

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ,
Лаборатория теоретической физики им. Н.Н. Боголюбова

На правах рукописи

Танйылдызы Шюкрю Ханиф

РЕДКИЕ РАСПАДЫ МЕЗОНОВ И БОЗОНЫ ХИГГСА В
РАМКАХ СУПЕРСИММЕТРИЧНЫХ РАСШИРЕНИЙ
СТАНДАРТНОЙ МОДЕЛИ

01.04.02 — теоретическая физика

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научные руководители-
доктор физ.мат. наук Казаков Дмитрий Игоревич
кандидат физ.мат. наук Бедняков Александр Вадимович

Дубна 2015

Посвящается ...

Оглавление

ВВЕДЕНИЕ	3
ГЛАВА 1. ЛИТЕРАТУРНЫЙ ОБЗОР И ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ	8
1.1 Стандартная модель физики элементарных частиц	8
1.2 Проблемы Стандартной модели: Необъяснённые экспериментальные наблюдения	15
1.2.1 Проблема холодной тёмной материи и тёмной энергии	16
1.2.2 Проблема массы нейтрино и нейтринные осцилляции	17
1.2.3 Гравитационное взаимодействие	17
1.2.4 Барионная асимметрия Вселенной	18
1.3 Проблемы Стандартной модели теоретического характера .	19
1.3.1 Проблема количества поколений фермионов (Проблема иерархии фермионных масс)	19
1.3.2 Проблема калибровочной иерархии	19
1.3.3 Проблема аномального магнитного момента мюона .	20
1.3.4 Проблема космологической постоянной	21
1.4 Минимальная Суперсимметричная Стандартная Модель . .	22
1.5 Проблемы МССМ	30
1.5.1 Проблема μ -параметра	30
1.5.2 “Малая” проблема иерархии	30
1.5.3 Проблема ароматов и малости фаз CP-нарушения . .	31
ГЛАВА 2. СУПЕРСИММЕТРИЧНОЕ УСИЛЕНИЕ РОЖДЕНИЯ ТЯЖЁЛОГО ХИГГСА	33
2.1 Введение	33
2.2 Сечение рождения тяжёлого Хиггса в MSSM	35
2.3 Мягкое нарушение суперсимметрии в рамках универсальности	39
2.4 Мягкое нарушение суперсимметрии в рамках неуниверсальности	43
2.5 Дискуссия	48
ГЛАВА 3. ПРОГРАММНЫЙ ПАКЕТ “Peng4BSMatLO”	52
3.1 Введение	52
3.2 Родовые операторы	53

3.3	Структура пакета Peng4BSM@LO	54
3.4	Peng4BSM@LO в использовании	57
3.5	Тестирование Peng4BSM@LO	60
3.6	Описание программы	65
3.7	Описание основных процедур	66
3.8	Описание вспомогательных процедур и определений	68
3.9	Дискуссия	69
ГЛАВА 4. ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВА ПАРА-		
МЕТРОВ И СПЕКТРА МАСС В РАМКАХ НЕГОЛО-		
МОРФНОЙ СУПЕРСИММЕТРИЧНОЙ СТАНДАРТНОЙ		
МОДЕЛИ		70
4.1	Введение	70
4.2	Процедура сканирования	75
4.3	Феноменологические ограничения на вклады от неголоморф-	
	ных слагаемых	78
4.3.1	Параметр μ'	78
4.3.2	Параметры $A'_{t,b,\tau}$	84
4.4	Тонкая настройка потенциала Хиггса	88
4.5	Дискуссия	90
ГЛАВА 5. ТЁМНАЯ МАТЕРИЯ КАК НЕЙТРАЛИНО И		
ДРУГИЕ ПРЕДСКАЗАНИЯ ДЛЯ БАК В РАМКАХ		
КВАЗИ-ЮКАВСКОГО ОБЪЕДИНЕНИЯ		93
5.1	Введение	94
5.2	Процедура сканирования и экспериментальные ограничения	96
5.3	Пространство фундаментальных параметров модели с квази-	
	Юкавским объединением и спектр масс суперчастиц	99
5.4	Нейтралино-ЛСЧ и сценарии коаннигиляций	103
5.5	Хиггсино-подобные ЛСЧ	105
5.6	Сравнение ISAJET и SoftSusy	108
5.7	Дискуссия	113
ЗАКЛЮЧЕНИЕ		115
Благодарность автора		117
Литература		118

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность темы.

Целью данной работы является изучение свойств ряда суперсимметричных расширений Стандартной модели с целью ее обнаружения в процессах с участием бозонов Хиггса и редких распадах.

Для достижения поставленной цели необходимо было решить следующие задачи:

1. Изучить зависимость сечение рождения бозонов Хиггса на Большом адронном коллайдере (БАК) в рамках Минимальной суперсимметричной стандартной модели (MSSM) и исследовать возможность его усиления по сравнению с предсказаниями Стандартной модели (SM). Учитывая известные ограничения, найти область пространства параметров модели, в которой происходит заметное увеличения сечения.
2. Создать универсальный пакет на Mathematica, Peng4BSM@LO, который позволит в рамках произвольной перенормируемой теории, выходящей за пределы SM, вычислять вклады в коэффициенты Вильсона эффективных операторов, описывающих переходы между фермионами SM одинакового заряда, принадлежащих разным поколениям (так называемые FCNC). Провести вычисление коэффициентов Вильсона в ряде моделей за пределами SM.
3. Провести всесторонний анализ суперсимметричных расширений SM дополнительными “неголоморфными” членами, мягко-нарушающими суперсимметрию. Получить ограничения пространство параметров и изучить феноменологические следствия характерных сценариев в рамках таких моделей.
4. Исследовать пространство параметров MSSM в предположении возможности нестрогого объединения констант юкавского взаимодействия для тау-лептона, боттом- и топ-кварка на шкале Теории Великого Объединения (ТВО). Учесть возможную неуниверсальность

в массах суперпартнеров калибровочных бозонов (гейджино), мотивированной расширенной группой калибровочной симметрии $G = SU(4)_c \times SU(2)_L \times SU(2)_R$.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. В рамках МССМ показано, что за счет виртуальных поправок от суперпартнеров тяжелых кварков можно получить усиление сечения рождения тяжелых бозонов Хиггса при глюонном слиянии. На конкретном примере продемонстрировано, что для относительно лёгкого топ скварка и умеренно тяжёлого дополнительного нейтрального бозона Хиггса H_0 возможно получить существенное повышение вероятности его рождения в ограниченном пространстве параметров. Рассмотрен вопрос, связанный с потенциальной вырожденностью топ кварка с его легчайшим суперпартнером в рамках рассматриваемого сценария. Изучены ограничение на сечение рождения пары легких топ скварков, которые также могут представлять интерес в связи с поисками суперсимметрии на БАК.
2. Разработан новый пакет Peng4BSM@LO, написанный для системы компьютерной алгебры Mathematica. Код позволяет вычислять вклады Новой физики от однопетлевых диаграмм типа “пингвин” в коэффициенты функции операторов, нарушающих “аромат” в нейтральном токе. Пакет тщательно протестирован и может служить основой для исследования не только суперсимметричных расширений, но и других перенормируемых расширений SM.
3. Изучены следствия добавления “неголоморфных”, мягко нарушающих суперсимметрию членов в лагранжиан MSSM. Рассмотрены редкие распады B -мезонов и ограничения, связанные с ненаблюдением суперпартнеров на БАК. Обнаружено, что в то время как легчайший хиггсовский бозон и тяжелые скалярные суперпартнеры фермионов SM оказываются не очень чувствительными к новым параметрам, влияние на спектр и свойства более тяжелых бозонов Хиггса и легчайших сфермионов оказывается существенным. Продемонстрировано, как дополнительный параметр смешивания μ' для суперпартнеров бозонов Хиггса (хиггсино) влияет на спектр суперчастиц для

двух характерных точек в пространстве параметров модели. Показано также, что новые параметры существенно обогащают феноменологию и позволяют получить массу топ-кварка в районе 180 ГэВ при массе легчайшего хиггса равной 125 ГэВ.

