существование составляющей материи, отличной от обычной барионной материи. Недавние измерения PLANK эксперимента [149] показывают, что cosmological relic abundance этой составляющей материи (Dark Matter) равна:

$$\Omega_{\rm DM} h^2 = 0.1188 \pm 0.0010, \tag{2.10}$$

где hявляется постоянной Хаббла. Это соответствует примерно 25 %всей материи во Вселенной.

Считается, что Dark Matter (DM) компонента может быть представлена частицей, которая стабильна, имеет очень слабое взаимодействие с частицами Стандартной Модели и является нерелятивистской. Многие модели Новой Физики предлагают новую, слабо взаимодействующую, массивную частицу (WIMP). Совокупность таких частиц и может составлять Dark Matter. Наиболее простой реализацией этой концепции является так называемая Higgs-portal Dark Matter модель, в одном из вариантов которой предлагается добавить к Стандартной Модели одну частицу со спином 0,  $\frac{1}{2}$  или 1, которая взаимодействует с частицами Стандартной Модели только через бозон Хиггса [43, 44, 150, 151]. Если масса такой частицы X меньше чем половина массы бозона Хиггса, открытого на LHC ( $m_X < m_2/2$ ),то возможен распад  $h \to XX$ . Ширина такого распада в Higgs-portal Dark Matter модели имеет следующий вид в зависимости от того, является ли X скаляром (S), вектором (V) или фермионом (f):

$$\Gamma_{\rm inv}(h \to SS) = \frac{\lambda_{hSS}^2 v^2 \beta_S}{64\pi m_h},\tag{2.11}$$

$$\Gamma_{\rm inv}(h \to VV) = \frac{\lambda_{hVV}^2 v^2 m_h^3 \beta_V}{256\pi m_V^4} (1 - 4\frac{m_V^2}{m_h^2} + 12\frac{m_V^4}{m_h^4}), \qquad (2.12)$$

$$\Gamma_{\rm inv}(h \to ff) = \frac{\lambda_{hff}^2 v^2 m_h \beta_f^3}{32\pi\Lambda^2},\tag{2.13}$$

где  $\beta_X = \sqrt{1 - 4m_X^2/m_h^2}$  и  $\Lambda$  является масшабом Новой Физики (в случае частицы X со спином  $\frac{1}{2}$  теория не перенормируема).

С другой стороны, спиново-независимое (SI) сечение взаимодействия частицы X с нуклоном (протоном или нейтроном) может быть в Higgs-portal Dark Matter модели записано как:

$$\sigma_{SN}^{SI} = \frac{\lambda_{hSS}^2}{16\pi m_h^4} \frac{m_N^4 f_N^2}{(m_S + m_N)^2},\tag{2.14}$$

$$\sigma_{VN}^{SI} = \frac{\lambda_{hVV}^2}{16\pi m_h^4} \frac{m_N^4 f_N^2}{(m_V + m_N)^2},$$
(2.15)

$$\sigma_{fN}^{SI} = \frac{\lambda_{hVV}^2}{4\pi\Lambda^2 m_h^4} \frac{m_N^4 m_f^2 f_N^2}{(m_f + m_N)^2},\tag{2.16}$$

где  $m_N$  масса нуклона и  $f_N$  нуклонный параметр ( $f_N \simeq 0.32$  [152, 153]).

Формулы 2.11, 2.12, 2.13 и 2.14, 2.15, 2.16 позволяют связать результаты поисков WIMPs в астрофизических экспериментах и результаты поисков распада  $h \to XX$  на LHC.

Распады *h*-бозона на SUSY частицы возможен, причем ограничение  $m_{\chi_1^{\pm}} > 104$  ГэВ из LEP2 экспериментов не позволяет никаких других распадов кроме  $h \to \chi_1^0 \chi_1^0$ . Это верно, если не использовать универсальность gaugino масс на GUT масштабе, которая приводит к соотношению  $M_1 \sim \frac{1}{2}M_2$  при низких энергиях ( $M_1$  и  $M_2$  соответственно bino и wino массовые параметры). При этом, если  $M_1 \ll M_2$ , то константа связи  $h\phi_1^0\chi_1^0$  подавлена, что приводит к небольшим branching fraction распада  $h \to \chi_1^0\chi_1^0$ , но, тем не менее, branching fraction может достигать порядка 10 %. На Рисунке 2.16 показано значение  $\log_{10}\Omega_{\chi}h^2$  (нейтралино relic плотность) из результатов сканирования параметров феноменологической MSSM (pMSSM) [154, 155] как функция branching fraction BR( $h \to \chi_1^0\chi_1^0$ ) слева) и массы  $m_{\chi_1^0}$  (справа). Цветные области показывают pMSSM точки, которые совместимы с LEP измерениями и ограничениями на flavour (черные точки), те, у которых BR( $h \to \chi_1^0\chi_1^0$ ) > 15% (зелёные точки), и те, которые совместимы на 90 % уровне достоверности с измерениями *h*-бозона (светло-зелёные точки). Горизонтальные линии ограничивают область  $10^{-4} < \Omega_{\chi}h^2 < 0.155$  из старых WMAP измерений (смотри ссылки в [154]).

Видно, что масса легчайшего нейтралино может быть в интервале  $30 \le m_{\chi_1^0} \le 60$ ГэВ.

В NMSSM также возможны распады  $h \to \chi_1^0 \chi_1^0$ . В работе [145] были предложены сценарии NMSSM, в которых  $m_{\chi_1^0} < m_h/2$ . Эти сценарии совместимы с измерениями



Рис. 2.16: Нейтралино relic плотность  $\log_{10}\Omega_{\chi}h^2$  как функция branching fraction BR $(h \to \chi_1^0 \chi_1^0)$  (слева) и массы  $m_{\chi_1^0}$  (справа). Цветные области показывают pMSSM точки, которые совместимы с LEP измерениями и ограничениями на flavour (черные точки), те, у которых BR $(h \to \chi_1^0 \chi_1^0) > 15\%$  (зелёные точки), и те, которые совместимы на 90 % уровне достоверности с измерениями h-бозона (светло-зелёные точки). Горизонтальные линии ограничивают область  $10^{-4} < \Omega_{\chi}h^2 < 0.155$  из старых WMAP измерений (смотри ссылки в [154]). Рисунок взят из работы [155]

 $\Omega_{\rm DM}h^2$  из PLANK и WMAP экспериментов, прямыми измерениями сечений взаимодействия WIMPs в подземных экспериментах, результатами по поиску SUSY Dark Matter частиц на LEP и LHC. В этих сценариях branching fraction BR $(h \to \chi_1^0 \chi_1^0)$ может достигать 8 % (Ulrich Ellwanger, private communication).

Для наблюдения распада  $h \to invisible$  на LHC предлагалось искать этот процесс, когда бозон Хиггса рождается в ассоциации с Z или W-бозоном [156, 157], в ассоциации с адронной струёй [44] или в процессе  $WW \to h$  или  $ZZ \to h$  [158]. Последний процесс, наиболее эффективный для поиска распада  $h \to invisible$ , представлен в диссертации.

#### Глава З

## Описание детектора CMS

CMS детектор показан на Рис.3.1. Поперечный разрез детектора в плоскости X-Y показан на Рис.3.2.



Рис. 3.1: СМЅ детектор.



Рис. 3.2: Поперечный разрез CMS детектора в плоскости X-Y.

Основная часть детектора CMS, которая определяет всю концепцию геометрии,

это сверхпроводящий соленоид 13 метров в длину и 6 метров в диаметре, который даёт аксиальное магнитное поле 3.8 Тесла. В обьёме, занимаемом магнитным полем внутри соленоида, расположены различные системы регистрации частиц. Траектории заряженных частиц измеряются силиконовыми пиксельным и стриповым детекторами (трекер), покрывающими  $0 \le \phi \le 2\pi$  по азимуту и  $|\eta| < 2.5$ по псевдо-быстроте. Трекерный обьём окружает электромагнитный калориметер (ECAL), сделанный из кристаллов вольфромата свинца. Он состоит из центральной области  $|\eta| < 1.48$  и двух передних областей, достигающих  $|\eta| = 3$ . Свинцовый и силиконово-стриповый детекторы (preshower) расположены перед передними частями электромагнитного калориметра. Медный и сцинтилляционный адронный калориметер окружает ECAL и покрывает область  $|\eta| < 3$ . Стальной передний калориметер с кварцевыми файберами, считываемыми фотоумножителями, расширяет калориметрическую систему до  $|\eta| = 5$ . Мюоны идентифицируются в газовоионизационных детекторах, вставленных в стальное ярмо снаружи магнитного соленоида. Мюонный детектор почти герметичен, что позволяет проводить измерение баланса энергии в плоскости, перпендикулярной направлению пучков.

#### Глава 4

## Поиск распада $H^\pm o au^\pm u_ au$

#### 4.1 Анализ данных при энергии LHC 7 ТэВ

#### 4.1.1 Введение

Основными процессами, дающими вклад в рождение top-кварков на Большом адронном коллайдере (LHC), являются процессы вида р р  $\rightarrow$  t $\bar{t}$  + X, проходящие через глюон-глюонное слияние. Поиски заряженного бозона Хиггса проводились в распадах top-кварк пар t $\bar{t} \rightarrow H^{\pm}W^{\mp}b\bar{b}$  и t $\bar{t} \rightarrow H^{\pm}H^{\mp}b\bar{b}$ , где каждый заряженный бозон Хиггса распадается на  $\tau$  – лептон и нейтрино. Эти два канала распада упоминаются в данной работе как WH и HH, соответственно.

В данной работе рассматриваются три различных конечных состояния с недостающей поперечной энергией и несколькими адронными струями в каждом из них.  $\tau$ -лептон, распадающийся на адроны и нейтрино, обозначается как  $\tau_h$ . Первое конечное состояние включает в себя рождение  $\tau_h$  и струй (обозначено как " $\tau_h$ +струи"), во втором случае  $\tau_h$  рождается в паре с электроном или мюоном (обозначено как  $e\tau_h$  или  $\mu\tau_h$  соответственно), а в третьем происходит рождение электрона и мюона (обозначено как  $e\mu$ ). На Рисунке 4.1 показаны характерные диаграммы для конечных состояний  $\tau_h$ +струи (левый график),  $e(\mu)\tau_h$  (средний график) и  $e\mu$  (правый график). В настоящей работе используются данные, полученные в эксперименте "Компактный мюонный соленоид" (CMS) на период до конца августа 2011 года, при этом среднее число столкновений протонов в сталкивающихся протонных банчах равно 5–6. Проведенный анализ соответствует интегральной светимости, лежащей в диапазоне от 1.99 до 2.27 fb<sup>-1</sup>, в зависимости от конечного состояния.

#### 4.1.2 Реконструкция частиц и моделирование сигнала и фона

Реконструкция мюонов проводится [159] посредством одновременного фитирования треков в кремниевом трековом детекторе и в мюонной системе. Электроны восстанавливаются [160] с помощью информации о кластерах энергии, выделенных в электромагнитном калориметре, согласованной с сигналами из кремниевого трекового детектора. Струи,  $\tau_h$  и потерянная поперечная энергия ( $E_T^{miss}$ ) реконструируются с использованием частиц, измеренных с помощью алгоритма particleflow [161]. Данный алгоритм позволяет реконструировать частицы в каждом событии, используя информацию из трекового детектора, электромагнитного (ECAL) и адронного (HCAL) калориметров, а также мюонной системы. Адронные струи реконструируются с помощью алгоритма anti- $k_T$  jet [162] с угловым размером конуса



Рис. 4.1: Диаграммы трех вариантов конечных состояний  $\tau_h$ +струи (левая), е( $\mu$ ) $\tau_h$  (средняя) и е $\mu$  (правая).

R = 0.5. Значение  $E_{\rm T}^{\rm miss}$  определяется как абсолютная величина векторной суммы поперечных импульсов всех реконструированных объектов из детектора (лептонов, фотонов и адронов).

В алгоритме идентификации b-струй, примененном в данной работе, в качестве наблюдаемой используется величина значимости прицельного параметра второго по значимости трека [163]. Значимость прицельного параметра определяется как отношение измеренного значения прицельного параметра к погрешности измерения. Для восстановления  $\tau$ -лептонов, распадающихся в адронные конечные состояния, используется идентификационный алгоритм hadron-plus-strips (HPS) [164]. Данный алгоритм позволяет анализировать события с одним или тремя заряженными пионами, а также до двух (включительно) нейтральных пионов в конечном состоянии. Отбор кандидатов в  $\tau_{\rm h}$  производится с угловым размером конуса  $\Delta R = \sqrt{\Delta \phi^2 + \Delta \eta^2} = 0, 5$ , ось которого сонаправлена с восстановленным направлением импульса  $\tau_{\rm h}$ . При этом внутри конуса отбора не должно быть заряженных адронов с  $p_{\rm T} > p_{\rm T}^{\rm cut}$  и фотонов с  $E_{\rm T} > E_{\rm T}^{\rm cut}$ , кроме тех, что составляют  $\tau_{\rm h}$ . Типичные значения  $p_{\rm T}^{\rm cut}$  и  $E_{\rm T}^{\rm cut}$  приблизительно равны 1 ГэВ.

Фон от процессов вида tt̄, W+струи, Z+струи моделируется с помощью MADGRAPH 5 [165, 166], связанного с РҮТНІА 6.4.25 [167]. Процессы с двумя бозонами в конечном состоянии, такие как WW, WZ и ZZ, моделируются с помощью пакета РҮТНІА, а моделирование одиночного рождения top-кварка проводилось с помощью пакета РОWНЕG [168]. Сигнальные процессы, tt̄  $\rightarrow$  H<sup>±</sup>bH<sup>∓</sup>b̄ и tt̄  $\rightarrow$  W<sup>±</sup>bH<sup>∓</sup>b̄ моделируются с использованием РҮТНІА. Для моделирования распадов  $\tau$ -летонов используется пакет ТАUOLA [169].

Сгенерированные события проходят полное моделирование отклика детектора, основанное на GEANT4 [170, 171], а затем проходят через эмуляцию триггера и реконструкцию событий CMS. Сигнальные и фоновые события смешиваются с событиями с малым переданным импульсом (minimum-bias) для описания низкоэнергетичных сопутствующих столкновений протонов в сталкивающихся протонных банчах (pileup). Моделируемые события перевзвешиваются в соответствии с измеренным распределением числа первичных вершин в столкновении протонных банчей. Параметры пакета РҮТНІА устанавливаются в соответствии с "Z2" tune, который является модификацией "Z1" tune, описанного в работе [172].

Количество событий tt̄ оценивается исходя из предсказаний Стандартной Модели для сечения рождения tt̄,  $165^{+4}_{-9}$  (scale)  $)^{+7}_{-7}$  (PDG) pb [173–176]. Теоретические предсказания хорошо согласуются со значением сечения, измеренным на LHC [177, 178].

#### 4.1.3 Анализ конечного состояния $\tau_{\rm h}$ +jets

При проведении анализа конечного состояния  $\tau_{\rm h}+$ струи события отбираются с помощью триггера, алгоритм работы которого позволяет отбрать события, удовлетворяющие следующим условиям: значение поперечного импульса  $\tau_{\rm h}$  должно удовлетворять условию  $p_{\rm T} > 35$  ГэВ, а значение недостающей поперечной энергии, получаемое из калориметра, должно быть достаточно большим ( $E_{\rm T}^{\rm miss} > 60$  ГэВ). Отбор  $\tau_{\rm h}$  включает также требование на трек с наибольшим поперечным импульсом  $p_{\rm T}$ :  $p_{\rm T} > 20$  ГэВ. Количество данных, анализируемых для этого канала, соответствует интегральной светимости  $2.27 \pm 0.05$  fb<sup>-1</sup>.

В данном анализе введен следующий критерий отбора событий:  $p_{\rm T}^{\tau_{\rm h}} > 40$  ГэВ в области псевдобыстрот  $|\eta| < 2.1$ . Кроме того, должно быть не менее трех других струй с  $p_{\rm T} > 30$  ГэВ при  $|\eta| < 2.4$ , при этом по крайней мере одна из них, должна идентифицироваться как струя, возникающая при адронизации b-кварка.

Для подавления фона от многоструйных событий используются критерии отбора на значение недостающей поперечной энергии:  $E_{\rm T}^{\rm miss} > 50$  ГэВ, а также на угол между направлениями вектора  $E_{\rm T}^{\rm miss}$  и  $p_{\rm T}$ :  $\Delta \phi(p_{\rm T}^{\tau_{\rm h}}, E_{\rm T}^{\rm miss}) < 160^{\circ}$ .

В данном анализе отбираются  $\tau_h$  с одним заряженным адроном в конечном состоянии, таким, что его поперечный импульс удовлетворяет условию  $p_T^{\text{trk}} > 20$  ГэВ. Во избежание пересечений данных из разных выборок в анализе конечного состояния  $\tau_h$ +струи и других анализах, события, содержащие электрон или мюон с  $p_T^{\ell} > 15$  ГэВ, отбрасываются. Вклад фоновых событий, содержащих распады W  $\rightarrow \tau \nu_{\tau}$ , подавляется наложением условия на  $R_{\tau} = p^{\text{trk}}/p^{\tau_h}$ , с  $R_{\tau} > 0.7$ , что учитывает различную поляризацию  $\tau$ -лептонов, рождающихся в распадах H<sup>±</sup> или W-бозонов [179]. И, хотя ограничение на поперечные импульсы  $\tau_h$  и заряженной частицы влияют на отбор по  $R_{\tau}$ , такой отбор уменьшает величину фона примерно в два раза.

В анализе конечного состояния  $\tau_{\rm h}+$ струи основная часть устранимого фона возникает от многоструйных событий с большими значениями  $E_{\rm T}^{\rm miss}$  и струй, которые имитируют адронные распады  $\tau$ -лептонов или ошибочно идентифицируются как струи от b-кварка.

Другие фоновые процессы включают электрослабые процессы (EWK), такие как W+струи, Z+струи, двухбозонные события (WW, ZZ, WZ), и процессы рождения топ кварков tt и tW в Стандартной Модели. При этом преобладают такие процессы, как W+струи и tt. Возникающий при этом фон можно разделить на две части: первая, называемая "EWK+tt  $\tau$ ", состоит из событий, в которых присутствует хотя бы один  $\tau$ -лептон в конечном состоянии с  $p_{\rm T}^{\tau} > 40$  ГэВ и  $|\eta^{\tau}| < 2.1$ , а вторая, обозначенная как "EWK + tt no- $\tau$ ", включает события без  $\tau$ -лептонов в конечном состоянии вышеупомянутым критериям. Фоновые события "EWK+tt no- $\tau$ " без  $\tau$ -лептонов в конечном состоянии могут пройти отбор из-за ошибочной идентификации струи, электрона или мюона как  $\tau_{\rm h}$ .

Поперечная масса  $m_{\rm T}$ , восстановленная из векторов  $\tau_{\rm h}$  и  $E_{\rm T}^{\rm miss}$ , обеспечивает дополнительное разделение между W и H<sup>±</sup>-распадами. Форма и нормировка  $m_{\rm T}$  распределения фона от многоструйных событий, а также часть фона, называемая "EWK+tt  $\tau$ ", получены из данных.  $m_{\rm T}$  распределение фона от многоструйных событий измеряется с использованием событий, которые проходят отбор, описанный выше, за исключением требований на изолированность  $\tau$ -лептонов и на идентифицированную струю от b-кварка. Небольшой фон, вносимый процессами EWK+tt, оценивался с помощью симуляции и был вычтен. Распределения  $m_{\rm T}$  определяются в бинах по  $p_{\rm T}$  от  $\tau$ -кандидатов (без применения критериев изоляции для  $\tau_h$ ).

Окончательное распределение фона от многоструйных событий  $m_{\rm T}$  после всех этапов отбора получается суммированием распределений  $m_{\rm T}$  для каждого бина  $p_{\rm T}^{\tau}$ , взвешенного с эффективностью прохождения  $\tau$ -кандидатом критерия  $\tau$ -изоляции и критерия отбора по  $R_{\tau}$ . Значение эффективности измеряется по данным с использованием событий, выбранных для измерения распределения  $m_{\rm T}$ , но без применения ограничений на  $E_{\rm T}^{\rm miss}$  и  $\Delta \phi(p_{\rm T}^{\tau_{\rm h}}, E_{\rm T}^{\rm miss})$ . Ожидаемое количество многоструйных событий в данном бине *i* распределения  $m_{\rm T}$  вычисляется как:

$$N_{i}^{\text{multijet}} = N^{\text{multijet}} \sum_{j} p_{i,j}^{\text{multijet}} \varepsilon_{j}^{\tau + R_{\tau}}, \qquad (4.1)$$

где индекс j пробегает по бинам  $p_{\rm T}^{\tau_{\rm h}}$ ;  $\varepsilon_j^{\tau+R_{\tau}}$  – эффективность  $\tau$ -изоляции и отбора по  $R_{\tau}$  в бине j,  $p_{i,j}^{\rm multijet}$  – плотность функции вероятности  $m_{\rm T}$ , полученная из формы  $m_{\rm T}$  – распределения, а  $N^{\rm multijet}$  – это полное число многоструйных событий.

Ожидаемое количество событий и распределение  $m_{\rm T}$  фона "EWK+tt  $\tau$ " получено с использованием контрольной выборки данных, определяемой теми же критериями отбора для струй, что и для конечного состояния " $\tau_{\rm h}$  + струи", но с заменой  $\tau_{\rm h}$  на мюон. Реконструированные мюоны затем заменяются вкладом в события, восстановленные из симуляции распадов  $\tau$ -лептонов. Такой метод не учитывает небольшие вклады от процессов Drell-Yan  $\tau\tau$  и WW  $\rightarrow \tau\tau + E_{\rm T}^{\rm miss}$ , поскольку вето на присутствие второго лептона (e или  $\mu$ ) используется при выборе контрольного образца. Остатки этих фонов, не учитываемые методом "встраивания", были оценены из моделирования. Фон "EWK+tt no- $\tau$ " был также оценен из моделирования.

На Рисунке 4.2 показаны значения для ожидаемого количества событий после каждого шага отбора, начиная с условия наличия как минимум трех струй с высоким значением  $p_{\rm T}$ . Ожидаемое число событий при условии наличия распадов t  $\rightarrow$  H<sup>+</sup>b, H<sup>+</sup>  $\rightarrow \tau^+ \nu_{\tau}$  показано пунктирной линией для значения  $m_{\rm H^+} = 120$  ГэВ и в предположении, что значение branching fraction данного распада  $\mathcal{B}(t \rightarrow \rm H^+b) = 0.05$ . Фон от многоструйных событий и фон от процессов вида "EWK+tt  $\tau$ " измерены по данным. Фон "EWK+tt по- $\tau$ " оценен из моделирования.

Таблица 4.1 показывает ожидаемые количества событий фона и сигналов бозона Хигтса, полученные в процессах НН и WH при значении  $m_{\rm H^+} = 120$  ГэВ, а также количество наблюдаемых событий после всех этапов отбора событий. Числа сигнальных событий WH и HH получены в предположении, что branching fraction  $\mathcal{B}(t \to \rm H^+b) = 0.05$ . Систематические неопределённости, показанные в таблице, будут рассмотрены в Секции 4.1.6.

Распределение по переменной  $m_{\rm T}$  после применения всех критериев отбора событий показано на рис. 4.3.

#### 4.1.4 Анализ конечных состояний е $\tau_{\rm h}$ и $\mu \tau_{\rm h}$

В данном анализе используются те же критерии отбора, что и при измерении сечения парного рождения top-кварков с конечным состоянием, содержащим два  $\tau$ -лептона [180].

В анализе конечного состояния е $\tau_{\rm h}$  события отбираются триггером, задающим следующие ограничения: наличие в конечном состоянии электрона с  $p_{\rm T} > 30$  ГэВ и по крайней мере двух струй, значение поперечного импульса которых  $p_{\rm T} > 25$  ГэВ. Кроме того, задается ограничение на значение абсолютной величины векторной суммы  $p_{\rm T}$  всех струй в событии, называемой  $H_{\rm T}^{\rm miss}$ , и определяемой на уровне триггера. По мере увеличения максимального значения мгновенной светимости изменяются критерии отбора на величину поперечного импульса  $p_{\rm T}$  электронов и на



Рис. 4.2: Ожидаемое количество событий после каждого шага отбора для анализа конечного состояния  $\tau_{\rm h}$  + струи. Ожидаемое количество событий при наличии распадов t  $\rightarrow$  H<sup>+</sup>b, H<sup>+</sup>  $\rightarrow$   $\tau^+\nu_{\tau}$  отображается в виде пунктирной линии для значения  $m_{\rm H^+} = 120$  ГэВ в предположении, что branching fraction  $\mathcal{B}(t \rightarrow \rm H^+b) = 0.05$ . Фон от многоструйных событий и фон "EWK+tt  $\tau$ " измерены из данных. Фон "EWK+tt по- $\tau$ " оценен из моделирования. Внизу показано отношение данных к фону вместе с общей погрешностью.

Таблица 4.1: Ожидаемые количества событий фона и сигналов бозона Хиггса, полученные в процессах НН и WH при значении  $m_{\rm H^+} = 120$  ГэВ, в анализе  $\tau_{\rm h}$  + струи, а также количество наблюдаемых событий после всех этапов отбора событий. Если не указано иное, ожидаемые фоновые события являются результатом моделирования.

Процесс	$N_{\rm ev}^{\tau_{\rm h}+{\rm jets}} \pm { m stat.} \pm { m syst.}$
HH + WH, $m_{\mathrm{H^+}} = 120 \ \Gamma \mathfrak{sB}, \ \mathcal{B}(\mathrm{t} \to \mathrm{H^+b}) = 0.05$	$51 \pm 4 \pm 8$
multijets (from data)	$26 \pm 2 \pm 1$
${ m EWK}{+}{ m tar t}$ $ au$ (from data)	$78 \pm 3 \pm 11$
$\mathrm{EWK}\mathrm{+t\overline{t}}$ no- $ au$	$6.0 \pm 3.0 \pm 1.2$
residual ${ m Z}/\gamma^*  ightarrow  au au$	$7.0 \pm 2.0 \pm 2.1$
residual WW $\rightarrow \tau \nu_{\tau} \tau \nu_{\tau}$	$0.35 \pm 0.23 \pm 0.09$
Суммарный ожидаемый фон	$119 \pm 5 \pm 12$
Данные	130



Рис. 4.3: Поперечная масса  $\tau_{\rm h}$  и  $E_{\rm T}^{\rm miss}$  после всех отборов для  $\tau_{\rm h}$ +струи анализа. Ожидаемое число событий в присутствии t  $\rightarrow$  H<sup>+</sup>b, H<sup>+</sup>  $\rightarrow \tau^+ \nu$  распадов показано пунктирной линией при  $m_{\rm H^+} = 120$  ГэВ и в предположении, что  $\mathcal{B}(t \rightarrow {\rm H^+b}) = 0.05$ . Нижяя панель показывает отношение данных к фону вместе с неопределённостями. Отношение данных к фону не показано для  $m_{\rm T} > 160$  ГэВ, где ожидаемое, полное число фоновых событий равно  $2.5 \pm 0.3$  в то время как в данных наблюдается 5 событий. Статистические и систематические неопределённости добавлены в квадрате.

значение  $H_{\rm T}^{\rm miss}$ : с 17 до 27 ГэВ, и с 15 до 20 ГэВ, соответственно. Объем данных, проанализированных для этого канала, соответствует интегральной светимости  $1.99 \pm 0.05 \,{\rm fb}^{-1}$ .

В анализе конечного состояния  $\mu \tau_{\rm h}$  события отбираются мюонным триггером, пороговое значение которого меняется от 17 до 24 ГэВ в течение периода сбора данных. Количество данных, проанализированных для этого канала, соответствует интегральной светимости  $2.22 \pm 0.05 \, {\rm fb}^{-1}$ .

События отбираются, если присутствует один изолированный электрон (мюон) с большим значением  $p_{\rm T}$ ,  $p_{\rm T} > 35 (30)$  ГэВ и  $|\eta| < 2.5 (2.1)$ . Событие должно иметь один  $\tau_{\rm h}$  с  $p_T > 20$  ГэВ в области псевдобыстрот  $|\eta| < 2.4$ , а также не менее двух струй с  $p_{\rm T} > 35 (30)$  ГэВ с  $|\eta| < 2.4$ , при этом по крайней мере одна струя должна быть идентифицирована как рождающаяся при адронизации b-кварка, а значение недостающей поперечной энергии в конечном состоянии  $e\tau_{\rm h}$  ( $\mu\tau_{\rm h}$ ) должно удовлетворять  $E_{\rm T}^{\rm miss} > 45 (40)$  ГэВ. При этом  $\tau_{\rm h}$  и электрон (мюон) должны иметь противоположные электрические заряды.

Изолированность каждого заряженного лептонного кандидата (е или  $\mu$ ) определяется векторной суммой поперечных импульсов реконструированных частиц, лежащих внутри конуса отбора с радиусом  $\Delta R = 0.3$ . Ось конуса отбора сонаправлена с направлением поперечного импульса лептона. Вклад самого лептона при этом исключается. Если значение данной векторной суммы, отнесенное к значению поперечного импульса лептона (обозначено как  $I_{\rm rel}$ ) менее 0.1 (0.2) для электрона (мюона), лептон считается изолированным. Лептон должен быть разделен с любой отобранной струей угловым расстоянием  $\Delta R > 0.3$ . События с дополнительным электроном (мюоном) с  $I_{\rm rel} < 0.2$  и  $p_T > 15 (10)$  ГэВ отбрасываются.

Фон в конечных состояниях е $\tau_h$  и  $\mu \tau_h$  возникает из двух источников. Первый из них возникает от ошибочной идентификации  $\tau_h$  и оценивается из данных, второй - от событий с реальным  $\tau_h$ , оценивается из моделирования.

При ошибочной идентификации  $\tau_{\rm h}$  фон возникает от событий с одним лептоном (е или  $\mu$ ),  $E_{\rm T}^{\rm miss}$ , и по крайней мере тремя (или более) струями, одна из которых идентифицируется как струя от b-кварка, (обозначено как " $\ell + \geq 3$  струи" события), и одна из струй ошибочно идентифицируется как  $\tau_{\rm h}$ . Основной вклад в эту часть фона дают события W+струи, а также события tt  $\rightarrow$  W<sup>+</sup>bW<sup>-</sup>b  $\rightarrow \ell \nu b qq'b$  ( $\ell = e, \mu$ ). Этот фон оценивается исходя из вероятности того, что струя может быть ошибочно идентифицирована как  $\tau_{\rm h}$  к каждой струе в " $\ell + \geq 3$  струи" событии. Вероятность того, что струя будет ошибочно идентифицирована как  $\tau_{\rm h}$ , оценивается из данных как функция поперечного импульса  $p_{\rm T}$  струи и  $\eta$  с использованием событий вида W+струи и многоструйных событий [164].

Фон от подлинного  $\tau$ -лептона включает в себя процессы Drell-Yan  $\tau\tau$ , единичного рождения top-кварка, двухбозонные процессы, а также вклад процессов tt в Стандартной Модели, где  $\tau$ -лептон рождается в распадах W-бозона. Процессы  $Z/\gamma^* \rightarrow ee, \mu\mu$  и tt  $\rightarrow$  W<sup>+</sup>bW<sup>-</sup>b  $\rightarrow \ell^+ \nu b \ell^- \overline{\nu} \overline{b}$  могут также содержать электрон или мюон, ложно идентифицирующийся как  $\tau_h$ -лептон. Ожидаемое количество событий для этой части фона может быть оценено из моделирования.

Число событий в данных и из моделирования на различных этапах отборов, опи-
санных выше для е $\tau_h$  ( $\mu \tau_h$ ) анализа, показано на Рисунке 4.4 слева (справа). Фон нормирован в соответствии с предсказаниями Стандартной Модели, полученными из моделирования. Данные хорошо согласуются с предсказаниями.

Ожидаемое число событий в присутствии распада t  $\rightarrow$  H<sup>+</sup>b, H<sup>+</sup> $\rightarrow \tau^+ \nu_{\tau}$  показано пунктирной линией, при значениях массы  $m_{\rm H^+} = 120$  ГэВ и branching fraction  $\mathcal{B}(t \rightarrow \rm H^+b) = 0.05$ .



Рис. 4.4: Ожидаемое количество событий после каждого этапа отбора для анализов е $\tau_{\rm h}$  (слева) и  $\mu \tau_{\rm h}$ (справа). Фон оценивался из моделирования и был нормирован в соответствии с предсказаниями Стандартной Модели. Ожидаемое число событий в присутствии распада t  $\rightarrow$  H<sup>+</sup>b, H<sup>+</sup> $\rightarrow \tau^+ \nu_{\tau}$  показано пунктирной линией, при значениях  $m_{\rm H^+} = 120$  ГэВ и  $\mathcal{B}(t \rightarrow {\rm H^+b}) = 0.05$ . Внизу дается отношение данных к фону с общей погрешностью. ОЅ означает, что заряды  $\tau_{\rm h}$ -лептона и е или  $\mu$ должны быть противоположны. Суммирование статистических и систематических неопределенностей проведено стандартным методом квадратичной суммы.

Наблюдаемое количество событий после всех этапов отбора показано в Таблице 4.2 вместе с ожидаемым числом событий от различного рода фонов, а также от сигнальных процессов бозона Хиггса WH и HH при  $m_{\rm H^{\pm}} = 120$  ГэВ. Фон от ложно идентифицированного  $\tau$ -лептона, полученный из данных, хорошо согласуется с результатом моделирования,  $42 \pm 4$  (stat)  $\pm 8$  (syst) для анализа  $e\tau_h$ и  $83 \pm 7$  (stat)  $\pm 12$  (syst) для анализа  $\mu\tau_h$ .

#### 4.1.5 Анализ конечного состояния е $\mu$

В данном анализе отбор событий аналогичен отбору, используемому при измерении сечения парного рождения top-кварка с двухлептонным конечным состоянием. [181]. События е $\mu$  отбираются при помощи триггера, накладывающего ограничения на поперечные импульсы:  $p_{\rm T}^{\rm e} > 8$  ГэВ для электронов и  $p_{\rm T}^{\mu} > 17$  ГэВ для мюонов, или  $p_{\rm T}^{\rm e} > 17$  ГэВ для электронов и  $p_{\rm T}^{\mu} > 8$  ГэВ для мюонов. Число данных, анализируемых в данном канале, соответствует интегральной светимости  $2.27 \pm 0.05$  fb<sup>-1</sup>.

В анализе еµ, на отбираемые события накладывается требование наличия мини-

Таблица 4.2: Ожидаемое число событий фона и сигналов бозона Хиггса в процессах WH и HH при  $m_{\rm H^+} = 120$  ГэВ, в анализах е $\tau_{\rm h}$  и  $\mu \tau_{\rm h}$ , а также наблюдаемое число событий после всех этапов отбора. Если не указано иное, ожидаемые фоновые события являются результатом моделирования.

Процесс	$N_{\rm ev}^{{\rm e} au_{\rm h}} \pm { m stat.} \pm { m syst.}$	$N_{\rm ev}^{\mu\tau_{\rm h}} \pm {\rm stat.} \pm {\rm syst.}$
HH+HW, $m_{\mathrm{H}^+} = 120 \ \Gamma \mathfrak{sB}, \ \mathcal{B}(\mathrm{t} \to \mathrm{H^+b}) = 0.05$	$51 \pm 3 \pm 8$	$89 \pm 4 \pm 13$
misidentified $\tau$ (from data)	$54 \pm 6 \pm 8$	$89 \pm 9 \pm 11$
$t\overline{t} \rightarrow WbW\overline{b} \rightarrow \ell \nu b \ \tau \nu \overline{b}$	$100 \pm 3 \pm 14$	$162 \pm 4 \pm 23$
$t\overline{t} \to WbW\overline{b} \to \ell\nu b \ \ell\nu\overline{b}$	$9.0 \pm 0.9 \pm 1.8$	$13.0 \pm 1.2 \pm 2.5$
${ m Z}/\gamma^*  ightarrow { m ee}, \mu\mu$	$4.8 \pm 1.8 \pm 1.3$	$0.7\pm0.7\pm0.7$
${ m Z}/\gamma^*  o  au au$	$17.0 \pm 3.3 \pm 3.0$	$26.0 \pm 4.3 \pm 6.1$
single top quark	$7.9 \pm 0.4 \pm 1.1$	$13.5 \pm 0.5 \pm 1.9$
diboson	$1.3 \pm 0.1 \pm 0.2$	$2.0\pm0.2\pm0.3$
Суммарный ожидаемый фон	$194 \pm 8 \pm 20$	$306 \pm 11 \pm 32$
Данные	176	288

мум одного изолированного электрона и минимум одного изолированного мюона  $(I_{\rm rel} < 0.15)$  в конусе отбора радиусом  $\Delta R = 0.3$ , ось которого сонаправлена с восстановленным поперечным импульсом лептона, таким что  $p_{\rm T} > 20$  ГэВ в области псевдобыстрот  $|\eta| < 2.5 (2.4)$  для электрона (мюона). Событие должно иметь по крайней мере две струи с  $p_{\rm T} > 30$  ГэВ при  $|\eta| < 2.4$ . Лептоны должны быть разделены с любой отобранной струей угловым расстоянием  $\Delta R > 0.4$ . Инвариантная масса электрон – мюонной пары,  $m_{\rm e\mu}$ , должна быть больше 12 ГэВ. Электрон и мюон должны быть заряжены противоположно.

Фон, рассматриваемый в конечном состоянии е $\mu$ , включает следующие процессы: tt̄, Drell-Yan  $\ell\ell$  ( $\ell = e, \mu, \tau$ ) рождение, ассоциированное со струями (DY( $\ell\ell$ )), W+струи, одиночное рождение top-кварка, (в основном tW) и двухбозонные процессы (WW, WZ, ZZ). Вклад фона оценивается из моделирования. После применения критериев отбора сигнала, 95% оставшегося фона возникает из tt̄ распадов.