4. Исследованы феноменологические следствия МССМ с частичным (квази-) объединением юкавских констант и неуниверсальностью в массах суперпартнеров калибровочных бозонов (гейджино), мотивированные группой калибровочной симметрий $G = SU(4)_c \times SU(2)_L \times SU(2)_R$ на шкале ТВО. Найдены решения, позволяющие удовлетворить известным ограничениям на количество тёмной материи (ТМ) во Вселенной. Кроме того, предсказываются сравнительно большие сечения рассеяния нейтралино на нуклонах, что позволяет обнаружить их в экспериментах по прямому детектированию тёмной материи. В добавок к этому проведен сравнительный анализ генераторов спектра ISAJET и SoftSusy и найдено качественное согласие между предсказанием, полученными на их основе.

Научная новизна:

1. Проведен всесторонний анализ возможности усиления сечения рождения тяжёлого бозона Хиггса не только за счет модификации констант юкавского взаимодействия связи в рамках МССМ, но и за счет дополнительных вкладов от виртуальных скварков.
2. Создан универсальный программный пакет Peng4BSM@LO, работающий совместно с генераторами правил Фейнмана FeynRules/SARAH и диаграмм Фейнмана FeynArts, который вычисляет вклады в Вильсоновские коэффициенты конкретных эффективных операторов, возникающие из однопетлевых вкладов типа “пингвин”.
3. Исследованы феноменологические следствия добавления негломорфных членов, мягко нарушающих суперсимметрию - $(\mu', A'_t, A'_b A'_\tau)$, к лагранжиану МССМ и продемонстрирована высокая чувствительность предсказаний к новым параметрам. Впервые показано, что в отличие от МССМ, в рамках указанного расширения удается получить легкий скалярный топ-кварк без необходимости значительной тонкой настройки (fine-tuning).

4. Впервые проведен анализ квази-Юкавского объединения в рамках суперсимметричных моделей с учетом неуниверсальности в массах гейджино. Сделано тщательное сравнение программ ISAJET и SoftSusy/SuperIso-Relic для генерации масс суперчастиц и вычисления ряда наблюдаемых, связанных со свойствами тёмной материи.

Практическая значимость работ, составляющих основу диссертации, состоит в возможности использования полученных результатов в качестве отправной точки для дальнейших исследований специфических свойств как суперсимметричных, так и несуперсимметричных расширений SM.

Достоверность полученных в диссертации результатов достигается за счёт использования строгих и апробированных методов суперсимметричных моделей, их применения к изучению бозонов хиггса, редких распадов, тёмной материи и пространства параметров суперсимметрии.

Апробация работы. Основные результаты работы докладывались на:

- The XXth International Workshop, High Energy Physics and Quantum Field Theory, September 24 - October 1, 2011, Sochi, Russia
- The XXI International Workshop, High Energy Physics and Quantum Field Theory, June 23 – June 30, 2013, Saint Petersburg Area, Russia
- Университет “Ege”, кафедра физики, в зале им. “Dr. Harun Egrifes”, 11 июля 2013, в 11:00, Izmir, Turkiye
- Summer School “Theory Challenges for LHC Physics” and Workshop “Calculations for Modern and Future Colliders”, July 20 - July 30, 2015, Dubna, Moscow region, Russia

Личный вклад соискателя в результаты является определяющим. Автор, работая с сотрудниками ОИЯИ, самостоятельно выполнил теоретические исследования редких распадов мезонов и бозонов Хиггса в рамках разных суперсимметричных расширений SM, также разработал алгоритмы для автоматизации вычислений однопетлевых вершинных диаграмм и подготовил компьютерные коды для эффективного использования операторов и вильсонских коэффициентов.

Публикации. Основные результаты по теме диссертации изложены в 4 печатных изданиях [1, 2, 3, 4] все изданы в журналах рекомендованных ВАК. Ещё 2 работы [5, 6] как просидинги изданы в виде трудов конференций.

ГЛАВА 1. ЛИТЕРАТУРНЫЙ ОБЗОР И ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В этой главе обсуждается Стандартная модель, её Лагранжиан, а также перечисляются возникающие в ней проблемы различного характера. Некоторые из этих проблем связаны с экспериментальными данными, а некоторые возникают из теоретических соображений. Далее рассматривается Минимальная суперсимметричная стандартная модель, позволяющая решить ряд проблем СМ. Однако, и МССМ имеет свои трудности, которые приводят к необходимости рассмотреть более сложные суперсимметричные расширения СМ в главах 2, 4 и 5.

1.1. Стандартная модель физики элементарных частиц

Рассмотрим принципы построения Стандартной модели, её некоторые свойства и проблемы.

На протяжении всей истории науки, некоторые вопросы были значительными для ученых, чтобы объяснить структуру Вселенной. Например: Что такая материя и какая фундаментальная структура материи, которая образует Вселенную? Существуют ли фундаментальные частицы и, если они существуют, каковы фундаментальные частицы и как они взаимодействуют друг с другом? Все эти вопросы указывают на теорию физики частиц, например, Стандартную модель.

Теорема Нётер утверждает, что каждая непрерывная симметрия физической системы соответствует некоторым законам сохранения следующим образом: Когда действие является инвариантным относительно некоторой группы преобразований, то существуют один или несколько сохраняющихся параметров (константы действий) в данной системе. Эти параметры связаны с группами данных преобразований. В этом смысле, симметрия также подразумевает динамику, т.е. возможно определить некоторые взаимодействия между полями (поля которые описывают частицы), используя

Свободные параметры Стандартной модели			
Символ	Название	Схема ренормализации	Величина
m_e	Масса электрона		511 КэВ
m_μ	Масса мюона		105.7 МэВ
m_τ	Масса тау		1.78 ГэВ
m_u	Масса верхнего кварка	$\mu_{\overline{MS}} = 2 \text{ ГэВ}$	1.9 МэВ
m_d	Масса нижнего кварка	$\mu_{\overline{MS}} = 2 \text{ ГэВ}$	4.4 МэВ
m_s	Масса странного кварка	$\mu_{\overline{MS}} = 2 \text{ ГэВ}$	87 МэВ
m_c	Масса очарованного кварка	$\mu_{\overline{MS}} = m_c$	1.32 ГэВ
m_b	Масса прелестного кварка	$\mu_{\overline{MS}} = m_b$	4.24 ГэВ
m_t	Масса истинного кварка	Схема “on-shell”	172.7 ГэВ
θ_{12}	СКМ Угол смешивания		13.1°
θ_{23}	СКМ Угол смешивания		2.4°
θ_{13}	СКМ Угол смешивания		0.2°
δ	СКМ часть CP-нарушения		0.995
g_1 (или g')	Константа связи U(1)	$\mu_{\overline{MS}} = m_Z$	0.357
g_2 (или g)	Константа связи SU(2)	$\mu_{\overline{MS}} = m_Z$	0.652
g_3 (или g_s)	Константа связи SU(3)	$\mu_{\overline{MS}} = m_Z$	1.221
$\theta_{\text{КХД}}$	КХД Угол вакуума		~ 0
ν	вакуумное ожидаемое значение Хиггса		246 ГэВ
m_ϕ	Масса Хиггса		125.36±0.41 ГэВ

Таблица 1.1. Свободные параметры Стандартной модели. Данные на таблице получены в английской википедии, и проверены на сайте “Particle data group”.

инвариантность относительно конкретной симметрии к данному Лагран-

жиану. Так же, применяя принцип теоремы Нётер, составляем Лагранжиан СМ фундаментальных взаимодействий [7, 8, 9].

СМ¹ фундаментальных взаимодействий описывает взаимодействия (кроме гравитации) элементарных частиц (см. Рис.1.1). Сильное взаимодействие описывается квантовой хромодинамикой. Подобным образом, электромагнитное и слабое взаимодействия описываются в единой теории, называемой электрослабой. Открытие бозонов W и Z являются мотивацией описания нейтрального тока и соответственно электрослабой теории.

Стандартная модель - теория типа теории Янга-Миллса и в основе ее лежит группа $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$, в которой $SU(2)_L \times U(1)_Y$ спонтанно нарушается к $U(1)_{em}$. В рамках СМ мы предполагаем, что $SU(3)_c$ не нарушена.

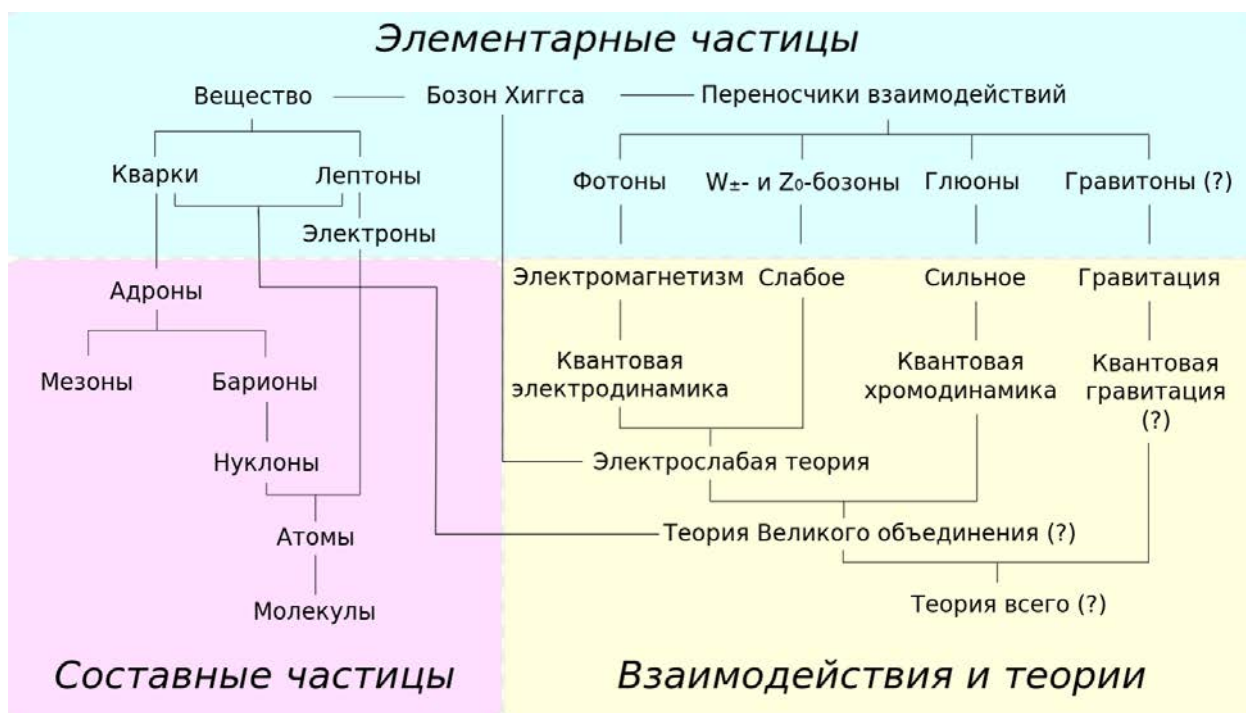


Рис. 1.1. Рисунок получен из статьи “Элементарная частица” в русской Википедии, рисунок создан в 30.10.2011 г. 12:55 ч.

В СМ имеются промежуточные векторные бозоны (калибровочные поля спина 1): 8 безмассовых глюонов (g), 1 безмассовый фотон (γ) и 3 массивных бозонов (W^\pm и Z). Кварки и лептоны являются фермионами.

¹Краткое описание СМ и его расширения - МССМ в этой главе частично основано на книге “Weak scale supersymmetry”, Х. Баер и З. Тата (2006).

Лагранжиан СМ (без учета массы нейтрино) содержит 19 свободных параметров: 3 калибровочные константы, 9 Юкавских константы, 3 углов смешения, 2 фазы, нарушающие СР-четность, и 2 константы связи хиггсовского потенциала. Значение параметров определяются экспериментально.

Проблема использования спонтанного нарушения симметрии в физике элементарных частиц состоит в том, что по теореме Джеффри Голдстоуна она предсказывает безмассовую скалярную частицу, которая является квантовым возбуждением по направлению, так называемый бозон Намбу-Голдстоуна [10, 11, 12] или просто голдстоуновский бозон. Энергия такой частицы — чисто кинетическая энергия, т.е. в квантовой теории поля подразумевается отсутствие массы такой частицы. Однако не было найдено никаких безмассовых скалярных частиц.

В СМ массы калибровочных бозонов получаются особым механизмом, называется “Механизм Хиггса”. Многие эксперименты показывали, что в “уравнениях движения” для частиц нужно ввести выражение чтобы поля получили массу. Однако “уравнения движения” для калибровочных полей с массовыми членами неинвариантны относительно локальных преобразований симметрии (калибровочных преобразований), то есть эти уравнения будут меняться при калибровочных преобразованиях. Однако, свойство фундаментальных взаимодействий требует, чтобы уравнения движения не изменялись при калибровочных преобразованиях, т.е. чтобы были калибровочно инвариантными.

Механизм Хиггса описывает именно нарушение локальной симметрии, при котором не появляются голдстоуновские бозоны. Вместо квантовых возбуждений хиггсовского поля появляются продольные степени свободы для поляризации калибровочных полей. (Например, в квантовой электродинамике фотон как безмассовое векторное (то есть имеющее спин 1) поле при ненарушенной симметрии имеет только две переходные степени свободы поляризации). Когда скалярное поле объединяется с калибровочной теорией, безмассовое возбуждение Хиггса ϕ соединяется с векторным бозоном, формируя массивный векторный бозон.