Количество событий в данных и ожидаемое из моделирования на различных этапах отбора показано на рисунке 4.5. Фон нормирован в соответствии с предсказаниями Стандарной Модели, полученными из моделирования. Данные и предсказания хорошо согласуются между собой. Ожидаемое количество событий в присутствии t  $\rightarrow$  H<sup>+</sup>b, H<sup>+</sup>  $\rightarrow \tau^+ \nu_{\tau}$  распадов показано пунктирной линией для значения  $m_{\rm H^+} = 120$  ГэВ в предположении, что  $\mathcal{B}(t \rightarrow {\rm H^+b}) = 0.05$ . Оно меньше, чем ожидаемое предсказание Стандартной Модели ( $\mathcal{B}(t \rightarrow {\rm H^+b}) = 0$ ), поскольку эффективность отбора для распада H<sup>+</sup>  $\rightarrow \tau^+ \nu_{\tau} \rightarrow \ell^+ \nu_{\ell} \overline{\nu}_{\tau} \nu_{\tau}$  меньше, чем для распада W<sup>+</sup>  $\rightarrow \ell^+ \nu_{\ell}$ , из-за более мягкого  $p_{\rm T}$  спектра лептонов.

Ожидаемое число событий фона и сигналов бозона Хиггса в модах WH и HH при значении  $m_{\rm H^\pm} = 120$  ГэВ, а также число событий, наблюдаемое после всех этапов отбора, дается в таблице 4.3.



Рис. 4.5: Число событий после каждого этапа отбора для анализа е $\mu$ . Фон получен из моделирования и нормирован в соответсвии с предсказаниями Стандартной Модели. Ожидаемое количество событий в присутствии распадов t  $\rightarrow$  H<sup>+</sup>b, H<sup>+</sup>  $\rightarrow \tau^+ \nu_{\tau}$  показано пунктирной линией для значения массы  $m_{\rm H^+} = 120$  ГэВ в предположении, что  $\mathcal{B}(t \rightarrow \rm H^+b) = 0.05$ . Внизу дано отношение данных к фону с полной погрешностью. Требование противоположности зарядов е и  $\mu$  обозначено как OS. Суммирование статистических и систематических неопределенностей проведено стандартным методом квадратичной суммы.

#### 4.1.6 Систематические погрешности

Источники и величины систематических погрешностей показаны в таблицах 4.4, 4.5, и 4.6. При проведении анализа были учтены следующие эффекты:

- Неопределенность энергетической шкалы реконструкции струи (JES), разрешения энергии струи (JER) и масштаба недостающей поперечной энергии E<sup>miss</sup><sub>T</sub>. Данная погрешность была оценена с помощью процедуры изложенной в [182]; погрешность энергетической шкалы τ<sub>h</sub> принята равной 3%.
- Теоретическая неопределённость сечения сигнала и фона.
- Погрешность pileup моделирования, возникающая из-за перевзвешивания смоделированных событий в соответствии с измеренным распределением числа первичных вершин.
- Погрешность, возникающая из-за ограниченности числа смоделированных событий (MC stat.).
- Погрешность интегральной светимости ( $\simeq 2.2\%$ ) [183].

Кроме того, для полностью адронного канала учитывались следующие системати-

Таблица 4.3: Ожидаемое число событий фона, сигналов бозона Хиггса в процесса	х
HH и WH для значения $m_{\mathrm{H^+}} = 120~\Gamma$ эВ в анализе е $\mu$ , а также наблюдаемое числ	0
событий после всех этапов отбора. Ожидаемое число фоновых событий оценено и	ſЗ
моделирования.	

Процесс	$N_{\rm ev}^{\rm e\mu} \pm {\rm stat.} \pm {\rm syst.}$
HH+WH, $m_{\mathrm{H^+}} = 120$ ГэВ, $\mathcal{B}(\mathrm{t} \rightarrow \mathrm{H^+b}) = 0.05$	$125 \pm 9 \pm 13$
$t\overline{t}$ dileptons	$3423 \pm 35 \pm 405$
other $t\overline{t}$	$23\pm3\pm3$
$\mathrm{Z}/\gamma^*  o \ell\ell$	$192\pm12\pm19$
$\mathrm{W+jets}$	$14\pm 6\pm 2$
single top quark	$166 \pm 3 \pm 18$
diboson	$48 \pm 2 \pm 5$
Суммарный ожидаемый фон	$3866 \pm 38 \pm 406$
Данные	3875

ческие погрешности:

- Погрешность эффективности триггера. Эффективность триггера для  $\tau$ лептонов оценивается с использованием событий Z  $\rightarrow \tau \tau$ . Это число используется для оценки фона в процессах "EWK+tt T". Коррекционный фактор данные/моделирование для отбора по недостающей поперечной энергии E<sup>miss</sup> оценивается с помощью tt – событий с погрешностью около ~10%. Коррекционный фактор данные/моделирование для эффективности отбора по значениям  $au_{
  m h}$  и  $E_{
  m T}^{
  m miss}$  используется при оценке фона в процессах вида WH, HH и "EWK+t $\overline{t}$  no- $\tau$ ".
- Погрешность оценки фона многоструйных событий из данных.
- Погрешность оценки фона в событиях "EWK+tt 7", возникающая из-за неопределенности в оценке энергитического масштаба  $\tau_{\rm h}$ , отбора мюонов в контрольном образце, ограниченного количества событий в контрольном образце, фона от многоструйных событий и доли в данном образце событий вида W  $\rightarrow \tau \rightarrow \mu \ (f_{W \rightarrow \tau \rightarrow u}).$
- Погрешность применения вето на дополнительные лептоны. Данная величина оценивается с помощью погрешности лептонной реконструкции, идентификации и эффективности изоляции 2% (1%) для электронов (мюонов), которые были измерены в событиях  $Z \to \ell \ell \ (\ell = e, \mu)$ .

В дополнение, для анализов с  $\tau_{\rm h}$  конечным состоянием ( $\tau_{\rm h}$ +jets,  $e\tau_{\rm h}$ ,  $\mu\tau_{\rm h}$ ), учитывались следующие систематические погрешности:

- Погрешность эффективности идентификации *т* лептонов, приблизительно равная 6% [164].
- Погрешность, возникающая при ложной идентификации струи или лептона как  $\tau_{\rm h}$ , примерно равная 15% [164].
- Погрешность эффективности b-таггирования, 5.4% [163].
- Погрешность, возникающая при ложной идентификации струи как b-

кварка, 10% [163].

В анализах е $\tau_h$  и  $\mu \tau_h$  погрешность в оценке фона от ложно идентифицированного  $\tau$ -лептона имеет два источника: ограниченное количество событий для измерения вероятности ложной идентификации  $\tau$ -лептона и различия вероятности ложной идентификации  $\tau$ -лептона и различия вероятности ложной идентификации  $\tau$ -лептона и струй, возникших от кварка и струй, возникших от глюона.

Погрешность в эффективности реконструкции, идентификации и изоляции электрона или мюона учитывались в анализах е $\tau_{\rm h}$ ,  $\mu \tau_{\rm h}$  и е $\mu$ . Значение данной погрешности приблизительно равно  $\simeq 2-3\%$ .

Полные наборы систематических погрешностей используются в качестве входных данных для расчета верхних пределов на сечение сигнала.

Таблица 4.4: Систематические погрешности числа событий (в процентах) в анализе  $\tau_{\rm h}+$ струи для фоновых процессов и для сигнальных процессов бозона Хиггса WH и HH в интервале масс  $m_{\rm H^+}=80{-}160$ ГэВ. Диапазон ошибок для сигнальных процессов дан в интервале масс бозона Хиггса 80–160 ГэВ.

	HH	WH	multi-	${ m EWK}{+}{ m t}{ m ar t}$ $ au$		EV	EWK+t $\overline{t}$ no- $\tau$		
			jets	Emb.data	Res.DY	Res.WW	$t\overline{t}$	tW	W+jets
$ m JES+JER+E_T^{miss}$	4.7-14	9.0 - 18		6.6	26	23	8.1	2.4	<10
cross section	$^{+7.0}_{-10.0}$	$^{+7.0}_{-10.0}$			4.0	4.0	$^{+7.0}_{-10.0}$	8.0	5.0
pileup modeling	0.3 - 4.2	0.6 - 5.2			7.6	3.9	7.1	15	10
MC stat	6.2 - 11	7.0 - 10			29	66	28	49	71
luminosity	2	.2					2.2		
trigger	12 - 13	13		11	12	11	12	11	14
multijet stat.			6.5						
multijets syst.			3.8						
$\mu$ sample stat.				3.4					
multijet contamin.				0.3					
$f_{W \to \tau \to \mu}$				0.7	0.1	0.1			
muon selections				0.5	0.1	0.1			
lepton veto	0.3 - 0.5	0.5 - 0.7			0.9	1.2	0.9	0.6	0.3
$\tau$ -jet id	6.0	6.0		6.0	6.0	6.0			
jet, $\ell \to \tau$ misident.								15	
b-jet tagging	1.1 - 2.1	1.0-1.7					1.4	1.6	
$jet \rightarrow b$ misident.					2.0	2.6			4.8

В анализе  $\tau$ +струи распределение по поперечной массе, показанное на рисунке 4.3, используется в побиновом фитировании функцией правдоподобия для того, чтобы извлечь возможный сигнал. В других каналах только число событий используется для вычисления верних пределов на сигнал. Погрешность формы фонов многоструйных событий и "EWK+tt  $\tau$ ", измеренных из данных, оценивалось в соответствии с погрешностью в каждом бине распределения по поперечной массе  $m_{\rm T}$ .

Кроме того, погрешность формы распределения  $m_{\rm T}$  для фона "EWK+tt  $\tau$ " из-за погрешности масштаба энергии  $\tau_{\rm h}$  учитывалась при фитировании. Для сигнала и небольшого фона "EWK+tt no- $\tau$ " погрешность формы распределения  $m_{\rm T}$  из-за погрешности по шкале JES+JER+ $E_{\rm T}^{\rm miss}$  оценивается из моделирования.

Таблица 4.5: Систематическая погрешность ожидаемого выхода событий (в процентах) для анализа  $\mu \tau_{\rm h}$  для фоновых процессов и сигнальных процессов бозона Хиггса WH и HH для значения массы  $m_{\rm H^+} = 120$  ГэВ.

	HH	WH	$t\overline{t}_{\ell\tau}$	$t\overline{t}_{\ell\ell}$	misident. $\tau$	Single top	diboson	$DY(\mu\mu)$	$DY(\tau\tau)$
$ m JES+JER+E_T^{miss}$	6.0	5.0	5.0	4.0		6.0	11.0	100.0	22.0
cross section		+7.0 -10				8.0	4.0 4.0		.0
pileup modeling	4.0	2.0	2.0	8.0		2.0	3.0	25.0	4.0
MC stat	5.0	4.0	2.0	9.0		4.0	9.0	100.0	16.0
luminosity		2	.2				2.2	2	
$\tau$ -jet id	6.0	6.0	6.0			6.0	6.0		6.0
jet, $\ell \to \tau$ misident.				15.0				15.0	
b-jet tagging	6.0	5.0	5.0	5.0		7.0			
jet $\rightarrow$ b misident.							8.0	8.0	9.0
misident. $\tau$ (stat.)					10.0				
misident. $\tau$ (syst.)					12.0				
lepton selections		2	.0				2.0	0	

Таблица 4.6: Систематическая погрешность ожидаемого выхода событий (в процентах) для фоновых процессов и для сигнальных процессов бозона Хиггса WH и HH в диапазоне масс  $m_{\rm H^+} = 120$  ГэВ в анализе е $\mu$ .

	HH	WH	$t\overline{t}$	$DY(\ell\ell)$	W+jets	Single top	diboson
$JES+JER+E_{T}^{miss}$	2.1	2.0	2.0	6.0	10.8	4.0	6.5
cross section		$^{+7}_{-10}$		4.3	5.0	7.4	4.0
pileup modeling	4.5	4.5	5.0	5.5	4.0	5.5	5.5
MC stat	5.3	7.9	1.0	6.5	42.9	1.9	4.3
luminosity	2.2						
dilepton selection	2.5						

### 4.1.7 Оценка пределов $\mathcal{B}(t \rightarrow H^+b)$

Ожидаемое число событий tī после всех отборов показано на рисунке 4.6 для анализов  $\mu \tau_h$  (слева) и е $\mu$  (справа), как функция branching fraction  $\mathcal{B}(t \to H^+b)$  для значения  $m_{H^+} = 120$  ГэВ. Представлены ожидаемые значения для процессов WH, HH, и tī  $\to$  WbWb (WW). В анализах е $\tau_h$ ,  $\mu \tau_h$ , а также в анализе полностью адронного конечного состояния общий ожидаемый вклад tī событий ( $N_{t\bar{t}}^{MSSM}$ ) из процессов вида WW, WH и HH, больше, чем предсказания Стандартной Модели для выхода процессов tī  $\to$  WbWb ( $N_{t\bar{t}}^{SM}$ ). Данное различие возникает из-за того, что branching fraction распада бозона Хиггса в конечное состояние  $\tau \nu_{\tau}$  больше, чем соответствующее значение для распада W-бозона. Для анализа е $\mu$  полный ожидаемый вклад событий tī меньше, чем ожидаемое значение, получаемое из Стандартной Модели.



Рис. 4.6: Ожидаемое количество событий tt после отбора для  $\mu \tau_{\rm h}$  (слева) и е $\mu$  (справа) анализов как функция branching fraction  $\mathcal{B}(t \to H^+b)$  для значения  $m_{\rm H^+} = 120$  ГэВ. Ожидаемые значения показаны для вкладов WH, HH, и WW.

В предположении, что избыток или недостаток данных, возникающий при сравнении с ожидаемым вкладом фона, происходит из-за процессов распада  $t \to H^+b$ ,  $H^+ \to \tau^+ \nu_{\tau}$ , значение  $x = \mathcal{B}(t \to H^+b)$  для каждого отдельного анализа может быть связано с разницей  $\Delta N$  между наблюдаемым числом событий и предсказанным вкладом фона через следующее соотношение:

$$\Delta N = N_{t\bar{t}}^{\text{MSSM}} - N_{t\bar{t}}^{\text{SM}} = 2x(1-x)N_{\text{WH}} + x^2N_{\text{HH}} + [(1-x)^2 - 1]N_{t\bar{t}}^{\text{SM}}.$$
 (4.2)

В уравнении величина вклада  $N_{\rm WH}$  оценивается из моделирования распада первого top-кварка в конечное состояние H<sup>±</sup>b, а второго top-кварка в конечное состояние W<sup>∓</sup>b, и величина  $N_{\rm HH}$ , оценивается из моделирования распадов H<sup>±</sup>b обоих topкварков. В анализах  $e\tau_h$ ,  $\mu\tau_h$ , и  $e\mu$ , величина  $N_{\rm t\bar{t}}^{\rm SM}$  оценивается из моделирования и показана как фон t\bar{t} в таблицах 4.2 и 4.3. В анализах  $\tau_h$ +струи большая часть вклада от t $\bar{t} \rightarrow {\rm WbWb}$  рассчитывается из данных, поэтому данная величина не дает вклад в  $\Delta N$  ни при каких значениях x. Другими словами, если H<sup>+</sup> SUSY сигнал представлен в данных, изменяя выход t $\bar{t} \rightarrow {\rm WbWb}$ , это также влияет на оценку этого фона из данных, поэтому этот вклад исчезает в разности данные — фон. В этом случае, величина  $N_{t\bar{t}}^{\rm SM}$  содержит только небольшую часть вклада от  $t\bar{t}$ , включённую в фон "EWK+ $t\bar{t}$  по- $\tau$ " в Таблице 4.1, который оценивался из моделирования :  $N_{t\bar{t}}^{\rm SM} = 2.1 \pm 0.6 \, ({\rm stat}) \pm 0.5 \, ({\rm syst}).$ 

Метод CLs, описанный в [184, 185], используется для получения верхнего предела на 95% уровне достоверности (CL) на  $x = \mathcal{B}(t \to H^+b)$  с использованием Уравнения 4.2 для каждого конечного состояния и их комбинации. Погрешности сигнала и фона, описанные в главе 4.1.6, были смоделированы с логарифмически-нормальным распределение вероятности и их корреляции были учтены. В анализе  $\tau$ +струи распределение  $m_{\rm T}$ , показанное на Рисунке 4.3, используется в фитировании функции правдоподобия по бинам для того, чтобы отделить возможный сигнал. Для конечных состояний е $\tau_{\rm h}$ ,  $\mu \tau_{\rm h}$ , и е $\mu$  для получения верхнего предела использовалось только количество событий, а не форма распределений.

Верхний предел для  $\mathcal{B}(t \to H^+b)$  как функция  $m_{H^+}$  показан на Рисунке 4.7 для полностью адронной моды и  $e\tau_h$  анализа, а на Рисунке 4.8 для  $e\tau_h$  и  $e\mu$  анализов. Комбинированный верхний предел был получен с использованием процедуры, описанной в [186]. Рисунок 4.9 (слева) показывает верхний предел, полученный из комбинации всех конечных состояний.



Рис. 4.7: Верхний предел на branching fraction  $\mathcal{B}(t \to H^+b)$  как функция  $m_{H^+}$  для полностью адронных (слева) и  $e\tau_h$  (справа) конечных состояний. Отклонение в  $\pm 1\sigma$  и  $\pm 2\sigma$  вокруг ожидаемых значений верхнего предела также показаны.

В Таблице 4.7 даны значения медиан, отклонений  $\pm 1\sigma$  и  $\pm 2\sigma$ , и измеренных на 95% уровне достоверности верхних пределов для branching fraction  $\mathcal{B}(t \to H^+b)$  как функции от  $m_{H^+}$  для комбинации полностью адронных,  $e\tau_h$ ,  $\mu\tau_h$ , и  $e\mu$  конечных состояний. Систематическая погрешность в анализах  $e\tau_h$ ,  $\mu\tau_h$  и  $e\mu$  больше, чем статистическая.

На Рисунке 4.9 (справа) показана исключённая область для плоскости параметров MSSM  $m_{\rm H^+}$ -tan  $\beta$ , полученная из комбинации анализов, для MSSM  $m_{\rm h}^{\rm max}$  сценария [187]:  $M_{\rm SUSY} = 1$  TэВ,  $\mu = +200$  ГэВ,  $M_2 = 200$  ГэВ,  $m_{\rm \tilde{g}} = 0.8 M_{\rm SUSY}$ ,  $X_{\rm t} = 2M_{\rm SUSY}$ , и  $A_{\rm b} = A_{\rm t}$ . Здесь  $X_{\rm t} = (A_{\rm t} - \mu/\tan\beta)$ – параметр смешивания для stop-



Рис. 4.8: Верхний предел на branching fraction  $\mathcal{B}(t \to H^+b)$  как функция  $m_{H^+}$  для  $\mu \tau_h$  (слева) и е $\mu$  (справа) конечных состояний. Отклонение в  $\pm 1\sigma$  и  $\pm 2\sigma$  вокруг ожидаемых значений верхнего предела также показаны.

Таблица 4.7: Ожидаемый интервал и измеренное на уровне достоверности 95% значение верхнего предела для branching fraction  $\mathcal{B}(t \to H^+b)$  как функция  $m_{H^+}$  для комбинации полностью адронных,  $e\tau_h$ ,  $\mu\tau_h$ , и  $e\mu$  конечных состояний.

95% CL upper limit on $\mathcal{B}(t \to H^+b)$						
$m_{\mathrm{H^+}}$		Ex	pected lin	nit		Observed
(GeV)	$-2\sigma$	$-1\sigma$	median	$+1\sigma$	$+2\sigma$	limit
80	0.018	0.022	0.029	0.040	0.054	0.041
100	0.014	0.018	0.024	0.032	0.043	0.035
120	0.013	0.015	0.020	0.027	0.040	0.028
140	0.009	0.011	0.014	0.021	0.030	0.022
150	0.008	0.010	0.013	0.019	0.027	0.023
160	0.008	0.009	0.011	0.016	0.023	0.019

кварка;  $A_{\rm t}$  and  $A_{\rm b}$  – трилинейные каплинги для stop и sbottom-кварков, соответственно;  $\mu$  – Хиггсино массовый параметр;  $M_g$  – масса глюино; и  $M_2$  – SU(2)-gaugino mass parameter. Величина  $M_1$  фиксируется соотношением  $M_1 = (5/3)M_2 \sin \theta_{\rm W} / \cos \theta_{\rm W}$ .

Величина branching fraction t  $\rightarrow$  H<sup>+</sup>b с рассчитывалась с помощью программы FeynHiggs [188]. При определении исключённой области учитывалась  $\pm 1\sigma$  ошибка для величины  $\mathcal{B}(t \rightarrow H^+b)$ , возникающие из-за недостающих однопетлевых электрослабых поправок (5%), недостающих двухпетлевых QCQ поправок (2%) и погрешности  $\Delta_b$  (термин  $\Delta_b$  обозначает SUSY-QCD поправки) [176], что также показано на Рисунке 4.9 (справа).



Рис. 4.9: Левый рисунок: верхний предел для branching fraction  $\mathcal{B}(t \to H^+b)$ , полученный из комбинации всех конечных состояний как функция  $m_{\rm H^+}$ . Правый рисунок: исключённая область в плоскости MSSM параметров  $M_{\rm H^+}$ -tan  $\beta$ , полученный из комбинации анализов для MSSM  $m_{\rm h}^{\rm max}$  сценария [187]. Отклонение в  $\pm 1\sigma$  и  $\pm 2\sigma$  вокруг ожидаемых значений верхнего предела также показаны.

Верхний предел для значения branching fraction  $\mathcal{B}(t \to H^+b)$  и исключённая область в плоскости MSSM параметров  $M_{H^+}$ -tan  $\beta$  сравнимы с результатом, полученным в эксперименте ATLAS [189].

## 4.2 Результаты анализа данных при энергии LHC 8 и 13 ТэВ

Поиск заряженного бозона Хиггса проводился в pp столкновениях при значении  $\sqrt{s} = 8$  ТэВ. Данные были получены в эксперименте CMS и соответствуют интегральной светимости  $19.7 \pm 0.5 \, {\rm fb}^{-1}$ . Модельно-независимые верхние пределы без предположений на branching fraction заряженного бозона Хиггса были получены на  $\mathcal{B}(t \to H^+b) \, \mathcal{B}(H^+ \to \tau^+ \nu_{\tau})$  при  $m_{\rm H^+} < m_t - m_b$  с анализом моды распада  $H^+ \to \tau^+ \nu_{\tau}$  для конечного состояния  $\tau_h$ +jets. Верхний предел для  $\mathcal{B}(t \to H^+b) \, \mathcal{B}(H^+ \to \tau^+ \nu_{\tau})$  показан на рисунке 4.10 (слева) для моды распада  $H^+ \to \tau^+ \nu_{\tau}$  с конечным состояния  $\tau_h$ +jets в интервале масс  $m_{\rm H^+} = 80$ –160 ГэВ.

Были исключены области в плоскости параметров MSSM  $m_{\rm H^+}$ -tan $\beta$ , в соответ-



Рис. 4.10: Слева: ожидаемое и наблюдаемое на 95% CL значение для верхнего предела в  $\mathcal{B}(t \to H^+b) \mathcal{B}(H^+ \to \tau^+ \nu_{\tau})$  для значения  $m_{H^+} = 80\text{--}160$  ГэВ. Справа: исключённая область в плоскости MSSM параметров  $m_{H^+}\text{--}\tan\beta$  для MSSM  $m_h^{\text{mod}-}$ сценария [36]

ствии с рекомендациями LHC Higgs Cross Section LHC для различных MSSM сценариев [36]. На Рисунке 4.10 (справа) показана исключённая область в MSSM  $m_{\rm h}^{\rm mod-}$ сценарии для значения  $m_{\rm H^+} = 90{-}160$  ГэВ.

Поиски заряженных бозонов Хиггса  $H^{\pm}$ , распадающихся в  $\tau$ -лептон и нейтрино, проводились на основании данных, собранных при энергии центра масс 13 ТэВ в эксперименте CMS в 2016 году, при этом соответствующее значение интегральной светимости равно 35.9 fb<sup>-1</sup>. Поиск проводился для трех различных конечных состояний: адронного конечного состояния, лептонного конечного состояния с  $\tau$ -лептоном, распадающимся в адроны ( $\tau_h$ ) и лептонным конечным состоянием без  $\tau_h$ . При проведении поисков рассматривался диапазон масс  $H^{\pm}$  от 80 ГэВ до 3 ТэВ, включая промежуточные значения масс вблизи  $m_t$ .

В интервале масс до 165 ГэВ было получено ограничение на величину  $\mathcal{B}(t \to bH^{\pm})\mathcal{B}(H^{\pm} \to \tau^{\pm}\nu_{\tau})$  перенормировкой фона  $t\bar{t}$  в соответствии с гипотезой  $\mathcal{B}(t \to bH^{\pm})$  сигнала, и результат был интерпретирован как ограничение на  $\sigma_{H^{\pm}}\mathcal{B}(H^{\pm} \to \tau^{\pm}\nu_{\tau})$ , в предположении что,  $\sigma_{H^{\pm}} = 2\sigma_{t\bar{t}}\mathcal{B}(t \to bH^{\pm})(1 - \mathcal{B}(t \to bH^{\pm}))$ , где сечение  $t\bar{t}$  рождения  $\sigma_{t\bar{t}}$  предполагается не меняющимся из-за присутствия  $H^{\pm}$  и взято равным 831.76 pb [190, 191]. Для интервала масс  $H^{\pm}$  от 170 ГэВ до 3 ТэВ верхний предел на  $\sigma_{H^{\pm}}\mathcal{B}(H^{\pm} \to \tau^{\pm}\nu_{\tau})$  был также измерен. Модельно-независимый верхний предел показан на рисунке 4.11 слева. Данный предел интерпретируется в MSSM  $m_{\rm h}^{\rm mod-}$  [36] сценарии посредством сравнения наблюдаемого ограничения на сечение  $H^{\pm}$  с теоретическим значением, предсказанным в этом сценарии [25, 130–132, 192, 193]. Исключённая область в плоскости MSSM параметров  $m_{\rm H^+}$ –tan  $\beta$  для MSSM  $m_{\rm h}^{\rm mod-}$  сценария показана на Рисунке 4.11 справа.

Данные результаты сравнимы с аналогичными, полученными в эксперименте ATLAS [194].



Рис. 4.11: Наблюдаемое на 95% уровне достоверности ограничение на  $\sigma_{\mathrm{H}^{\pm}}\mathcal{B}(\mathrm{H}^{\pm} \to \tau^{\pm}\nu_{\tau})$  (обозначено черными точками), сравнивается с ожидаемым в предположении только процессов Стандартнои Модели (пунктирная линия) для диапазона масс  $\mathrm{H}^{\pm}$  от 80 ГэВ до 3 ТэВ (слева), и то же ограничение интерпретировано в плоскости MSSM параметров  $m_{\mathrm{H}^{+}}$ -tan  $\beta$  для MSSM  $m_{\mathrm{h}}^{\mathrm{mod}-}$  сценария (справа). Зеленым (желтым) отмечено одно (два ) стандартных отклонения от ожидаемой величины. Слева, горизонтальная ось имеет линейный масштаб в интервале 80 до 180 ГэВ и логарифмический для величин больше  $m_{\mathrm{H}^{\pm}}$ . Справа, область ниже красной линии исключена в предположении, что наблюдаемый нейтральный бозон Хиггса – это легкий СР-четный бозон Хиггса с массой 125 ± 3 ГэВ, где погрешность – это теоретическая погрешность в расчете массы.

# Глава 5

# Поиск распада $\phi ightarrow au au$

### 5.1 Анализ данных при энергии LHC 7 ТэВ

Отбор событий в данном физическом анализе осуществляется с помощью триггеров, основанных на наличии электронного и/или мюонного триггерных объектов [195, 196]. С ростом мгновенной светимости возникает необходимость сохранить online пороги поперечного импульса электронов ниже, чем пороги в offline отборах. Для этого были введены специальные триггеры для каналов  $e\tau_h$  и  $\mu\tau_h$ , требующие присутствия как лептона, так и треков заряженных частиц, связанных с энерговыделением в калориметре, что соответствует  $\tau$ -лептону, распадающемуся в адроны.

Для конечных состояний  $\mu \tau_h$  и е $\tau_h$  мы выбираем события, в которых есть изолированный мюон (или электрон) с поперечным импульсом  $p_{\rm T} > 15$  ГэВ и псевдобыстротой  $|\eta| < 2.1$  и противоположно заряженный  $\tau_h$  с  $p_{\rm T} > 20$  ГэВ и  $|\eta| < 2.3$ . Поперечная масса лептона  $\ell = e, \mu$  определяется как  $M_{\rm T} = \sqrt{2p_{\rm T}^\ell} E_{\rm T} \cdot (1 - \cos \Delta \phi)$ , где  $E_{\rm T}$  потерянная поперечная энергия, вычисленная с использованием всех реконструированных частиц в событии, а  $\Delta \phi$  - разность азимутальных углов между е или  $\mu$  и вектором  $E_{\rm T}$  Для того чтобы уменьшить фон от событий W+jets, мы накладываем требования на поперечную массу  $M_{\rm T} < 40$  ГэВ. Для конечного состояния  $e\mu$  были отобраны события с изолированным электроном, имеющим псевдобыстроту  $|\eta| < 2.5$ , и противоположно заряженным изолированным мюоном с  $|\eta| < 2.1$ . При этом оба лептона должны иметь  $p_{\rm T} > 15$  ГэВ и  $M_{\rm T} < 50$  ГэВ (для подавления событий WW и tt̄), посчитанные для каждого лептона отдельно. Мы отбрасываем события, в которых присутствует более чем один е или  $\mu$ . После вышеуказанных требований триггер имеет эффективность примерно 90% в трех каналах поиска для событий Z  $\rightarrow \tau \tau$ .

Наблюдаемое количество событий в каждом канале приведено в Таблице 5.1. Самый большой фон приходит из распада  $Z \rightarrow \tau \tau$ . Мы оцениваем вклад этого процесса с использованием детальной GEANT4 симуляции детектора CMS с событиями, смоделированными генератором Монте Карло РОWHEG [197–200]. Нормировка этого процесса определена на основе числа наблюдаемых событий  $Z \rightarrow ee$  and  $Z \rightarrow \mu\mu$  events [201].

Существенным источником фона являются многоструйные QCD события и события W+jets, в которых струя ошибочно идентифицируется как  $\tau_h$ , и существует реальный или ошибочно идентифицированный е или  $\mu$ . Вероятности этих процессов оцениваются с использованием числа наблюдаемых событий с одинаковым за-

Таблица 5.1: Количество ожидаемых фоновых событий в выбранном образце данных, наблюдаемое количество событий и общая эффективность сигнала для  $m_{\rm A} = 200$  ГэВ (включая все branching fractions распадов) для каждого канала поиска. Неопределенности включают статистические и систематические погрешности. Многоструйный QCD фон для конечного состояния  $e\tau_h$  представляет собой сумму фонов многострунного QCD и фона  $\gamma$ +jet.

Процесс	$\mu  au_h$	$\mathrm{e}  au_h$	eμ
$Z \rightarrow \tau \tau$	$329\pm77$	$190\pm44$	$88 \pm 5$
$\overline{t}\overline{t}$	$6\pm3$	$2.6\pm1.3$	$7.1\pm1.3$
$\mathbf{Z} \to \ell \ell,  \mathrm{jet} \to \boldsymbol{\tau}_h$	$6.4 \pm 2.4$	$15 \pm 6.2$	-
$\mathrm{Z} \to \ell \ell$	$12.9\pm3.5$	$109 \pm 28$	$2.4\pm0.3$
$W \to \ell \nu$	$54.9 \pm 4.8$	$30.6\pm3.1$	
$W \to \tau \nu, \tau \to \ell \nu \bar{\nu}$	$14.7\pm1.3$	$7.0 \pm 0.7$	$1.5 \pm 0.5$
QCD multijet and $\gamma$ +jet	$132 \pm 14$	$181 \pm 23$	-
WW/WZ/ZZ	$1.6 \pm 0.8$	$0.8 \pm 0.4$	$3.0 \pm 0.4$
суммарное число событий	$557\pm79$	$536\pm57$	$102 \pm 5$
наблюдаемое число событий	517	540	101
эффективность сигнала	0.0391	0.0245	0.00582

рядом лептона и  $\tau_h$  и перепроверяются с использованием вероятности ошибочной идентификации jet-to-tau, измеренной в многоструйных событиях. Также в фон дают вклад события tī и Z  $\rightarrow$  ee/ $\mu\mu$ , особенно в канале e $\tau_h$  (вероятность ошибочной идентификации электронов как  $\tau_h$  составляет 2–3% [202]). Небольшой фон ложного лептона из W+jets и многоструйных QCD событий для канала е $\mu$  оценивается по данным. Таблица 5.1 показывает ожидаемое число событий для каждого из фоновых процессов. Генератор событий РҮТНІА6 [203] используется для моделирования сигнала бозона Хиггса и других фонов. Пакет TAUOLA [204] используется для распадов  $\tau$ -лептона во всех случаях.

Чтобы отличить сигнал бозона Хиггса от фона, мы восстанавливаем массу пары  $\tau$ -лептонов, используя метод правдоподобия [205] (для Run II используется метод матричного элемента [206]). Этот алгоритм дает массу  $\tau$ -пары со средним значением, соответствующим истинному значению, и распределение с почти гауссовой формой. Разрешение по массе составляет ~21% при массе бозона Хиггса 130 ГэВ, в сравнении с ~24% для (негауссовского) распределения инвариантной массы, восстановленной по видимым продуктам  $\tau$ -распада. Наблюдаемое реконструированное распределение массы  $\tau$ -пары, суммированное по всем трем каналам, показано на Рисунке 5.1.

Различные эффекты могут изменять форму и нормировку реконструированного спектра инвариантной массы  $\tau$ -пары. Основные источники погрешности нормировки включают: общую интегральную светимость (11%) [207], нормировку фона (Таблица 5.1), сечение рождения Z (4%) и эффективность идентификации и изоляции лептона (0.2–2.0% в зависимости от типа лептона). Неопределенность эффективности идентификации  $\tau$ -лептона оценивается как 23% в независимых исследованиях [202]. Неопределенность эффективности триггера равна 0,2% для каналов  $\mu \tau_h$  и е $\mu$  и 2.0% для канала е $\tau_h$ . Неопределенности, дающие вклад в изменения



Рис. 5.1: Восстановленное распределение инвариантной массы  $\tau$ -пары в линейном (сверху) и логарифмическом (снизу) масштабах для суммы конечных состояний е $\tau_h$ ,  $\mu \tau_h$  и е $\mu$ . Сравнивается наблюдаемое распределение (точки с погрешностями) с суммой ожидаемых фонов (заштрихованные гистограммы). Также показан вклад сигнала бозона Хиггса ( $m_{\rm A} = 200 \ \Gamma \Rightarrow B/c^2$ ) с нормировкой, соответствующей верхней границе 95% на  $\sigma_{\phi} \cdot B_{\tau\tau}$ .

Для поиска сигнала бозона Хиггса в выбранных событиях, мы выполняем фитирование спектра инвариантной массы пары  $\tau$ -лептонов методом максимального правдоподобия. При этом учитываются систематические неопределённости нормировки фонов и формы распределения массы. Неопределенности, влияющие на форму спектра (в основном неопределенности шкалы энергий), представлены параметрами, вариации которых приводят к непрерывной модификации формы спектра [209].

Неопределенность идентификации  $\tau$ -лептона одинаково влияет на  $\tau$ -лептон из сигнала бозона Хиггса и основного фона  $Z \to \tau \tau$ . Это позволяет выполнить *in situ* калибровку этой эффективности по наблюдаемым событиям  $Z \to \tau \tau$  за исключением масс бозона Хиггса вблизи массы Z. Вблизи массы Z бозона неопределенность эффективности идентификации  $\tau$ -лептона доминирует в каналах  $e\tau_h$  и  $\mu \tau_h$ , а канал  $e\mu$ , таким образом, обеспечивает наибольшую чувствительность.

Спектр масс не дает никаких указаний на присутствие бозона Хиггса. Мы устанавливаем 95% CL (уровень достоверности) верхних границ на сечение бозона Хиггса, умноженное на  $\tau\tau$  branchng fraction (обозначается  $\sigma_{\phi} \cdot B_{\tau\tau}$ ). Спектр инвариантной массы на Рисунке 5.1 показывает результат фитирования сигнала бозона Хиггса, соответствующего  $m_{\rm A} = 200$  ГэВ, для  $\sigma_{\phi} \cdot B_{\tau\tau} = 8.71$  pb (значения, выше которого мы исключаем сечения на 95% CL).

На Рисунке 5.2 показана наблюдаемая верхняя граница для  $\sigma_{\phi} \cdot B_{\tau\tau}$  как функция от  $m_{\rm A}$ , где в качестве модели используются комбинированные спектры масс из процессов gg  $\rightarrow \phi$  и bb  $\rightarrow \phi$  для  $\phi \equiv$  h, A и H в предположении, что tan  $\beta = 30$  [210]. На Рисунке также показан диапазон одного и двух стандартных отклонений ожидаемых верхних пределов. Наблюдаемые пределы находятся в границах ожидаемых диапазонов, предполагающих отсутствие сигнала. Наблюдаемые и ожидаемые верхние пределы показаны в Таблице 5.2.



Рис. 5.2: Ожидаемые диапазоны одного и двух стандартных отклонений и наблюдаемые верхние пределы (95% CL)  $\sigma_{\phi} \cdot B_{\tau\tau}$  как функция  $m_{\rm A}$ . Эффективность сигнала берётся из модели MSSM, описанной в тексте, предполагая  $\tan \beta = 30$ .