Для объяснения массы калибровочных бозонов без нарушения законов природы используется понятие - спонтанное нарушение симметрии. Вводится дополнительное поле (поле Хиггса), которое взаимодействует со

всеми другими полями и через эти взаимодействия получаются массы калибровочных бозонов.

СМ является теорией относящаяся электромагнитному, слабому и сильному взаимодействию, а также классификации всех известных субатомных частиц. Лагранжиан СМ состоит из двух основных частей которые выражают сильное взаимодействие описано квантовой хромодинамикой, электрослабое взаимодействие описано электромагнитным и слабым взаимодействием.

Квантовая хромодинамика основана на группе $SU(3)_C$, в которой калибровочные бозоны - глюоны. Кварки соответствуют представлению $\mathbf{3}$, а антикварки - $\mathbf{3}^*$. Все остальные частицы - синглеты относительно этой группы и они взаимодействуют с глюонами только опосредовано. Лагранжиан КХД выглядит следующим образом [13]:

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}G_{A\mu\nu}G_A^{\mu\nu} + \sum_{i=\text{ароматы}} \bar{q}_i (i\not{D} - m_i) q_i \quad (1.1)$$

В этом лагранжиане, $G_{A\mu\nu} = \partial_\mu G_{A\nu} - \partial_\nu G_{A\mu} - gf_{ABC}G_{B\mu}G_{C\nu}$, $D_\mu = \partial_\mu + ig_s(\lambda_A/2)G_{A\mu}$ и q_i есть цветовой триплет кварков аромата i . Лагранжиан взаимодействий:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{КХД}} \ni & -g_s \sum_i \bar{q}_i \gamma^\mu \frac{\lambda_A}{2} G_{A\mu} q_i + \frac{1}{2} g_s f_{ABC} (\partial_\mu G_{A\nu} - \partial_\nu G_{A\mu}) G_B^\mu G_C^\nu \\ & - \frac{1}{4} g_s^2 f_{ABC} f_{AB'C'} G_{B\mu} G_{C\nu} G_B^\mu G_{C'}^\nu \end{aligned} \quad (1.2)$$

где i соответствует ароматам кварков, а цветовые индексы - A, B, C .

Следующая часть лагранжиана СМ дается электрослабой группой. Киральность слабого взаимодействия требует отдельного рассмотрения правых и левых компоненты кварков и лептонов, которые преобразуются по-разному относительно $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Группа $G = SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ представлена в следующей таблице, на которой показаны поля материй первого поколения кварков и лептонов:

Поле	$SU(3)_C$	$SU(2)_L$	$U(1)_Y$
$L = \begin{pmatrix} \nu_L \\ e_L \end{pmatrix}$	1	2	-1
e_R	1	2	-2
$Q = \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}$	3	2	1/3
u_R	3	1	4/3
d_R	3	1	-2/3
$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}$	1	2	1

Таблица 1.2. Поля материй и бозона Хиггса Стандартной модели с их калибровочными квантовыми числами [13].

Следующие поколения имеют такую же структуру представлений. Чтобы отметить полевое содержание СМ, мы воспользовались только левыми полями кварков и, соответственно, тогда нужно зарядное сопряжение правых полей, т.е. $(e_R)^c$, $(u_R)^c$ и $(d_R)^c$. Мы выбрали такое представление, потому что это оказывается удобным при переходе к суперсимметричным расширениям СМ.

Часть лагранжиана [13], описывающая электрослабые взаимодействия, представима в виде:

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{EW} &= \mathcal{L}_{\text{калибровочный}} + \mathcal{L}_{\text{материя}} + \mathcal{L}_{\text{Хиггс}} + \mathcal{L}_{\text{Юкава}} & (1.3) \\
&= -\frac{1}{4}W_{A\mu\nu}W^{A\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} \quad \rightarrow \mathcal{L}_{\text{калибровочный}} \\
&+ \sum_{\text{поколения}} [i\bar{L}\not{D}L + i\bar{Q}\not{D}Q + i\bar{u}_R\not{D}u_R + i\bar{d}_R\not{D}d_R + i\bar{e}_R\not{D}e_R] \quad \rightarrow \mathcal{L}_{\text{материя}} \\
&+ |D_\mu\phi|^2 + \mu^2\phi^\dagger\phi - \lambda(\phi^\dagger\phi)^2 \quad \rightarrow \mathcal{L}_{\text{Хиггс}} \\
&+ \sum_{\text{поколения}} \left[-\lambda_e\bar{L} \cdot \phi e_R - \lambda_d\bar{Q} \cdot \phi d_R - \lambda_u\epsilon^{ab}\bar{Q}_a\phi_b^\dagger u_R + \text{h.c.} \right] \quad \rightarrow \mathcal{L}_{\text{Юкава}}
\end{aligned}$$

где D - ковариантные производные для каждого мультиплетта материи, а ϵ^{ab} - антисимметричный тензор группы $SU(2)$ с $\epsilon^{12} = 1$.

Группа $SU(2)_L \times U(1)_Y$ должна быть спонтанно нарушена до группы $U(1)_{em}$. Потенциал для ϕ имеет вакуумное среднее, которое и приводит к необходимому нарушению симметрии. Это вакуумное среднее не нарушает инвариантность относительно операторов, которые являются комбинациями операторов группы $SU(2)_L$ и группы $U(1)_Y$. Таким образом возникает $U(1)_{em}$. Соответствующая линейная комбинация калибровочных полей

оказывается безмассовой и соответствует фотонам,

$$A_\mu = \sin \theta_W W_{3\mu} + \cos \theta_W B_\mu \quad (1.4)$$

где $\sin \theta_W = g'/\sqrt{g^2 + g'^2}$ и $\cos \theta_W = g/\sqrt{g^2 + g'^2}$. Остальные калибровочные поля оказываются массивными благодаря хиггсовскому механизму. Физические частицы в секторе бозонов СМ - фотон со спином 1 (1.4), массивные заряженные бозоны с спином 1

$$W_\mu^\pm = (W_{1\mu} \mp iW_{2\mu})/\sqrt{2} \quad , \quad (1.5)$$

нейтральный векторный бозон

$$Z_\mu^0 = -\cos \theta_W W_{3\mu} + \sin \theta_W B_\mu \quad (1.6)$$

и нейтральный скалярный бозон $H_{\text{СМ}}$.