Мы интерпретировали верхние пределы  $\sigma_{\phi} \cdot B_{\tau\tau}$  в пространстве параметров MSSM  $\tan\beta\text{-}m_A$ для сценария  $m_h^{\max}$  [113, 114]. Параметры этого сценария таковы:  $M_{\rm SUSY}=$ 1 TeV;  $X_t = 2M_{
m SUSY}; \ \mu = 200$ ГэВ;  $M_{\tilde{g}} = 800$ ГэВ;  $M_2 = 200$ ГэВ; и  $A_b = A_t$ , где  $X_t = A_t - \mu / \tan \beta$  – the stop mixing parameter;  $A_t$  и  $A_b$  – the stop and sbottom trilinear coupling, соответственно;  $\mu$  – Higgsino mass parameter;  $M_{\tilde{q}}$  – масса глюино; и  $M_2$  – SU(2)-gaugino mass parameter . Значение  $M_1$  фиксируется соотношением  $M_1 = (5/3)M_2 \sin \theta_W / \cos \theta_W$ , известным из GUT. При определении границ на  $\tan \beta$ , показанных в Таблице 5.2 и на Рисунке 5.3, мы использовали центральные значения сечений бозона Хиггса как функцию от  $\tan \beta$  согласно рекомендации LHC Higgs Cross Section Working Group [210]. Сечения были получены из программ для процесса слияния глюонов GGH@NNLO [211, 212] и HIGLU [213]GGH@NNLO и из программы BBH@NNLO [124] для процесса bb  $\rightarrow \phi$  в схеме 5-flavor. Вычисление соответствующих Юкавских констант связи в MSSM расчитанно с помощью FeynHiggs [214]. Вычисления сечения  $gg \rightarrow \phi$  включают в себя NLO QCD поправки [215] и NNLO QCD поправки в пределе тяжелого топ-кварка [211, 216, 217]. Эффект теоретических неопределенностей иллюстрируется на Рисунке 5.3. Мы не указываем пределы выше  $\tan \beta = 60$ , поскольку теоретическая связь между сечением и  $\tan \beta$  становится плохо определёной.

Полученные результаты исключают область в tan  $\beta$  до значений меньше, чем значения, исключённые экспериментами Теватрона [218] для  $m_A \lesssim 140$  ГэВ, а также значительно расширяют исключенную область пространства параметров MSSM при больших значениях  $m_A$ . На Рисунке 5.3 также показана область, исключенная экспериментами LEP [219].

		95% CL E	Верхний	предел	
$m_{ m A}$	Ожида	емый $\sigma_{\phi} \cdot E$	$B_{\tau\tau}$ (pb)	Наблюд	аемый
$({ m GeV}/c^2)$	$-1\sigma$	Медиана	$+1\sigma$	$\sigma_{\phi} \cdot B_{\tau\tau}$	aneta
90	107.75	153.30	227.10	147.74	27.4
100	88.61	127.09	184.17	112.30	29.2
120	42.72	62.48	90.24	39.61	25.2
130	31.97	45.96	67.11	25.40	22.6
140	22.14	32.81	47.30	18.20	23.6
160	13.83	19.70	29.27	11.37	23.8
180	9.95	14.16	23.13	9.78	28.1
200	7.90	11.36	17.61	8.71	33.0
250	5.01	7.54	11.15	5.77	43.4
300	3.77	5.71	8.58	4.36	56.6
350	3.09	4.64	7.04	3.60	-
400	2.57	3.79	5.39	2.86	-
450	2.21	3.34	4.77	2.41	-
500	2.00	2.95	4.18	2.10	-

Таблица 5.2: Ожидаемый диапазон и наблюдаемые верхние пределы (95% CL) для  $\sigma_{\phi} \cdot B_{\tau\tau}$  как функции  $m_{\rm A}$ , и 95% CL верхняя граница на  $\tan\beta$  в  $m_h^{\rm max}$  сценарии, описанном в тексте. Ограничения на  $\tan\beta$  выше 60 не приведены.



Рис. 5.3: Область в пространстве параметров  $\tan \beta$  vs  $m_A$ , исключённая на (95% CL) в сценарии MSSM  $m_h^{\text{max}}$ . Показан эффект теоретических неопределенностей  $\pm 1\sigma$ . Также показаны области, исключенные (95% CL) экспериментами LEP и Tevatron.

Таким образом, мы провели поиск нейтрального MSSM Хиггсовского бозона, используя первые данные с детектора CMS, набранные при протон-протон столкновениях в ускорителе LHC при энергии в системе центра масс 7 ТэВ, соответствующие интегральной светимости 36 pb<sup>-1</sup>. Рассматривались мода распада пары  $\tau$ -лептонов с одним е или  $\mu$  в конечном состоянии и распадом второго  $\tau$ -лептона по адронной моде и конечное состояние е $\mu$ . Полученный спектр масс пары  $\tau$ -лептонов не содержит никаких свидетельств существования нейтрального Хиггсовского бозона. Мы установили верхнюю границу на сечение рождения бозона Хиггса и  $\tau\tau$  branching fraction как функцию от  $m_A$ . Интерпретация этих результатов в рамках MSSM в  $m_h^{max}$  сценарии исключают прежде неисследованную область в проскости параметров tan  $\beta$ - $m_A$ .

### 5.2 Анализ данных при энергии LHC 8 ТэВ

В данном анализе события были отобраны с помощью специальных триггеров, которые используют комбинацию электронных, мюонных и  $\tau$ -лептонных триггерных объектов [195, 220, 221]. Критерии идентификации и пороговые значения поперечного импульса этих объектов постепенно ужесточались в связи с ростом мгновенной светимости ускорителя LHC за период сбора данных.

Пять различных сигнатур для  $\tau\tau$  конечного состояния было исследовано:  $e\tau_h, \mu\tau_h, e\mu, \mu\mu$  и  $\tau_h\tau_h$ , где  $\tau_h$  обозначает  $\tau$ , распадающийся по адронной моде.

В конечных состояниях е $\tau_h$  и  $\mu \tau_h$  события выбираются из данных 2011 (2012) года, в которых присутствует электрон с  $p_T > 20(24)$  ГэВ/ или мюон с  $p_T > 17(20)$ ГэВ и  $|\eta| < 2.1$ , а также противоположно заряженный  $\tau_h$  с  $p_T > 20$  ГэВ и  $|\eta| < 2.3$ . Таи-лептон должен иметь  $I_{\tau_h}$  менее 1.5 ГэВ. Для того чтобы подавить Z  $\rightarrow$  ее,  $\mu\mu$ , мы отбрасываем события с двумя электронами или мюонами с  $p_T > 15$  ГэВ, противоположно заряженными и удовлетворяющими критериям "слабой" (loose) изолированности.

В конечных состояниях е $\mu$  и  $\mu\mu$  отбираются события с двумя противоположно заряженными лептонами, в которых лептон с самым большим (вторым по величине)  $p_{\rm T}$  имеет  $p_{\rm T} > 20(10)$  ГэВ. Электроны отбираются с  $|\eta| < 2.3$  и мюоны с  $|\eta| < 2.1$ . Большой фон, возникающий от событий  $Z \to \mu\mu$ , в канале  $\mu\mu$  подавляется с помощью multivariate boosted decision tree discriminator [222] с использованием различных мюонных кинематических переменных, в том числе кратчайшего расстояния между мюонными треками.

В конечном состояни<br/>и $\tau_{\rm h}\tau_{\rm h}$ отбираются события с двумя противоположно заряженным<br/>и $\tau$ -лептонами, распадающимися по адронной моде, с<br/>  $p_{\rm T}>45$ ГэВ и  $|\eta|<2.1,$ причем требуется, чтобы изолированность<br/>  $I_{\tau_{\rm h}}$ обоих  $\tau$ -лептонов составляла менее 1 ГэВ.

Для того чтобы повысить чувствительность поиска к бозонам Хиггса, отобранные события были разделены на две взаимоисключающие категории:

• b-tag: Требуется, как минимум, одна b-таггированная струя с  $p_{\rm T} > 20$ ГэВ и не более одной струи с  $p_{\rm T} > 30$  ГэВ для того чтобы уменьшить вклад от фона tt. Эта категория событий предназначена для использования процесса рождения бозонов Хигтса с ассоциированными b-кварками, который усилен в MSSM.

 no b-tag: В событиях не должно быть b-таггированных струй с p<sub>T</sub> > 20 ГэВ. Эта категория событий в основном чувствительна к механизму рождения бозона Хиггса путем слияния глюонов.

Оценка основных фонов в каждом из каналов была проведена по наблюдаемым данным.

Процесс  $Z \to \tau \tau$  является крупнейшим источником фоновых событий для каналов е $\tau_h$ ,  $\mu \tau_h$  и е $\mu$ . Этот фон оценивается с помощью событий  $Z \to \mu \mu$ , выбранных из данных, в которых реконструированные мюоны заменяются реконструированными частицами из смоделированных распадов  $\tau$ . Нормировка для этого процесса определяется из измерения  $Z \to \mu \mu$  по данным. Этот метод существенно уменьшает систематические неопределенности, связанные со шкалой энергии струй и потерянной поперечной энергией, поскольку эти величины непосредственно берутся из данных.

Другим существенным источником фона являются многоструйные QCD события, которые могут имитировать сигнал различными способами. Две струи могут быть ошибочно идентифицированы как распады  $\tau_h$ , и в этом случае событие будет вносить вклад в канал  $\tau_h \tau_h$ . В канале  $\tau_h \tau_h$  форма получена из OS событий (событий с противоположным знаком двух  $\tau_h$ ) со "слабым" (loose) изолированием  $\tau$ . Нормировка получается путем умножения числа этих событий на отношение чисел SS событий (событий с одинаковым знаком двух  $\tau_h$ ) с "жестким" (tight) и "слабым"  $\tau$  изолированием.

Распределение по массе  $m_{\tau\tau}$  для пяти конечных состояний ( $e\tau_h, \mu\tau_h, e\mu, \mu\mu$  и  $\tau_h\tau_h$ ) и сравнение с предсказанием фона в b-tag категории показано на Рисунке 5.4. Эти события обладают повышенной чувствительностью к механизму рождения бозона Хиггса с ассоциированным b-кварком.

Для поиска сигнала MSSM бозона Хиггса в выбранных событиях выполняется фитированием с использованием метода максимального правдоподобия. Инвариантная масса пары  $\tau$ -лептонов используется для фитирования в конечных состояниях  $e\tau_h, \mu\tau_h, e\mu$  и  $\tau_h\tau_h$ . Фитирование выполнено одновременно для пяти конечных состояний и двух категорий событий (b-tag и no b-tag). Спектры по инвариантной массе не дают явных указаний на наличие сигнала MSSM бозона Хиггса, поэтому были получены верхние пределы на сечение сигнала.

В данном исследовании выполняются два поиска:

- независимый от модели поиск одного узкого резонанса  $\phi$  для различных гипотез массы в процессе рождения Хиггсовского бозона с ассоциированным b-кварком и путем слияния двух глюонов.
- поиск MSSM нейтральных бозонов Хиггса, h, A и H в спектре масс  $\tau\tau$ .

Предыдущие поиски MSSM бозона Хиггс при 7 ТэВ были интерпретированы в сценарии  $m_{\rm h}^{\rm max}$  [113, 114], который позволяет массе легкого скалярного бозона Хиггса h достигать своего максимального значения ~135 ГэВ. Эксперименты ATLAS и CMS сообщили о наблюдении нового бозона с массой около 125 ГэВ [10–12]. Эксперимент



Рис. 5.4: Реконструированные массы  $\tau\tau$  в b-tag категории для каналов е $\tau_h$ ,  $\mu\tau_h$ , е $\mu$ ,  $\mu\mu$  и  $\tau_h\tau_h$ .

СМЅ доложил, что были получены доказательства распада этого нового бозона также на  $\tau$ -лептонные пары [223]. Если новый бозон интерпретируется как легкий скалярный MSSM бозон Хиггса h, то большая часть пространства параметров tan  $\beta$  и  $m_{\rm A}$  в сценарии  $m_{\rm h}^{\rm max}$  исключается. Тем не менее, изменения в некоторых параметров tan  $\beta$  и  $m_{\rm A}$  [224]. Таким образом, недавно появились новые сценарии [36], в которых масса одного из скалярных бозонов Хиггса, h или H, сравнима с массой недавно открытого Хиггсовского бозона – 125 ГэВ в диапазоне ±3 ГэВ. Эта неопределенность является консервативной оценкой теоретической неопределенности расчетов массы MSSM бозона Хиггса [225]. Традиционный сценарий  $m_{\rm h}^{\rm max}$  был слегка изменен в  $m_{\rm h}^{\rm mod+}$  и  $m_{\rm h}^{\rm mod-}$  сценарии, где разные значения stop mixing параметра дают меньшую массу легкого скалярного бозона Хиггса, чем максимальное значение ~135 ГэВ. Таблица 5.3 суммирует основные параметры MSSM сценариев, рассмотренных в данном исследовании.

Parameter	$m_{ m h}^{ m max}$	$m_{ m h}^{ m mod+}$	$m_{ m h}^{ m mod-}$
$m_{\mathrm{A}}$	90–1000 GeV	$90-1000  {\rm GeV}$	90–1000 GeV
aneta	0.5 - 60	0.5 - 60	0.5 - 60
$M_{\rm SUSY}$	$1000  {\rm GeV}$	$1000  {\rm GeV}$	$1000 { m GeV}$
$\mu$	$200  {\rm GeV}$	$200  {\rm GeV}$	$200  {\rm GeV}$
$M_1$	$(5/3)~M_2~ an^2 heta_W$	$(5/3)~M_2~ an^2 heta_W$	$(5/3)~M_2~ an^2 heta_W$
$M_2$	$200  {\rm GeV}$	$200  {\rm GeV}$	$200  {\rm GeV}$
$X_t$	$2 M_{\rm SUSY}$	$1.5 M_{\mathrm{SUSY}}$	-1.9 $M_{\rm SUSY}$
$A_b, A_t, A_\tau$	$A_b = A_t = A_\tau$	$A_b = A_t = A_\tau$	$A_b = A_t = A_\tau$
$m_{\widetilde{ extbf{g}}}$	$1500  {\rm GeV}$	$1500  {\rm GeV}$	$1500  {\rm GeV}$
$m_{\tilde{l_3}}$	$1000  {\rm GeV}$	$1000  {\rm GeV}$	$1000  {\rm GeV}$

Таблица 5.3: MSSM сценарии

Ожидаемое значение сигнала MSSM бозона Хиггса для каждого сценария определяется в каждой точке пространства параметров следующим образом:

- в каждой точке  $m_A$  и tan  $\beta$  определяются масса, сечения  $gg \to \phi$ ,  $b\bar{b} \to \phi$ , а также branching fraction  $\tau\tau$  для h, H и A.
- вклады всех трех нейтральных бозонов Хиггса добавляются с использованием соответствующих сечений, умноженных на branching fraction.

Рисунок 5.5 показывает ожидаемые и наблюдаемые исключённые (на 95% CL) области в плоскости MSSM параметров  $m_{\rm A}$  и tan  $\beta$  в сценарии  $m_{\rm h}^{\rm max}$  и модифицированных сценариях  $m_{\rm h}^{\rm mod+}$  и  $m_{\rm h}^{\rm mod-}$ . Допустимые области, где масса скалярного MSSM бозона Хиггса h или H совместима с массой 125 ГэВ недавно открытого бозона в диапазоне ±3 ГэВ, находятся вне области с красной штриховкой. Большая часть пространства параметров MSSM исключается требованием на массу бозона Хиггса в сценарии  $m_{\rm h}^{\rm max}$ , в то время как в модифицированных сценариях исключённая область лежит в основном при малых значениях tan  $\beta$ .

Для сравнения этих результатов с другими расширениями Стандартной Модели, кроме MSSM, также выполняется поиск одиночного резонанса  $\phi$  с узкой шириной по сравнению с экспериментальным разрешением. В этом случае модельные независимые ограничения на произведение сечения рождения и branching fraction



Рис. 5.5: Ожидаемые и наблюдаемые исключённые (на 95% CL) области в плоскости MSSM параметров  $m_A$  и tan  $\beta$  для  $m_h^{max}$ ,  $m_h^{mod+}$  и  $m_h^{mod-}$  MSSM сценариев, отображаются в виде затененных областей. Допустимые области, где масса скалярного MSSM бозона Хигтса h или H сравнима с массой недавно открытого бозона 125 ГэВ в диапазоне ±3 ГэВ, находятся вне области с красной штриховкой. Исключённые области получены путём проверки совместимости данных с MSSM сигналом трех нейтральных бозонов Хигтса h, H и A по сравнению с гипотезой SM бозона Хигтса.

 $\tau\tau$ ,  $\sigma \cdot \mathcal{B}(\phi \to \tau\tau)$  для процессов  $gg \to \phi$  (gg $\phi$ ) и  $b\bar{b} \to \phi$  (bb $\phi$ ) определяются как функция массы бозона Хиггса  $m_{\phi}$ . Для моделирования гипотетического сигнала  $\phi$  использовались те же симулированые данные, что и при поиске нейтрального MSSM бозона Хиггса. Эти результаты были получены с использованием данных при энергии центра масс 8 ТэВ. Они показаны на Рисунке 5.6.



Рис. 5.6: Верхний предел (на 95% CL) на  $\sigma(gg\phi) \cdot \mathcal{B}(\phi \to \tau\tau)$  (слева) и  $\sigma(bb\phi) \cdot \mathcal{B}(\phi \to \tau\tau)$  (справа) при энергии в системе центра масс 8 ТэВ как функция от  $m_{\phi}$ , где  $\phi$  обозначает состояние, подобное бозону Хиггса. Для ожидаемых пределов наблюдаемые данные были заменены смоделированным набором данных, который содержит не только вклад фоновых процессов, но и SM бозон Хиггса с массой 125 ГэВ.

В заключение также было выполнено двумерное сканирование (68% и 95% CL) сечения, умноженного на branching fraction  $\tau\tau$  для слияния глюонов и рождения бозона Хиггса, ассоциированного с b-кварком:  $\sigma(bb\phi) \cdot \mathcal{B}(\phi \to \tau\tau)$  vs  $\sigma(gg\phi) \cdot \mathcal{B}(\phi \to \tau\tau)$ . Результаты для различных значений массы бозона Хиггса  $m_{\phi}$  приведены на Рисунке 5.7. Также показано наилучшее значение фитирования.

# 5.3 Анализ данных, набранных в 2016 году при энергии LHC 13 ТэВ

Исследуются четыре наиболее чувствительные конечные состояния пары  $\tau\tau$ : е $\mu$ , е $\tau_{\rm h}$ ,  $\mu\tau_{\rm h}$  и  $\tau_{\rm h}\tau_{\rm h}$ . Online отборы для конечного состояния е $\tau_{\rm h}$  ( $\mu\tau_{\rm h}$ ) базируются на наличии, по крайней мере, одного электрона (мюона) с  $p_{\rm T} > 25(22)$  ГэВ и  $|\eta| < 2.1$  на уровне триггера. Online отбор для конечного состояния е $\mu$  осуществляется двумя триггерами, которые требуют присутствия электрона и мюона с  $p_{\rm T} > 23$  ГэВ для лептона с более высоким  $p_{\rm T}$  и  $p_{\rm T} > 12(8)$  ГэВ для электрона (мюона) с более низким  $p_{\rm T}$ . В  $\tau_{\rm h}\tau_{\rm h}$  конечном состоянии используется триггерное решение, основанное на наличии двух распадающихся по адронной моде  $\tau$ -лептонов с  $p_{\rm T} > 35$  ГэВ и  $|\eta| < 2.1$ . Применяются требования на  $p_{\rm T}$  и  $\eta$  реконструированных продуктов распада  $\tau$ -лептона в offline анализе, как указано Таблице 5.4.



Рис. 5.7: Контуры likelihood  $\sigma(bb\phi) \cdot \mathcal{B}(\phi \to \tau \tau)$  vs  $\sigma(gg\phi) \cdot \mathcal{B}(\phi \to \tau \tau)$  при энергии LHC 8 ТэВ для различных значений массы Хиггсовского бозона  $m_{\phi}$ . Также показано наилучшее значение фитирования (отмечено крестом). В случае  $m_{\phi} = 300, 500$ и 1000 ГэВ наилучшее значение фитирования равно (0,0)

Таблица 5.4: Кинематические отборы продуктов распада  $\tau$ -лептона в конечных состояниях е $\mu$ , е $\tau_{\rm h}$ ,  $\mu \tau_{\rm h}$ , и  $\tau_{\rm h} \tau_{\rm h}$ .

Final state	First object	Second object
$\mathrm{e}\mu^{\dagger}$	$p_{\rm T}^{\rm e}{>}13{ m GeV},   \eta^{\rm e} {<}2.5$	$p_{\rm T}^{\mu} > 10 { m GeV}, \;  \eta^{\mu}  < 2.4$
${ m e}{ au_{ m h}}$	$p_{\rm T}^{\rm e}{>}26{ m GeV}, \eta^{\rm e} {<}2.1$	$p_{ m T}^{ au_{ m h}} {>} 30  { m GeV}, \  \eta^{ au_{ m h}}  {<} 2.3$
$\mu { au}_{ m h}$	$p_{\rm T}^{\mu} > 23 { m GeV}, \  \eta^{\mu}  < 2.1$	$p_{ m T}^{ au_{ m h}} {>} 30  { m GeV}, \  \eta^{ au_{ m h}}  {<} 2.3$
$ au_{ m h} au_{ m h}$		$p_{\rm T}^{ au_{ m h}} > 40 { m GeV},   \eta^{ au_{ m h}}  < 2.1$

<sup>†</sup> Для событий, проходящих только один триггер, накладывается дополнительное требование  $p_{\rm T} > 24$  ГэВ для кандидата в лептоны с максимальным  $p_{\rm T}$ .

Для повышения чувствительности анализа все выбранные события дополнительно классифицируются следующим образом: события с, по крайней мере, одной струей с  $p_{\rm T} > 20$  ГэВ и  $|\eta| < 2.4$ , которая проходит требование b таггирования, объединяются в категорию b-tag. Эта категория предназначена для выделения событий рождения бозона Хиггса с ассоциированными b-кварками. Все остальные события добавляются в категорию по b-tag.

Большая доля фонов для конечных состояний е $\tau_h$ ,  $\mu \tau_h$  и  $\tau_h \tau_h$  может быть отнесена к адронным струям, ошибочно идентифицированным как  $\tau$ -лептон, распадающийся по адронной моде. Для извлечения сигнала форма и нормировка этих фонов оцениваются по контрольным областям данных с использованием "fake factor" метод, как это описано в [226]. В этом подходе число событий для определенного фона *i* из-за опибочной идентификации jet  $\rightarrow \tau_h$  оценивается по области, которая отличается от области сигнала (SR) только изменением требования идентификации  $\tau_h$ . Эта область называется областью применения (AP). Требуется, чтобы  $\tau_h$  удовлетворял VeryLoose идентификации, но не Tight (Medium) в конечном состоянии струями, ошибочно идентифицированными как  $\tau$ -лептон, распадающийся по адронной моде, с типичным вкладом событий с реальными  $\tau$ -лептонами на уровне нескольких процентов или ниже. Для того чтобы получить оценку количества событий из фона *i* из-за ошибочной идентификации jet  $\rightarrow \tau_h$  в SR, число событий в AR затем умножается на отношение:

$$F_{\rm F}^i = \frac{N_{\rm pass}}{N_{\rm fail}},\tag{5.1}$$

где  $N_{\text{pass}}$  соответствует числу событий, удовлетворяющих Tight/Medium идентификации , и  $N_{\text{file}}$  - число событий, удовлетворяющих Very Loose идентификации, но не Tight/Medium идентификации  $\tau_{\text{h}}$ . Количество событий в Eq. (5.1) получается из специально подобранной области (DR<sub>i</sub>), которая ортогональна AR и SR и где доминирует фон *i*. Вклад фонов, отличных от *i*, оценивается из моделирования и вычитается из числителя и знаменателя уравнения (5.1).  $F_{\text{F}}^{i}$  может быть разным для различных процессов, например, если неправильно идентифицированная струя преимущественно происходит из heavy flavour кварка, light flavour кварка или фрагментации глюона.

При первой интерпретации данных мы устанавливаем на 95% уровне достоверности верхний предел на сечение рождения одиночного узкого резонанса,  $\phi$  в процессах  $gg \rightarrow \phi$  и  $b\bar{b} \rightarrow \phi$  и его последующего распада в  $\tau\tau$  пару. На Рисунке 5.8 эти пределы



показаны как функция от  $m_{\phi}$ .

Рис. 5.8: Ожидаемые и наблюдаемые верхние пределы (на 95% уровне достоверности) для сечения рождения одиночного узкого резонанса,  $\phi$ , с массой между 90 ГэВ и 3.2 ТэВ в конечном состоянии  $\tau\tau$  (слева) через слияние глюонов (gg $\phi$ ) и (справа) в ассоциации с b кварками (bb $\phi$ ). Ожидаемая медиана предела исключения показана пунктирной линией. Темно-зеленая и яркая желтая полосы указывают на 68 и 95% доверительные интервалы для ожидаемого предела исключения. Черные точки соответствуют наблюдаемым пределам. В левой панели ожидаемые пределы исключения для тех случаев, когда (синяя непрерывная линия) только b-кварк и (красная непрерывная линия) только top-кварк учитываются в фермионной петле. Слева от пунктирной вертикальной линии два разных предположения приводят к видимым различиям в ожидаемых пределах исключения.

Чувствительность анализа к зависимости от модели возникает при низких массах, где  $p_{\rm T}$   $\phi$ -резонанса дает существенный вклад в  $p_{\rm T}$  продуктов его распада. На Рисунке это подчеркивается добавлением медианы для ожидаемого предела с использованием только b-кварка или только top-кварка для моделирования  $p_{\rm T}$  спектра для  $\phi$ -резонанса.

Во второй интерпретации данных исключённые области в плоскости  $m_{\rm A}$ -tan  $\beta$  определены в двух сценариях MSSM,  $m_{\rm h}^{\rm mod+}$  и hMSSM [37–39]. На Рисунке 5.9 наблюдаемые и ожидаемые на 95% уровне достоверности исключённые области показаны для MSSM сценариев  $m_{\rm h}^{\rm mod+}$  и hMSSM.

Эти результаты сравнимы с результатами аналогичного поиска, выполненного коллаборацией ATLAS, на основе эквивалентного набора данных [227].



Рис. 5.9: Наблюдаемые и ожидаемые на 95% уровне достоверности исключённые области (слева) в MSSM  $m_{\rm h}^{\rm mod+}$  сценарии и (справа) в сценарии hMSSM. Ожидаемая медиана показана пунктирной черной линией. Темная и ярко-серая полосы указывают 68 и 95% доверительные интервалы для ожидаемого исключения. Наблюдаемая исключённая область обозначается синим цветом. Для сценария  $m_{\rm h}^{\rm mod+}$  те части пространства параметров, где  $m_{\rm h}$  отклоняется более чем на ±3 ГэВ от массы наблюдаемого бозона Хиггса 125 ГэВ, обозначены красной штриховкой.

# Глава 6

# Поиск распада $H o hh o au au bar{b}$

### 6.1 Анализ данных при энергии LHC 8 ТэВ

#### 6.1.1 Введение

Этот анализ был проделан на данных детектора CMS при протон-протонных взаимодействиях с энергией в центре масс сталкивающихся протонов  $\sqrt{s} = 8$  ГэВ. Данные соответствуют интегральной светимости 19.7 fb<sup>-1</sup>. Выбор конечного состояния  $\tau\tau$  был обусловлен его чистой сигнатурой и значимым подтверждением распадов 125 ГэВ-ного бозона Хиггса в фермионы [228]. В данном анализе для изучения нескольких различных  $\tau\tau$  сигнатур используются методики, аналогичные применявшимся в поиске *h*-бозона Хиггса с массой 125 ГэВ [223]. Для канала  $H \rightarrow hh \rightarrow bb\tau\tau$  используются конечные состояния  $\mu\tau_h$ ,  $e\tau_h$  и  $\tau_h\tau_h$ , где  $\tau_h$  обозначает наблюдаемые продукты адронного распада  $\tau$ -лептона.

Поиски распадов H  $\rightarrow$  hh (и A  $\rightarrow$  Zh) ранее велись экспериментами ATLAS [229–232] и CMS [233–235] в двухфотонных, мультилептонных и bb конечных состояниях.

### 6.1.2 Моделирование сигнала и фона

Моделирование процессов  $H \rightarrow hh$  осуществляется генератором РҮТНІА 6.4.26 [167]. Для моделирования фоновых процессов используются генераторы МАDGRAPH 5.1 для моделирования Z+струи, W+струи, tt и рождения пар бозонов и POWHEG 1.0 [168, 236–238] для моделирования рождения одиночного top-кварка. Генераторы POWHEG и MADGRAPH сопряжены с РҮТНІА для генерирования партонных ливней и фрагментации с ипользованием набора параметров для Z2\* tune [239]. Все генераторы сопряжены с TAUOLA [240] для симуляции распадов  $\tau$ -лептона. Сгенерированные события пропущены через детальную симуляцию детектора CMS, основанную на GEANT4 [170], и реконструированы алгоритмами, применяющимися к данным. В зависимости от генератора использованы функции партонных плотностей (PDF) CT10 [241] или CTEQ6L1 [242].

### 6.1.3 Отбор событий

События были отобраны комбинацией электронных, мюонных и  $\tau$  триггеров [66, 221, 223, 243]. Критерии идентификации триггерных объектов постепенно ужесточались, а пороги по поперечному импульсу росли по мере увеличения светимости LHC в течение периода набора данных. Для измерения эффективности этих триггеров в данных и Монте-Карло был использован метод таггирующих и пробных объектов (tag-and-probe), и из этих измерений в симуляцию были введены поправки.

Электроны, мюоны и  $\tau_{\rm h}$  были отобраны с использованием критериев, применявшихся в поиске *h*-бозона Хиггса с массой 125 ГэВ [223].

Для канала  $H \to hh \to bb\tau\tau$  проанализированы три наиболее чувствительных конечных состояния, отличающихся типом распада  $\tau$ -лептонов от распада бозона Хиггса ( $\mu \tau_h$ ,  $e\tau_h$  and  $\tau_h \tau_h$ ).

Для конечных состояний  $\mu \tau_{\rm h}$  и  $e \tau_{\rm h}$  события отобраны требованиями наличия мюона с  $p_{\rm T} > 20$  ГэВ и  $|\eta| < 2.1$  или электрона с  $p_{\rm T} > 24$  ГэВ и  $|\eta| < 2.1$  и  $\tau_{\rm h}$  с  $p_{\rm T} > 20$ ГэВ и  $|\eta| < 2.3$  и противоположным зарядом. Чтобы снизить фон от Z  $\rightarrow \mu \mu$ , ее, события с двумя мюонами или электронами с  $p_{\rm T} > 15$  ГэВ с противоположным зарядом и проходящие слабые критерии изоляции были удалены из анализа.

Для конечных состояний  $\mu \tau_h$  и  $e \tau_h$  определена поперечная масса мюона или электрона и  $\vec{p}_T^{miss}$ :

$$M_{\rm T} = \sqrt{2p_{\rm T} E_{\rm T}^{\rm miss} (1 - \cos \Delta \phi)},\tag{6.1}$$

где  $p_{\rm T}$  – это поперечный импульс лептона, а  $\Delta \phi$  – это азимутальный угол между импульсом мюона и вектором недостающего импульса  $\vec{p}_{\rm T}^{\rm miss}$ . Требуется, чтобы поперечная масса была меньше 30 ГэВ, чтобы подавить фоновые события от W+струи и tt.

Распределение  $M_{\rm T}$  для конечного состояния  $\mu \tau_{\rm h}$  показано на Рис. 6.1.



Рис. 6.1: Распределение  $M_{\rm T}$  для конечного состояния  $\mu \tau_{\rm h}$ , включающего по крайней мере две дополнительные адронные струи. Фоновые события W+струи включены в "electroweak" категорию. Многоструйные события обозначены как "QCD". Отбор H  $\rightarrow$  hh  $\rightarrow$  bb $\tau \tau$  включает требование  $M_{\rm T} < 30$  ГэВ для конечных состояний  $\mu \tau_{\rm h}$  и  $e \tau_{\rm h}$ .

В конечном состоянии  $\tau_{\rm h} \tau_{\rm h}$  отобраны события с двумя противоположно заряженными  $\tau$ -струями с  $p_{\rm T} > 45$  ГэВ и  $|\eta| < 2.1$ , распадающимися в адроны.

В дополнение к отбору au au, каждое отобранное событие должно содержать по край-

ней мере две адронные струи с  $p_{\rm T} > 20$  ГэВ и  $|\eta| < 2.4$ . Такие требования на  $p_{\rm T}$  и  $\eta$  необходимы для отбора струй с хорошо определенным значением дискриминатора таггирования *b*-струй. Дискриминатор определен по алгоритму "комбинированных вторичных вершин" (Combined Secondary Vertex - CSV) [244] и важен для категоризации сигнальных событий с двумя кандидатами в *b*-струи от распада бозона Хиггса с массой 125 ГэВ в bb.

Симуляция показала, что большинство сигнальных событий имеют по крайней мере одну струю, удовлетворяющую средней рабочей точке дискриминатора CSV. Адронные струи упорядочены по значению дискриминатора CSV, так, что лидирующая и следующая за лидирующей струи определены как струи с наибольшими значениями дискриминатора. В соответствии с этими определениями, все события можно разделить на несколько категорий:

- 2jet–0tag ни лидирующая ни следующая за лидирующей струи не проходят отбор по CSV дискриминатору. Эта категория в основном содержит фон и лишь небольшую часть сигнала.
- 2jet–1tag только лидирующая струя проходит отбор по CSV дискриминатору,
- 2jet-2tag обе струи проходят отбор по CSV дискриминатору.

Для извлечения сигнала используется распределение реконструированной массы кандидата в бозон Хиггса.

### 6.1.4 Оценка фона

Фон к конечному состоянию  $H \rightarrow hh \rightarrow bb\tau\tau$  состоит в основном из событий  $t\bar{t}$ , в меньшей степени из событий  $Z \rightarrow \tau\tau$ +струи, W+струи и многоструйных QCD событий, и с лишь небольшой примесью  $Z \rightarrow \ell\ell$ , пар бозонов и рождения одиночного top-кварка. Оценки форм распределений реконструированной массы бозона Хиггса и количества событий от основных фонов были получены из данных, там где это возможно.

Процесс  $Z \to \tau \tau$  составляет неустранимый фон из-за присутствия двух  $\tau$ -лептонов, в отличие от сигнала  $h \to \tau \tau$  инвариантная масса конечного состояния этого процесса находится гораздо ближе к массе Z, чем к массе бозона Хиггса. Снизить уровень фона помогает требование присутствия двух струй в событии. Еще в большей степени фон снижает требование присутствия *b*-струй. Тем не менее, этот процесс все еще составляет значительный источник фоновых событий, особенно в категориях 2jet–1tag и 2jet–0tag. Этот фон оценен с использованием  $Z \to \mu \mu$  событий из данных. Для отбора событий требуется присутствие противоположно заряженных изолированных мюонов, которые заменяются реконструированными частицами в симуляции распадов  $\tau$ -лептона. К отобранным  $Z \to \mu \mu$  применена поправка на вклад от tt событий. Эта методика значительно снижает систематические неопределенности из-за неточности калибровки адронных струй и недостающей энергии, так как их значения берутся из данных.

Для фона  $t\bar{t}$  и форма, и нормировка взяты из Монте-Карло симуляции, а результаты сопоставляются с данными в контрольной области, где вклад  $t\bar{t}$  событий усилен требованием присутвия е $\mu$  в конечном состоянии вместо  $\tau$  пары и по крайней мере

одной таггированой *b*-струи.

Другой значительный фон, это многоструйные QCD события, которые могут имитировать сигнал разными путями. Например, одна или более струй могут быть идентифицированы как  $\tau_h$ . В каналах  $\mu \tau_h$  и  $e \tau_h$  форма фона от QCD оценена по наблюдаемым событиям с парами  $\tau \tau$  одного знака (SS). Выход таких событий получен умножением количества отобранных SS событий на отношение выходов событий с парами разных знаков (OS) и SS событий, полученных в области с усиленным вкладом QCD за счет ослабленной изоляции лептонов. В  $\tau_h \tau_h$  канале форма получена из OS событий с ослабленной изоляцией  $\tau$ . Выход получен умножением количества этих событий на отношение выходов SS событий с жесткой и ослабленной изоляцией  $\tau$ .

События W+струи, в которых присутствует струя, идентифицированная как  $\tau_{\rm h}$ , являются другим значительным источником фона в каналах  $\mu \tau_{\rm h}$  и  $e \tau_{\rm h}$ . Форма распределения для W+струи моделируется, используя Монте-Карло симуляцию а выход оценен из контрольной области событий с большими  $m_T$ , близкими к массе W. Этот фон менее значим в канале  $\tau_{\rm h} \tau_{\rm h}$ , и там его форма и выход были взяты симуляции.

Вклад процесса Drell–Yan с парами электронов и мюонов оценен из симуляции после поправок в симуляции, полученных из данных для  $Z \rightarrow \mu\mu$  событий. Для канале  $e\tau_h$  симуляция дополнительно поправлена, используя частоту ошибочной идентификации  $e \rightarrow \tau_h$ , измеренную в данных по методике tag-and-probe [245] для  $Z \rightarrow ee$  событий.

Наконец, вклад остальных менее существенных фонов, таких как пары бозонов и одиночный top-кварк, оценены из симуляции. Возможные вклады от *h*-бозона Хиггса по оценкам имеют пренебрежимо малый вклад в конечный результат.

### 6.1.5 Систематические неопределённости

Форма и нормировка распределения восстановленной массы кандидатов в H-бозон чувствительны к различным систематическим неопределенностям.

Главные вклады в неопределенность нормировки и сигнальных и фоновых событий включают неопределенность интегральной светимости, которая составляет 2.6% [246], и эффективности триггеров и идентификации для мюонов (2%) и электронов (2%). Эффективность идентификации  $\tau_{\rm h}$  известна с точностью 6% (8% в канале  $\tau_{\rm h}\tau_{\rm h}$ ) и измерена в  $Z/\gamma^* \to \tau\tau \to \mu\tau_{\rm h}$  событиях с использованием tag-andprom метода. Неопределенность эффективности адронных триггеров  $\mu\tau_{\rm h}$  и  $e\tau_{\rm h}$  составляет 3%. Для триггера на  $\tau_{\rm h}\tau_{\rm h}$  неопределенность составляет 4.5% на каждого из кандидатов в  $\tau_{\rm h}$ . Эффективность таггирования *b*-кварков имеет неопределенность 2–7%, а частота ошибочного таггирования для партонов легких флэйворов составляет 10-20% в зависимости от  $\eta$  и  $p_{\rm T}$  [244]. Также учтены неопределенности методов нормировки фона, обсуждаемых в секции 6.1.4. В канале  $\rm H \to hh \to bb\tau\tau$ эти неопределенности составляют до 2–40% в зависимости от категории события и конечного состояния.