Взаимодействия между кварками и лептонами происходят путем обмена калибровочными полями фотоном, W^\pm и Z^0 . Электрослабые калибровочные взаимодействия материи даются лагранжианом [13],

$$\mathcal{L}_{\text{нейтральный}} = -e \sum_f q_f \bar{f} \gamma^\mu f A_\mu + e \sum_f \bar{f} \gamma^\mu (\alpha_f + \beta_f \gamma_5) f Z_\mu \quad (1.7)$$

и

$$\mathcal{L}_{\text{заряженный}} = -\frac{g}{\sqrt{2}} \left(\bar{u} \gamma^\mu \frac{1 - \gamma_5}{2} V_{CKM} d W_\mu^+ + \bar{\nu} \gamma^\mu \frac{1 - \gamma_5}{2} l W_\mu^+ + \text{h.c.} \right) \quad (1.8)$$

где g - калибровочная константа связи группы $SU(2)_L$, $e \equiv g \sin \theta_W$ - электромагнитная константа связи, и

f	q_f	α_f	β_f
l	-1	$\frac{1}{4}(3 \tan \theta_W - \cot \theta_W)$	$\frac{1}{4}(\tan \theta_W + \cot \theta_W)$
ν_l	0	$\frac{1}{4}(\tan \theta_W + \cot \theta_W)$	$-\frac{1}{4}(\tan \theta_W + \cot \theta_W)$
u	$\frac{2}{3}$	$-\frac{5}{12} \tan \theta_W + \frac{1}{4} \cot \theta_W$	$-\frac{1}{4}(\tan \theta_W + \cot \theta_W)$
d	$-\frac{1}{3}$	$\frac{1}{12} \tan \theta_W - \frac{1}{4} \cot \theta_W$	$\frac{1}{4}(\tan \theta_W + \cot \theta_W)$

Таблица 1.3. Константы α_f и β_f . Константы связи фермионов [13].

Кроме этого, угол смешивание слабого взаимодействия θ_W выражается через g и константу связи слабого гиперзаряда - $g' \equiv g \tan \theta_W$.

Исключая нефизические поля, мы получаем лагранжиан, который описывает взаимодействия между бозоном Хиггса и калибровочными бозонами

$$\mathcal{L}_{HVV} = gM_W H_{\text{СМ}} \left(W_\mu^+ W^{\mu-} + \frac{1}{2} \sec^2 \theta_W Z_\mu Z^\mu \right) \quad (1.9)$$

и

$$\mathcal{L}_{HHVV} = \frac{g^2}{4} \left(W_\mu^+ W^{\mu-} + \frac{1}{2} \sec^2 \theta_W Z_\mu Z^\mu \right) H_{\text{CM}} \quad (1.10)$$

а также самодействие бозона Хиггса

$$\mathcal{L}_H = -\frac{gm_{H_{\text{CM}}}^2}{4M_W} H_{\text{CM}}^3 - \frac{g^2 m_{H_{\text{CM}}}^2}{32M_W^2} H_{\text{CM}}^4 . \quad (1.11)$$

Самодействие векторных бозонов возникают при разложении $A_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{WWV} &= -ig [W_{\mu\nu}^+ W^{\mu-} - W_{\mu\nu}^- W^{\mu+}] (A^\nu \sin \theta_W - Z^\nu \cos \theta_W) \\ &- ig W_\nu^- W_\mu^+ (A^{\mu\nu} \sin \theta_W - Z^{\mu\nu} \cos \theta_W) \end{aligned} \quad (1.12)$$

и

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{WWVV} &= -\frac{g^2}{4} \left\{ \left[2W_\mu^+ W^{\mu-} + (A_\mu \sin \theta_W - Z_\mu \cos \theta_W)^2 \right]^2 \right. \\ &- \left[W_\mu^+ W_\nu^- + W_\nu^+ W_\mu^- + (A_\mu \sin \theta_W - Z_\mu \cos \theta_W) \right. \\ &\left. \left. \times (A_\nu \sin \theta_W - Z_\nu \cos \theta_W) \right]^2 \right\} . \end{aligned} \quad (1.13)$$

Скалярное дублетное поле ϕ позволяет записать калибровочно-инвариантные и перенормируемые Юкавские взаимодействия в форме $\bar{Q}\phi d_R$ или $\bar{L}\phi l_R(\bar{Q}\phi^c u_R)$ с нижними (верхними) фермионами. Данные взаимодействия приводят к массивным фермионам, когда у поля хиггса возникает вакуумное ожидание. Соответствующий лагранжиан имеет вид

$$\mathcal{L}_{\text{Юкава}} = -\sum_i \frac{\lambda_{f_i}}{\sqrt{2}} \bar{f}_i f_i H_{\text{CM}} \quad (1.14)$$

где $\lambda_{f_i} = gm_{f_i}/(2M_W)$.

1.2. Проблемы Стандартной модели: Необъяснённые экспериментальные наблюдения

Несмотря на то, что СМ в настоящее время является наиболее успешной теорией, она - несовершенна. Рассмотрим экспериментальные наблюдения, необъяснимые с точки зрения СМ.

1.2.1. Проблема холодной тёмной материи и тёмной энергии

Тёмная материя - источник дополнительной гравитации. Тёмная энергия - источник силы, толкающей точки Вселенной друг от друга. Космологические наблюдения указывают, что СМ способна объяснить лишь около 4,5 % материи Вселенной. Из недостающих 95,5 процентов, около 22,5 % должны быть тёмной материей, которая взаимодействует с полями СМ, только слабо. Остальная часть должна быть тёмной энергией (постоянная плотность энергии вакуума). Результаты попыток объяснений тёмной энергии вакуума СМ (Планковская энергия) не соответствуют экспериментальным данным [14].

Экспериментально полученное количество материи во Вселенной $\Omega_{\text{total}} = 1.02 \pm 0.02$, $\Omega_{\text{vacuum}} = 0.73 \pm 0.04$, $\Omega_{\text{matter}} = 0.23 \pm 0.04$ и $\Omega_{\text{baryon}} = 0.044 \pm 0.004$, то есть тёмная материя преобладает над обычной барионной материей в 6 раз [15, 16]. Кроме влияния на скорость вращения спиральных галактик, тёмная материя проявляет себя при наблюдении гравитационного линзирования [17, 18]. Считается, что тёмная материя играет ключевую роль в формировании крупномасштабных структур таких, например, как скопления галактик [14]. Тёмная материя не может образовывать компактные объекты в отличие от обычной материи, так как она не участвует в сильном взаимодействии и не может излучать фотоны, являясь электрически нейтральной. По этой причине тёмная материя может захватываться гораздо в больших масштабных структурах, например, галактиках. Тёмная материя либо взаимодействует только гравитационно, либо также участвует в слабом взаимодействии. Вторым вариантом является более благоприятным, потому что ее можно обнаружить в подземных экспериментах. Потому что, поперечное сечение аннигиляции тёмной материи, требуемое для получения необходимого количества тёмной материи очень близко к типичному сечению слабых процессов. Предположим, что вся тёмная материя состоит из частиц одного типа. Тогда количество тёмной материи можно рассчитать из уравнения Больцмана [19, 20, 21, 22, 23]

$$\frac{dn_{\chi}}{dt} + 3Hn_{\chi} = -\langle\sigma v\rangle (n_{\chi}^2 - n_{\chi,\text{eq}}^2), \quad (1.15)$$

где $H = \dot{R}/R$ - константа Хаббла и $n_{\chi,\text{eq}}^2$ - равновесная концентрация. Ре-

ликтовая плотность выражается через n_χ следующим образом

$$\Omega_\chi h^2 = \frac{m_\chi n_\chi}{\rho_c} \approx \frac{2 \cdot 10^{-27} \text{cm}^3 \text{sec}^{-1}}{\langle \sigma v \rangle}. \quad (1.16)$$

Принимая во внимание, что $\Omega_\chi h^2 \approx 0.113 \pm 0.009$ и $v \sim 300 \text{km/sec}$, получаем электрослабое поперечное сечение, $\sigma \approx 10^{-34} \text{cm}^2 = 100 \text{pb}$.