В вариации формы спектра масс вносят вклад неопределенность энергетической шкалы адронных струй, меняющейся в зависимости от  $p_{\rm T}$  и  $\eta$  струи [247], и энер-

гетической шкалы  $\tau$ -лептона (3%) [223].

Теоретические неопределенности сечения сигнала получены из неопределенностей PDF и QCD шкалы факторизации и ренормализации, которые зависят от гипотезы сигнала. Для модельно независимых результатов теоретические неопределенности не учитываются. Для интерпретации в рамках MSSM неопределенности зависят от  $m_A$  и tan  $\beta$  и составляют 2–3% для PDF и 5–9% для шкалы факторизации и ренормализации, что получено в соответствии с [40] по рекомендациям коллаборации PDF4LHC[248].

### 6.1.6 Результаты и интерпретация

Инвариантная масса пар  $\tau$ -лептонов  $(m_{\tau\tau})$  восстановлена с использованием специального алгоритма под названием SVFIT [205], который комбинирует видимые четырехвектора кандидатов в  $\tau$ -лептоны, недостающую энергию и экспериментальное разрешение в оценку по методу максимального правдоподобия.

Для процесса H  $\rightarrow hh \rightarrow bb\tau\tau$  для извлечения сигнала было выбрано распределение четырехчастичной массы конечного состояния. Продукты распада двух h-бозонов должны удовлетворять достаточно жестким кинематическим ограничения мозза малой ширины h. Эти ограничения могут быть использованы в фите кинематики для улучшения восстановления событий и чтобы лучше отделить сигнал от фона. В фите используется коллинеарное приближение для продуктов распада  $\tau$ -лептонов, так как  $\tau$ -лептоны имеют большой буст, поскольку происходят из тяжелого по сравнению с их собственной массой объекта. Более того, предполагается, что восстановление направлений всех частиц в конечном состоянии точное и неопределенностями можно пренебречь по сравнению с неопределенностью восстановления энергии. Масса, восстановленная с помощью кинематического фита, обозначается далее как  $m_{\rm H}^{\rm kinft}$ .

Отношение сигнал/фон может быть значительно улучшено отбором событий, где масса пары струй и масса  $\tau$  пары  $((m_{\tau\tau}))$ , восстановленная по методу SVFIT, соответствуют массе 125 ГэВ. Окна отбора по массам оптимизированы так, чтобы собрать наибольшую долю сигнала, отклоняя значительную часть фона. Были выбраны окна 70 <  $m_{\rm bb}$  < 150 ГэВ и 90 <  $m_{\tau\tau}$  < 150 ГэВ. Распределения инвариантной массы бозона Хиггса для различных конечных состояний показаны на Рис. 6.2, 6.3 и 6.4.

Спектры инвариантных масс не указывают на присутствие сигнала. Модельнонезависимые верхние пределы на 95% уровне достоверности (CL) для сечения, умноженного на branching fraction, установлены с использованием фита функции максимального правдоподобия для *сигнал плюс фон* и *только фон* гипотез. Пределы получены с использованием метода  $CL_s$  [184, 185], процедура описана в [186, 249].

Пределы на ожидаемое и наблюденное сечения, умноженные на branching fraction, показаны на Рис. 6.5.

Мы интерпретируем измеренные ограничения на сечение, умноженное на branching fraction, в рамках MSSM. Интерпретация сделана на основе сценария "low tan  $\beta$ " [40], в котором значение  $M_{SUSY}$  увеличено по области tan  $\beta$  и  $m_A$  до тех пор, пока масса



Рис. 6.2: Распределения восстановленной четырехчастичной массы с фитом кинематики после применения отборов по массам  $m_{\tau\tau}$  и  $m_{\rm bb}$  в канале  $\mu\tau_{\rm h}$ . Распределения показаны для событий в категориях 2jet–0tag (слева), 2jet–1tag (справа) и 2jet–2tag (внизу). Ожидаемый сигнал для  $\tan \beta = 2$ ,  $m_{\rm H} = 300$  ГэВ в сценарии небольших  $\tan \beta$  в MSSM умножен на 10 и показан прерывистой линией. Ожидаемые вклады от фонов показаны для значений неопределенностей, полученных после фитирования гипотезы сигнал + фон к данным.



Рис. 6.3: Распределения восстановленной четырехчастичной массы с фитом кинематики после применения отборов по массам  $m_{\tau\tau}$  и  $m_{\rm bb}$  в канале е $\tau_{\rm h}$ . Распределения показаны для событий в категориях 2jet–0tag (слева), 2jet–1tag (справа) и 2jet–2tag (внизу). Ожидаемый сигнал для  $\tan \beta = 2$ ,  $m_{\rm H} = 300$  ГэВ в сценарии небольших  $\tan \beta$  в MSSM умножен на 10 и показан прерывистой линией. Ожидаемые вклады от фонов показаны для значений неопределенностей, полученных после фитирования гипотезы сигнал + фон к данным.



Рис. 6.4: Распределения восстановленной четырехчастичной массы с фитом кинематики после применения отборов по массам  $m_{\tau\tau}$  и  $m_{\rm bb}$  в канале  $\tau_{\rm h}\tau_{\rm h}$ . Распределения показаны для событий в категориях 2jet–0tag (слева), 2jet–1tag (справа) и 2jet–2tag (внизу). Ожидаемый сигнал для  $\tan \beta = 2$ ,  $m_{\rm H} = 300$  ГэВ в сценарии небольших  $\tan \beta$  в MSSM умножен на 10 и показан прерывистой линией. Ожидаемые вклады от фонов показаны для значений неопределенностей, полученных после фитирования гипотезы сигнал + фон к данным.


Рис. 6.5: Верхний предел на 95% уровне достоверности для сечения  $H \to hh \to bb\tau\tau$ , умноженного на branching fraction, для  $\mu\tau_h$  (слева вверху),  $e\tau_h$  (справа ввер-ху),  $\tau_h\tau_h$  (слева внизу) и для комбинации конечных состояний (справа внизу).

легчайшего бозона Хиггса не достигнет значения 125 ГэВ. Область исключенных значений  $m_{\rm A}$ -tan  $\beta$  в таком сценарии для комбинации измерений  ${\rm H} \rightarrow hh \rightarrow {\rm bb}\tau\tau$  и  ${\rm A} \rightarrow {\rm Zh} \rightarrow \ell\ell\tau\tau$  [53] показана на Рисунке 6.6. Исключённые значения ограничиваются массой  $m_{\rm A} \simeq 350$  ГэВ, так как выше этой массы становится кинематически разрешен распад A на два top-кварка.

#### 6.2 Результаты анализа данных, набранных в 2016 году при энергии LHC 13 ТэВ

Проанализированный набор событий pp-взаимодействий с энергией сталкивающихся протонов в системе центра масс 13 ТэВ соответствует интегральной светимости 35.9 fb<sup>-1</sup>. Полученные и ожидаемые верхние пределы на сечение исследуемого процесса на доверительном уровне 95% показаны на Рисунке 6.7 (вверху).

Эти модельно-независимые пределы также интерпретированы в сценарии hMSSM [38, 39], являющейся параматризацией MSSM, которая рассматривает наблюдаемый бозон Хиггса с массой 125 ГэВ как легкий скаляр, предсказанный из модели (обозначается h в контексте модели), тогда как резонанс с массой  $m_{\rm S}$  соответствует более тяжелому СР-четному скаляру (обозначается H в контексте модели). На Рисунке 6.7 (внизу) показаны области исключения как функции параметров  $m_{\rm A}$  и tan  $\beta$ , представляющих, соответственно, массу СР-нечетного скаляра и отношение вакуумных ожидаемых величин двух хиггсовских дублетов в модели.



Рис. 6.6: Область исключения на уровне достоверности 95% для значений  $m_{\rm A}$ tan  $\beta$  в сценарии "low tan  $\beta$ ", как обсуждалось в тексте, для комбинации анализа H  $\rightarrow hh \rightarrow bb\tau\tau$  и A  $\rightarrow$  Zh  $\rightarrow \ell\ell\tau\tau$  каналов. Область, показанная голубым цветом, исключена по результатам данного анализа. Прерывистая кривая и серые области показывают ожидаемые пределы по исключению с относительной неопределенностью. Область, обозначенная красными линиями в нижнем левом углу, показывает область, которая исключена известной массой *h*-бозона, 125 ГэВ. Исключённые значения ограничиваются массой  $m_{\rm A} \simeq 350$  ГэВ, так как выше этой массы становится кинематически разрешен распад A на два top-кварка.



Рис. 6.7: (Верхний рисунок) измеренные и ожидаемые верхние пределы на уровне достоверности 95% на произведение сечения и branching fraction как функция массы резонанса  $m_{\rm S}$  в предположении, что его внутренняя ширина пренебрежимо мала по сравнению с экспериментальным разрешением. Внутренняя (зеленая) и внешняя (желтая) полосы показыват области, содержащие соответственно 68 и 95% распределения пределов в предположении отсутствия сигнала. (Нижний рисунок) интерпретация пределов исключения в контексте hMSSM модели, параметризованной как функция параметров tan  $\beta$  и  $m_{\rm A}$ . В этой модели предполагается, что наблюденный бозон Хиггса с массой 125 ГэВ является СР-четным скаляром и обозначается h, тогда как СР-четный тяжелый скаляр обозначается H и CP-нечетный скаляр обозначается A. Пунктирные линии соответствуют фиксированным значениям массы СР-четного тяжелого скаляра модели,  $m_{\rm H}$ .

#### Глава 7

# Заключение по поискам распадов ${ m H}^\pm o au^\pm u$ , $\phi o au au$ и ${ m H} o hh$ в MSSM

Со времени открытия *h*-бозона возник следующий вопрос - какой из двух скалярных бозонов в MSSM открыт, little h-бозон или capital H-бозон ? Ответ на этот вопрос дали результаты поиска заряженного бозона Хиггса H<sup>±</sup> в моде распада  $\tau \nu$ , представленные в диссертации (так же, как и измерения ATLAS эксперимента [194]). Результаты показали, что заряженный бозон Хиггса с массой меньше 160 ГэВ исключен при всех значениях tan $\beta$ . Тогда из уравнения 2.2 следует, что псевдоскалярный бозон с массой  $m_{\rm A} \leq 140$  ГэВ также исключён. При этом из Рисунка 2.1 следует, что открытый бозон Хиггса с массой 125 ГэВ является little h-бозоном. Осталась только очень малая область MSSM параметров ( $160 \leq m_{\rm H^{\pm}} \leq 170$  ГэВ и  $5.2 \leq \tan\beta \leq 5.4$ ) в сценарии  $M_H^{125}$  [115], в которой открытый бозон Хиггса является сарital H-бозоном.

Измерения *h*-бозона [15, 16] позволяют сильно ограничить область параметров MSSM, предполагая, что он явлается little h-бозоном. На Рисунке 7.1 показана область параметров, исключённая по результатам поисков дополнительных бозонов и измерениями *h*-бозона в сценарии hMSSM. Похожие области исключены и в других рассматриваемых MSSM сценариях [115].

Из Рисунка 7.1 видно, что в соответствии с измерениями, масса псевдоскаларного бозона А должна быть больше, чем ~ 500 ГэВ. Для дальнейших поисков дополнительных бозонов Хиггса в MSSM на HL-LHC это означает следующее:

- В рамках MSSM поиски распадов H → hh и A → Zh уже не представляют интереса, поскольку они имеют большие сечения только в области масс ≤ 400 ГэВ, которая исключена. Однако необходимо отметить, что во Wrong Sign Yukawa Coupling сценарии модели 2HDM распад A → Zh может иметь большие сечения и при m<sub>A</sub> >400 ГэВ (больше, чем кинематически открытый в этой области распад H → tt̄) [250].
- Надо продолжить поиски распадов  $\phi \to \tau \tau$ , чтобы исключить области больших значений  $\tan\beta$  или открыть тяжелый бозон Хиггса в этой области.
- Надо начать поиски распадов  $H \to t\bar{t}$  и  $H/A \to \tilde{\chi}\tilde{\chi}, H^{\pm} \to \tilde{\chi}^0\tilde{\chi}^{\pm}$ , которые имеют достаточно большие сечения для больших масс и малых и проме-



Рис. 7.1: Области в плоскости параметров  $m_{\rm A}$ -tan $\beta$ , исключённые в hMSSM по результатам поиска дополнительных бозонов Хиггса и измерениями *h*-бозона.

жуточных значениях  $\tan\beta$  [39, 115]. ATLAS эксперимент уже опубликовал результаты первого поиска распада  $H \rightarrow t\bar{t}$  при энергии LHC 8 TэB [251].

#### Глава 8

### Поиск процесса $pp o b \overline{b} A, \; A o \mu \mu$

#### 8.1 Введение

В этой главе представлен поиск образования пар мюонов в диапазоне масс от 25 до 60 ГэВ в сопровождении b-кварков в рамках модели 2HDM. Использовано 19.7 fb<sup>-1</sup> данных эксперимента CMS, набранных в pp-взаимодействиях с энергией в центре масс 8 ТэВ. Анализ конечного состояния  $\mu\mu$  дополняет поиски бозона A с небольшой массой, распадающегося в пары  $\tau$ -лептонов, осуществленные коллаборацией CMS [252, 253]. Несмотря на существенно более низкую долю branching fraction, конечное состояние  $\mu\mu$  удобнее для анализа из-за лучшего разрешения по массе пары лептонов и более высоких эффективностей триггера и идентификации лептонов.

#### 8.2 Данные и моделирование сигнала и фона

События для анализа отобраны двухуровневой триггерной системой СМS. Сначала требуется, чтобы в событии присутствовал один мюон ( $\mu$ ) или два мюона, удовлетворяющие слабым требованиям по изоляции и кинематике. В случае триггера на одиночные мюоны, мюон должен находиться в области  $|\eta| < 2.1$  и иметь поперечный импульс ( $p_{\rm T}$ ) больше чем 24 ГэВ. В случае триггера на пару мюонов, требуется присутствие двух мюонов с  $p_{\rm T}$  больше 17 ГэВ для лидирующего мюона и 8 ГэВ для следующего за лидирующим. Такие же требования на  $p_{\rm T}$  используются в триггере на пару электронов, в дополнение, требуется, чтобы электроны были изолированными.

В анализе использованы события с парами мюонов с противоположным зарядом и дополнительными адронными струями, одна из которых должна быть идентифицирована как струя от b-кварка (b-струя). Требуется, чтобы инвариантная масса пары лептонов с противоположным зарядом была больше 12 ГэВ, чтобы подавить вклад резонансов с низкой массой и удалить плохо моделируемые фоны.

Для оптимизации отбора событий, с тем чтобы получить наибольшую чувствительность к сигналу, была использована Монте-Карло симуляция. Предсказания выходов для фоновых процессов, также основанные на симуляции, проверены по данным в специальных контрольных областях. Сигнальные события pp  $\rightarrow$  bbA симулированы в генераторе РҮТНІА (v6.4.26) [167]. Сигнальные события были сгенерированы для интервалов по массам А шириной 10 ГэВ. Для естественной ширины бозона А было использовано значение менее чем 50 МэВ, что гораздо меньше, чем разрешение по массе пар мюонов в области от 25 до 60 ГэВ ( $\sigma_{\mu\mu} = 0.45$  ГэВ для

#### $m_{\rm A} = 30 \ \Gamma \mathfrak{s} \mathcal{B}$ ).

Были учтены следующие фоновые процессы: процесс Drell-Yan (DY), W+струи,  $t\bar{t}$ , одиночное рождение top-кварка и парное рождение бозонов.

События DY симулированы в лидирующем порядке теории возмущений (LO) с использованием генератора MADGRAPH (v5.1.3.30) [166, 254], сопряженного с РҮТНІА (v6.4.26), для симуляции партонных ливней и адронизации. Симуляция в MADGRAPH использует матричные элементы для симуляции конечных состояний, включающих до 4-х партонов. Для сопряжения матричных элементов партонных ливней используется специальная процедура [255, 256]. Набор событий DY нормализован к сечению, вычисленному в следующем за следующим за лидирующим порядком теории возмущений (NNLO) в пакете FEWZ (v3.1) [257]. Набор событий W+струи симулирован и нормализован аналогично события DY+струи. Рождение  $\ell\ell$  ( $\ell\nu$ ) в сопровождении b и с-кварков включено в события DY+струи (W+струи).

Парное рождение top-кварков смоделировано в MADGRAPH, в конечных состояниях допускается до 3-х дополнительных партонов, смоделированный набор событий нормализован на инклюзивное сечение в приближении NNLO+NNLL (приближение следующих за следующими за лидирующими логарифмами) [258]. Процесс рождения одиночного top-кварка (в каналах t, s и Wt) моделирован в следующем за лидирующим порядком теории возмущений (NLO) в POWHEG [168, 236, 238] и нормализован к приблизительным сечениям в NNLO [191, 259]. Процессы парного рождения векторных бозонов (VV) WW, WZ/ $\gamma^*$  и Z/ $\gamma^*$ Z/ $\gamma^*$  симулированы в MADGRAPH и нормализованы, соответственно, к их сечениям в NLO [260, 261]. Процессы WZ/ $\gamma^*$  и Z/ $\gamma^*$ Z/ $\gamma^*$  симулированы с  $m_{\gamma^*} > 10$  ГэВ.

Использован набор параметров генератора РУТНІА для  $Z2^*$  tune [262, 263], который является обновлением Z1 tune [264, 265].

Сигнальные и фоновые события, полученные в генераторах, пропущены через симуляцию детектора, основанную на GEANT4 (v.9.4p03) [170, 171]. Множественные pp-взаимодействия в одном пересечении банчей (pileup) учтены с помощью симуляции дополнительных взаимодействий (в том же и в соседних банчах), с распределениями множественности, соответствующим измеренным в данных. Среднее число pileup событий оценено в 21 взаимодействие на пересечение банчей. Измеренное в данных разрешение, шкала энергии струй [68], эффективность идентификации b-струй и распределение дискриминатора таггирования b-струй [244], полученные из данных, использованы для поправок соответствующих величин в симуляции.

#### 8.3 Реконструкция и отбор событий

Отобраны события с по крайней мере одной вершиной с восстановленным положением по оси z в пределах 24 см от геометрического центра детектора, и в пределах 2 см от центра взаимодействия пучков в поперечной плоскости. В случае когда восстановлено несколько вершин от дополнительных pp-взаимодействий, в качестве первичной выбиралась вершина с наибольшей скалярной суммой  $p_{\rm T}^2$  треков, которые с ней ассоциированы. Мюоны сопоставлены первичной вершине ограничением продольного и поперечного прицельных параметров на 0.5 см и 0.2 см, соответственно.

Кандидаты в мюоны восстановлены глобальным фитом траектории с использованием сработавших элементов трекера и мюонной системы [159]. Измерено, что для кинематической области, изучаемой в данном анализе, эффективность одновременных идентификации и изоляции для мюонов составляет 95%.

Критерии отбора электронов оптимизированы с использованием многомерного анализа и имеют комбинированную эффективность идентификации и изоляции примерно 60% для низких  $p_{\rm T}$  ( $\approx 10$  ГэВ) и 90% для высоких  $p_{\rm T}$  (>50 ГэВ), в случае электронов от распадов W или Z -бозонов [66]. Оптимизация многомерного анализа для восстановления электронов осуществлена с использованием симуляции, тогда как рабочие характеристики измерены по данным.

С целью разделить прямые и непрямые кандидаты в лептоны (преимущественно от распадов b-адронов) для каждого кандидата определена относительная изоляция. Переменная изоляции для мюона вычислена как сумма поперечных импульсов заряженных частиц в конусе радиусом  $\Delta R \equiv \sqrt{(\Delta \eta)^2 + (\Delta \phi)^2} = 0.3$  вокруг направления лептона, деленная на  $p_{\rm T}$  мюона. Требуется, чтобы изоляция составляла меньше чем 0.1. Если сигнальные мюоны находятся на расстоянии  $\Delta R < 0.3$  друг от друга,  $p_{\rm T}$  одного лептона вычитается из переменной изоляции другого лептона.

Для реконструкции струй использован алгоритм кластеризации anti- $k_{\rm T}$  [162, 266] с параметром радиуса 0.5.

В этом анализе использованы два метода реконструкции адронных струй: "струяплюс-трек" (jet-plus-track, JPT) [267] и метод "потока частиц" (particle flow, PF). Эти два метода комбинируют информацию от всех поддетекторов установки. Метод PF разделяет сигнал в калориметре в кластеры, сопоставляя кластеры трекам, и формирует "PF кандидаты", тогда как метод JPT не требует разделения на кластеры, стартуя с восстановленных калориметрических струй, а сопоставление трекам осуществляется в области струи на поверхности калориметра. Кроме того, методики используют разный подход к калибровке составляющих: кластеры в PF калибруются по симуляции, а в случае JPT вводятся поправки на калориметрические пороги и неэффективность восстановления треков. Такие свойства детектора, как ошибки в координатах чувствительных элементов трекера, конечная точность калибровки калориметров, по-разному влияют на эти методики, и таким образом, они служат для проверки друг друга. Два типа адронных струй, PF и JPT, имеют схожее энергетическое разрешение. Конечные результаты представлены для PF струй.

Струи с существенной долей энергии от дополнительных pp-взаимодействий или не сопоставленные первичной вершине отброшены из анализа [267, 268]. Остающаяся энергия от дополнительных взаимодействий вычтена с использованием методики на основе информации о площади струи [266, 269, 270]. Требуется, чтобы струи проходили отбор, который удаляет струи от шумных каналов калориметров [70, 271]. Требуется, чтобы калиброванные струи [68, 272] имели  $p_{\rm T} > 20$  ГэВ,  $|\eta| < 4.7$  и были отделены на по крайней мере 0.5 по  $\Delta R$  от мюонов, удовлетворяющих требованиям, описанным выше.

Недостающий поперечный импульс ( $p_{\rm T}^{\rm miss}$ ) определен как модуль векторной суммы поперечных импульсов всех восстановленных PF кандидатов в событии. Калибровка  $p_{\rm T}^{\rm miss}$  обеспечена калибровкой для PF струй.

Струи от адронизации b- (или с-) кварков идентифицированы с помощью многомерного анализа [222], основанного на алгоритме таггирования b-кварков, описанного в [244, 273]. Алгоритм комбинирует информацию о значимости прицельного параметра трека, о вторичных вершинах и кинематике струи. Доступно несколько рабочих точек алгоритма, обеспечивающих постепенно повышающуюся чистоту за счет снижения эффективности идентификации b-струй. Рабочая точка, использованная в анализе, соответствует эффективности идентификации b-струй 45% и доли ошибочной идентификации 0.05% для струй от легких партонов (u, d, s, g) с  $p_{\rm T} > 30$  ГэВ. Доля ошибочной идентификации для с-струй составляет  $\simeq 6\%$ .

Отбор событий оптимизирован с использованием симулированных событий для модели сигнала pp  $\rightarrow$  bbA, A  $\rightarrow \mu\mu$  c  $m_{\rm A} = 30$  ГэВ и симулированных фонов. Порог на лидирующий мюон  $p_{\rm T}^{\mu_1}$  установлен на 25 ГэВ. Этот порог определен порогом на  $p_{\rm T}$  в триггере на одиночные мюоны в 24 ГэВ. Отборы мюонов и b-струй по быстроте определены триггерными условиями и условиями идентификации частиц. В процедуре оптимизации найдены пороги на  $p_{\rm T}$  второго по  $p_{\rm T}$  мюона,  $(p_{\rm T}^{\mu_2})$ , на  $p_{\rm T}$ лидирующей b-струи  $(p_{\rm T}^{\rm b \ jet})$ , и  $p_{\rm T}^{\rm miss}$ , при которых оценка значимости сигнала, определенная как  $Z = 2(\sqrt{S + B} - \sqrt{B})$  [274], принимает максимальное значение. Требование на  $p_{\rm T}^{\rm miss}$  использовано, чтобы подавить фон tt̄. Присутствия второй струи (не обязательно от b-кварка) не требуется, так как в процессе bbA вторая b-струя часто имеет либо слишком большое значение  $\eta$ , либо слишком низкий  $p_{\rm T}$ .

Как результат оптимизации используется следующий отбор:

- $p_{\mathrm{T}}^{\mu_1} > 25 \ \Gamma \Im B, \ |\eta_{\mu_1}| < 2.1;$
- $p_{\rm T}^{\mu_2} > 5 \ \Gamma \Im B, \ |\eta_{\mu_2}| < 2.4;$
- $p_{\rm T}^{\rm b \; jet} > 20 \; \Gamma \Im B$  and  $|\eta| < 2.4;$
- $p_{\rm T}^{\rm miss} < 40 \ \Gamma$  m 
  m B.

Оптимизация отбора была повторена для бозона A массой 60 ГэВ, были получены похожие значения. Эффективность отбора сигнала 0.013 для  $m_{\rm A} = 30$  ГэВ.

#### 8.4 Результаты и систематические неопределённости

На Рисунке 8.1 изображены распределения поперечного импульса первого и второго по  $p_{\rm T}$  мюонов, а на Рисунке 8.2 распределения  $p_{\rm T}$  лидирующей b-струи (слева) и  $p_{\rm T}^{\rm miss}$  (справа) для событий, проходящих отбор по другим переменным. Гистограмма, помеченная как MC(Top), соответствует сумме процессов одиночного и парного рождения top-кварков.

Верхний предел вклада сигнала в области масс  $25 < m_{\mu\mu} < 60$  ГэВ определялся из фита данных с использованием сигнальной и фоновой гистограмм в интервале двухмюонной массы  $25 < m_{\mu\mu} < 60$  ГэВ. Области масс [12–25] и [60–70] ГэВ использованы для проверки оценки фонов, полученной в симуляции.

Форма сигнала и фона получены в симуляции, а затем поправлены с использованием данных. Чтобы получить формы распределения масс для сигнала с шагом 1 ГэВ, была осуществлена линейная интерполяция между гистограммами как функ-



Рис. 8.1: Поперечный импульс первого и второго по  $p_{\rm T}$  мюонов для данных (точки) и симуляции (линии). Гистограммы для моделируемых фонов сложены. Гистограмма, помеченная как MC(Top), соответствует сумме процессов одиночного и парного рождения top-кварков. Показано ожидание для сигнала в предположении значения произведения сечения на branching fraction 350 fb. Фон нормирован на количество событий, ожидаемое из симуляции. На рисунках снизу показаны отношения количества событий в данных и в симуляции фонов.



Рис. 8.2: Поперечный импульс лидирующих b-струй (слева) и недостающий поперечный импульс (справа) для данных (точки) и симуляции (линии). Гистограммы для моделируемых фонов сложены. Гистограмма, помеченная как MC(Top), соответствует сумме процессов одиночного и парного рождения top-кварков. Показано ожидание для сигнала в предположении значения произведения сечения на долю брэнчинга 350 fb. Фон нормирован на количество событий, ожидаемых из симуляции. На рисунках снизу показаны отношения количества событий в данных и в симуляции фонов.

ция массы по алгоритму, описанному в [275] и доступному в пакете ROOT [276].. Найдено, что выходы фоновых событий W+струи и VV пренебрежимо малы. В предсказаных выходах фоновых процессов учтены следующие источники систематических неопределенностей:

- неопределенность светимости, 2.6% [277];
- неопределенность эффективности идентификации и изоляции мю<br/>онов muon, 3%;
- неопределенность нормировки фона от top-кварков, 7%;
- неопределенность калибровки адронных струй, 3% для DY+струи и 0.2% для фонов от top-кварков;
- неопределенность разрешения энергии струй, 0.3% для DY+струи и 0.1% для фонов от top-кварка;
- неопределенность моделирования pileup взаимодействий, 2% для DY+струи и 1% для фонов от top-кварка;
- неопределенность измерения  $p_{\rm T}^{\rm miss},\,2\%$ для DY+струи и 4% для фонов от t-кварков,

где каждая неопределенность была определена в специальных исследованиях с использованием контрольных наборов данных или из теоретических неопределенностей, влияющих на предсказания.

Перечисленные выше неопределенности влияют только на ожидаемое суммарное количество событий. Другой класс неопределенностей влияет и на полное количество событий и на предсказанную форму  $m_{\mu\mu}$ . Был учтен следующий ряд систематических неопределенностей, влияющих на форму и нормировку распределения  $m_{\mu\mu}$  для фона:

- неопределенность для эффективности идентификации b-струй [273];
- неопределенности шкалы ренормализации, факторизации и PDF.

Неопределенности шкал ренормализации и факторизации особенно важны для моделирования формы фона DY+струи, который после всех отборов в основном состоит из событий от процесса  $\mu\mu$ bb. Неопределенность шкал для предсказаний для  $\mu\mu$ bb были вычислены по симуляции как функция массы пар мюонов, с использованием кода MADGRAPH5\_aMC@NLO v2.3.0 для процесса pp  $\rightarrow \mu\mu$ bb в четырехфлэйворном (4FS) рождении с массивными b-кварками [278]. К шкалам ренормализации и факторизации ( $\mu_{\rm R}$  и  $\mu_{\rm F}$ ) были одновременно применены множители 0.5, а затем 2.0. Неопределенность на дифференциальное сечение как функцию массы пары мюонов составляет от 20% до 15% в области масс 12 <  $m_{\mu\mu}$  < 70 ГэВ. Так как после отбора b-струй фон от процесса DY со струями от легких кварков гораздо меньше фона  $\mu\mu$ bb, эта неопределенность применена к полному сечению DY+струи.

Также учтены неопределенности, связанные с неопределенностями PDF. Учтена неопределенность в глюон-глюонной светимости, так как в четырех-флэйворной схеме доминирующий процесс в LO – это gg  $\rightarrow \mu\mu$ bb. Процесс qq  $\rightarrow \mu\mu$ bb составляет только  $\simeq 15\%$  полного сечения. Неопределенность глюон-глюонной светимости сравнена для трех библиотек PDF, CT10NLO [241], MSTW2008NLO [279] и

NNPDF2.3NLO [280]. В диапазоне масс  $\simeq$ 30–70 ГэВ область значений CT10NLO с неопределенностями покрывает области значений других библиотек PDF, таким образом, в анализе использована неопределенность CT10NLO. Неопределенность PDF применена как функция массы пары мюонов к суммарному фону DY+струи после применения идентификации b-струй. Это сделано, так как процессы  $\mu\mu$ с $\bar{c}$  и  $\mu\mu$ bb оба инициированы глюон-глюонным взаимодействием в четырех-флэйворной схеме в LO.

Спектр масс пар мюонов, ожидаемый фон и его неопределенность показаны на Рис. 8.3 (слева) вместе с ожиданием для сигнала для  $m_A = 30$  ГэВ в предположении произведения сечения на branching fraction для сигнала 350 fb. Использована методика восстановления струй PF. Данные и фон находятся в согласии.

Чтобы проверить методику оценки фона, которая зависит от точности моделирования, рассмотрены данные, где вместо двух мюонов требуется присутствие двух электронов с протовоположным зарядом. Так как конечное состояние с парой электронов подавлено фактором  $(m_e/m_\mu)^2$  в распаде псевдоскалярного Хиггса, то им можно пренебречь. Пороги в кинематике и остальные отборы такие же, как в основном анализе, за исключением порога на  $p_{\rm T}$  второго по  $p_{\rm T}$  электрона, который взят выше, чем для мюонов ( $p_{\rm T}^{\rm e_2} > 10$  ГэВ), чтобы подавить фон от многоструйных событий QCD. Получено, что данные находятся в хорошем согласии с предсказаниями модели фона, как показано на Рисунке 8.3 (справа).



Рис. 8.3: Слева: распределение массы пары мюонов с ожидаемым выходом фона и его неопределенностью и ожидаемым сигналом для  $m_{\rm A} = 30$  ГэВ в предположении произведения сечения сигнала на branching fraction 350 fb. Справа: проверка по конечному состоянию e<sup>+</sup>e<sup>-</sup>, показывающая спектр масс пары электронов с ожидаемым выходом фона и его неопределенностью.

Для проверки эффекта миграции событий в оценку пределов из–за выбора методики восстановления струй, анализ был повторен с использованием метода JPT. На Рисунке 8.4 изображен спектр массы пары мюонов для событий, отобранных одновременно главным (PF) и альтернативным (JPT) методами реконструкции струй, а также, для событий, отобранных только JPT. Два метода отбирают несколько разные события. Доля событий, мигрировавших при смене алгоритма, составляет порядка 20% и почти не зависит от массы пары мюонов. Ожидаемые и полученные



верхние пределы для PF и JPT методик почти не отличаются. Конечные результаты представлены для струй PF.

Рис. 8.4: Распределение массы пары мюонов с ожидаемым выходом фоновых событий, отобранных одновременно главным (PF) и альтернативным (JPT) методами восстановления струй, а также, события, отобранные только методом JPT.

Экспериментальные неопределенности для фона, приведенные выше, учтены, также, для сигнала. Кроме того, учтена неопределенность аксептанса сигнала в симуляции с использованием симуляции в MADGRAPH5 амс@NLO+PYTHIA 8 на уровне стабильных частиц для процессов pp  $\rightarrow b \overline{b} A$ ,  $A \rightarrow \mu \mu$  в четырех-флэйворной схеме [117, 118, 123]. Эта неопределенность включает неопределенности параметра энергетической шкалы партонного ливня,  $\alpha$  (наибольшая шкала, разрешенная для ливня в РҮТНІА) [254], шкал ренормализации и факторизации и PDF. Для оценки неопределенностей использованы рекомендации LHC Higgs Cross Section Working Group [25]. Шкалы ренормализации и факторизации варьированы с двумя ограничениями:  $0.5\mu_0 \le \mu_{\rm R}, \mu_{\rm F} \le 2\mu_0$ , при варьировании требуется, чтобы  $0.5 \le \mu_{\rm R}/\mu_{\rm F} \le 2$ (где  $\mu_0$  – это рекомендуемое центральное значение шкал [25]). Параметр шкалы ливня варьируется как  $\alpha \in [1/(4\sqrt{2}), \sqrt{2}/4]$ . Неопределенности PDF получены для библиотеки PDF4LHC15\_nlo\_nf4\_30 [281-284]. Полная теоретическая неопределенность на аксептанс сигнала, полученная как линейная сумма неопределенностей от шкалы ливня, шкал ренормализани и факторизации и PDF, меняется в пределах от -16% to +18%. Разность в аксептансе сигнала между симуляцией на уровне стабильных частиц в РУТНІА 6 и МАДGRAPH5 амс@NLO+РУТНІА 8 меньше чем полная теоретическая неопределенность, приведенная выше.

Распределение массы пар мюонов, изображенное на Рисунке 8.3 (слева), использовано для оценки пределов на произведение сечения на branching fraction,  $\sigma(pp \rightarrow b\overline{b}A) \mathcal{B}(A \rightarrow \mu\mu)$ . Пределы были извлечены с использованием тестовой статистики, основанной на отношении функций правдоподобия и асимптотической формулы вместе с ограничением на присутствие положительного сигнала, как предложено в [249, 285]. Систематические неопределенности включены как nuisance параметры. Массовый спектр пар мюонов и выход фоновых событий после фита и его неопре-

деленность, определяемые фитом, представлены на Рисунке 8.5 (слева), вместе с ожидаемым сигналом для  $m_{\rm A} = 30$  ГэВ в предположении, что произведение сечения сигнала на branching fraction равно 350 fb.

Пределы определены в диапазоне масс A от 25 до 60 ГэВ. Ожидаемые и наблюденные пределы на  $\sigma(pp \rightarrow b\bar{b}A) \mathcal{B}(A \rightarrow \mu\mu)$  на уровне достоверности 95% показаны на Рисунке 8.5 (справа). Из-за хорошего согласия данных и ожидания от фонов до и после фита, пределы для всех массовых точек в интервале  $25 < m_{\mu\mu} < 60$  ГэВ находятся в пределах двух стандартных отклонений от ожидаемого предела.



Рис. 8.5: Слева: распределение масс пар мюонов с выходом фона после фита и его неопределенность, полученная из фита, и ожидаемый сигнал для  $m_{\rm A} = 30$  ГэВ, в предположении, что произведение сечения сигнала на branching fraction равно 350 fb. Справа: ожидаемый и измеренный верхние пределы на уровне достоверности 95% для  $\sigma(\rm pp \rightarrow b\bar{b}A) \mathcal{B}A \rightarrow \mu\mu$  как функция  $m_{\rm A}$ . Пустыми кружками показаны пределы, полученные в анализе CMS конечного состояния  $A \rightarrow \tau\tau$  [252], переведенные в пределы на конечное состояние  $A \rightarrow \mu\mu$  с использованием уравнения ( 8.1).

В модели 2HDM  $\mathcal{B}(A \to \mu\mu)$  и  $\mathcal{B}(A \to \tau\tau)$  связаны через отношение констант связи Yukawa и, таким образом, пропорциональны квадрату масс лептонов, т.е.:

$$\frac{\mathcal{B}(\mathbf{A} \to \tau\tau)}{\mathcal{B}(\mathbf{A} \to \mu\mu)} = \left(\frac{m_{\tau}}{m_{\mu}}\right)^2.$$
(8.1)

Пустыми кружками на Рисунке 8.5 показаны верхние пределы на  $\sigma(pp \rightarrow b\overline{b}A) \mathcal{B}(A \rightarrow \mu\mu)$ , полученные в анализе CMS конечного состояния  $A \rightarrow \tau\tau$  [252]. Можно заметить, что верхние пределы, полученные из поиска распада  $A \rightarrow \mu\mu$  в ассоциированном рождении  $b\overline{b}A$ , сравнимы с пределами, полученными из поиска  $A \rightarrow \tau\tau$  с таким же процессом рождения.

#### Глава 9

# Поиск распада $h(125) o \phi_1 \phi_1 o au au au au$

#### 9.1 Введение

Ранее уже проводились поиски распада  $h \to \phi_1 \phi_1$ , где  $\phi_1$  является либо самым легким СР-четным состоянием  $h_1$ , либо самым легким СР-нечетным состоянием  $a_1$ . Целью исследований, выполненных в коллаборациях OPAL и ALEPH на ускорителе LEP [26, 30], был поиск распада СР-четного бозона Хиггса на пару легких СР-нечетных хиггсовских бозонов в реакции Higgs-strahlung, в которой СР-четный бозон Хиггса образуется вместе с Z бозоном. Сигнал не был обнаружен в этих исследованиях, в результате были установлены пределы на произведение сечения процесса и branching fraction. Однако в эксперименте LEP возможен поиск CPчетных состояний с массой не более 114 ГэВ. Такое же исследование было проведено коллаборацией D0 на ускорителе Теватрон [286], в нем осуществлялся поиск инклюзивного рождения CP-четного бозона Хиггса в столкновениях  $p\overline{p}$ , с распадом на пару легких СР-нечетных бозонов Хиггса. Сигнал от такого процесса обнаружен не был, ограничения на произведение сечения сигнала и branching fraction были установлены для масс  $3.6 < m_{\rm a_1} < 19$  ГэВ и  $89 < m_{\rm H} < 200$  ГэВ. Ограничения, установленные коллаборацией D0, отличаются от предсказываемого сечения в Стандартной Модели (SM) для процесса р $\overline{p} \rightarrow h + X$  на фактор, меняющийся от 1 до 7.

Далее приведены результаты первого на LHC поиска рождения пары легких бозонов с их последующем распадом на пару  $\tau$  лептонов. Выбор канала распада на 4  $\tau$  лептона позволяет измерить или поставить верхний предел на произведение сечения и branching fraction

$$(\sigma \mathcal{B})_{\rm sig} \equiv \sigma(\mathrm{gg} \to h) \, \mathcal{B}(h \to \phi_1 \phi_1) \, \mathcal{B}^2(\phi_1 \to \tau \tau)$$

модельно независимо.

Данные, используемые в этом исследовании, были набраны в 2012 году и отвечают набранной светимости 19.7 fb<sup>-1</sup> в протон-протонных столкновениях с  $\sqrt{s} = 8$  TeV.

#### 9.2 Топология сигнала

В этом разделе описан поиск рождения h-бозона, распадающегося на пару легких NMSSM хиггсовских бозонов  $\phi_1$ . Сигнал может соответствовать одному из следующих сценариев:

- h соответствует  $h_2$  и распадается на пару состояний  $h_1, h_2 \rightarrow h_1 h_1;$
- h соответствует  $h_2$  и распадается на пару состояний  $a_1, h_2 \rightarrow a_1 a_1;$
- h соответствует  $h_1$  и распадается на пару состояний  $h_1, a_1 \rightarrow a_1 a_1$ .

Отбор событий оптимизирован для процесса глюон-глюонного слияния, который является основным механизмом рождения хиггсовских бозонов на LHC. Топология сигнала изображена на Рисунке 9.1. Был проведен поиск легких  $\phi_1$  состояний с массой от 4 до 8 ГэВ. В пределах этого интервала масс  $\phi_1$  бозон распадается преимущественно на пару  $\tau$  лептонов,  $\phi_1 \rightarrow \tau \tau$ . В распаде каждого из  $\phi_1$  один из лептонов идентифицируется по мюонному каналу распада. Другой  $\tau$  лептон должен распадаться в опе-ргопд моде, например, на одну заряженную частицу (электрон, мюон или адрон) и одну или несколько нейтральных частиц. Эти распады обнаруживаются за счет присутствия восстановленного трека, соответствующего частице с зарядом, противоположным заряду ближайшего мюона. В отборе событий не учитываются нейтральные частицы.

Учитывая большую разницу в массе между состояниями  $\phi_1$  и состояниями  $h - (m_h \gg m_{\phi_1})$ , можно ожидать, что  $\phi_1$  бозоны будут обладать большим Лоренцевским бустом и направления вылета продуктов распада будут коллимированы. Кроме того, в процессе глюон-глюонного слияния, у состояний h относительно небольшой поперечный импульс  $p_{\rm T}$ . Следовательно, в большинстве распадов  $h \to \phi_1 \phi_1$ , последние будут рождаться с почти противоположно направленными импульсами в плоскости, перпендикулярной оси пучков, с большим азимутальным углом между продуктами распада двух  $\phi_1$  бозонов. Состояние h может рождаться с относительно большим поперечным импульсом в том случае, если из первичного глюона или из петли с тяжелым кварком излучается жесткий глюон. В этом случае угол между  $\phi_1$  бозонами становится меньше, хотя расстояние по псевдобыстроте  $\eta$  по-прежнему может быть большим. Псевдобыстрота определяется через полярный угол  $\theta$  как  $\eta \equiv -\ln[\tan(\theta/2)]$ .

Распады  $\phi_1 \to \tau \tau$  на конечные состояния без мюонов не рассматриваются в этом исследовании. В этом случае фон от событий, в которых рождаются адронные струи очень большой, поэтому, чувствительность к сигналу оказывается минимальной , в отличие от распадов, в которых есть хотя бы один мюон.

Характеристики сигнала, описанные выше, определяют топологию искомых событий. В этом исследовании поиск сигнала проводится с использованием событий с двумя мюонами, с импульсами, направленными под большим углом по отношению друг к другу. Также требуется, чтобы у мюонов был одинаковый заряд. Это условие помогает почти полностью избавиться от фоновых событий Drell-Yan, парного рождения векторных бозонов и событий  $t\bar{t}$ . Рядом с каждым мюоном восстанавливается трек противоположного заряда. В этой работе сигнал нормирован на значение произведения сечения и branching fraction - 5 pb. Выбор такого сечения обусловлен результатами феноменологических исследований [90, 287].



Рис. 9.1: Слева: Фейнмановская диаграмма сигнального процесса. Справа: Топология сигнала. Знаки " $\mu^{\mp}/e^{\mp}/h^{\mp}$ " отвечают мюону, электрону или заряженному треку адрона.

#### 9.3 Моделирование сигнала и фона

Генератор событий Монте-Карло (МК) РУТНІА 6.426 [167] используется для моделирования сигнала хиггсовского бозона в теории NMSSM, рождающегося в результате глюон-глюонного слияния. Спектр p<sub>т</sub> h-бозона, предсказанный РУТНІА, перевзвешен с помощью спектра, полученного next-to-leading-order вычислением с next-to-next-to-leading logarithmic точностью, с использованием программы HQT 2.0 [288, 289], которая заново вычисляет сумму вкладов от больших логарифмов, возникающих для поперечных импульсов много меньших, чем масса бозона Хиггса. Для оптимизации отборов процессы с образованием двух векторных бозонов и фоновые многоструйные QCD события были смоделированы с помощью РУТНІА. Инклюзивное рождение Z, W, и tt было смоделировано с помощью MADGRAPH 5.1 [290]. Генератор MADGRAPH был дополнен генератором РУТНІА для моделирования партонных ливней и фрагментации. Параметры генератора РУТНІА, определяющие симуляцию адронизации и underlying event, устанавливаются в соответствии с последней версией РУТНІА Z2\* tune. Это является модификацией Z1 tune [291], которое использует набор партонных распределений CTEQ5L, в то время как Z2\* использует набор партонных распределений CTEQ6L [242]. Пакет ТАUOLA [204] используется для  $\tau$  лептонных распадов во всех случаях. Все сгенерированные события, за исключением некоторых выборок многоструйных QCD событий, которые обсуждаются в Разделе 6.2, проходят через стадию симуляции взаимодействия с детектором CMS с помощью GEANT4 [170], после чего проходят стадию реконструкции, в которой используются те же алгоритмы, что и для данных.

#### 9.4 Отбор событий

Для записи событий используется двухмюонный триггер с порогом на поперечный импульс лидирующего мюона 17 ГэВ и 8 ГэВ для второго мюона с меньшим импульсом. Чтобы hight level триггер сработал, на треки двух мюонов накладывается дополнительное условие - расстояние между ближайшими к пучку точками не должно превышать 2 mm в направлении оси пучка. В 2012 году среднее число взаимодействий pp при пересечении банчей приблизительно было равно 20. События, полученные с помощью симуляции методом Монте-Карло, перевзвешиваются таким образом, чтобы распределение числа pp взаимодействий в сгенерированных событиях совпадало с распределением числа взаимодействий для данных.

Для каждой реконструированной вершины при столкновении пучков вычисляется величина - сумма  $p_{\rm T}^2$  всех треков, проходящих через данную вершину взаимодействия. Вершина, у которой эта величина оказывается наибольшей, как предполагается, соответствует жесткому процессу рассеяния и принимается за первичную вершину (PV).

Для идентификации и реконструкции мюонов требуется, чтобы треки, сегменты которых обнаружены в кремниевом трекере и в мюонном детекторе [220], совпадали. Дополнительные условия включают в себя ограничения на число измерений во внутреннем пиксельном и внешнем кремниевом стриповом детекторе, на число совпадающих сегментов в мюонных детекторах, и на качество фита глобального мюонного трека, характеризующегося числом  $\chi^2$ .

Для следующего отбора данных требуется хотя бы одна пара мюонов одного заряда. Этот критерий отбора позволяет существенно подавить вклад фона от событий Drell-Yan, распадов пар tt и QCD процессов с различным числом струй с мюонными распадами адронов с тяжелым флейвором. Для лидирующего мюона требуется выполнения условия  $p_{\rm T} > 17$  ГэВ and  $|\eta| < 2.1$ . Для второго мюона с меньшим поперечным импульсом требуется выполнение условия  $p_{\rm T} > 10$  ГэВ and  $|\eta| < 2.1$ . Для того чтобы отбросить события QCD с мюонными распадами адронов, в чей состав входят очарованые или bottom кварки, на прицельные параметры треков мюонов накладываются ограничения. Проекция прицельного параметра в поперечной плоскости должна быть меньше  $300 \,\mu$ m по отношению к первичной вершине. Для двух отобранных мюонов одного знака требуется, чтобы их треки были разделены в пространстве:  $\Delta R(\mu, \mu) = \sqrt{\Delta \eta^2 + \Delta \phi^2} > 2$ , где  $\Delta \eta$  - расстояние между мюонами по псевдобыстроте, а  $\Delta \phi$  - разница азимутальных углов. Если в событии найдено более одной пары мюонов одного знака, то отбирается пара с наибольшей скалярной суммой поперечных импульсов.

В анализе используются треки, которые удовлетворяют критерию, основанному на качестве фита трека, числе измерений во внутреннем пиксельном и внешнем кремниевом стриповом детекторах и прицельном параметре трека по отношению к первичной вершине [292]. Требуется, чтобы для треков выполнялось условие  $p_{\rm T} > 1$  ГэВ and  $|\eta| < 2.4$ . Прицельный параметр в поперечной плоскости и продольный прицельный параметр относительно первичной вершины должны быть меньше 1 ст.

Учитывая топологию для искомых событий, мы накладываем требование, чтобы каждому мюону соответствовал ровно один трек, удовлетворяющий этому критерию в конусе  $\Delta R$  радиуса 0.5 с центром, совпадающим с направлением мюона. Мы называем такую пару мюона и трека изолированным мюоном.

Слабые ограничения на прицельный параметр трека введены для того, чтобы подавить фоновые события, в которых адроны с тяжелым флейвором распадаются на мюон и несколько заряженных частиц. Хотя треки частиц, рождающихся в таких распадах, будут находиться на некотором расстоянии от первичной вершины, они все еще могут удовлетворять слабому условию на прицельный параметр. Такие события отбрасываются благодаря условию, что мюону соответствовал ровно один трек.

Трек, соответствующий каждому мюону, идентифицируется, как one-prong  $\tau$ -лептонный распад, если выполнены следующие критерии:

- Ближайший трек должен иметь заряд, противоположный заряду мюона.
- Для трека должны быть выполнены условия  $p_{\rm T} > 2.5$  ГэВ и  $|\eta| < 2.4$ .
- Поперечные и продольные прицельные параметры трека по отношению к первичной вершине должны быть меньше  $200 \,\mu{\rm m}$ , и  $400 \,\mu{\rm m}$  соответственно.

#### 9.5 Извлечение сигнала

Критерии отбора, перечисленные в предыдущей части, определяют сигнальную область. Число отобранных событий в данных, ожидаемое число фоновых и сигнальных событий и аксептанс сигнала после отборов в сигнальной области указаны в таблице 9.1. Ожидаемое число фоновых и сигнальных событий и аксептанс сигнала получены с помощью моделирования. Вклад сигнальных событий нормирован на исходное значение произведения сечения сигнала и branching fraction - 5 pb. Заявленные неопределенности в предсказаниях включают в себя только статистические неопределенности в симуляции методом Монте-Карло. Стоит отметить, что метод симуляции Монте-Карло не используется для определения фона в анализе данных, описанном ниже, фон определяется полностью с использованием данных. Ожидаемые числа фоновых событий, представленные в таблице 9.1, указывают на то, что после применения всех отборов большинство событий являются многоструйными QCD событиями, а вклад от других фоновых процессов пренебрежимо мал, составляя менее 1% от всех отобранных событий. Несмотря на то, что метод Монте-Карло не используется напрямую для определения фона, выборки, полученные с помощью симуляции, играют важную роль в проверке метода измерения фона, как следует из описания в разделе 9.6. Аксептанс сигнала вычисляется по отношению ко всем возможным распадам из четырех 7 лептонов, включая множитель - branching fraction:

$$\frac{1}{2}\mathcal{B}^2(\phi_1 \to \tau_{\mu\tau_{\text{one-prong}}}) \approx 3.5\%,$$

где множитель 1/2 отвечает за отбор пары мюонов одного знака, и  $\mathcal{B}(\phi_1 \to \tau_{\mu \tau_{\text{one-prong}}})$  отвечает branching fraction распада  $\phi_1 \to \tau \tau$  на конечные состояния, для которых характерно наличие только двух заряженных частиц, где хотя бы одна из частиц - мюон. Branching fraction выражается, как

$$\mathcal{B}(\phi_1 \to \tau_{\mu\tau_{\text{one-prong}}}) = 2\mathcal{B}(\tau \to \text{one-prong})\mathcal{B}(\tau \to \mu\nu\overline{\nu}) - \mathcal{B}^2(\tau \to \mu\nu\overline{\nu}),$$

где  $\mathcal{B}(\tau \to \text{one-prong})$  отвечает полному branching fraction  $\tau$  распада на одну заряженную частицу и любое число нейтральных частиц. Множитель 2 в первом слагаемом соответствует двум возможным зарядам в мюонном распаде:  $\tau^-\tau^+ \to$  Таблица 9.1: Число наблюдаемых событий, ожидаемое число фоновых и сигнальных событий и сигнальный аксептанс после всех отборов. Вычисленный сигнальный аксептанс включает в себя множитель - branching fraction  $\mathcal{B}^2(\phi_1 \to \tau_{\mu\tau_{one-prong}})/2$ . Фон от электрослабых процессов включает в себя процессы Drell-Yan, рождение W + jets, парное рождение векторных бозонов - W W, W Z, и Z Z. Число сигнальных событий отвечает значению произведения сечения и branching fraction -5 pb. Ожидаемые вклады от фона и сигнала, а также акксептанс сигнала получены из симуляции. Заявленные неопределенности в симуляции включают в себя только статистические неопределенности, связанные с размером выборок событий, полученных методом Монте-Карло.

Sample	Сигнальный аксептанс $\mathcal{A}(\mathrm{gg} \to h \to \phi_1 \phi_1 \to 4\tau)$	Число событий
Сигнал		for $(\sigma \mathcal{B})_{sig} = 5  pb$
$m_{\phi_1} = 4 \ \Gamma$ эВ	$(5.38 \pm 0.23) \times 10^{-4}$	$53.0\pm2.3$
$m_{\phi_1} = 5 \Gamma \mathfrak{sB}$	$(4.36 \pm 0.21) \times 10^{-4}$	$43.0\pm2.0$
$m_{\phi_1} = 6 \Gamma \mathfrak{s} \mathcal{B}$	$(4.00 \pm 0.23) \times 10^{-4}$	$39.5\pm2.0$
$m_{\phi_1} = 7 \ \Gamma$ эВ	$(4.04 \pm 0.20) \times 10^{-4}$	$39.9\pm2.0$
$m_{\phi_1} = 8$ ГэВ	$(3.13 \pm 0.18) \times 10^{-4}$	$30.8 \pm 1.8$
Фон		
Многоструйные QCD события		$820\pm320$
$t\overline{t}$		$1.2\pm0.2$
Электрослабые		$5.0 \pm 4.7$
Данные		873

 $\mu^-$  + one-prong<sup>+</sup> and  $\tau^-\tau^+ \to \mu^+$  + one-prong<sup>-</sup>. Вычет слагаемого  $\mathcal{B}^2(\tau \to \mu \nu \overline{\nu})$  учитывает дважды посчитанное слагаемое в случае, когда два  $\tau$ -лептона рождаются в распаде двух  $\phi_1$ .

Для каждой пары мюонов и ближайшего трека вычисляется инвариантная масса. Двумерное распределение значений инвариантной массы каждой такой пары используется для того, чтобы отделить сигнал от фона QCD со струями, сигнал определяется с помощью фита такого двумерного распределения.

Разделение на бины двумерного распределения  $(m_1, m_2)$  представлено на Рис. 9.2. Для значений массы меньше 3 ГэВ, размер бина составляет 1 ГэВ для  $m_1$  и  $m_2$ . Для значений массы в диапазоне  $3 < m_1(m_2) < 10$  ГэВ, используется один бин. Такое разбиение выбрано для того, чтобы исключить бины с небольшим количеством событий в контрольной области для фона, используемой для построения и проверки модели фона QCD (Раздел 6). Для каждого отобранного события гистограмма  $(m_1, m_2)$  заполняется один раз, если пара значений  $(m_1, m_2)$  соответствует диагональным бинам, и дважды - один раз как  $(m_1, m_2)$ , второй раз как  $(m_2, m_1)$ , если значения  $(m_1, m_2)$  попадают в недиагональный бин. При таком способе заполнения гистограмма получается симметричной. Чтобы избежать двойного счета событий, недиагональные бины (i, j) (где i > j) исключаются из процедуры выделения сигнала (заштрихованные бины на Рис. 9.2). Следовательно, число независимых бинов уменьшено с  $4 \times 4 = 16$  до  $4 \times (4+1)/2 = 10$ .



Рис. 9.2: Биннинг двумерного  $(m_1, m_2)$  распределения. Заштрихованные бины исключаются из статистического анализа, как указано в тексте.

Для того чтобы фитировать данные в 10 бинах двумерного распределения на Рис. 9.2, проводится двухкомпонентный фит с использованием двумерных распределений (шаблонов), описывающих фон QCD и сигнал. Нормировка фона и сигнала являются параметрами фита. Двумерный шаблон для сигнала получен через симуляцию, с использованием генератора, описанного в Разделе 9.3. Двумерный шаблон для многоструйного QCD фона извлекается из данных, как описано в следующем разделе.

#### 9.6 Моделирование QCD многоструйного фона

Исследования, выполненные с помощью симуляции, показывают, что среди событий с мюонами одного знака, отобранных, как описано в Разделе 9.4, без требования одного  $\tau$ -кандидата и без применения требований к изоляции пары мюон-трек, встречаются в основном многоструйные КХД события, где среди отобранных событий 94% содержат в кварки в конечном состоянии. Пары мюонов одного знака в этих событиях появляются в основном в следующих случаях:

- Мюонный распад В-адрона в одной b-кварковой струе и каскадный распад В-адрона на очарованный адрон с последующим мюонным распадом очарованного адрона в другой b-кварковой струе;
- Мюонный распад В-адрона в одной b-кварковой струе и распад кваркониума на пару мюонов в другой b-кварковой струе;

• Мюонный распад В-адрона в одной b-кварковой струе и мюонный распад нейтрального В-мезона в другой b-кварковой струе. Пара мюонов одного знака в этом случае появляется в результате  $B^0-\overline{B}^0$  осцилляций.

Нормировка фоновых событий от многоструйных QCD процессов не фиксируется до извлечения сигнала. Форма двумерного  $(m_1, m_2)$  распределения многоструйных QCD событий в сигнальной области находится из данных.

Учитывая симметрию двумерного  $(m_1, m_2)$  распределения, моделирование формы многоструйного QCD фона проводится с помощью двумерной функции плотности вероятности (pdf)

$$f_{\rm 2D}(m_1, m_2) = C(m_1, m_2) f_{\rm 1D}(m_1) f_{\rm 1D}(m_2), \qquad (9.1)$$

где

- $f_{2D}(m_1, m_2)$  двумерная функция плотности вероятности для инвариантной массы пары мюон-трек,  $m_1$  и  $m_2$ , в выборке многоструйных QCD событий, отобранных в сигнальной области;
- $f_{1D}(m_i)$  одномерная функция плотности вероятности для инвариантной массы пары мюон-трек,  $m_1$  и  $m_2$ , в выборке многоструйных QCD событий, отобранных в сигнальной области;
- $C(m_1, m_2)$  симметричная функция двух аргументов,  $C(m_1, m_2) = C(m_2, m_1)$ , отражающая корреляцию между  $m_1$  и  $m_2$ .

Постоянная функция корреляции отвечает случаю, когда между  $m_1$  и  $m_2$  корреляции нет. Основываясь на уравнении (9.1), содержимое бинов (i, j) симметричного, нормированного двумерного распределения  $f_{2D}(m_1, m_2)$  вычисляется как

$$f_{2D}(i,j) = C(i,j) f_{1D}(i) f_{1D}(j), \qquad (9.2)$$

где

- C(i, j) коэффициент корреляции в бине (i, j) корреляционной функции  $C(m_1, m_2);$
- $f_{1D}(i)$  содержимое бина *i* в нормированном одномерном распределении  $f_{1D}(m)$ .

Моделирование of  $f_{1D}(m)$  и  $C(m_1, m_2)$ , описанное ниже, необходимо для получения шаблона  $f_{2D}(i, j)$ .

#### 9.6.1 Моделирование $f_{1\mathsf{D}}(m)$ и $C(m_1,m_2)$

Моделирование функция плотности вероятности  $f_{1D}(m)$  осуществляется с помощью контрольной выборки данных, содержащей большое количество событий с QCD процессами, ортогональной сигнальной выборке. От событий в контрольной выборке требуется, чтобы были выполнены все критерии отборов, за исключением требования изоляции второй системы мюон-трек. Требуется, чтобы рядом со вторым мюоном находились два или три трека с  $p_{\rm T} > 1$  ГэВ и прицельным параметром по отношению к первичной вершине меньше 1 ст как в поперечной плоскости, так и вдоль пучка. Согласно результатам симуляции, более 99% событий в этой области (далее  $\mathbf{N}_{23}$ ) составляют многоструйные QCD события. Для моделирования функции плотности вероятности  $f_{1D}(m)$  сделано предположение, что требования к изоляции второй пары мюон-трек никак не влияют на распределения для первой системы мюон-трек, и следовательно функция плотности вероятности  $f_{1D}(m)$  изолированной системы мюон-трек в сигнальной области и в области  $\mathbf{N}_{23}$  одна и та же. Это предположение было проверено в отдельной контрольной области с неизолированными мюонами. Коэффициенты  $C(m_1, m_2)$  также получены из контрольной области и проверены с помощью симуляции.

На рисунке 9.3 изображено нормированное распределение инвариантной массы системы мюон-трек для данных с отборами для сигнальной области и модель фона многоструйных QCD событий, полученая из контрольной области  $N_{23}$ . Распределения для данных и фона из многоструйных QCD событий сравниваются с распределением для сигнала, нормированным на единицу и полученным из симуляции, для двух гипотез о возможных значениях массы,  $m_{\phi_1} = 4$  и 8 ГэВ. Найденная инвариантная масса системы мюон-трек, как было обнаружено, позволяет эффективно разделять фон из многоструйных QCD событий и сигнал для  $m_{\phi_1} = 8$  ГэВ. Для меньших значений  $m_{\phi_1}$  форма распределения для сигнала становится похожей на форму распределений для фона, в результате эффективность разделения фона и сигнала уменьшается. Нормированное распределение  $f_{1D}(i)$  с разбиением на бины, как показано на Рисунке 9.2, получается из распределения фона, изображенного на Рисунке 9.3.

## 9.7 Результаты и сравнение с предсказаниями NMSSM и 2HDM

Сигнал получен в результате фита, примененного к двумерному распределению  $(m_1, m_2)$  в данных с использованием метода максимального правдоподобия. Для каждого значения масс  $\phi_1$  распределение  $(m_1, m_2)$  в данных фитируется с помощью фонового распределения для многоструйных QCD событий и сигнального распределения для событий gg  $\rightarrow$  h с массой  $\phi_1$ , соответствующей проверяемой гипотезе. Вклад в конечную выборку отобранных событий от процессов слияния векторных бозонов и ассоциативного рождения векторных бозонов с бозоном Хиггса подавлен за счет требований отбора, описанных в Разделе 9.4 (например, требование  $\Delta R(\mu, \mu) > 2$ ). Вклад других фоновых событий в процедуру фита пренебрежимо мал. Формы сигнала определяются в результате симуляции. Форма фона определяется из данных, как описано в Разделе 9.6. Систематические неопределенности учитываются в фите в виде nuisance parameters с логнормальными распределения ями. Нормировки фона и сигнала являются свободными параметрами в фите.

Результаты исследования позволяют установить пределы на  $(\sigma \mathcal{B})_{sig}$  на уровне достоверности 95%. Модифицированный частотный критерий  $CL_s$  [184, 185], используемый в пакете ROOSTATS [293], применяется для вычисления пределов. На Рисунке 9.4 показано значение верхнего предела на  $(\sigma \mathcal{B})_{sig}$  на уровне достоверности 95% вместе с ожидаемыми пределами в рамках нулевой гипотезы, для значений  $m_{\phi_1}$  в диапазоне от 4 до 8 ГэВ.



Рис. 9.3: Нормированное распределение инвариантной массы системы мюон-трек для событий, прошедших отборы для сигнала. Данные изображены точками. Модель фона из многоструйных QCD событий получена из контрольной области  $N_{23}$ . Также изображено нормированные распределения сигнала для двух значений массы,  $m_{\phi_1} = 4 \ \Gamma$ эВ (пунктирная линия) and 8  $\Gamma$ эВ (штриховая линия). Каждое событие дважды входит в распределении, учитывая каждую из двух систем мюон-трек, прошедших все критерии отборов. В нижней области изображено отношение распределения, полученного для данных и распределения для модели фона.

Наблюдаемый предел согласуется с ожидаемыми в пределах двух стандартных отклонений для всего диапазона масс  $\phi_1$ , для которого проводилось исследование - $4 \leq m_{\phi_1} \leq 8$  ГэВ. Наблюдаемый предел изменяется от 4.5 pb для  $m_{\phi_1} = 8$  ГэВ, до 10.3 pb для  $m_{\phi_1} = 5$  ГэВ. Ожидаемые пределы находятся в диапазоне от 2.9 pb для  $m_{\phi_1} = 8$  ГэВ до 10.6 pb для  $m_{\phi_1} = 4$  ГэВ.



Рис. 9.4: Наблюдаемые и ожидаемые верхние пределы на  $(\sigma \mathcal{B})_{sig}$  в pb на уровне достоверности 95% в зависимости от  $m_{\phi_1}$ . Ожидаемые пределы получены для нулевой гипотезы. Полосами отмечены ожидаемые доверительные интервалы  $\pm 1\sigma$  и  $\pm 2\sigma$  относительно ожидаемого предела.

В работе [148] проведено сравнение результатов этого анализа, а также других ATLAS и CMS анализов, выполненных с данными, полученными при энергии LHC 8 ТеВ с использованием  $4\mu$ ,  $2\mu 2\tau$  и  $2\mu 2b$  конечных состояний [253, 294, 295], с предсказаниями NMSSM и 2HDM. Рисунки 9.5 и 9.6 взяты из работы [148]. Рисунок 9.5 показывает экспериментальные верхние пределы на  $\sigma BR(gg \rightarrow h \rightarrow 2a_1 \rightarrow 4\tau)$ , полученные в ATLAS и CMS анализах  $4\tau$ ,  $2\mu 2\tau$  и  $2\mu 2b$  конечных состояний при энергии LHC 8 ТэВ и сечения, предсказанные в NMSSM для гипотезы  $h = h_1$  (темно и светлозелёные треугольники) и  $h = h_2$  (темно и светлосиние треугольники).

Рисунок 9.6 показывает те же экспериментальные верхние пределы и сечения, предсказанные в Туре II 2HDM для гипотезы h = h (голубые точки) и h = H (сиреневые квадраты).

Видно, что измерения при 8 ТэВ начинают исключать максимально возможные сечения в NMSSM и Туре II 2HDM. Результаты ATLAS и CMS анализов с использованием  $4\mu$ ,  $2\mu 2\tau$ ,  $2\mu 2b$ , 4b и  $2\tau 2b$  конечных состояний при энергии LHC 13 ТэВ опубликованы в работах [296–303].



Observed exclusion limits ( $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ )

Рис. 9.5: Рисунок из работы [148]. Экспериментальные верхние пределы на  $\sigma BR(qq \rightarrow h \rightarrow 2a_1 \rightarrow 4\tau)$ , полученные в ATLAS и CMS анализах  $4\tau$ ,  $2\mu 2\tau$  и  $2\mu 2b$ конечных состояний при энергии LHC 8 ТэВ и сечения, предсказанные в NMSSM для гипотезы  $h = h_1$  (темно и светлозелёные треугольники) и  $h = h_2$  (темно и светлосиние треугольники).



Рис. 9.6: Рисунок из работы [148]. Экспериментальные верхние пределы на  $\sigma BR(qq \rightarrow h \rightarrow 2a_1 \rightarrow 4\tau)$ , полученные в ATLAS и CMS анализах  $4\tau$ ,  $2\mu 2\tau$  и  $2\mu 2b$  конечных состояний при энергии LHC 8 ТэВ и сечения, предсказанные в Туре II 2HDM для гипотезы h = h (голубые точки) и h = H (сиреневые квадраты).

#### Глава 10

#### Поиск распада h ightarrow invisible

#### 10.1 Введение

Процесс рождения бозона Хиггса через слияние векторных бозонов (VBF) обладает большим сечением и, как было показано, большей чувствительностью к невидимой моде распада [158, 304–306] по сравнению с ассоциативным рождением Zh. В этой моде хиггсовский бозон рождается с двумя кварковыми струями в конечном состоянии, с большим разделением по псевдобыстроте и большой инвариантной массой. Таким образом, мы отбираем события с двумя струями и недостающей энергией в конечном состоянии и используем определенную таким образом топологию VBF струй, чтобы отделить события с невидимой модой распада хиггсовского бозона от фона. Существенный вклад в фон вносят события  $Z \rightarrow \nu\nu$ , сопровождаемые струями, а также события  $W \rightarrow \ell\nu$ , в которых заряженный лептон не идентифицирован. Небольшой вклад в фон вносят события QCD (многоструйное рождение) и другие процессы, предсказанные в рамках Стандартной модели.

В анализе использовались данные, набранные в эксперименте CMS в протон-протонных столкновениях с энергией в центре масс 8 TeV в 2012 году, выборка отвечает интегральной светимости 19.6 fb<sup>-1</sup>. Мы используем критерии отбора, основываясь на критериях, предложенных в работе [158]. Фоны от многоструйных событий с Z и W бозонами и QCD процессов определяются с помощью метода, основанного на использовании данных, что позволяет исключить неточности симулирования процессов, предсказанных Стандартной моделью (SM) в той области фазового пространства, которую мы отбираем для исследования.

#### 10.2 Отбор событий

Мы используем события, отобранные с помощью триггера, срабатывающего при наличии  $E_{\rm T}^{\rm miss} > 65$  ГэВ, в сопровождении пары струй с  $p_{\rm T}^{\rm j1}, p_{\rm T}^{\rm j2} > 40$  ГэВ, соответствующих топологии VBF. Требуется, чтобы струи были задетектированы в передней/задней частях детектора, были разделены по псевдобыстроте ( $\Delta \eta_{\rm jj} = |\eta_{\rm j1} - \eta_{\rm j2}| > 3.5$ ) и имели большую суммарную инвариантную массу ( $M_{\rm jj} > 800$  ГэВ). Для надёжности подавления вклада от pileup струй, любая пара струй, удовлетворяющая этим критериям, инициирует срабатывания триггера. На триггерном уровне, в расчете  $E_{\rm T}^{\rm miss}$  не учитываются мюоны, в результате контрольные выборки с событиями  $W(\mu\nu)$ +jets и  $Z(\mu\mu)$ +jets также записываются с помощью этого триггера. Эффективность триггера измеряется в событиях, записанных с помощью одномюонного

триггера, как функция  $p_T^{j2}$  (т.к. с большой точностью можно считать, что лидирующая струя, j1, всегда проходит порог отбора для этой области),  $M_{jj}$  и  $E_T^{miss}$ , измеренная эффективность применяется для всех выборок событий, полученных методом Монте-Карло.

На offline стадии применяются следующие отборы. Для того чтобы исключить вклад от фоновых событий с Z или W бозонами, события с идентифицированным электроном [195] или мюоном [196] с  $p_{\rm T} > 10$  ГэВ исключаются из исследования.

Пара струй, удовлетворяющая критериям VBF топологии, идентифицируется, как лидирующая пара струй. Эта пара струй должна удовлетворять более строгим критериям, чем те, которые используются триггером, в частности  $p_T^{j1}, p_T^{j2} > 50$  ГэВ,  $|\eta| < 4.7, \eta_{j1}, \eta_{j2} < 0, \Delta \eta_{jj} > 4.2, и M_{jj} > 1100$  ГэВ. Для недостающей энергии требуется, чтобы  $E_T^{\text{miss}} > 130$  ГэВ. Для уменьшения вклада многоструйных фоновых событий требуется, чтобы азимутальный угол между таггирующими струями был небольшим,  $\Delta \phi_{jj} < 1.0$  радиан, т.к. для фона максимальное значение достигается при  $\Delta \phi_{jj} = \pi$  радиан в то время, как для сигнальных распределение  $\Delta \phi_{jj}$  почти равномерное. Наконец, накладывается вето на наличие струй в центральной области (CJV) для всех событий, в которых есть дополнительная струя с  $p_T > 30$  ГэВ и псевдобыстротой, находящейся в интервале псевдобыстрот двух таггирующих струй.

Низкие пороги для исключения лептонов и центральных струй установлены таким образом, чтобы реконструкция объектов была достаточно точной, в то время, как значения для других порогов находятся из оптимизации отборов, при которых достигается наибольшая значимость сигнала, вычисленная с помощью метода максимального правдоподобия, который учитывает все систематические неопределенности для бозона Хиггса с массой  $m_h = 125$  ГэВ и 100% branching fraction невидимой моды распада. Пороги на  $p_{\rm T}$  струи,  $M_{\rm jj}$  и  $E_{\rm T}^{\rm miss}$  установлены выше значений, при которых эффективность триггера достигает 95%. Это ограничение позволяет с большой эффективностью определить пороги на  $p_{\rm T}$  струи и  $E_{\rm T}^{\rm miss}$ , т.к. значимость сигнала только ухудшится, если пороги устанавливаются выше этой точки. Распределения  $M_{\rm jj}$ ,  $\Delta \eta_{\rm jj}$ ,  $\Delta \phi_{\rm jj}$ , и  $p_{\rm T}$  центральной струи для фоновых и сигнальных событий, полученных методом Монте-Карло, показаны на Рис. 10.1, с учетом примененных порогов после оптимизации отборов.

После применения всех критериев отбора возможный сигнал от бозона Хиггса с массой 125 ГэВ и  $\mathcal{B}(h \to \text{inv}) = 100\%$ , рожденного через процесс VBF с константами взаимодействия Стандартной Модели, восстановлен с эффективностью  $(6.8 \pm 0.3) \times 10^{-3}$ , что соответствует  $210 \pm 29 \text{ (syst)}$  событиям. Требования таггирующих VBF струй и топологии,  $M_{jj}$ , и  $E_{\rm T}^{\rm miss}$  являются коррелированными и оказывают сравнимое влияние на эффективность реконструкции сигнала. Ожидаемо небольшое число событий от процесса слияния глюонов, для которых критерии VBF могут быть выполнены за счет излучения в начальном состоянии. Согласно результатам симуляции с помощью РОWHEG приблизительное число таких событий равно  $14 \pm 10 \text{ (syst)}$ .



Рис. 10.1: Распределения  $M_{\rm jj}$  (верхний левый рисунок),  $\Delta \eta_{\rm jj}$  (верхний правый рисунок),  $\Delta \phi_{\rm jj}$  (нижний левый рисунок) и  $p_{\rm T}$  центральной струи (нижний правый рисунок) для фоновых и сигнальных событий, полученных методом Монте-Карло. Распределения получены после применения требования наличия двух струй с  $p_{\rm T}^{\rm j1}, p_{\rm T}^{\rm j2} > 50 \ \Gamma$ эВ,  $|\eta| < 4.7, \eta_{\rm j1}, \eta_{\rm j2} < 0, M_{\rm jj} > 150 \ \Gamma$ эВ, аnd  $E_{\rm T}^{\rm miss} > 130 \ \Gamma$ эВ. Стрелками показаны пороги, которые применяются после окончательных оптимизированных отборов.