Стандартная модель не может объяснить тёмную материю, тем самым мотивируя выход за ее пределы. Эта проблема СМ может быть решена в рамках суперсимметричных расширений СМ и мы учитываем ее при анализе, уделяя ей особое внимание в главах 2 и в 5. Необходимость получить экспериментально измеряемое значение реликтовой плотности дает одно из важных ограничений в суперсимметричных теориях.

1.2.2. Проблема массы нейтрино и нейтринные осцилляции

В минимальной версии СМ, правого нейтрино не существует [24] и левое нейтрино остается безмассовым, даже после электрослабого нарушения симметрии. Тем не менее, эксперименты показывают, что нейтрино имеет на много порядков меньшую массу по сравнению с другими фермионами. Массовые члены для нейтрино могут быть добавлены в СМ вручную, но это приводит нас к новым теоретическим проблемам. Например, массовые члены должны быть чрезвычайно малы. Хотя можно массу нейтрино легко включить в СМ, добавив правое нейтрино, которое является синглетом по калибровочной группе СМ. Вопрос остается в том, является нейтрино Майорановским или Дираковским. Трудность также связана с объяснением механизма СР-нарушения, следствия которого наблюдаются в экспериментах и хорошо измерены через фазы матрицы Кабиббо-Кобаяши-Маскава (ККМ).

1.2.3. Гравитационное взаимодействие

В диссертации не изучаются модели, в которых включается гравитация. Чтобы видеть общую картину, полезно отметить, что описание гравитационного взаимодействия представляется нерешенной проблемой в СМ. Решение этой проблемы возможно приведет к построению так называемой “теории всего”, объединяющей гравитацию с остальными тремя фундаментальными взаимодействиями.

До сих пор теория квантовой гравитации пока не построена. Потому что, чтобы построить её нужны две физические теории, которые она пытается связать воедино, — квантовая механика и общая теория относительности (ОТО). Эти теории опираются на разные наборы принципов. То есть квантовая механика формулируется как теория, описывающая временную эволюцию физических систем, которые состоят из квантовых частиц, на фоне внешнего пространства-времени. В ОТО внешнего пространства-времени нет — оно само является динамической переменной теории, зависящей от характеристик находящихся в нём классических систем.

Как минимум, нужно заменить системы на квантовые (то есть произвести квантование), если хотим переходить к квантовой гравитации. При этом правая часть уравнений Эйнштейна, где тензор энергии-импульса материи, становится квантовым оператором. Возникающая связь требует какого-то квантования геометрии самого пространства-времени, причём физический смысл такого квантования абсолютно неясен и сколь-либо успешная непротиворечивая попытка его проведения отсутствует [25].

Квантовая гравитация оказывается неперенормируемой теорией вследствие того, что гравитационная постоянная является размерной величиной. Потому что даже когда попытаемся провести квантование линеаризованной классической теории гравитации (ОТО) наталкивается на многочисленные технические трудности. Ситуация усугубляется тем, что прямые эксперименты в области квантовой гравитации, из-за слабости самих гравитационных взаимодействий, недоступны современным технологиям. В связи с этим в поиске правильной формулировки квантовой гравитации приходится пока опираться только на теоретические выкладки [25].

Предпринимаются попытки квантования гравитации на основе геометродинамического подхода и на основе метода функциональных интегралов [25, 26].

1.2.4. Барионная асимметрия Вселенной

Вселенная состоит по большей части из вещества. Тем не менее, СМ предсказывает, что вещество и антивещество должны были быть созданы в (почти) равных количествах, которые бы уничтожили друг друга, пока Вселенная охлаждалась.

Чтобы подойти к решению этой проблеме, создан детектор LHCb на

большом адронном коллайдере. Этот детектор специализирован на экспериментах В-физики, который нацелен на измерение параметров нарушения CP-инвариантности во взаимодействиях В-адронов (тяжелых частиц, содержащих b-кварк). Эти эксперименты могут пролить свет на механизмы генерации асимметрии между материей и антиматерией во Вселенной [27].

1.3. Проблемы Стандартной модели теоретического характера

Рассмотрим вкратце некоторые теоретические проблемы СМ.

1.3.1. Проблема количества поколений фермионов (Проблема иерархии фермионных масс)

Все обычное вещество (материя) состоит из (ν_e, e, u, d) , которые живут в первом поколении. Тем не менее, эксперименты доказали, что есть еще два фермионных поколения — (ν_μ, μ^-, c, s) и (ν_τ, τ^-, t, b) . Эти поколения имеют те же квантовые числа, что и частицы из первого поколения и могут быть интерпретированы как тяжелые копии последнего. Массы их образуют иерархическую структуру и они могут распадаться на фермионы первого поколения. Эти последние два тяжелых поколения не участвуют в построении обычной материи и Стандартная модель не дает никакого объяснения, почему существует три поколения фермионов [28].

1.3.2. Проблема калибровочной иерархии

Характерные энергетические масштабы различных фундаментальных взаимодействий, а также некоторые предполагаемые масштабы явлений, выходящих за рамки Стандартной модели, различаются на много порядков. Кроме того, вопрос в том, почему эти шкалы так отличаются друг от друга. Что ограничивает величины на электрослабом масштабе, такие как масса бозона Хиггса, которая может получить квантовые поправки порядка массы Планка [29].

В отличие от масс фермионов и калибровочных бозонов, которые защищены киральной и калибровочной симметрией в СМ, массы скалярных полей не имеют ничего общего с этими симметриями. Их массы могут быть любыми и находится между масштабом электрослабой симмет-

рии и масштабом Планка. С другой стороны, в СМ масса бозона Хиггса, единственного скалярного поля в теории, должна быть порядка электрослабого масштаба, который необходим для нарушения симметрии. Это требование приносит невероятную тонкую настройку в скалярный сектор и необходимость точно настроить параметры в каждом порядке теории возмущений, так как радиационные поправки могут дать огромный вклад в массу бозона Хиггса. Эта проблема может быть сформулирована, как несоответствие между масштабом электрослабого взаимодействия и масштабом Планка. Если СМ действительна до масштаба энергии Λ , масса бозона Хиггса получает квадратичные радиационные поправки $\delta m_h^2 \propto \Lambda^2$. Если предположить, что новая физика не существует между масштабом электрослабого взаимодействия и масштабом Планка, Λ оказывается сравнимой с массой Планка. В этом случае, поправки на шкале 10^{36} ГэВ² и на шкале $m_h^2 \sim 10^4$ ГэВ² должны уничтожить друг друга. Другой подход заключается в предположении, что Λ имеет порядок нескольких ТэВ и это предположение приводит нас к теориям за пределами СМ [29].