#### 10.3 Оценка фона

Фон от событий  $Z(\nu\nu)$ +струи может быть измерен с помощью данных с использованием наблюдаемого распада  $Z(\mu\mu)$ . Мы определяем контрольную область Z, как сигнальную область со следующими изменениями критериев отбора событий: исключение событий с лептонами заменено на требование наличия в событии пары противоположно заряженных хорошо восстановленных и изолированных мюонов с  $p_{\rm T} > 20$  ГэВ и инвариантной массой  $60 < M_{\mu\mu} < 120$  ГэВ, требуется, чтобы в событии не было других лептонов с  $p_{\rm T} > 10$  ГэВ, и  $E_{\rm T}^{\rm miss}$  вычисляется заново после исключения мюонов от распада Z-бозона. Тогда предсказания числа событий  $Z(\nu\nu)$ в сигнальной области вычисляются следующим образом:

$$N_{\nu\nu}^{\rm s} = (N_{\mu\mu\rm obs}^{\rm c} - N_{\rm bkg}^{\rm c}) \cdot \frac{\sigma(Z \to \nu\nu)}{\sigma(Z/\gamma^* \to \mu\mu)} \cdot \frac{\varepsilon_{\rm ZMC}^{\rm s}}{\varepsilon_{\rm ZMC}^{\rm c}}.$$
 (10.1)

Отношение сечений  $\sigma(Z \rightarrow \nu\nu)/\sigma(Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu) = 5.651 \pm 0.023 \text{ (syst)},$  вычислено с помощью MCFM [307] для  $m_{{\rm Z}/\gamma^*}$  > 50 ГэВ, диапазона масс, соответствующего этим выборкам событий MC. Эффективность отборов для сигнальной области равна  $\varepsilon_{\rm ZMC}^{\rm s} = (1.65 \pm 0.27 \, {\rm (syst)}) \times 10^{-6}$ , для контрольной области -  $\varepsilon_{\rm ZMC}^{\rm c} =$  $(1.11 \pm 0.17 \,(\text{syst})) \times 10^{-6}$ . Эти оценки сделаны с помощью смоделированной выборки  $DY(\ell\ell)$  + струи, без учета мюонов для расчета эффективности для сигнальной области. Наблюдаемой число событий в контрольной области равно  $N_{\mu\mu obs}^{c} = 12$ . Оценка для фона в контрольной области сделана с помощью выборки событий, полученных методом Монте-Карло, для процессов tt, парного рождения векторных бозонов и процессов с одним top кварком, и равна  $N_{\rm bkg}^{\rm c} = 0.23 \pm 0.15 \, ({\rm syst})$  событиям. Суммарная оценка для числа фоновых событий  $Z(\nu\nu)$  в сигнальной области равна  $99 \pm 29 \,(\text{stat}) \pm 25 \,(\text{syst})$ . Источники систематической ошибки для оценки числа фоновых событий будут описаны в Разделе 10.4. На Рисунке 10.2 изображены распределения  $E_{\rm T}^{\rm miss}$  и инвариантной массы двух струй,  $M_{\rm jj}$ , после применения менее жестких критериев отбора для контрольной области Z, с $M_{\rm ii}$  > 1000 ГэВ и отсутствием ограничений на  $\Delta \eta_{\rm jj}, \Delta \phi_{\rm jj}$  или центральную струю. На этом рисунке суммарный фон нормирован на данные. Следует отметить, что оценки для основного фона с векторным бозоном и струями нечувствительны для полной нормировки в симуляции, которая сокращается в отношении сечений.

Оценки для фоновых событий  $W(e\nu)$ +jets и  $W(\mu\nu)$ +jets получены с помощью контрольных выборок, содержащих один лептон. Контрольные области  $W(\mu\nu)$  и  $W(e\nu)$  определяются так же, как и фон от Z-бозона. В области  $W(\mu\nu)$  лептонное вето заменено на наличие одного мюона и отсутствие других лептонов,  $E_T^{\text{miss}}$  вычисляется заново, без учета мюона от распада W бозона. Область  $W(e\nu)$  определяется так же, с требованием наличия одного электрона и дополнительным лептонным вето, однако  $E_T^{\text{miss}}$  не вычисляется заново, т.к. энергия электрона уже учтена при вычислении  $E_T^{\text{miss}}$  на триггерном уровне. Число событий  $W(\ell\nu)$  (где  $\ell = e, \mu$ ) в сигнальной области,  $N_\ell^{\text{s}}$ , вычисляется следующим образом:

$$N_{\ell}^{\rm s} = \left(N_{\ell \rm obs}^{\rm c} - N_{\rm bkg}^{\rm c}\right) \cdot \frac{N_{\rm WMC}^{\rm s}}{N_{\rm WMC}^{\rm c}},\tag{10.2}$$

где $N_{\rm WMC}^{\rm s}$  и  $N_{\rm WMC}^{\rm c}$  - число событий в сигнальной и контрольных областях в смоде-



Рис. 10.2: Распределения  $E_{\rm T}^{\rm miss}$  (слева) и  $M_{\rm jj}$  (справа) в контрольной области Z с менее жесткими критериями отборами, без ограничений на  $\Delta \eta_{\rm jj}$ ,  $\Delta \phi_{\rm jj}$  или центральную струю и с порогом на  $M_{\rm jj}$ , уменьшенным до 1000 ГэВ. Смоделированный суммарный фон от разных процессов нормирован на данные; систематические ошибки изображены заштрихованной областью. В нижней области изображено отношение данных и смоделированного фона, систематические неопределенности показаны заштрихованной областью.

лированных с помощью метода Монте-Карло выборках  $W(\ell\nu)$ +струи. Отношение  $N_{WMC}^{s}/N_{WMC}^{c}$  равно 0.347 ± 0.045 (syst) для  $W(\mu\nu)$  и 1.08 ± 0.21 (syst) для  $W(e\nu)$ . В контрольной выборке  $W(\mu\nu)$  число наблюдаемых событий равняется 223, из них фоновых 30.4 ± 7.0 (syst) событий. В контрольной области  $W(e\nu)$  число наблюдаемых событий равно 65, из них фоновых событий - 7.1 ± 4.7 (syst). Фон  $W(\mu\nu)$  в сигнальной области в таком случае оценивается, как 66.8 ± 5.2 (stat) ± 15.7 (syst) событий, оценка для фона  $W(e\nu)$  - 62.7 ± 8.7 (stat) ± 18.1 (syst) событий.

Фон от событий  $W(\tau\nu)$ +струй, где  $\tau$ -лептоны распадаются в адронной моде  $(\tau_h)$ , оценивается несколько иным способом, т.к. вето на  $\tau$ -лептон не применимо с критериями отбора сигнала - невидимой моды распада бозона Хиггса. Распадающиеся в адронной моде  $\tau$ -лептоны реконструируются с помощью алгоритма HPS [308]. Этот алгоритм использует заряженные адроны и нейтральные фотоны для реконструкции адронного распада au-лептона с одной или тремя заряженными частицами, в диапазоне  $|\eta| < 2.3$ . Для определения контрольной области требуют один  $\tau$ -лептон, распадающийся в адронной моде, с  $p_{\rm T} > 20\Gamma$ эВ и  $|\eta| < 2.3$ , отсутствие других лептонов и выполнение других критериев для сигнальной области. Однако для увеличения числа событий в контрольной области  $W(\tau_{\rm h}\nu)$  не применяется запрет на наличие в событии центральной струи. Затем число событий  $W(\tau_h \nu)$  в сигнальной области,  $N_{\tau_{\rm h}}^{\rm s}$ , определяется из контрольной области так же, как и в случаях с фоновыми событиями  $W(\mu\nu)$  и  $W(e\nu)$ . Число наблюдаемых событий в контрольной области равно 32, фоновых событий, согласно оценке фона, сделанной с помощью симуляции методом Монте-Карло, -  $15.2 \pm 3.6$  (syst), из чего оценка числа фоновых событий  $W(\tau_h \nu)$  в сигнальной области равна  $53 \pm 18 \,(\text{stat}) \pm 18 \,(\text{syst})$ . Для проверки фонов от процессов с векторными бозонами и струями, которые вносят наибольший вклад в сигнальную область, используются контрольная область  $W(\mu\nu)$  и моделирование методом Монте-Карло для вычисления числа событий в других областях. Например, число событий в области  $Z(\mu\mu)$  вычисляется, как

$$N_{\mu\mu}^{c} = \left(N_{\mu obs}^{c} - N_{bkg}^{c}\right) \cdot \frac{N_{ZMC}^{c}}{N_{WMC}^{c}},\tag{10.3}$$

Похожим образом вычисляется число событий в контрольных областях  $W(e\nu)$  и  $W(\tau_h\nu)$ . Во всех случаях предсказания согласуются с наблюдаемым числом событий в пределах неопределенностей.

Многоструйный QCD фон в сигнальной области измеряется с помощью отношения числа событий, прошедших ограничения на  $E_{\rm T}^{\rm miss}$  и вето центральной струи. Мы определяем области A, B, C, и D, как прошедшие все отборы, за исключением следующих:

- А: не выполнен критери<br/>й $E_{\rm T}^{\rm miss}$ , не выполнен критерий на вето центральной стру<br/>и ;
- В: выполнен критери<br/>й $E_{\rm T}^{\rm miss}$ ,не выполнен критерий на вето центральной струи ;
- С: не выполнен критери<br/>й $E_{\rm T}^{\rm miss},$  выполнен критерий на вето центральной струи ;
- D: выполнен  $E_{\rm T}^{\rm miss}$ , выполнен критерий на вето центральной струи ;

Мы определяем компоненты областей А, В и С от многоструйных QCD событий

из данных после вычитания фонов от электрослабых процессов, используя результаты симулирования. Компонента сигнальной области D от многоструйных QCD событий может быть вычислена с помощью  $N_{\rm D} = N_{\rm B} N_{\rm C} / N_{\rm A}$ , где  $N_i$  - число событий в области і. Этот метод основан на предположении, что между критериями на  $E_{\rm T}^{\rm miss}$  и центральную струю отсутствует корреляция, для проверки чего было проведено сравнение распределения  $E_{\rm T}^{\rm miss}$  до значения 130 ГэВ для событий прошедших и не прошедших вето центральной струи. Максимальная разница между распределениями E<sup>miss</sup> для этих двух выборок достигала 40%, которые могут быть отнесены к систематической ошибке метода. Число предсказанных фоновых QCD событий в сигнальной области равняется  $30.9 \pm 4.8 \,(\text{stat}) \pm 23.0 \,(\text{syst})$ . Кроме того, для проверки метода использовались выборки QCD событий с большой статистикой, с отборами, эквивалентными тем, что используются в сигнальной области, но критерий на  $\Delta \phi_{ii}$  был исправлен на  $\Delta \phi_{ii} > 2.6$  радиан. Для этой выборки число наблюдаемых событий в псевдо-сигнальной области после вычитания полученных с помощью симуляции фонов равно  $2551 \pm 57$  (stat). Предсказания для компоненты, содержащей многоструйные QCD события, равны  $2959 \pm 58 \, (stat)$ , что согласуется с наблюдаемым числом событий в пределах систематической неопределенности. Для подтверждения точности этой оценки нами была выполнена дополнительная проверка с использованием метода ABCD, основанного на переменных  $E_{\rm T}^{\rm miss}$  и  $\Delta \phi_{\rm ii}$ , результаты которой согласуются с результатами основного метода.

Число событий остальных фонов, предсказанных в рамках Стандартной Модели, tt, single-top, парное рождение векторных бозонов и события Дрелл-Ян с электронами и струями - согласно предсказаниям, полученных методом Монте-Карло, равно  $20.0^{+6.0}_{-8.2}$  (syst). Полное ожидаемое число фоновых событий равно  $332 \pm 36$  (stat)  $\pm$ 45 (syst). Вклады различных фоновых процессов перечислены в Таблице 10.1 вместе с числом событий сигнального процесса для  $m_h = 125$  ГэВ и  $\mathcal{B}(h \to inv) = 100\%$ .

Таблица 10.1: Измеренное число фоновых и сигнальных событий в сигнальной VBF области. Число сигнальных событий получено для  $m_h = 125$  ГэB and  $\mathcal{B}(h \to \text{inv}) = 100\%$ .

Процесс	Число событий
$Z(\nu\nu)$ +jets	$99 \pm 29  (\text{stat}) \pm 25  (\text{syst})$
${ m W}(\mu u){ m +jets}$	$67 \pm 5 (\mathrm{stat}) \pm 16 (\mathrm{syst})$
${ m W(e u)+jets}$	$63 \pm 9 (\mathrm{stat}) \pm 18 (\mathrm{syst})$
${ m W}({ au_{ m h}} u){ m +jets}$	$53 \pm 18  (\mathrm{stat}) \pm 18  (\mathrm{syst})$
Многоструйные QCD события	$31 \pm 5 (\mathrm{stat}) \pm 23 (\mathrm{syst})$
Сумма ( $t\bar{t}$ , single top-кварк, $VV$ , DY)	$20.0 \pm 8.2  (\mathrm{syst})$
Суммарный фон	$332 \pm 36 (\text{stat}) \pm 45 (\text{syst})$
VBF H(inv.)	$210 \pm 29  (\mathrm{syst})$
ggF H(inv.)	$14 \pm 10  (\mathrm{syst})$
Данные	390
S/B	70%

#### 10.4 Систематические неопределенности

На оценки для фоновых событий с векторным бозоном и струями влияют большие статистические неопределенности, меняющиеся в пределах 5–30% из-за контроль-

ных областей в данных. Статистическая неопределенность для выборок событий, полученных методом Монте-Карло, использованных для вычисления коэффициентов для перехода из контрольной области в сигнальную, превосходит систематическую неопределенность для фоновых событий с векторным бозоном и струями. Другим важным источником неопределенностей являются неопределенности в калибровки и разрешении энергии струй и  $E_{\rm T}^{\rm miss}$ . Эти неопределенности вычисляются с помощью изменения калибровки и разрешения струй и unclustered энергии в пределах ошибки и переопределения значения  $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ ; в результате систематическая неопределенность составляет 13% для аксептанса сигнала и 7–15% для расчета фоновых событий с векторным бозоном и струями. Мы приписываем 40% неопределенность для оценки фоновых QCD событий, как описано в Разделе 10.3. Несмотря на большие неопределенности для QCD, вклад в общий фон этих процессов оказывается небольшим. Небольшие неопределенности для мюонной и электронной эффективностей связаны с нормировками, примененными к выборкам, полученным методом Монте-Карло, для улучшения согласия с данными. Для фонов, чей вклад оказался небольшим, оценки производились с помощью моделирования методом Монте-Карло, в этих случаях наибольший вклад в неопределенность вносили неопределенности в значении сечений, которые полагались равными измеренным в эксперименте CMS значениям, и неопределенность в значениях  $E_{\rm T}^{\rm miss}$  и импульса струй. Теоретические неопределенности для сигнала в процессе слияния векторных бозонов связаны с неопределенностями PDF и неопределенностью в масштабе факторизации и ренормализации. Среди различных эффектов наибольший вклад в неопределенность для сигнала в процессе слияния глюнов вносит моделирование методом Монте-Карло излучения в начальном состоянии и оценивается в 60% путем сравнения различных Монте-Карло генераторов. Окончательный вклад этой неопределенности мал, т.к. мал вклад процесса. Эти неопределенности перечислены в Таблице 10.2, где они приводятся по отношению к полному числу фоновых и сигнальных событий. Суммарный эффект от всех неопределенностей, связанных с фоном, состоит в увеличении верхнего ожидаемого предела на  $\mathcal{B}(h \to \text{inv})$ на 65%.

#### 10.5 Результат

Как показано в Таблице 10.1, в данных, число наблюдаемых событий равно 390, что согласуется с предсказаниями, в которых есть только фоновые процессы. На Рисунке 10.3 показаны распределения  $E_{\rm T}^{\rm miss}$  и  $M_{\rm jj}$  для данных и смоделированного фона в сигнальной области. Смоделированные фоны с векторным бозоном и струями, показанные на рисунке, нормированы на значения, полученные с помощью данных, приведенных в таблице 10.1.

Никаких свидетельств сигнального процесса обнаружено не было. Были вычислены пределы на 95% уровне достоверности на произведение сечения рождения и branching fraction невидимой моды распада,  $\mathcal{B}(h \to \text{inv})$ . Пределы были вычислены с помощью метода CL<sub>s</sub> [184, 185], основанного на асимптотической формуле описанной в [249], следуя принятой в эксперименте CMS технике при поисках бозона Хигтса [12, 186]. Систематические неопределенности включены как дополнительные параметры и использованы согласно частотной парадигме, описанной в ссылке [186]. Нами также представлены пределы на 95% уровне достоверности на произведение сечения рождения хиггсовского бозона и branching fraction невидимой моды
Таблица 10.2: Перечисление неопределенностей для фоновых и сигнальных компонент в канале VBF. Все неопределенности влияют на нормировку числа событий и приведены как изменения в оценке числа событий для фона или сигнала, когда для каждого источника неопределенности менялись соответствующие величины в пределах своих неопределенностей. Неопределенности для сигнальных событий приведены для случая  $m_h = 125 \ \Gamma$ эВ и  $\mathcal{B}(h \to \text{inv}) = 100\%$ .

Источник неопределенности	Суммарный фон	Сигнал
Статистика в контрольной области	11%	
Статистика выборок Монте-Карло	11%	4%
Калибровка/разрешение для энергии струй/ $E_{\rm T}^{\rm miss}$	7%	13%
Оценка QCD фона	4%	
Лептонная эффективность	2%	
Эффективность идентификации тау лептона	1%	
Светимость	0.2%	2.6%
Сечения	0.5–1%	
PDFs		5%
Масштаб факторизации и ренормализации		4%
Моделирование процесса слияния глюонов		4%
Total	18%	14%



Рис. 10.3: Распределения  $E_{\rm T}^{\rm miss}$  (слева) и  $M_{\rm jj}$  (справа) для данных и смоделированных событий после применения всех отборов для поиска VBF в сигнальной области. Смоделированный фон от разных процессов нормирован на значения, полученные из контрольных выборок с данными, различные процессы изображены друг над другом, суммарная неопределенность изображена заштрихованной областью. Заметим, что многоструйный QCD фон не показан из-за низкой статистики выборки Монте-Карло, что приводит к небольшим видимым расхождениям между данными и смоделированным фоном, как показано для низких значений  $E_{\rm T}^{\rm miss}$  и  $M_{\rm jj}$ . Также изображен суммарный эффект от сигнального процесса с хиггсовским бозоном, рожденным в слиянии векторных бозонов, с  $m_h = 125$  ГэВ and  $\mathcal{B}(h \to {\rm inv})=100\%$ .

распада, нормированного на сечение рождения, предсказанного Стандартной Моделью [176, 309], которое мы обозначаем как  $\xi = \sigma \cdot \mathcal{B}(h \to \text{inv})/\sigma_{\text{SM}}$ .

На Рис. 10.4 (слева) показаны наблюдаемые и медианные значения ожидаемых пределов на 95% уровнем достоверности на произведение сечения рождения хиггсовского бозона и branching fraction невидимой моды распада как функции массы хиггсовского бозона, рожденного в процессе слияния векторных бозонов. На Рис. 10.4 (справа) показаны аналогичные пределы для величины  $\xi$ . Для значений, предсказанных Стандартной Моделью на сечение процесса рождения через слияние векторных бозонов и аксептанс, эти величины отвечают наблюдаемому (ожидаемому) верхнему пределу на  $\mathcal{B}(h \to \text{inv})$ равному 0.65 (0.49) для  $m_h = 125$ ГэВ.

# 10.6 Результаты комбинации VBF и Zh, $h \rightarrow invisible$ каналов

Результаты отдельных поисков процессов рождения VBF и Zh, с h распадающимся в невидимой моде, представленные в [56], объединены и интерпретированы как пределы на branching fraction невидимой моды распада хиггсовского бозона с массой 125 ГэВ. Конечные пределы на 95% уровне достоверности на  $\xi$  показаны на Рис. 10.5 и перечислены в Таблице 10.3. Для значений, предсказанных Стандартной Моделью на сечение и аксептанс, на 95% уровне достоверности наблюдаемый верхний предел на branching fraction невидимой моды для  $m_h = 125$  ГэВ равен 0.58, ожидаемый предел равен 0.44. Наблюдаемый (ожидаемый) верхний предел на 90% уровне достоверности равен 0.51 (0.38).

Таблица 10.3: Перечисление значений верхних пределов на 95% уровне достоверности на  $\sigma \cdot \mathcal{B}(h \to \text{inv}) / \sigma_{\text{SM}}$  в исследованиях процесса слияния векторных бозонов, процесса Zh, и комбинация результатов этих исследований.

Наблюдаемые (ожидаемые) верхние предел			
$m_h({ m GeV})$	on $\sigma \cdot \mathcal{B}(h \to \text{inv}) / \sigma_{\text{SM}}$		
	VBF	ZH	VBF+ZH
115	0.63(0.48)	0.76(0.72)	0.55~(0.41)
125	0.65~(0.49)	$0.81 \ (0.83)$	0.58~(0.44)
135	$0.67 \ (0.50)$	$1.00 \ (0.88)$	0.63  (0.46)
145	0.69(0.51)	$1.10 \ (0.95)$	$0.66 \ (0.47)$
200	$0.91 \ (0.69)$		—
300	1.31(1.04)		—

## 10.7 Интерпретация результатов в Higgs-portal Dark Matter модели

Нами представлена интерпретация результата измерения  $\mathcal{B}(h \to \text{inv})$ в контексте Higgs-portal Dark Matter модели взаимодействия темной материи (DM) [43, 44, 150]. В рамках этих моделей в невидимом секторе существуют стабильные частицы темной материи с перенормируемыми константами взаимодействия с хиггсовским сек-



Рис. 10.4: Ожидаемые и наблюдаемые верхние пределы на 90% уровнем достоверности на произведение сечения рождения хиггсовского бозона в процессе слияния векторных бозонов и брэнчинга невидимой моды распада (left), и сечение, нормированное на сечение, предсказанное Стандартной Моделью для процесса слияния векторных бозонов(right).



Рис. 10.5: Ожидаемые и наблюдаемые верхние пределы на 95% уровне достоверности на  $\sigma \cdot \mathcal{B}(h \to \text{inv}) / \sigma(\text{SM}).$ 

тором Стандартной Модели. В экспериментах по прямому наблюдению упругое взаимодействие между частицей темной материи и нуклоном через обмен хиггсовским бозоном приводит к появлению у нуклона импульса отдачи, который может указывать на значения массы частицы темной материи  $M_{\chi}$  и сечения взаимодействия нуклона с этой частицей. Если у предполагаемой частицы темной материи масса оказывается меньше  $m_h/2$ , ширина невидимого распада бозона Хиггса,  $\Gamma_{\rm inv}$ , может быть напрямую связана с сечением спиново-независимого взаимодействия частицы темной материи и нуклона, для скалярной (S), векторной (V) и фермионной частицы темной материи соответственно [43]:

$$\sigma_{\rm S-N}^{\rm SI} = \frac{4\Gamma_{\rm inv}}{m_h^3 v^2 \beta} \frac{m_{\rm N}^4 f_{\rm N}^2}{(M_{\chi} + m_{\rm N})^2},\tag{10.4}$$

$$\sigma_{\rm V-N}^{\rm SI} = \frac{16\Gamma_{\rm inv}M_{\chi}^4}{m_h^3 v^2 \beta (m_h^4 - 4M_{\chi}^2 m_h^2 + 12M_{\chi}^4)} \frac{m_{\rm N}^4 f_{\rm N}^2}{(M_{\chi} + m_N)^2}, \tag{10.5}$$

$$\sigma_{\rm f-N}^{\rm SI} = \frac{8\Gamma_{\rm inv}M_{\chi}^2}{m_h^5 v^2 \beta^3} \frac{m_{\rm N}^4 f_{\rm N}^2}{(M_{\chi} + m_{\rm N})^2}.$$
 (10.6)

В этих выражениях  $m_{\rm N}$  обозначает массу нуклона, взятую как среднее между значениями массы протона и нейтрона - 0.939 ГэВ, в то время как вакуумное среднее хиггсовского потенциала  $\sqrt{2}v$  взято равным 246 ГэВ и  $\beta = \sqrt{1 - 4M_{\chi}^2/m_h^2}$ . Безразмерная величина  $f_{\rm N}$  [43] задает параметризацию взаимодействия бозона Хиггса и нуклона, мы принимаем центральное значение равным  $f_{\rm N} = 0.326$ , найденным из решеточных вычислений [152], для максимального (0.629)и минимального (0.260) значения взяты результаты коллаборации МІLС [310]. Мы преобразуем значение branching fraction невидимой моды распада к значению ширины с помощью выражения  $\mathcal{B}(h \to \mathrm{inv}) = \Gamma_{\mathrm{inv}}/(\Gamma_{\mathrm{SM}} + \Gamma_{\mathrm{inv}})$ , где  $\Gamma_{\mathrm{SM}} = 4.07 \,\mathrm{MeV}$ .

На Рис. 10.6 изображены верхние пределы на 90% уровне достоверности для значения сечения взаимодействия нуклона и частицы темной материи как функции массы последней, вычисленные с учетом экспериментально установленных верхних пределов на  $\mathcal{B}(h \to \text{inv})$  для  $m_h = 125$  ГэВ, в сценариях, при которых частицы темной материи являются скалярами, векторами или Майорановскими фермионами.

## 10.8 Результаты по распаду $h \rightarrow invisible$ при комбинации VBF, Vh и $gg \rightarrow h$ процессов рождения h-бозона и данных, набранных при энергии LHC 7, 8 и 13 ТеВ

Поиск распада h в невидимой моде в процессе слияния векторных бозонов был продолжен с использованием данных, набранных на LHC в 2016 году в протонпротонных столкновениях с энергией в центре масс  $\sqrt{s} = 13$  TeV. Результаты этого исследования были объединены с результатами поисков для механизмов рождений  $Zh (Z \to \ell\ell)$ ,  $Vh (V \to qq'; V = Z, W)$  и  $gg \to h$  с последующим распадом хиггсовского бозона в невидимой моде [320, 321]. Наблюдаемые и ожидаемые верхние



Рис. 10.6: Верхние пределы на спиново-независимое сечение взаимодействие нуклона и частицы темной материи  $\sigma_{\chi-N}^{SI}$  в Higgs-portal Dark Matter модели, вычисленные для  $m_h = 125 \ \Gamma$ эВ и  $\mathcal{B}(h \to inv) < 0.51$  на 90% уровне достоверности как функция массы частицы темной материи. Пределы показаны отдельно для скаляра, вектора и фермиона темной материи. Сплошными линиями показаны пределы для центрального значения константы взаимодействия хиггсовского бозона и нуклона, которая учитывается как параметр со значением, взятым из результатов решеточных вычислений; пунктирная и штриховая линии изображают пределы при нижнем и верхнем значении этой константы. Для сравнения показаны результаты измерений в других экспериментах: CRESST [311], XENON10 [312], XENON100 [313], DAMA/LIBRA [314, 315], CoGeNT [316], CDMS II [317], COUPP [318], LUX [319].

пределы на  $(\sigma/\sigma_{\rm SM}) \mathcal{B}(h \to \text{inv})$  вычислены на 95% уровне достоверности и представлены на Рис. 10.7 (слева). В случае сечений, предсказанных в рамках Стандартной Модели, для каждой моды рождения, суммарный для всех вкладов наблюдаемый (ожидаемый) верхний предел  $\mathcal{B}(h \to \text{inv}) < 0.26 (0.20)$ .



Рис. 10.7: Слева: наблюдаемые и ожидаемые на 95% уровне достоверности верхние пределы на  $(\sigma/\sigma_{\rm SM}) \mathcal{B}(h \to \text{inv})$  для VBF,  $Z(\ell\ell)h$ , V(qq')h, и механизма рождения ggh, и для их комбинаций, с учетом массы бозона Хиггса, предсказываемого Стандартной моделью, равной 125.09 ГэВ. Справа: наблюдаемые и ожидаемые на 95% уровне достоверности верхние пределы на  $(\sigma/\sigma_{\rm SM}) \mathcal{B}(h \to \text{inv})$  для объединенных результатов выборок 7+8, 13 TeV и их комбинации в предположении сечения рождения бозона Хиггса с массой 125.09 ГэВ, предсказанного Стандартной Моделью.

Результат исследования данных при энергии LHC  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ , упомянутый ранее, в дальнейшем комбинируется с результатами более ранних исследований при энергии LHC  $\sqrt{s} = 7$ , 8, и 13 TeV, полученных до конца 2015 года, как описано в [56, 322, 323]. Интегральная светимость данных 7 и 8 TeV, набранных в 2011 и 2012, равна 4.9 и 19.7 fb<sup>-1</sup> [183, 246], соответственно. Выборка данных, набранных при 13 TeV в 2015 году, имеет интегральную светимость равную 2.3 fb<sup>-1</sup> [324]. Наблюдаемые и ожидаемые верхние пределы на 95% уровне достоверности на  $(\sigma/\sigma_{\rm SM}) \mathcal{B}(h \to \text{inv})$  приведены на Рис. 10.7 (справа). Пределы вычислены как с учетом всех данных, так и с отдельными их комбинациями (7+8 или 13 TeV). Из комбинации всех данных наблюдаемый (ожидаемый) верхний предел равен  $\mathcal{B}(h \to \text{inv}) < 0.19 (0.15)$  на 95% уровне достоверности.

Верхний предел на  $\mathcal{B}(h \to \text{inv})$ , полученный по всем данным, интерпретируется в контексте Higgs-portal Dark Matter модели. Выражение для сечения спиновонезависимого упругого рассеяния частицы темной материи и нуклона получено в предположении, что кандидат в частицы темной материи является либо скаляром, либо Майорановским фермионом; центральное значение и неопределенности для безразмерного ядерного фактора  $f_N$  взяты согласно рекомендациям [153]. На Рис. 10.8 показаны верхние пределы на 90% уровне достоверности на сечение спиново-независимого рассеяния частицы темной материи и нуклона как функции массы  $m_{\chi}$  для случаев, когда частица темной материи – скаляр или фермион. Эти пределы вычислены для 90% уровня достоверности с тем, чтобы их можно было напрямую сравнить с результатами экспериментов XENON1T [325], LUX [326], PandaX-II [327], CDMSlite [328], CRESST-II [329] и CDEX-10 [330], которые поставили наиболее жесткие ограничения на  $m_{\chi}$  в диапазоне, который исследуется в этой работе. В контексте Higgs-portal Dark Matter модели представленные результаты накладывают наиболее жесткие ограничения при  $m_{\chi}$  меньше 18 (7) ГэВ в предположении, что частица темной материи – фермион (скаляр).



Рис. 10.8: Верхние пределы на 90% уровне достоверности на сечение спиновонезависимого рассеяния частицы темной материи и нуклона в Higgs-portal models в предположении, что частица темной материи - скаляр (сплошная оранжевая линия) или фермион (пунктирная красная линия). Пределы вычисляются как функция от  $m_{\chi}$ . Сделано сравнение с результатами измерения пределов в экспериментах XENON1T [325], LUX [326], PandaX-II [327], CDMSlite [328], CRESST-II [329] и CDEX-10 [330].

#### Глава 11

# Заключение

Диссертация посвящена поискам дополнительных бозонов Хиггса и поискам нестандартных распадов открытого *h*-бозона с использованием данных LHC при энергиях 7, 8 и 13 ТэВ (данные при 13 ТэВ набраны в 2016 году). Результаты и выводы следующие:

- Заряженный бозон Хиггса с массой  $\leq 160$  ГэВ исключён в рамках модели MSSM. Это означает, что открытый *h*-бозон с массой 125 ГэВ является little h-бозоном. При этом интерпретация измерения сечений *h*-бозона позволяет сделать вывод, что масса нейтрального псевдоскалярного бозона Хиггса A (а следовательно и сарital H-бозона) в MSSM должна быть больше чем  $\simeq 500$  ГэВ. Поэтому надо продолжить поиски распадов  $H/A \rightarrow \tau \tau$ , чтобы открыть бозон Хиггса в области больших масс или исключить область больших масс и больших значений  $\tan\beta$ . Поиски распадов  $H \rightarrow hh$ и  $A \rightarrow Zh$  становятся при этом менее приоритетными, поскольку они имеют большие сечения только в области масс  $\leq 400$  ГэВ. Вместо этого, надо начать поиски распадов  $H \rightarrow t\bar{t}$  и  $H/A \rightarrow \tilde{\chi}\tilde{\chi}$ ,  $H^{\pm} \rightarrow \tilde{\chi}^0 \tilde{\chi}^{\pm}$ , которые в MSSM имеют достаточно большие сечения для больших масс и малых и промежуточных значениях  $\tan\beta$ . Заметим, что интерпретация  $h \equiv H$  пока ещё остаётся в очень ограниченной области параметров MSSM и может быть исключена или подтверждена поисками распада  $H^{\pm} \rightarrow Wh$ .
- Так называемый Wrong Sign Yukawa Coupling сценарий в рамках модели 2HDM исключен для масс псевдоскалярного бозона 25 ГэB< m<sub>A</sub> < m<sub>h</sub>/2 в результате поиска процесса pp → bbA, A → μμ, ττ. Полностью этот сценарий может быть искючён или открыт, когда измерение сечений hбозона достигнет точности ~ 5%. Такая точность может быть достигнута на HL-LHC при интегральной светимости 3 fb<sup>-1</sup>.
- Измеренные верхние пределы на сечения распадов  $h \to \phi_1 \phi_1$  (и, в частности, распада в  $4\tau$  конечном состоянии, представленного в диссертации) уже сравнимы с максимально возможными сечениями, предсказываемыми в моделях NMSSM и 2HDM. Трудной для наблюдения ещё остаётся область масс  $2m_{\rm b} < m_{\phi_1} < 20$  ГэВ. Необходимо продолжать поиски этих распадов на HL-LHC. В области масс  $2m_{\rm b} < m_{\phi_1} < 20$  ГэВ, где две *b*-адронные струи из распада  $\phi_1 \to b\bar{b}$  сливаются в одну, следует попробовать применить специальную технику разделения струй.
- Поиски Dark Matter частиц в распаде  $h \to invisible$  на LHC и в подземных экспериментах дополняют друг друга, будучи интерпретированы

в рамках Higgs-portal Dark Matter. Так, распад  $h \rightarrow invisible$  дает лучпие пределы на сечение взаимодействия частицы с нуклоном в области масс  $m_{\rm DM} \leq 10\text{--}20$  ГэВ. В то же время в области больших масс  $\geq 20$  ГэВ подземные эксперименты более чувствительны (конечно, область масс  $m_{\rm DM} > m_h/2$  кинематически недоступна в распаде  $h \rightarrow invisible$ ). Верхний предел на branching fraction BR $(h \rightarrow invisible) < 0.19$ , полученный в CMS, уже сравним с максимально возможным значением, предсказываемым в MSSM, но ещё не достиг значений, предказываемых в NMSSM ( $\simeq 8$  %). Необходимо продолжать поиски этого распада на HL-LHC.

## Глава 12

# Благодарности

Я хочу выразить благодарность людям, без которых моё участие в CMS эксперименте и эта диссертация были бы невозможны.

Это Виктор Сергеевич Демидов - научный руководитель моей кандидатской дисссертации, который учил меня работать и с которым мы обсуждали возможное участие в CMS. Это Виталий Сергеевич Кафтанов, благодаря которому я и мои коллеги стали членами CMS коллаборации и который курировал нашу работу на CMS в 1992-1995 годах.

Я глубоко благодарен первому координатору Физической Группы CMS Daniel Denegri, под руководством которого я работал в первые, самые напряженные годы (1992-2001), Joao Varela - одному из первых координаторов Триггерной Группы CMS, с которым мы начинали работы по Tau-триггеру. Daniel Denegri и Joao Varela оказали доминирующее влияние на мою научную деятельность.

Я благодарен группам различных зарубежных институтов, в которых я работал в разное время, за творческую атмосферу и поддержку моих исследований. Это группы LIP, Lisbon (1995-1996), CERN-CMS (1996-1998 и 2000-2001), Saclay DAPNIA/SPP (1998-1999), HIP, Helsinki (1999-2000) и Imperial College, London (2001-2018). Все время с 1995 то 2018 я работал, находясь в CERN и я признателен CERN, за прекрасною атмосферу международного сотрудничества и соревнования, которая стимулирует работу на пределе возможностей.

Я благодарен О.Л. Кодоловой (НИЯФ МГУ) и В.Б. Гаврилову (ИТЭФ) за прекрасное сотрудничество в нашей совместной работе по поиску легкого псевдоскалярного бозона Хиггса.

Моя научная деятельность и расширение знаний по физике частиц были бы не возможны без постоянных обсуждений, консультаций и сотрудничества с теоретиками. Я глубоко признателен всем им, и в первую очередь Michael Spira, Abdelhak Djouadi, Dieter Zeppenfeld, Magraget Muhlleitner, Sven Heinemeyer, Georg Weiglein, D.P. Roy, Rohini Godbole, Tilman Plehn, Stefano Moretti, Едуард Боос, Marius Wiesemann, Stefano Frixione, Frank Krauss, Fabio Maltoni, John Campbell, Emanuele Bagnaschi, Marco Zaro, Alexandro Vicini, Ulrich Ellwanger, Howard Haber, Jack Gunion, Laura Reina, Michelangelo Mangano, Torbjorn Sjostrand.

Я благодарен моим коллегам и друзьям из ATLAS коллаборации Markus Schumacher, Brice Mellado, Ketevi Assamagan за обсуждения и интерес к моим работам в CMS, которые также проводились в ATLAS эксперименте. Я глубоко признателен Е.А. Минервиной и В.В. Васильеву за консультации и помощь в подготовке диссертации. Галине Пахловой за ряд практических советов по стилю изложения и грамматике. Антону Степеннову, Григорию Сафронову, Наталье Лычковской и Анне Данилиной за помощь в переводе с английского некоторых частей диссертации.

Я благодарен своему отцу за постоянную поддержку и интерес в процессе написания диссертации. Я посвящаю ему эту работу.

# Список литературы

- S. L. Glashow, "Partial Symmetries of Weak Interactions", Nucl. Phys. 22 (1961) 579, doi:10.1016/0029-5582(61)90469-2.
- [2] S. Weinberg, "A Model of Leptons", *Phys. Rev. Lett.* 19 (1967) 1264, doi:10.1103/PhysRevLett.19.1264.
- [3] A. Salam, "Weak and electromagnetic interactions", in *Elementary particle physics: relativistic groups and analyticity*, N. Svartholm, ed., p. 367. Almqvist & Wiksell, Stockholm, 1968. Proceedings of the eigth Nobel symposium.
- [4] F. Englert and R. Brout, "Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons", *Phys. Rev. Lett.* 13 (1964) 321, doi:10.1103/PhysRevLett.13.321.
- [5] P. W. Higgs, "Broken symmetries, massless particles and gauge fields", *Phys. Lett.* 12 (1964) 132, doi:10.1016/0031-9163(64)91136-9.
- [6] P. W. Higgs, "Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons", *Phys. Rev. Lett.* 13 (1964) 508, doi:10.1103/PhysRevLett.13.508.
- G. S. Guralnik, C. R. Hagen, and T. W. B. Kibble, "Global Conservation Laws and Massless Particles", *Phys. Rev. Lett.* 13 (1964) 585, doi:10.1103/PhysRevLett.13.585.
- [8] P. W. Higgs, "Spontaneous Symmetry Breakdown without Massless Bosons", *Phys. Rev.* 145 (1966) 1156, doi:10.1103/PhysRev.145.1156.
- T. W. B. Kibble, "Symmetry breaking in non-Abelian gauge theories", *Phys. Rev.* 155 (1967) 1554, doi:10.1103/PhysRev.155.1554.
- [10] ATLAS Collaboration, "Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC", *Phys. Lett. B* **716** (2012) 1, doi:10.1016/j.physletb.2012.08.020, arXiv:1207.7214.
- [11] CMS Collaboration, "Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC", *Phys. Lett. B* 716 (2012) 30, doi:10.1016/j.physletb.2012.08.021, arXiv:1207.7235.
- [12] CMS Collaboration, "Observation of a new boson with mass near 125 GeV in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  and 8 TeV", JHEP **06** (2013) 081, doi:10.1007/JHEP06(2013)081, arXiv:1303.4571.