1.3.3. Проблема аномального магнитного момента мюона

Аномальный магнитный момент - разница между экспериментально наблюдаемой величины магнитного дипольного момента и теоретическим значением, предсказанным из уравнения Дирака

$$\vec{M} = g_\mu \frac{e}{2m_\mu} \vec{S} \quad (1.17)$$

с гиромангнитным отношением $g_\mu = 2$. Сравнение наблюдаемого и предсказанного значения очень важно для проверки квантовой электродинамики (QED). Квантовые эффекты приводят нас к небольшому отклонению от $g_\mu = 2$, который параметризуется аномальным магнитным моментом [30, 31]

$$a_\mu \equiv \frac{g_\mu - 2}{2}. \quad (1.18)$$

Величина этого параметра может быть точно измерена и, следовательно, сравнение эксперимента и теории проверяет СМ на квантово-петлевом уровне. Экспериментальные данные по аномальному магнитному моменту мюона указывают на небольшое отклонение от СМ порядка 2σ . Надежный кандидат для его объяснения - суперсимметрия [32, 33].

1.3.4. Проблема космологической постоянной

Эйнштейн изменил свои первоначальные уравнения поля, включив в них космологическую постоянную Λ , пропорциональную метрике пространства-времени.

$$\mathcal{R}_{\mu\nu} - \frac{1}{2}\mathcal{R}g_{\mu\nu} + g_{\mu\nu}\Lambda = \frac{8\pi G}{c^4}T_{\mu\nu} \quad (1.19)$$

Космологическая постоянная впервые была введена, чтобы позволить Вселенной не расширяться или сжиматься. Это была неудачная попытка, так как из наблюдений Эдвина Хаббла оказалось, что наша Вселенная расширяется.

Несмотря на мотивацию Эйнштейна для введения космологической постоянной, наличие такого параметра в уравнениях ничему не противоречит. В течение многих лет космологическая постоянная была почти повсеместно положена равной нулю. Тем не менее, согласно с недавними астрофизическими экспериментами, положительное значение Λ необходимо, чтобы объяснить ускорение Вселенной [34]. Эйнштейн думал, что космологическая постоянная - независимый параметр. Однако, Λ в уравнении поля можно переместить в правую часть равенства и записать в виде вклада в тензор энергии-импульса:

$$T_{\mu\nu}^{(\text{vacuum})} = -\frac{\Lambda c^4}{8\pi G}g_{\mu\nu}. \quad (1.20)$$

В результате плотность энергии вакуума

$$\rho_{(\text{vacuum})} = \frac{\Lambda c^2}{8\pi G}. \quad (1.21)$$

постоянна. Существование космологической постоянной, таким образом, эквивалентно существованию ненулевой энергии вакуума. Таким образом, термины “космологическая постоянная” и “энергия вакуума” в настоящее время используются как взаимозаменяемые в общей теории относительности. Оценивая характерные вклады в плотность энергии вакуума в рамках СМ мы приходим к выводу, что наблюдаемое значение на сотни порядков меньше, чем типичные теоретические оценки, что и приводит к проблеме космологической постоянной [35].

1.4. Минимальная Суперсимметричная Стандартная Модель

В основе минимального суперсимметричного расширения СМ (МС-СМ) лежит симметрией, связывающая между собой бозоны и фермионы. Суперсимметрия нацелена объединить все силы в природе, включая гравитацию. Она возникает из обобщения алгебры Пуанкаре и смешивает представления с различными спинами [36].

Соотношения, которые связывают состояния бозонов и фермионов, даются следующими уравнениями:

$$\bar{Q}|\text{бозон}\rangle = |\text{фермион}\rangle \quad Q|\text{фермион}\rangle = |\text{бозон}\rangle \quad (1.22)$$

Уравнения 1.22 указывают, что бозоны коммутируют между собой и фермионы анти-коммутируют. Это представление нужно чтобы построить суперсимметричное обобщение стандартной модели в котором СМ остается низко-энергетической теорией. Такое обобщение обосновано мягким нарушением суперсимметрии квантовой теории поля. Суперсимметрия является надежным кандидатом чтобы решить некоторые проблемы СМ и теорий типа Великого объединения. Мотивации суперсимметрии следующие:

- **Объединение с гравитацией:** Общая идея заключается в объединении всех сил природы, включая квантовую гравитацию. Гравитон имеет спин 2, в то время как другие калибровочные бозоны (фотон, глюоны, W- и Z-бозоны слабых) имеют спин 1. Таким образом, они соответствуют различным представлениям алгебры Пуанкаре. “Смешивать” их можно с помощью преобразований суперсимметрии. Начиная с гравитона со спином 2, применяя генераторы суперсимметрии, получаем следующую спиновую цепь:

$$\text{spin } 2 \rightarrow \text{spin } \frac{3}{2} \rightarrow \text{spin } 1 \rightarrow \text{spin } \frac{1}{2} \rightarrow \text{spin } 0. \quad (1.23)$$

Таким образом, частичное объединение материи (фермионов) с силами (бозонами) естественно возникает из попытки объединить гравитацию с другими взаимодействиями. Используя бесконечно малые преобразования $\delta_\epsilon = \epsilon^\alpha Q_\alpha$, $\bar{\delta}_\epsilon = \bar{Q}_{\dot{\alpha}} \bar{\epsilon}^{\dot{\alpha}}$, и фундаментальное соотношение алгебры суперсимметрии

$$\{Q_\alpha, \bar{Q}_{\dot{\alpha}}\} = 2\sigma_{\alpha\dot{\alpha}}^\mu P_\mu \quad (1.24)$$

где Q и \bar{Q} - генераторы суперсимметричного преобразования и P_μ - генератор параллельного переноса (четырёхимпульс), получаем

$$[\delta_\epsilon, \bar{\delta}_{\bar{\epsilon}}] = 2(\epsilon\sigma^\mu\bar{\epsilon})P_\mu, \quad (1.25)$$

где ϵ и $\bar{\epsilon}$ - параметры преобразования. Если выбираем ϵ локальными, т.е., функциями точки пространственно-временного континуума $\epsilon = \epsilon(x)$, тогда уравнение 1.25 означает, что антикоммутиацию двух локальных суперсимметричных преобразований есть локальный параллельный перенос. Отсюда следует, что теория инвариантна относительно локальных преобразований координат - общая теория относительности. Таким образом, делая суперсимметрию локальной, естественно, получается общая теория относительности (теория гравитации, супергравитация) [37, 38, 39, 40, 41].

- **Объединение констант калибровочных взаимодействий на шкале теории великого объединения (ТВО):** Известно, что в калибровочных теориях возникает явление бегущей константы связи, то есть значение константы взаимодействия изменяется в зависимости от того, на каком энергетическом масштабе наблюдается взаимодействие. СМ основана на трёх различных калибровочных группах. Значения констант этих групп различны на малых энергиях, и с увеличением энергии они меняются. На энергетическом масштабе порядка 100 ГэВ две константы становятся одинаковыми (явление электрослабого объединения). На энергетическом масштабе 10^{16} ГэВ все три константы сходятся примерно к одному значению, но в СМ они не могут стать равными друг другу. То есть, строго говоря, в рамках СМ «великое объединение» (электрослабого и сильного взаимодействия) невозможно. Поправки за счёт новых полей МССМ меняют вид энергетической эволюции констант, так что они могут сойтись в одну точку.