- [13] ATLAS, CMS Collaboration, "Combined Measurement of the Higgs Boson Mass in pp Collisions at  $\sqrt{s} = 7$  and 8 TeV with the ATLAS and CMS Experiments", *Phys. Rev. Lett.* **114** (2015) 191803, doi:10.1103/PhysRevLett.114.191803, arXiv:1503.07589.
- [14] CMS Collaboration, "Measurements of properties of the Higgs boson decaying into the four-lepton final state in pp collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV", *JHEP* **11** (2017) 047, doi:10.1007/JHEP11(2017)047, arXiv:1706.09936.
- [15] CMS Collaboration, "Combined measurements of Higgs boson couplings in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV", Submitted to: Eur. Phys. J. (2018) arXiv:1809.10733.
- [16] ATLAS Collaboration Collaboration, "Combined measurements of Higgs boson production and decay using up to 80 fb<sup>-1</sup> of proton–proton collision data at  $\sqrt{s} = 13$  TeV collected with the ATLAS experiment", Technical Report ATLAS-CONF-2018-031, CERN, Geneva, Jul, 2018.
- [17] D. Kazakov, "Beyond the Standard Model' 17", CERN Yellow Rep. School Proc. 3 (2018) 83-131, doi:10.23730/CYRSP-2018-003.83, arXiv:1807.00148.
- [18] A. Djouadi, "The Anatomy of electro-weak symmetry breaking. II. The Higgs bosons in the minimal supersymmetric model", *Phys. Rept.* 459 (2008) 1–241, doi:10.1016/j.physrep.2007.10.005, arXiv:hep-ph/0503173.
- [19] U. Ellwanger, C. Hugonie, and A. M. Teixeira, "The Next-to-Minimal Supersymmetric Standard Model", *Phys. Rept.* **496** (2010) 1–77, doi:10.1016/j.physrep.2010.07.001, arXiv:0910.1785.
- [20] G. C. Branco et al., "Theory and phenomenology of two-Higgs-doublet models", *Phys. Rept.* 516 (2012) 1, doi:10.1016/j.physrep.2012.02.002, arXiv:1106.0034.
- [21] A. Drozd, B. Grzadkowski, J. F. Gunion, and Y. Jiang, "Extending two-Higgs-doublet models by a singlet scalar field - the Case for Dark Matter", *JHEP* 11 (2014) 105, doi:10.1007/JHEP11(2014)105, arXiv:1408.2106.
- [22] D. Zeppenfeld, R. Kinnunen, A. Nikitenko, and E. Richter-Was, "Measuring Higgs boson couplings at the CERN LHC", *Phys. Rev. D* 62 (2000) 013009, doi:10.1103/PhysRevD.62.013009, arXiv:hep-ph/0002036.
- [23] M. Duhrssen et al., "Extracting Higgs boson couplings from CERN LHC data", *Phys. Rev. D* **70** (2004) 113009, doi:10.1103/PhysRevD.70.113009, arXiv:hep-ph/0406323.
- [24] LHC Higgs Cross Section Working Group Collaboration, "Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 3. Higgs Properties", doi:10.5170/CERN-2013-004, arXiv:1307.1347.
- [25] LHC Higgs Cross Section Working Group Collaboration, "Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 4. Deciphering the Nature of the Higgs Sector", doi:10.23731/CYRM-2017-002, arXiv:1610.07922.

- [26] ALEPH Collaboration, "Search for neutral Higgs bosons decaying into four taus at LEP2", JHEP 05 (2010) 049, doi:10.1007/JHEP05(2010)049, arXiv:1003.0705.
- [27] DELPHI, OPAL, ALEPH, LEP Working Group for Higgs Boson Searches, L3 Collaboration, "Search for neutral MSSM Higgs bosons at LEP", Eur. Phys. J. C 47 (2006) 547, doi:10.1140/epjc/s2006-02569-7, arXiv:hep-ex/0602042.
- [28] OPAL Collaboration, "Search for neutral Higgs boson in CP-conserving and CP-violating MSSM scenarios", Eur. Phys. J. C 37 (2004) 49, doi:10.1140/epjc/s2004-01962-6, arXiv:hep-ex/0406057.
- [29] DELPHI Collaboration, "Higgs boson searches in CP-conserving and CP-violating MSSM scenarios with the DELPHI detector", *Eur. Phys. J. C* 54 (2008) 1, doi:10.1140/epjc/s10052-008-0647-x, arXiv:0801.3586.
  [Erratum: doi:10.1140/epjc/s10052-007-0506-1].
- [30] OPAL Collaboration, "Search for a low mass CP odd Higgs boson in e+ ecollisions with the OPAL detector at LEP-2", Eur. Phys. J. C 27 (2003) 483, doi:10.1140/epjc/s2003-01139-y, arXiv:hep-ex/0209068.
- [31] L3 Collaboration, "Search for an invisibly-decaying Higgs boson at LEP", Phys. Lett. B609 (2005) 35-48, doi:10.1016/j.physletb.2005.01.030, arXiv:hep-ex/0501033.
- [32] ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, LEP Collaboration, "Search for Charged Higgs bosons: Combined Results Using LEP Data", Eur. Phys. J. C73 (2013) 2463, doi:10.1140/epjc/s10052-013-2463-1, arXiv:1301.6065.
- [33] G. J. Grenier, "Search for supersymmetric charged Higgs bosons at the TeVatron", in SUSY 2007 Proceedings, 15th International Conference on Supersymmetry and Unification of Fundamental Interactions, July 26 - August 1, 2007, Karlsruhe, Germany, pp. 420–425. 2007. arXiv:0710.0853.
- [34] CDF Collaboration, "Search for an Invisible Decaying Higgs Boson in Dilepton Events at CDF", Nucl. Part. Phys. Proc. 273-275 (2016) 2476-2478, doi:10.1016/j.nuclphysbps.2015.09.430.
- [35] Tevatron New Phenomena and Higgs Working Group Collaboration, "Combined cdf and d0 upper limits on mssm higgs boson production in tau-tau final states with up to 2.2 fb-1", arXiv:1003.3363.
- [36] M. Carena et al., "MSSM Higgs boson searches at the LHC: Benchmark scenarios after the discovery of a Higgs-like particle", Eur. Phys. J. C 73 (2013) 2552, doi:10.1140/epjc/s10052-013-2552-1, arXiv:1302.7033.
- [37] L. Maiani, A. D. Polosa, and V. Riquer, "Bounds to the Higgs Sector Masses in Minimal Supersymmetry from LHC Data", *Phys. Lett. B* 724 (2013) 274–277, doi:10.1016/j.physletb.2013.06.026, arXiv:1305.2172.
- [38] A. Djouadi et al., "The post-Higgs MSSM scenario: Habemus MSSM?", Eur. Phys. J. C 73 (2013) 2650, doi:10.1140/epjc/s10052-013-2650-0, arXiv:1307.5205.

- [39] A. Djouadi et al., "Fully covering the MSSM Higgs sector at the LHC", JHEP 06 (2015) 168, doi:10.1007/JHEP06(2015)168, arXiv:1502.05653.
- [40] E. Bagnaschi et al., "Benchmark scenarios for low  $\tan \beta$  in the MSSM", Technical Report LHCHXSWG-2015-002, CERN, Geneva, Aug, 2015.
- [41] P. Ferreira, J. F. Gunion, H. E. Haber, and R. Santos, "Probing wrong-sign Yukawa couplings at the LHC and a future linear collider", *Phys. Rev. D* 89 (2014), no. 11, 115003, doi:10.1103/PhysRevD.89.115003, arXiv:1403.4736.
- [42] J. Bernon, J. F. Gunion, Y. Jiang, and S. Kraml, "Light Higgs bosons in two-Higgs-doublet models", *Phys. Rev. D* **91** (2015) 075019, doi:10.1103/PhysRevD.91.075019, arXiv:1412.3385.
- [43] A. Djouadi, O. Lebedev, Y. Mambrini, and J. Quevillon, "Implications of LHC searches for Higgs-portal dark matter", *Phys. Lett. B* 709 (2012) 65, doi:10.1016/j.physletb.2012.01.062, arXiv:1112.3299.
- [44] A. Djouadi, A. Falkowski, Y. Mambrini, and J. Quevillon, "Direct detection of Higgs-portal dark matter at the LHC", *Eur. Phys. J. C* 73 (2013) 2455, doi:10.1140/epjc/s10052-013-2455-1, arXiv:1205.3169.
- [45] S. Abdullin et al., "Summary of the CMS potential for the Higgs boson discovery", *Eur. Phys. J. C* **39S2** (2005) 41–61, doi:10.1140/epjcd/s2004-02-003-9.
- [46] CMS Collaboration, "CMS Physics: Technical Design Report, volume II: Physics performance", J. Phys. G34 (2007), no. 6, 995–1579, doi:10.1088/0954-3899/34/6/S01.
- [47] CMS Collaboration, "Search for a light charged Higgs boson in top quark decays in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV", JHEP **07** (2012) 143, doi:10.1007/JHEP07(2012)143, arXiv:1205.5736.
- [48] CMS Collaboration, "Search for a charged Higgs boson in pp collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV", JHEP **11** (2015) 018, doi:10.1007/JHEP11(2015)018, arXiv:1508.07774.
- [49] CMS Collaboration, "Search for charged Higgs bosons in the  $H^{\pm} \rightarrow \tau^{\pm}\nu_{\tau}$  decay channel in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV", *JHEP* **07** (2019) 142, doi:10.1007/JHEP07(2019)142, arXiv:1903.04560.
- [50] CMS Collaboration, "Search for Neutral MSSM Higgs Bosons Decaying to Tau Pairs in pp Collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV", *Phys. Rev. Lett.* **106** (2011) 231801, doi:10.1103/PhysRevLett.106.231801, arXiv:1104.1619.
- [51] CMS Collaboration, "Search for neutral MSSM Higgs bosons decaying to a pair of tau leptons in pp collisions", JHEP 10 (2014) 160, doi:10.1007/JHEP10(2014)160, arXiv:1408.3316.
- [52] CMS Collaboration, "Search for additional neutral MSSM Higgs bosons in the  $\tau\tau$  final state in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV", JHEP **09** (2018) 007, doi:10.1007/JHEP09(2018)007, arXiv:1803.06553.

- [53] CMS Collaboration, "Searches for a heavy scalar boson H decaying to a pair of 125 GeV Higgs bosons hh or for a heavy pseudoscalar boson A decaying to Zh, in the final states with  $h \rightarrow \tau \tau$ ", *Phys. Lett.* **B755** (2016) 217–244, doi:10.1016/j.physletb.2016.01.056, arXiv:1510.01181.
- [54] CMS Collaboration, "Search for a light pseudoscalar Higgs boson produced in association with bottom quarks in pp collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV", *JHEP* **11** (2017) 010, doi:10.1007/JHEP11(2017)010, arXiv:1707.07283.
- [55] CMS Collaboration, "Search for a very light NMSSM Higgs boson produced in decays of the 125 GeV scalar boson and decaying into  $\tau$  leptons in pp collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV", JHEP **01** (2016) 079, doi:10.1007/JHEP01(2016)079, arXiv:1510.06534.
- [56] CMS Collaboration, "Search for invisible decays of Higgs bosons in the vector boson fusion and associated ZH production modes", *Eur. Phys. J.* C74 (2014) 2980, doi:10.1140/epjc/s10052-014-2980-6, arXiv:1404.1344.
- [57] CMS Collaboration, "Search for invisible decays of a Higgs boson produced through vector boson fusion in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV", *Phys. Lett. B* **793** (2019) 520–551, doi:10.1016/j.physletb.2019.04.025, arXiv:1809.05937.
- [58] A. Nikitenko, "Justifications for a Microvertex Detector in CMS", CMS TN 1994/258, 1994.
- [59] A. Nikitenko and J. Varela, "A simulation study of the ECAL/HCAL interface region", CMS TN 1995/196, 1995.
- [60] R. Kinnunen et al., "Impact of Muon Trigger Coverage on Physics", CMS NOTE 1998/020, 1998.
- [61] R. Kinnunen and A. Nikitenko, "Study of calorimeter calibration with pions from jets in CMS", CMS NOTE 1997/097, 1997.
- [62] A. Nikitenko, "Study of E/p Matching for ECAL Calibration with W Decays in CMS", CMS NOTE 1998/021, 1998.
- [63] P. Arce et al., "Detector Description of CMS using Geant4", CMS IN 1999/026, 1999.
- [64] C. Charlot, A. Nikitenko, I. Puljak, and I. Soric, "Comparison of fixed window and clusterization algorithms for Z->e+e- and H->4e+/- mass reconstruction in CMS PbWO4 crystal ECAL for Higgs mass 170 and 130 GeV", CMS TN 1995/101, 1995.
- [65] CMS Collaboration, "CMS Physics: Technical Design Report, Volume 1: Detector Performance and Software", CERN-LHCC 2006-001, CMS TDR 8.1, 2006.
- [66] CMS Collaboration, "Performance of Electron Reconstruction and Selection with the CMS Detector in Proton-Proton Collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV", JINST 10 (2015), no. 06, P06005, doi:10.1088/1748-0221/10/06/P06005, arXiv:1502.02701.

- [67] O. Kodolova et al., "Jet energy correction with charged particle tracks in CMS", Eur. Phys. J. C 40 (2005) 33-42, doi:https://doi.org/10.1140/epjcd/s2005-02-004-2.
- [68] CMS Collaboration, "Determination of jet energy calibration and transverse momentum resolution in CMS", JINST 6 (2011) 11002, doi:10.1088/1748-0221/6/11/P11002, arXiv:1107.4277.
- [69] A. Nikitenko, S. Kunori, and R. Kinnunen, "Missing transverse energy measurement with jet energy corrections", CMS NOTE 2001/040, 2001.
- [70] CMS Collaboration, "Missing transverse energy performance of the CMS detector", JINST 06 (2011) P09001, doi:10.1088/1748-0221/6/09/P09001, arXiv:1106.5048.
- [71] A. Nikitenko and J. Varela, "A study of the 1st level tau trigger", CMS TN 1995/195, 1995.
- [72] S. Dasu, W. Smith, R. Kinnunen, and A. Nikitenko, "A study of a first and second level tau trigger", CMS NOTE 2000/055, 2000.
- [73] D. Kotlinski, A. Nikitenko, and R. Kinnunen, "Study of a level-3 tau trigger with the pixel detector", CMS NOTE 2001/017, 2001.
- [74] CMS Collaboration, "CMS: The TriDAS project. Technical design report, Vol. 2: Data acquisition and high-level trigger", CERN-LHCC 2002-026, CMS TDR 6.2, 2002.
- [75] CMS Collaboration, "Particle-flow reconstruction and global event description with the CMS detector", (2017). arXiv:1706.04965. Submitted to JINST.
- [76] CMS Collaboration, "The CMS trigger system", JINST 12 (2017), no. 01, P01020, doi:10.1088/1748-0221/12/01/P01020, arXiv:1609.02366.
- [77] A. Belyaev et al., "The Scope of the 4 tau Channel in Higgs-strahlung and Vector Boson Fusion for the NMSSM No-Lose Theorem at the LHC", arXiv:0805.3505.
- [78] R. Kinnunen and A. Nikitenko, "Study of tau-jet identification in cms", CMS NOTE 1997/002, 1997.
- [79] G. Bagliesi et al., "Tau jet reconstruction and tagging at high level trigger and off-line", CMS NOTE 2006/028, 2006.
- [80] CMS Collaboration, "Performance of tau-lepton reconstruction and identification in CMS", JINST 7 (2012), no. 01, P01001, doi:10.1088/1748-0221/7/01/P01001, arXiv:1109.6034.
- [81] CMS Collaboration, "Study of tau reconstruction algorithms using pp collisions data collected at  $\sqrt{s}=7/\text{tev}$ ", CMS Physics Analysis Summary CMS-PAS-PFT-10-004, 2010.
- [82] CMS Collaboration, "CMS: The Compact Muon Solenoid: Letter of intent for a general purpose detector at the LHC", CERN-LHCC 92-03, CERN-LHCC-I-1, 1992.

- [83] R. Kinnunen et al., "Measurement of the H / A —> tau tau cross section and possible constraints on tan beta", Eur. Phys. J. C 40N5 (2005) 23–32, doi:10.1140/EPJCD/S2005-02-003-3, arXiv:hep-ph/0503075.
- [84] E. Boos, A. Djouadi, and A. Nikitenko, "Detection of the neutral MSSM Higgs bosons in the intense coupling regime at the LHC", *Phys. Lett.* B578 (2004) 384-393, doi:10.1016/j.physletb.2003.10.072, arXiv:hep-ph/0307079.
- [85] Higgs Working Group Collaboration, D. Cavalli et al., "The Higgs working group: Summary report", in *Physics at TeV colliders. Proceedings, Euro Summer School, Les Houches, France, May 21-June 1, 2001*, pp. 1–120. 2002. arXiv:hep-ph/0203056.
- [86] S. Gennai et al., "Search for heavy neutral MSSM Higgs bosons with CMS: Reach and Higgs-mass precision", *Eur. Phys. J. C* **52** (2007) 383–395, doi:10.1140/epjc/s10052-007-0398-0, arXiv:0704.0619.
- [87] M. Hashemi et al., "Charged Higgs Bosons in the MSSM at CMS: Discovery Reach and Parameter Dependence", arXiv:0804.1228.
- [88] S. F. King, M. Muhlleitner, and R. Nevzorov, "NMSSM Higgs Benchmarks Near 125 GeV", Nucl. Phys. B 860 (2012) 207-244, doi:10.1016/j.nuclphysb.2012.02.010, arXiv:1201.2671.
- [89] S. F. King, M. Mühlleitner, R. Nevzorov, and K. Walz, "Natural NMSSM Higgs Bosons", Nucl. Phys. B 870 (2013) 323-352, doi:10.1016/j.nuclphysb.2013.01.020, arXiv:1211.5074.
- [90] S. F. King, M. Mühlleitner, R. Nevzorov, and K. Walz, "Discovery prospects for NMSSM Higgs bosons at the high-energy Large Hadron Collider", *Phys. Rev. D* 90 (2014) 095014, doi:10.1103/PhysRevD.90.095014, arXiv:1408.1120.
- [91] CMS Collaboration, "Measurement of the  $Z/\gamma^*$ +b-jet cross section in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV", JHEP **06** (2012) 126, doi:10.1007/JHEP06(2012)126, arXiv:1204.1643.
- [92] CMS Collaboration, "Measurement of the Hadronic Activity in Events with a Z and Two Jets and Extraction of the Cross Section for the Electroweak Production of a Z with Two Jets in pp Collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV", JHEP 10 (2013) 062, doi:10.1007/JHEP10(2013)062, arXiv:1305.7389.
- [93] Y. A. Golfand and E. P. Likhtman, "Extension of the Algebra of Poincare Group Generators and Violation of p Invariance", JETP Lett. 13 (1971) 323.
- [94] J. Wess and B. Zumino, "Supergauge transformations in four dimensions", Nucl. Phys. B 70 (1974) 39, doi:10.1016/0550-3213(74)90355-1.
- [95] H. P. Nilles, "Supersymmetry, Supergravity and Particle Physics", *Phys. Rept.* 110 (1984) 1–162, doi:10.1016/0370-1573(84)90008-5.
- [96] H. E. Haber and G. L. Kane, "The Search for Supersymmetry: Probing Physics Beyond the Standard Model", *Phys. Rept.* **117** (1985) 75–263, doi:10.1016/0370-1573(85)90051-1.

- [97] J. F. Gunion and H. E. Haber, "Higgs Bosons in Supersymmetric Models. 1.", Nucl. Phys. B272 (1986) 1, doi:10.1016/0550-3213(86)90340-8,10.1016/0550-3213(93)90653-7.
   [Erratum: Nucl. Phys.B402,567(1993)].
- [98] P. Fayet, "Supergauge invariant extension of the Higgs mechanism and a model for the electron and its neutrino", Nucl. Phys. B 90 (1975) 104, doi:10.1016/0550-3213(75)90636-7.
- [99] P. Fayet, "Supersymmetry and weak, electromagnetic and strong interactions", *Phys. Lett. B* 64 (1976) 159, doi:10.1016/0370-2693(76)90319-1.
- [100] P. Fayet, "Spontaneously broken supersymmetric theories of weak, electromagnetic and strong interactions", *Phys. Lett. B* 69 (1977) 489, doi:10.1016/0370-2693(77)90852-8.
- [101] S. Dimopoulos and H. Georgi, "Softly broken supersymmetry and SU(5)", Nucl. Phys. B 193 (1981) 150, doi:10.1016/0550-3213(81)90522-8.
- [102] N. Sakai, "Naturalness in supersymmetric GUTS", Z. Phys. C 11 (1981) 153, doi:10.1007/BF01573998.
- [103] K. Inoue, A. Kakuto, H. Komatsu, and S. Takeshita, "Low-Energy Parameters and Particle Masses in a Supersymmetric Grand Unified Model", *Prog. Theor. Phys.* 67 (1982) 1889, doi:10.1143/PTP.67.1889. Revised version.
- [104] K. Inoue, A. Kakuto, H. Komatsu, and S. Takeshita, "Aspects of Grand Unified Models with Softly Broken Supersymmetry", Prog. Theor. Phys. 68 (1982) 927, doi:10.1143/PTP.68.927.
- [105] K. Inoue, A. Kakuto, H. Komatsu, and S. Takeshita, "Renormalization of Supersymmetry Breaking Parameters Revisited", *Prog. Theor. Phys.* 71 (1984) 413, doi:10.1143/PTP.71.413.
- [106] J. F. Gunion, H. E. Haber, G. L. Kane, and S. Dawson, "The Higgs Hunter's Guide", volume 80 of *Frontiers in Physics*. Perseus Books, 2000.
- [107] Y. Okada, M. Yamaguchi, and T. Yanagida, "Upper Bound of the Lightest Higgs Boson Mass in the Minimal Supersymmetric Standard Model", *Prog. Theor. Phys.* 85 (1991) 1, doi:10.1143/PTP/85.1.1.
- [108] J. R. Ellis, G. Ridolfi, and F. Zwirner, "Radiative corrections to the masses of supersymmetric Higgs bosons", *Phys. Lett. B* 257 (1991) 83, doi:10.1016/0370-2693(91)90863-L.
- [109] H. E. Haber and R. Hempfling, "Can the Mass of the Lightest Higgs Boson of the Minimal Supersymmetric Model be Larger than  $m_Z$ ?", *Phys. Rev. Lett.* **66** (1991) 1815, doi:10.1103/PhysRevLett.66.1815.
- [110] M. Carena, J. R. Espinosa, M. Quiros, and C. E. M. Wagner, "Analytical expressions for radiatively corrected Higgs masses and couplings in the MSSM", *Phys. Lett. B* 355 (1995) 209, doi:10.1016/0370-2693(95)00694-G, arXiv:hep-ph/9504316.

- [111] M. Carena, D. Garcia, U. Nierste, and C. E. M. Wagner, "Effective Lagrangian for the *tbH*<sup>+</sup> interaction in the MSSM and charged Higgs phenomenology", *Nucl. Phys. B* 577 (2000) 88, doi:10.1016/S0550-3213(00)00146-2, arXiv:hep-ph/9912516.
- [112] P. Draper and H. Rzehak, "A Review of Higgs Mass Calculations in Supersymmetric Models", *Phys. Rept.* 619 (2016) 1–24, doi:10.1016/j.physrep.2016.01.001, arXiv:1601.01890.
- [113] M. S. Carena, S. Heinemeyer, C. E. M. Wagner, and G. Weiglein, "Suggestions for benchmark scenarios for MSSM Higgs boson searches at hadron colliders", *Eur. Phys. J. C* 26 (2003) 601, doi:10.1140/epjc/s2002-01084-3, arXiv:hep-ph/0202167.
- [114] M. S. Carena, S. Heinemeyer, C. E. M. Wagner, and G. Weiglein, "MSSM Higgs boson searches at the Tevatron and the LHC: Impact of different benchmark scenarios", *Eur. Phys. J. C* 45 (2006) 797, doi:10.1140/epjc/s2005-02470-y, arXiv:hep-ph/0511023.
- [115] H. Bahl et al., "MSSM Higgs Boson Searches at the LHC: Benchmark Scenarios for Run 2 and Beyond", arXiv:1808.07542.
- [116] M. Spira, "Higgs Boson Production and Decay at Hadron Colliders", Prog. Part. Nucl. Phys. 95 (2017) 98-159, doi:10.1016/j.ppnp.2017.04.001, arXiv:1612.07651.
- [117] S. Dittmaier, M. Kramer, and M. Spira, "Higgs radiation off bottom quarks at the Tevatron and the LHC", *Phys. Rev. D* 70 (2004) 074010, doi:10.1103/PhysRevD.70.074010, arXiv:hep-ph/0309204.
- [118] S. Dawson, C. Jackson, L. Reina, and D. Wackeroth, "Exclusive Higgs boson production with bottom quarks at hadron colliders", *Phys.Rev. D* 69 (2004) 074027, doi:10.1103/PhysRevD.69.074027, arXiv:hep-ph/0311067.
- [119] D. Dicus, T. Stelzer, Z. Sullivan, and S. Willenbrock, "Higgs boson production in association with bottom quarks at next-to-leading order", *Phys. Rev.* D59 (1999) 094016, doi:10.1103/PhysRevD.59.094016, arXiv:hep-ph/9811492.
- [120] U. Langenegger, M. Spira, A. Starodumov, and P. Trueb, "SM and MSSM Higgs Boson Production: Spectra at large transverse Momentum", *JHEP* 06 (2006) 035, doi:10.1088/1126-6708/2006/06/035, arXiv:hep-ph/0604156.
- [121] J. Alwall, Q. Li, and F. Maltoni, "Matched predictions for Higgs production via heavy-quark loops in the SM and beyond", *Phys. Rev.* D85 (2012) 014031, doi:10.1103/PhysRevD.85.014031, arXiv:1110.1728.
- [122] E. Bagnaschi, G. Degrassi, P. Slavich, and A. Vicini, "Higgs production via gluon fusion in the POWHEG approach in the SM and in the MSSM", JHEP 02 (2012) 088, doi:10.1007/JHEP02(2012)088, arXiv:1111.2854.
- [123] M. Wiesemann et al., "Higgs production in association with bottom quarks", JHEP 02 (2015) 132, doi:10.1007/JHEP02(2015)132, arXiv:1409.5301.

- [124] R. V. Harlander and W. B. Kilgore, "Higgs boson production in bottom quark fusion at next-to- next-to-leading order", *Phys. Rev.* D68 (2003) 013001, doi:10.1103/PhysRevD.68.013001.
- [125] R. Harlander, M. Kramer, and M. Schumacher, "Bottom-quark associated Higgs-boson production: reconciling the four- and five-flavour scheme approach", arXiv:1112.3478.
- [126] M. Bonvini, A. S. Papanastasiou, and F. J. Tackmann, "Resummation and matching of b-quark mass effects in  $b\bar{b}H$  production", *JHEP* **11** (2015) 196, doi:10.1007/JHEP11(2015)196, arXiv:1508.03288.
- [127] M. Bonvini, A. S. Papanastasiou, and F. J. Tackmann, "Matched predictions for the  $b\bar{b}H$  cross section at the 13 TeV LHC", *JHEP* **10** (2016) 053, doi:10.1007/JHEP10(2016)053, arXiv:1605.01733.
- [128] S. Forte, D. Napoletano, and M. Ubiali, "Higgs production in bottom-quark fusion in a matched scheme", *Phys. Lett. B* **751** (2015) 331-337, doi:10.1016/j.physletb.2015.10.051, arXiv:1508.01529.
- [129] S. Forte, D. Napoletano, and M. Ubiali, "Higgs production in bottom-quark fusion: matching beyond leading order", *Phys. Lett. B* 763 (2016) 190–196, doi:10.1016/j.physletb.2016.10.040, arXiv:1607.00389.
- [130] E. L. Berger, T. Han, J. Jiang, and T. Plehn, "Associated production of a top quark and a charged Higgs boson", *Phys. Rev. D* **71** (2005) 115012, doi:10.1103/PhysRevD.71.115012, arXiv:hep-ph/0312286.
- [131] M. Flechl et al., "Improved cross-section predictions for heavy charged Higgs boson production at the LHC", *Phys. Rev. D* 91 (2015) 075015, doi:10.1103/PhysRevD.91.075015, arXiv:1409.5615.
- [132] C. Degrande et al., "Accurate predictions for charged Higgs production: Closing the  $m_{h^{\pm}} \sim m_t$  window", *Phys. Lett. B* 772 (2017) 87, doi:10.1016/j.physletb.2017.06.037, arXiv:1607.05291.
- [133] A. Djouadi and J. Quevillon, "The MSSM Higgs sector at a high  $M_{SUSY}$ : reopening the low tan $\beta$  regime and heavy Higgs searches", *JHEP* **10** (2013) 028, doi:10.1007/JHEP10(2013)028, arXiv:1304.1787.
- [134] W. Loinaz and J. D. Wells, "Higgs boson interactions in supersymmetric theories with large tan Beta", *Phys. Lett. B* 445 (1998) 178–184, doi:10.1016/S0370-2693(98)01483-X, arXiv:hep-ph/9808287.
- [135] K. S. Babu and C. F. Kolda, "Signatures of supersymmetry and Yukawa unification in Higgs decays", *Phys. Lett. B* **451** (1999) 77-85, doi:10.1016/S0370-2693(99)00204-X, arXiv:hep-ph/9811308.
- [136] M. Ghezzi et al., "Refinements of the Bottom and Strange MSSM Higgs Yukawa Couplings at NNLO", arXiv:1711.02555.

- [137] G. Chalons, A. Djouadi, and J. Quevillon, "The neutral Higgs self-couplings in the (h)MSSM", *Phys. Lett. B* 780 (2018) 74-80, doi:10.1016/j.physletb.2018.02.059, arXiv:1709.02332.
- [138] S. Liebler, M. Mühlleitner, M. Spira, and M. Stadelmaier, "The hMSSM approach for Higgs self-couplings revisited", *Eur. Phys. J. C* **79** (2019), no. 1, 65, doi:10.1140/epjc/s10052-019-6594-x, arXiv:1810.10979.
- [139] J. F. Gunion and H. E. Haber, "The CP conserving two Higgs doublet model: The Approach to the decoupling limit", *Phys. Rev. D* 67 (2003) 075019, doi:10.1103/PhysRevD.67.075019, arXiv:hep-ph/0207010.
- [140] D. M. Asner et al., "ILC Higgs White Paper", in Proceedings, 2013 Community Summer Study on the Future of U.S. Particle Physics: Snowmass on the Mississippi (CSS2013): Minneapolis, MN, USA, July 29-August 6, 2013. 2013. arXiv:1310.0763.
- [141] J. Gunion et al., "The Higgs Hunter's Guide". Westview Press, 2000. ISBN 073820305X.
- [142] J. Bernon et al., "Scrutinizing the alignment limit in two-Higgs-doublet models:  $m_h=125 \text{ GeV}$ ", *Phys. Rev. D* **92** (2015), no. 7, 075004, doi:10.1103/PhysRevD.92.075004, arXiv:1507.00933.
- [143] ATLAS, CMS Collaboration, "Measurements of the Higgs boson production and decay rates and constraints on its couplings from a combined ATLAS and CMS analysis of the LHC pp collision data at  $\sqrt{s} = 7$  and 8 TeV", arXiv:1606.02266.
- [144] J. E. Kim and H. P. Nilles, "The mu Problem and the Strong CP Problem", *Phys. Lett.* **138B** (1984) 150–154, doi:10.1016/0370-2693(84)91890-2.
- [145] U. Ellwanger and C. Hugonie, "The higgsinosinglino sector of the NMSSM: combined constraints from dark matter and the LHC", *Eur. Phys. J. C* 78 (2018), no. 9, 735, doi:10.1140/epjc/s10052-018-6204-3, arXiv:1806.09478.
- [146] U. Ellwanger and M. Rodriguez-Vazquez, "Discovery Prospects of a Light Scalar in the NMSSM", JHEP 02 (2016) 096, doi:10.1007/JHEP02(2016)096, arXiv:1512.04281.
- [147] C. Beskidt, W. de Boer, and D. I. Kazakov, "Can we discover a light singlet-like NMSSM Higgs boson at the LHC?", *Phys. Lett. B* 782 (2018) 69-76, doi:10.1016/j.physletb.2018.04.067, arXiv:1712.02531.
- [148] R. Aggleton et al., "Review of LHC experimental results on low mass bosons in multi Higgs models", JHEP 02 (2017) 035, doi:10.1007/JHEP02(2017)035, arXiv:1609.06089.
- [149] Planck Collaboration, "Planck 2015 results. XIII. Cosmological parameters", Astron. Astrophys. 594 (2016) A13, doi:10.1051/0004-6361/201525830, arXiv:1502.01589.
- [150] B. Patt and F. Wilczek, "Higgs-field portal into hidden sectors", (2006). arXiv:hep-ph/0605188.

- [151] G. Arcadi, A. Djouadi, and M. Raidal, "Dark Matter through the Higgs portal", arXiv:1903.03616.
- [152] R. D. Young and A. W. Thomas, "Octet baryon masses and sigma terms from an su(3) chiral extrapolation", *Phys. Rev. D* 81 (2010) 014503, doi:10.1103/PhysRevD.81.014503.
- [153] M. Hoferichter, P. Klos, J. Menéndez, and A. Schwenk, "Improved limits for Higgs-portal dark matter from LHC searches", *Phys. Rev. Lett.* **119** (2017) 181803, doi:10.1103/PhysRevLett.119.181803, arXiv:1708.02245.
- [154] A. Arbey, M. Battaglia, A. Djouadi, and F. Mahmoudi, "The Higgs sector of the phenomenological MSSM in the light of the Higgs boson discovery", JHEP 09 (2012) 107, doi:10.1007/JHEP09(2012)107, arXiv:1207.1348.
- [155] A. Arbey, M. Battaglia, A. Djouadi, and F. Mahmoudi, "An update on the constraints on the phenomenological MSSM from the new LHC Higgs results", *Phys. Lett. B* 720 (2013) 153-160, doi:10.1016/j.physletb.2013.02.001, arXiv:1211.4004.
- [156] D. Choudhury and D. P. Roy, "Signatures of an invisibly decaying Higgs particle at LHC", *Phys. Lett. B* 322 (1994) 368-373, doi:10.1016/0370-2693(94)91167-3, arXiv:hep-ph/9312347.
- [157] D. Ghosh et al., "Looking for an Invisible Higgs Signal at the LHC", *Phys. Lett.* B 725 (2013) 344-351, doi:10.1016/j.physletb.2013.07.042, arXiv:1211.7015.
- [158] O. J. Eboli and D. Zeppenfeld, "Observing an invisible Higgs boson", *Phys.Lett.* B495 (2000) 147–154, doi:10.1016/S0370-2693(00)01213-2, arXiv:hep-ph/0009158.
- [159] CMS Collaboration, "Performance of CMS muon reconstruction in pp collision events at  $\sqrt{s} = 7$  TeV", JINST 7 (2012) P10002, doi:10.1088/1748-0221/7/10/P10002, arXiv:1206.4071.
- [160] CMS Collaboration, "Electron reconstruction and identification at  $\sqrt{s} = 7$  TeV", CMS Physics Analysis Summary CMS-PAS-EGM-10-004, 2010.
- [161] CMS Collaboration, "Commissioning of the particle flow reconstruction in minimum-bias and jet events from pp collisions at 7 TeV", CMS Physics Analysis Summary CMS-PAS-PFT-10-002, 2010.
- [162] M. Cacciari, G. P. Salam, and G. Soyez, "The anti- $k_t$  jet clustering algorithm", JHEP 04 (2008) 063, doi:10.1088/1126-6708/2008/04/063, arXiv:0802.1189.
- [163] CMS Collaboration, "Performance of the b-jet identification in CMS", CMS Physics Analysis Summary CMS-PAS-BTV-11-001, 2011.
- [164] CMS Collaboration, "Performance of  $\tau$ -lepton reconstruction and identification in CMS", JINST **07** (2012) P01001, doi:10.1088/1748-0221/7/01/P01001.

- [165] F. Maltoni and T. Stelzer, "MadEvent: Automatic event generation with MadGraph", JHEP 02 (2003) 027, doi:10.1088/1126-6708/2003/02/027, arXiv:hep-ph/0208156.
- [166] J. Alwall et al., "MadGraph 5: going beyond", JHEP 1106 (2011) 128, doi:10.1007/JHEP06(2011)128, arXiv:1106.0522.
- [167] T. Sjöstrand, S. Mrenna, and P. Z. Skands, "PYTHIA 6.4 physics and manual", *JHEP* 05 (2006) 026, doi:10.1088/1126-6708/2006/05/026, arXiv:hep-ph/0603175.
- [168] S. Frixione, P. Nason, and C. Oleari, "Matching NLO QCD computations with parton shower simulations: the POWHEG method", JHEP 0711 (2007) 070, doi:10.1088/1126-6708/2007/11/070, arXiv:0709.2092.
- [169] Z. Was, "TAUOLA the library for tau lepton decay, and KKMC / KORALB / KORALZ status report", Nucl. Phys. Proc. Suppl. 98 (2001) 96, doi:10.1016/S0920-5632(01)01200-2, arXiv:hep-ph/0011305.
- [170] GEANT4 Collaboration, "GEANT4—a simulation toolkit", Nucl. Instrum. Meth. A 506 (2003) 250, doi:10.1016/S0168-9002(03)01368-8.
- [171] J. Allison et al., "Geant4 developments and applications", *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 53 (2006) 270, doi:10.1109/TNS.2006.869826.
- [172] R. Field, "Early LHC Underlying Event Data Findings and Surprises", (2010). arXiv:1010.3558.
- [173] U. Langenfeld, S. Moch, and P. Uwer, "New results for  $t\bar{t}$  production at hadron colliders", (2009). arXiv:0907.2527.
- [174] N. Kidonakis, "Next-to-next-to-leading soft-gluon corrections for the top quark cross section and transverse momentum distribution", *Phys. Rev. D* 82 (2010) 114030, doi:10.1103/PhysRevD.82.114030, arXiv:1009.4935.
- [175] M. Cacciari et al., "Updated predictions for the total production cross sections of top and of heavier quark pairs at the Tevatron and at the LHC", JHEP 0809 (2008) 127, doi:10.1088/1126-6708/2008/09/127, arXiv:0804.2800.
- [176] LHC Higgs Cross Section Working Group Collaboration, "Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 2. Differential Distributions", CERN Report CERN-2012-002, 2012. arXiv:1201.3084.
- [177] CMS Collaboration, "Measurement of the tt production cross section in pp collisions at 7 TeV in lepton + jets events using b-quark jet identification", Phys. Rev. D 84 (2011) 092004, doi:10.1103/PhysRevD.84.092004.
- [178] ATLAS Collaboration, "Measurement of the cross section for top-quark pair production in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV with the ATLAS detector using final states with two high-pt leptons", (2012). arXiv:1202.4892. Submitted to *JHEP*.

- [179] D. P. Roy, "The Hadronic tau decay signature of a heavy charged Higgs boson at LHC", *Phys. Lett. B* 459 (1999) 607, doi:10.1016/S0370-2693(99)00724-8, arXiv:hep-ph/9905542.
- [180] CMS Collaboration, "Measurement of the top quark pair production cross section in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV in dilepton final states containing a  $\tau$ ", (2012). arXiv:1203.6810. Submitted to *PRD*.
- [181] CMS Collaboration, "Measurement of the  $t\bar{t}$  production cross section and the top quark mass in the dilepton channel in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV", JHEP **1107** (2011) 049, doi:10.1007/JHEP07(2011)049, arXiv:1105.5661.
- [182] CMS Collaboration, "Determination of the jet energy scale in cms with pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV", CMS Physics Analysis Summary CMS-PAS-JME-10-010, 2010. arXiv:1107.4277.
- [183] CMS Collaboration, "Absolute calibration of the luminosity measurement at CMS: Winter 2012 update", CMS Physics Analysis Summary PAS-SMP-12-008, 2012.
- [184] A. L. Read, "Presentation of search results: The  $CL_s$  technique", J. Phys. G 28 (2002) 2693, doi:10.1088/0954-3899/28/10/313.
- T. Junk, "Confidence level computation for combining searches with small statistics", Nucl. Instrum. Meth. A 434 (1999) 435, doi:10.1016/S0168-9002(99)00498-2, arXiv:hep-ex/9902006.
- [186] ATLAS and CMS Collaborations, LHC Higgs Combination Group, "Procedure for the LHC higgs boson search combination in Summer 2011", ATL-PHYS-PUB/CMS NOTE 2011-11, 2011/005, 2011.
- [187] M. S. Carena, S. Heinemeyer, C. E. M. Wagner, and G. Weiglein, "Suggestions for improved benchmark scenarios for Higgs- boson searches at LEP2", (1999). arXiv:hep-ph/9912223.
- [188] T. Hahn et al., "FeynHiggs: A program for the calculation of MSSM Higgsboson observables - Version 2.6.5", Comput. Phys. Commun. 180 (2009) 1426, doi:10.1016/j.cpc.2009.02.014.
- [189] ATLAS Collaboration, "Search for charged Higgs bosons decaying via  $H + \rightarrow \tau \nu$ in top quark pair events using pp collision data at  $\sqrt{s} = 7$  TeV with the ATLAS detector", (2012). arXiv:1204.2760. Submitted to JHEP.
- [190] M. Czakon and A. Mitov, "Top++: A program for the calculation of the top-pair cross-section at hadron colliders", *Comput. Phys. Commun.* 185 (2014) 2930, doi:10.1016/j.cpc.2014.06.021, arXiv:1112.5675.
- [191] N. Kidonakis, "Top quark production", in Proceedings, Helmholtz International Summer School on Physics of Heavy Quarks and Hadrons (HQ 2013), p. 139.
   JINR, Dubna, Russia, July, 2014. arXiv:1311.0283.
   doi:10.3204/DESY-PROC-2013-03/Kidonakis.

- [192] C. Degrande, M. Ubiali, M. Wiesemann, and M. Zaro, "Heavy charged Higgs boson production at the LHC", *JHEP* **10** (2015) 145, doi:10.1007/JHEP10(2015)145, arXiv:1507.02549.
- [193] S. Dittmaier, M. Kramer, M. Spira, and M. Walser, "Charged-Higgs-boson production at the LHC: NLO supersymmetric QCD corrections", *Phys. Rev. D* 83 (2011) 055005, doi:10.1103/PhysRevD.83.055005, arXiv:0906.2648.
- [194] ATLAS Collaboration, "Search for charged Higgs bosons decaying via  $H^{\pm} \rightarrow \tau^{\pm} \nu_{\tau}$  in the  $\tau$ +jets and  $\tau$ +lepton final states with 36 fb<sup>-1</sup> of pp collision data recorded at  $\sqrt{s} = 13$  TeV with the ATLAS experiment", *JHEP* **09** (2018) 139, doi:10.1007/JHEP09(2018)139, arXiv:1807.07915.
- [195] CMS Collaboration, "Electron reconstruction and identification at  $\sqrt{s} = 7$  TeV", *CMS Physics Analysis Summary* CMS-PAS-EGM-10-004 (2010).
- [196] CMS Collaboration, "Performance of muon identification in pp collisions at  $\sqrt{s}$ = 7 TeV", CMS Physics Analysis Summary CMS-PAS-MUO-10-002 (2010).
- [197] S. Alioli et al., "Nlo vector boson production matched with shower in powheg", JHEP 0807 (2008) 060, doi:10.1088/1126-6708/2008/07/060.
- [198] P. Nason, "A new method for combining nlo qcd with shower monte carlo algorithms", JHEP 0411 (2004) 040, doi:10.1088/1126-6708/2004/11/040.
- [199] S. Frixione, P. Nason, and C. Oleari, "Matching nlo qcd computations with parton shower simulations: the powheg method", JHEP 0711 (2007) 070, doi:10.1088/1126-6708/2007/11/070.
- [200] S. Alioli et al., "A general framework for implementing nlo calculations in shower monte carlo programs: the powheg box", JHEP 1006 (2010) 043, doi:10.1007/JHEP06(2010)043.
- [201] CMS Collaboration, "Measurement of inclusive w and z cross sections in pp collisions  $\sqrt{s}=7$  tev", JHEP **1101** (2011) 080, doi:10.1007/JHEP01(2011)080.
- [202] CMS Collaboration, "Performance of tau reconstruction algorithms in 2010 data collected with CMS", CMS Physics Analysis Summary CMS-PAS-TAU-11-001 (2011).
- [203] T. Sjöstrand et al., "Pythia 6.4 physics and manual", JHEP 0605 (2006) 026, doi:10.1088/1126-6708/2006/05/026.
- [204] Z. Was et al., "Tauola the library for tau lepton decay", Nucl. Phys. B, Proc. Suppl. 98 (2001) 96, doi:10.1016/S0920-5632(01)01200-2.
- [205] L. Bianchini, J. Conway, E. K. Friis, and C. Veelken, "Reconstruction of the Higgs mass in  $H \rightarrow \tau \tau$  Events by Dynamical Likelihood techniques", J. Phys. Conf. Ser. **513** (2014) 022035, doi:10.1088/1742-6596/513/2/022035.
- [206] L. Bianchini et al., "Reconstruction of the Higgs mass in events with Higgs bosons decaying into a pair of τ leptons using matrix element techniques", Nucl. Instrum. Meth. A862 (2017) 54-84, doi:10.1016/j.nima.2017.05.001, arXiv:1603.05910.

- [207] CMS Collaboration, "Measurement of CMS luminosity", CMS Physics Analysis Summary EWK-10-004 (2010).
- [208] CMS Collaboration, "Measurement of inclusive  $z \to \tau \tau$  cross section in pp collisions at  $\sqrt{s}=7$  tev", submitted to JHEP **EWK-10-013** (2011).
- [209] J. S. Conway, "Nuisance parameters in likelihoods for multisource spectra", submitted to Proceedings of PhyStat 2011 (2011) arXiv:1103.0354.
- [210] LHC Higgs Cross Section Working Group Collaboration arXiv:1101.0593.
- [211] R. V. Harlander and W. B. Kilgore, "Next-to-next-to-leading order higgs production at hadron colliders", *Phys. Rev. Lett.* 88 (2002) 201801, doi:10.1103/PhysRevLett.88.201801.
- [212] R. V. Harlander and W. B. Kilgore, "Production of a pseudo-scalar Higgs boson at hadron colliders at next-to-next-to leading order", JHEP 10 (2002) 017, doi:10.1088/1126-6708/2002/10/017.
- [213] M. Spira, "HIGLU: A Program for the Calculation of the Total Higgs Production Cross Section at Hadron Colliders via Gluon Fusion including QCD Corrections", arXiv:hep-ph/9510347.
- [214] S. Heinemeyer, W. Hollik, and G. Weiglein, "FeynHiggs: a program for the calculation of the masses of the neutral CP-even Higgs bosons in the MSSM", *Comput. Phys. Commun.* **124** (2000) 76–89, doi:10.1016/S0010-4655(99)00364-1.
- [215] M. Spira, A. Djouadi, D. Graudenz, and P. M. Zerwas, "Higgs boson production at the LHC", Nucl. Phys. B453 (1995) 17–82, doi:10.1016/0550-3213(95)00379-7.
- [216] C. Anastasiou and K. Melnikov, "Higgs boson production at hadron colliders in NNLO QCD", Nucl. Phys. B646 (2002) 220–256, doi:10.1016/S0550-3213(02)00837-4.
- [217] V. Ravindran, J. Smith, and W. L. van Neerven, "NNLO corrections to the total cross section for Higgs boson production in hadron hadron collisions", *Nucl. Phys.* B665 (2003) 325–366, doi:10.1016/S0550-3213(03)00457-7.
- [218] CDF and D0 Collaboration, "Combined cdf and d0 upper limits on mssm higgs boson production in tau-tau final states with up to 2.2 fb<sup>-1</sup>", arXiv:1003.3363.
- [219] LEP Higgs Working Group, "Search for neutral mssm higgs bosons at lep", Eur. Phys. J. C47 (2006) 547-587, doi:10.1140/epjc/s2006-02569-7.
- [220] CMS Collaboration, "Performance of CMS muon reconstruction in pp collision events at  $\sqrt{s} = 7$  TeV", JINST 7 (2012) P10002, doi:10.1088/1748-0221/7/10/P10002, arXiv:1206.4071.
- [221] CMS Collaboration, "Measurement of the inclusive Z cross section via decays to tau pairs in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV", JHEP **08** (2011) 117, doi:10.1007/JHEP08(2011)117, arXiv:1104.1617.

- [222] H. Voss, A. Höcker, J. Stelzer, and F. Tegenfeldt, "TMVA, the toolkit for multivariate data analysis with ROOT", in XIth International Workshop on Advanced Computing and Analysis Techniques in Physics Research (ACAT), p. 40. 2007. arXiv:physics/0703039.
- [223] CMS Collaboration, "Evidence for the 125 GeV Higgs boson decaying to a pair of  $\tau$  leptons", *JHEP* **05** (2014) 104, doi:10.1007/JHEP05(2014)104, arXiv:1401.5041.
- [224] S. Heinemeyer, O. Stål, and G. Weiglein, "Interpreting the LHC Higgs search results in the MSSM", *Phys. Lett. B* 710 (2012) 201, doi:10.1016/j.physletb.2012.02.084, arXiv:1112.3026.
- [225] G. Degrassi et al., "Towards high-precision predictions for the MSSM Higgs sector", Eur. Phys. J. C28 (2003) 133-143, doi:10.1140/epjc/s2003-01152-2.
- [226] CMS Collaboration, "Measurement of the  $Z\gamma^* \rightarrow \tau\tau$  cross section in pp collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV and validation of  $\tau$  lepton analysis techniques", *Eur. Phys. J. C* **78** (2018) 708, doi:10.1140/epjc/s10052-018-6146-9, arXiv:1801.03535.
- [227] ATLAS Collaboration, "Search for additional heavy neutral Higgs and gauge bosons in the ditau final state produced in  $36 \,\mathrm{fb}^{-1}$  of pp collisions at  $\sqrt{s} = 13 \,\mathrm{TeV}$  with the ATLAS detector", *JHEP* **01** (2018) 055, doi:10.1007/JHEP01(2018)055, arXiv:1709.07242.
- [228] CMS Collaboration, "Evidence for the direct decay of the 125 GeV Higgs boson to fermions", Nature Phys. 10 (2014) 557, doi:10.1038/nphys3005, arXiv:1401.6527.
- [229] ATLAS Collaboration, "Search For Higgs Boson Pair Production in the  $\gamma\gamma b\bar{b}$ Final State using pp Collision Data at  $\sqrt{s} = 8$  TeV from the ATLAS Detector", *Phys. Rev. Lett.* **114** (2015) 081802, doi:10.1103/PhysRevLett.114.081802, arXiv:1406.5053.
- [230] ATLAS Collaboration, "Search for a CP-odd Higgs boson decaying to Zh in pp collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV with the ATLAS detector", *Phys. Lett. B* **744** (2015) 163, doi:10.1016/j.physletb.2015.03.054, arXiv:1502.04478.
- [231] ATLAS Collaboration, "Search for Higgs boson pair production in the  $b\bar{b}b\bar{b}$  final state from pp collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV with the ATLAS detector", Eur. Phys. J. C (2015), no. 75, 412, doi:10.1140/epjc/s10052-015-3628-x, arXiv:1506.00285.
- [232] ATLAS Collaboration, "Searches for Higgs boson pair production in the  $hh \rightarrow bb\tau\tau, \gamma\gamma WW^*, \gamma\gamma bb, bbbb$  channels with the ATLAS detector", *Phys. Rev.* D **92** (2015), no. 9, 092004, doi:10.1103/PhysRevD.92.092004, arXiv:1509.04670.
- [233] CMS Collaboration, "Searches for heavy Higgs bosons in two-Higgs-doublet models and for  $t \to ch$  decay using multilepton and diphoton final states in pp

collisions at 8 TeV", *Phys. Rev. D* **90** (2014) 112013, doi:10.1103/PhysRevD.90.112013, arXiv:1410.2751.

- [234] CMS Collaboration, "Search for resonant pair production of Higgs bosons decaying to two bottom quark-antiquark pairs in proton-proton collisions at 8 TeV", (2015). arXiv:1503.04114.
- [235] CMS Collaboration, "Search for a pseudoscalar boson decaying into a Z boson and the 125 GeV Higgs boson in  $l^+l^-b\bar{b}$  final states", (2015). arXiv:1504.04710.
- [236] P. Nason, "A new method for combining NLO QCD with shower Monte Carlo algorithms", JHEP 11 (2004) 040, doi:10.1088/1126-6708/2004/11/040, arXiv:hep-ph/0409146.
- [237] S. Alioli, P. Nason, C. Oleari, and E. Re, "NLO single-top production matched with shower in POWHEG: s- and t-channel contributions", JHEP 09 (2009) 111, doi:10.1088/1126-6708/2009/09/111, arXiv:0907.4076. [Erratum: doi:10.1007/JHEP02(2010)011].
- [238] S. Alioli, P. Nason, C. Oleari, and E. Re, "A general framework for implementing NLO calculations in shower Monte Carlo programs: the POWHEG BOX", *JHEP* 06 (2010) 043, doi:10.1007/JHEP06(2010)043, arXiv:1002.2581.
- [239] CMS Collaboration, "Jet and underlying event properties as a function of charged-particle multiplicity in proton-proton collisions at √s = 7 TeV", Eur. Phys. J. C 73 (2013) 2674, doi:10.1140/epjc/s10052-013-2674-5, arXiv:1310.4554.
- [240] N. Davidson et al., "Universal interface of TAUOLA: Technical and physics documentation", Comput. Phys. Commun. 183 (2012) 821, doi:10.1016/j.cpc.2011.12.009, arXiv:1002.0543.
- [241] H.-L. Lai et al., "New parton distributions for collider physics", *Phys. Rev. D* 82 (2010) 074024, doi:10.1103/PhysRevD.82.074024, arXiv:1007.2241.
- [242] J. Pumplin et al., "New generation of parton distributions with uncertainties from global QCD analysis", JHEP 07 (2002) 012, doi:10.1088/1126-6708/2002/07/012, arXiv:hep-ph/0201195.
- [243] CMS Collaboration, "The performance of the CMS muon detector in proton-proton collisions at sqrt(s) = 7 TeV at the LHC", JINST 8 (2013) P11002, doi:10.1088/1748-0221/8/11/P11002, arXiv:1306.6905.
- [244] CMS Collaboration, "Identification of b-quark jets with the CMS experiment", JINST 8 (2013) P04013, doi:10.1088/1748-0221/8/04/P04013, arXiv:1211.4462.
- [245] CMS Collaboration, "Measurements of inclusive W and Z cross sections in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV", *JHEP* **01** (2011) 080, doi:10.1007/JHEP01(2011)080, arXiv:1012.2466.
- [246] CMS Collaboration, "Cms luminosity based on pixel cluster counting summer 2013 update", CMS Physics Analysis Summary CMS-PAS-LUM-13-001, 2013.

- [247] CMS Collaboration, "Determination of Jet Energy Calibration and Transverse Momentum Resolution in CMS", JINST 6 (2011) P11002, doi:10.1088/1748-0221/6/11/P11002, arXiv:1107.4277.
- [248] M. Botje et al., "The PDF4LHC Working Group Interim Recommendations", arXiv:hep-ph/1101.0538.
- [249] G. Cowan, K. Cranmer, E. Gross, and O. Vitells, "Asymptotic formulae for likelihood-based tests of new physics", *Eur. Phys. J. C* **71** (2011) 1554, doi:10.1140/epjc/s10052-011-1554-0, arXiv:1007.1727.
- [250] P. M. Ferreira, S. Liebler, and J. Wittbrodt, " $pp \rightarrow A \rightarrow Zh$  and the wrong-sign limit of the two-Higgs-doublet model", *Phys. Rev. D* **97** (2018), no. 5, 055008, doi:10.1103/PhysRevD.97.055008, arXiv:1711.00024.
- [251] ATLAS Collaboration, "Search for Heavy Higgs Bosons A/H Decaying to a Top Quark Pair in pp Collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV with the ATLAS Detector", *Phys. Rev. Lett.* **119** (2017), no. 19, 191803, doi:10.1103/PhysRevLett.119.191803, arXiv:1707.06025.
- [252] CMS Collaboration, "Search for a Low-Mass Pseudoscalar Higgs Boson Produced in Association with a  $b\bar{b}$  Pair in pp Collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV", *Phys. Lett. B* **758** (2016) 296–320, doi:10.1016/j.physletb.2016.05.003, arXiv:1511.03610.
- [253] CMS Collaboration, "Search for light bosons in decays of the 125 GeV Higgs boson in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV", *JHEP* **10** (2017) 076, doi:10.1007/JHEP10(2017)076, arXiv:1701.02032.
- [254] J. Alwall et al., "The automated computation of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to parton shower simulations", JHEP 07 (2014) 079, doi:10.1007/JHEP07(2014)079, arXiv:1405.0301.
- [255] M. L. Mangano, M. Moretti, F. Piccinini, and M. Treccani, "Matching matrix elements and shower evolution for top-quark production in hadronic collisions", JHEP 01 (2007) 013, doi:10.1088/1126-6708/2007/01/013, arXiv:hep-ph/0611129.
- [256] J. Alwall et al., "Comparative study of various algorithms for the merging of parton showers and matrix elements in hadronic collisions", *Eur. Phys. J. C* 53 (2008) 473, doi:10.1140/epjc/s10052-007-0490-5, arXiv:0706.2569.
- [257] K. Melnikov and F. Petriello, "Electroweak gauge boson production at hadron colliders through  $O(\alpha_S^2)$ ", *Phys. Rev. D* **74** (2006) 114017, doi:10.1103/PhysRevD.74.114017, arXiv:hep-ph/0609070.
- [258] M. Czakon, P. Fiedler, and A. Mitov, "The total top quark pair production cross-section at hadron colliders through  $\mathcal{O}(\alpha_S^4)$ ", *Phys. Rev. Lett.* **110** (2013) 252004, doi:10.1103/PhysRevLett.110.252004, arXiv:1303.6254.

- [259] N. Kidonakis, "Differential and total cross sections for top pair and single top production", in *Proceedings of the XX International Workshop on Deep-Inelastic Scattering and Related Subjects*. Bonn, Germany, 2012. arXiv:1205.3453. doi:10.3204/DESY-PROC-2012-02/251.
- [260] T. Gehrmann et al., " $W^+W^-$  production at hadron colliders in next to next to leading order QCD", *Phys. Rev. Lett.* **113** (2014) 212001, doi:10.1103/PhysRevLett.113.212001, arXiv:1408.5243.
- [261] J. M. Campbell and R. K. Ellis, "MCFM for the Tevatron and the LHC", Nucl. Phys. B Proc. Suppl. 205-206 (2010) 10, doi:10.1016/j.nuclphysbps.2010.08.011, arXiv:1007.3492.
- [262] CMS Collaboration, "Study of the underlying event at forward rapidity in pp collisions at  $\sqrt{s} = 0.9$ , 2.76, and 7 TeV", *JHEP* **04** (2013) 072, doi:10.1007/JHEP04(2013)072, arXiv:1302.2394.
- [263] CMS Collaboration, "Event generator tunes obtained from underlying event and multiparton scattering measurements", Eur. Phys. J. C 76 (2016), no. 3, 155, doi:10.1140/epjc/s10052-016-3988-x, arXiv:1512.00815.
- [264] R. Field, "Min-bias and the underlying event at the LHC", Acta Phys. Polon. B 42 (2011) 2631, doi:10.5506/APhysPolB.42.2631, arXiv:1110.5530.
- [265] CDF Collaboration, R. Field, "Studying the 'underlying event' at CDF and the LHC", in *Proceedings, 1st International Workshop on Multiple Partonic Interactions at the LHC (MPI08)*, p. 12. Perugia, Italy, October, 2009.
- [266] M. Cacciari, G. P. Salam, and G. Soyez, "FastJet user manual", Eur. Phys. J. C 72 (2012) 1896, doi:10.1140/epjc/s10052-012-1896-2, arXiv:1111.6097.
- [267] CMS Collaboration, "Performance of jet-plus-tracks algorithm in Run I", CMS Physics Analysis Summary CMS-PAS-JME-14-005, 2014.
- [268] CMS Collaboration, "Pileup jet identification", CMS Physics Analysis Summary CMS-PAS-JME-13-005, 2013.
- [269] M. Cacciari and G. P. Salam, "Pileup subtraction using jet areas", *Phys. Lett. B* 659 (2008) 119, doi:10.1016/j.physletb.2007.09.077, arXiv:0707.1378.
- [270] M. Cacciari, G. P. Salam, and G. Soyez, "The catchment area of jets", JHEP 04 (2008) 005, doi:10.1088/1126-6708/2008/04/005, arXiv:0802.1188.
- [271] CMS Collaboration, "Identification and filtering of uncharacteristic noise in the CMS hadron calorimeter", JINST 5 (2010) T03014, doi:10.1088/1748-0221/5/03/T03014, arXiv:0911.4881.
- [272] CMS Collaboration, "Jet energy scale and resolution in the CMS experiment in pp collisions at 8 TeV", JINST 12 (2017) P02014, doi:10.1088/1748-0221/12/02/P02014, arXiv:1607.03663.

- [273] CMS Collaboration, "Performance of b tagging at  $\sqrt{(s)} = 8$  TeV in multijet, t $\bar{t}$  and boosted topology events", CMS Physics Analysis Summary CMS-PAS-BTV-13-001, 2013.
- [274] S. I. Bityukov and N. V. Krasnikov, "New physics discovery potential in future experiments", Mod. Phys. Lett. A 13 (1998) 3235, doi:10.1142/S0217732398003442, arXiv:physics/9811025.
- [275] A. L. Read, "Linear interpolation of histograms", Nucl. Instrum. Meth. A 425 (1999) 357, doi:10.1016/S0168-9002(98)01347-3.
- [276] R. Brun and F. Rademakers, "ROOT: An object oriented data analysis framework", Nucl. Instrum. Meth. A 389 (1997) 81, doi:10.1016/S0168-9002(97)00048-X.
- [277] CMS Collaboration, "CMS luminosity based on pixel cluster counting Summer 2013 update", CMS Physics Analysis Summary CMS-PAS-LUM-13-001, 2013.
- [278] R. Frederix et al., "W and  $Z/\gamma *$  boson production in association with a bottom-antibottom pair", *JHEP* **09** (2011) 061, doi:10.1007/JHEP09(2011)061, arXiv:1106.6019.
- [279] A. D. Martin, W. J. Stirling, R. S. Thorne, and G. Watt, "Heavy-quark mass dependence in global PDF analyses and 3- and 4-flavour parton distributions", *Eur. Phys. J. C* **70** (2010) 51, doi:10.1140/epjc/s10052-010-1462-8, arXiv:1007.2624.
- [280] NNPDF Collaboration, "Parton distributions with LHC data", Nucl. Phys. B 867 (2013) 244, doi:10.1016/j.nuclphysb.2012.10.003, arXiv:1207.1303.
- [281] J. Butterworth et al., "PDF4LHC recommendations for LHC Run II", J. Phys. G 43 (2016) 023001, doi:10.1088/0954-3899/43/2/023001, arXiv:1510.03865.
- [282] NNPDF Collaboration, "Parton distributions for the LHC Run II", JHEP 04 (2015) 040, doi:10.1007/JHEP04(2015)040, arXiv:1410.8849.
- [283] S. Dulat et al., "New parton distribution functions from a global analysis of quantum chromodynamics", *Phys. Rev. D* 93 (2016) 033006, doi:10.1103/PhysRevD.93.033006, arXiv:1506.07443.
- [284] L. A. Harland-Lang, A. D. Martin, P. Motylinski, and R. S. Thorne, "Parton distributions in the LHC era: MMHT 2014 PDFs", *Eur. Phys. J. C* **75** (2015) 204, doi:10.1140/epjc/s10052-015-3397-6, arXiv:1412.3989.
- [285] ATLAS Collaboration, CMS Collaboration, LHC Higgs Combination Group, "Procedure for the LHC Higgs boson search combination in Summer 2011", Technical Report CMS-NOTE-2011-005, ATL-PHYS-PUB-2011-11, CERN, Geneva, Aug, 2011.
- [286] D0 Collaboration, "Search for Next-to-Minimal Supersymmetric Higgs Bosons in the  $h \rightarrow aa \rightarrow \mu\mu\mu\mu, \mu\mu\tau\tau$  Channels using pp Collisions at  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV", *Phys. Rev. Lett.* **103** (2009) 061801, doi:10.1103/PhysRevLett.103.061801, arXiv:0905.3381.

- [287] N.-E. Bomark, S. Moretti, S. Munir, and L. Roszkowski, "Revisiting a light NMSSM pseudoscalar at the LHC", in *Prospects for Charged Higgs Discovery at Colliders (CHARGED 2014)*. 2014. arXiv:1412.5815.
- [288] G. Bozzi, S. Catani, D. de Florian, and M. Grazzini, "Transverse-momentum resummation and the spectrum of the higgs boson at the lhc", Nucl. Phys. B 737 (2006) 73, doi:10.1016/j.nuclphysb.2005.12.022, arXiv:hep-ph/0508068.
- [289] D. de Florian, G. Ferrera, M. Grazzini, and D. Tommasini,
  "Transverse-momentum resummation: Higgs boson production at the tevatron and the lhc", *JHEP* 11 (2011) 064, doi:10.1007/JHEP11(2011)064, arXiv:1109.2109.
- [290] J. Alwall et al., "MadGraph 5: going beyond", JHEP 06 (2011) 128, doi:10.1007/JHEP06(2011)128, arXiv:1106.0522.
- [291] R. Field, "Early LHC Underlying Event Data Findings and Surprises", in 22nd Hadron Collider Physics Symposium (HCP 2010), W. Trischuk, ed. Toronto, 2010. arXiv:1010.3558.
- [292] CMS Collaboration, "Description and performance of track and primary-vertex reconstruction with the CMS tracker", J. Instrum. 9 (2014) P10009, doi:10.1088/1748-0221/9/10/P10009, arXiv:1405.6569.
- [293] L. Moneta et al., "The RooStats Project", in 13<sup>th</sup> International Workshop on Advanced Computing and Analysis Techniques in Physics Research (ACAT2010). SISSA, 2010. arXiv:1009.1003. PoS(ACAT2010)057.
- [294] CMS Collaboration, "A search for pair production of new light bosons decaying into muons", *Phys. Lett. B* **752** (2016) 146-168, doi:10.1016/j.physletb.2015.10.067, arXiv:1506.00424.
- [295] ATLAS Collaboration, "Search for Higgs bosons decaying to aa in the  $\mu\mu\tau\tau$  final state in pp collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV with the ATLAS experiment", *Phys. Rev.* **D92** (2015), no. 5, 052002, doi:10.1103/PhysRevD.92.052002, arXiv:1505.01609.
- [296] ATLAS Collaboration, "Search for the Higgs boson produced in association with a W boson and decaying to four b-quarks via two spin-zero particles in pp collisions at 13 TeV with the ATLAS detector", Eur. Phys. J. C 76 (2016), no. 11, 605, doi:10.1140/epjc/s10052-016-4418-9, arXiv:1606.08391.
- [297] ATLAS Collaboration, "Search for Higgs boson decays to beyond-the-Standard-Model light bosons in four-lepton events with the ATLAS detector at  $\sqrt{s} = 13$  TeV", JHEP **06** (2018) 166, doi:10.1007/JHEP06(2018)166, arXiv:1802.03388.
- [298] ATLAS Collaboration, "Search for the Higgs boson produced in association with a vector boson and decaying into two spin-zero particles in the  $H \rightarrow aa \rightarrow 4b$  channel in pp collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV with the ATLAS detector", JHEP **10** (2018) 031, doi:10.1007/JHEP10(2018)031, arXiv:1806.07355.

- [299] ATLAS Collaboration, "Search for Higgs boson decays into a pair of light bosons in the  $bb\mu\mu$  final state in pp collision at  $\sqrt{s} = 13$  TeV with the ATLAS detector", *Phys. Lett. B* **790** (2019) 1–21, doi:10.1016/j.physletb.2018.10.073, arXiv:1807.00539.
- [300] CMS Collaboration, "Search for an exotic decay of the Higgs boson to a pair of light pseudoscalars in the final state with two b quarks and two  $\tau$  leptons in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV", *Phys. Lett. B* **785** (2018) 462, doi:10.1016/j.physletb.2018.08.057, arXiv:1805.10191.
- [301] CMS Collaboration, "Search for an exotic decay of the Higgs boson to a pair of light pseudoscalars in the final state of two muons and two  $\tau$  leptons in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV", *JHEP* **11** (2018) 018, doi:10.1007/JHEP11(2018)018, arXiv:1805.04865.
- [302] CMS Collaboration, "A search for pair production of new light bosons decaying into muons in proton-proton collisions at 13 TeV", Submitted to: Phys. Lett. (2018) arXiv:1812.00380.
- [303] CMS Collaboration, "Search for an exotic decay of the Higgs boson to a pair of light pseudoscalars in the final state with two muons and two b quarks in pp collisions at 13 TeV", Submitted to: Phys. Lett. (2018) arXiv:1812.06359.
- [304] Y. Bai, P. Draper, and J. Shelton, "Measuring the Invisible Higgs Width at the 7 and 8 TeV LHC", JHEP 1207 (2012) 192, doi:10.1007/JHEP07(2012)192, arXiv:1112.4496.
- [305] B. Di Girolamo et al., "Experimental observation of an invisible Higgs boson at LHC", arXiv:hep-ph/0203056.
- [306] S. Bansal, K. Mazumdar, and J. Singh, "Search for invisible Higgs in CMS", PoS HCP2009 (2009) 063.
- [307] J. M. Campbell and R. K. Ellis, "MCFM for the Tevatron and the LHC", Nucl. Phys. Proc. Suppl. 205-206 (2010) 10-15, doi:10.1016/j.nuclphysbps.2010.08.011.
- [308] CMS Collaboration, "Performance of tau-lepton reconstruction and identification in CMS", JINST 7 (2012) P01001, doi:10.1088/1748-0221/7/01/P01001, arXiv:1109.6034.
- [309] LHC Higgs Cross Section Working Group, S. Dittmaier et al., "Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 1. Inclusive Observables", CERN Report CERN-2011-002, 2011. doi:10.5170/CERN-2011-002, arXiv:1101.0593.
- [310] MILC Collaboration, "Strange quark condensate in the nucleon in 2 + 1 flavor qcd", Phys. Rev. Lett. 103 (2009) 122002, doi:10.1103/PhysRevLett.103.122002.
- [311] G. Angloher et al., "Results from 730 kg days of the CRESST-II Dark Matter search", *Eur. Phys. J. C* 72 (2012) 1971, doi:10.1140/epjc/s10052-012-1971-8, arXiv:1109.0702.

- [312] XENON10 Collaboration, "Search for light dark matter in xenon10 data", Phys. Rev. Lett. 107 (2011) 051301, doi:10.1103/PhysRevLett.107.051301.
- [313] XENON100 Collaboration, "Dark Matter Results from 225 Live Days of XENON100 Data", *Phys. Rev. Lett.* **109** (2012) 181301, doi:10.1103/PhysRevLett.109.181301, arXiv:1207.5988.
- [314] DAMA Collaboration, "First results from DAMA/LIBRA and the combined results with DAMA/NaI", Eur. Phys. J. C 56 (2008) 333, doi:10.1140/epjc/s10052-008-0662-y, arXiv:0804.2741.
- [315] C. Savage, G. Gelmini, P. Gondolo, and K. Freese, "Compatibility of DAMA/LIBRA dark matter detection with other searches", JCAP 04 (2009) 010, doi:10.1088/1475-7516/2009/04/010, arXiv:0808.3607.
- [316] CoGeNT Collaboration, "CoGeNT: A search for low-mass dark matter using p-type point contact germanium detectors", Phys. Rev. D 88 (2013) 012002, doi:10.1103/PhysRevD.88.012002, arXiv:1208.5737.
- [317] CDMS Collaboration, "Silicon Detector Dark Matter Results from the Final Exposure of CDMS II", Phys. Rev. Lett. 111 (2013) 251301, doi:10.1103/PhysRevLett.111.251301, arXiv:1304.4279.
- [318] COUPP Collaboration, "First dark matter search results from a 4-kg CF<sub>3</sub>I bubble chamber operated in a deep underground site", *Phys. Rev. D* 86 (2012) 052001, doi:10.1103/PhysRevD.86.052001, arXiv:1204.3094.
- [319] LUX Collaboration, "First results from the LUX dark matter experiment at the Sanford Underground Research Facility", *Phys. Rev. Lett.* **112** (2014) 091303, doi:10.1103/PhysRevLett.112.091303, arXiv:1310.8214.
- [320] CMS Collaboration, "Search for new physics in events with a leptonically decaying Z boson and a large transverse momentum imbalance in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV", Eur. Phys. J. C **78** (2018) 291, doi:10.1140/epjc/s10052-018-5740-1, arXiv:1711.00431.
- [321] CMS Collaboration, "Search for new physics in final states with an energetic jet or a hadronically decaying W or Z boson and transverse momentum imbalance at  $\sqrt{s} = 13$  TeV", *Phys. Rev. D* **97** (2018) 092005, doi:10.1103/PhysRevD.97.092005, arXiv:1712.02345.
- [322] CMS Collaboration, "Searches for invisible decays of the Higgs boson in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$ , 8, and 13 TeV", *JHEP* **02** (2017) 135, doi:10.1007/JHEP02(2017)135, arXiv:1610.09218.
- [323] CMS Collaboration, "Search for dark matter in proton-proton collisions at 8 TeV with missing transverse momentum and vector boson tagged jets", JHEP 12 (2016) 083, doi:10.1007/JHEP12(2016)083, arXiv:1607.05764.
- [324] CMS Collaboration, "CMS luminosity measurements for the 2015 data taking period", CMS Physics Analysis Summary, CMS-PAS-LUM-15-001, 2017.
- [325] XENON Collaboration, "Dark matter search results from a one ton-year exposure of XENON1T", Phys. Rev. Lett. **121** (2018) 111302, doi:10.1103/PhysRevLett.121.111302, arXiv:1805.12562.
- [326] LUX Collaboration, "Results from a search for dark matter in the complete LUX exposure", *Phys. Rev. Lett.* **118** (2017) 021303, doi:10.1103/PhysRevLett.118.021303, arXiv:1608.07648.
- [327] PandaX-II Collaboration, "Dark matter results from first 98.7 days of data from the PandaX-II experiment", *Phys. Rev. Lett.* **117** (2016) 121303, doi:10.1103/PhysRevLett.117.121303, arXiv:1607.07400.
- [328] SuperCDMS Collaboration, "New Results from the Search for Low-Mass Weakly Interacting Massive Particles with the CDMS Low Ionization Threshold Experiment", *Phys. Rev. Lett.* **116** (2016) 071301, doi:10.1103/PhysRevLett.116.071301, arXiv:1509.02448.
- [329] CRESST Collaboration, "Results on light dark matter particles with a low-threshold CRESST-II detector", Eur. Phys. J. C 76 (2016) 25, doi:10.1140/epjc/s10052-016-3877-3, arXiv:1509.01515.
- [330] CDEX Collaboration, "Limits on light weakly interacting massive particles from the first 102.8 kg × day data of the CDEX-10 experiment", *Phys. Rev. Lett.* 120 (2018) 241301, doi:10.1103/PhysRevLett.120.241301, arXiv:1802.09016.