Согласно с гипотезой великого объединения калибровочная симметрия увеличивается с увеличением энергией [42]. Все известные взаимодействия оказываются “ветвями” одного уникального взаимодействия, которому соответствует одна калибровочная группа. Объединение (или нарушение) происходит на масштабе ТВО. Чтобы достигнуть этого, нужно знать, как меняются константы связи с энерги-

ей. Это изменение дается уравнениями ренормализационной групп. В СМ константы связи сильного и слабого взаимодействий связаны с неабелевыми калибровочными группами и уменьшаются с энергией. Однако, константа связи электромагнитного взаимодействия, связана с абелевой калибровочной группой, поэтому увеличивается с энергией. Таким образом, вполне возможно, что на каком-то масштабе энергий они равны.

Как уже было упомянуто, СМ имеет три калибровочные симметрии: цветовую $SU(3)$, слабого изоспина $SU(2)$ и гиперзаряда $U(1)$. Из-за перенормировки константы связи каждой из этих симметрий меняются в зависимости от энергии, при которой они измеряются. Около 10^{19} ГэВ эти константы становятся примерно равными. Это привело к предположению, что выше этой энергии три калибровочные симметрии СМ объединены в одну с простой группой калибровочной группой и только одной константой связи. Ниже этой энергии симметрия спонтанно нарушена до стандартных симметрий модели. Популярным выбором для объединяющей группы является специальная унитарная группа в пяти измерениях $SU(5)$ и специальная ортогональная группа в десяти измерениях $SO(10)$.

Теории, которые объединяют симметрии СМ таким образом, называются теориями Великого объединения (ТВО) (или англ. Grand Unification Theories — GUT), а масштаб энергий, при которых единая симметрия нарушается, называется масштабом ТВО. В общем, теории Великого объединения предсказывают создание магнитных монополей в ранней Вселенной и нестабильность протона. Эти предсказания, несмотря на интенсивный поиск, не подтверждаются экспериментально, и это налагает ограничения на возможные ТВО.

После точного измерения констант связи $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ стало возможным численно проверить объединение. Три константы связи,

которые надо сравнивать:

$$\begin{aligned}\alpha_1 &= \frac{5}{3(4\pi)} g'^2 = \frac{5\alpha}{3 \cos^2 \theta_W}, \\ \alpha_2 &= \frac{g^2}{4\pi} = \frac{\alpha}{\sin^2 \theta_W}, \\ \alpha_3 &= \frac{g_s^2}{4\pi}\end{aligned}\tag{1.26}$$

где g' , g и g_s - константы связи групп $SU(3)$, $SU(2)$ и $U(1)$. α - постоянная тонкой структуры. Коэффициент $5/3$ в уравнении α_1 был включен для правильной нормировки генераторов.

В схеме модифицированного минимального вычитания (\overline{MS}) значения констант связи при энергии Z^0 получены из Большого электрон-позитронного коллайдера и “Tevatron”: $\alpha^{-1}(M_Z) = 128 \pm 0.027$ $\sin^2 \theta_{\overline{MS}} = 0.23146 \pm 0.00017$ $\alpha_s = 0.1184 \pm 0.0031$. Отсюда следует: $\alpha_1(M_Z) = 0.017$ $\alpha_2(M_Z) = 0.034$ $\alpha_3(M_Z) = 0.118 \pm 0.003$.

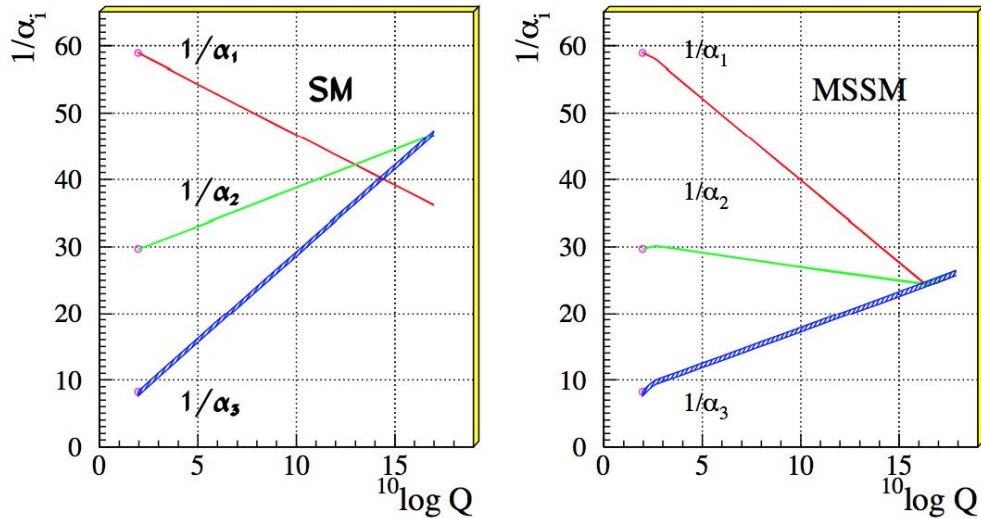


Рис. 1.2. Эволюция трёх обратных констант в СМ (слева) и в суперсимметричном расширении Стандартной модели (МССМ) (справа) [43].

Предполагая, что СМ работает вплоть до масштаба объединения, мы можем использовать известные уравнения ренормализационной группы (РГ) для этих трех констант связи. В ведущем порядке РГ урав-

нения даются

$$\frac{d\tilde{\alpha}_i}{dt} = b_i \tilde{\alpha}_i^2, \quad \tilde{\alpha}_i = \frac{\alpha_i}{4\pi}, \quad t = \log \left(\frac{Q^2}{\mu^2} \right), \quad (1.27)$$

где коэффициент в Стандартной модели - $b_i = (41/10, -19/6, -7)$.

Решение для уравнений 1.27:

$$\frac{1}{\tilde{\alpha}_i(Q^2)} = \frac{1}{\tilde{\alpha}_i(\mu^2)} - b_i \log \left(\frac{Q^2}{\mu^2} \right). \quad (1.28)$$

Решение показано на рисунке 1.2. Эволюция обратных констант связи является функцией логарифма энергии. В этих переменных эволюция в первом порядке становится прямой линией. Поправки второго порядка малы и не вызывает никаких видимых отклонений от прямой линии. Рисунок 1.2 ясно показывает, что в СМ объединение констант в одной точке невозможно. Это исключено более восьми стандартными отклонениями. Этот результат означает, что объединение может быть получен только при учете новой физики между масштабами электрослабого взаимодействия и Планка.

В случае суперсимметрии, угловые коэффициенты модифицируются. Коэффициенты b_i в уравнении 1.27 теперь $b_i = (33/5, 1, -3)$. Предполагаем, что суперсимметричные частицы эффективно внесут вклады в бег констант связи только при энергиях больших, чем энергетическая шкала суперсимметрии. Оказывается, что в рамках суперсимметричной модели может быть получено идеальное объединение (см рис. 1.2. Из условия объединения, находим

$$\begin{aligned} M_{SUSY} &= 10^{3.4 \pm 0.9 \pm 0.4} \text{ GeV}, \\ M_{GUT} &= 10^{15.8 \pm 0.3 \pm 0.1} \text{ GeV}, \\ \alpha_{GUT}^{-1} &= 26.3 \pm 1.9 \pm 1.0 \end{aligned} \quad (1.29)$$

для шкалы суперсимметрии (M_{SUSY}) и точки объединения (M_{GUT}) [43]. Первая ошибка происходит из-за неопределенности в константе связи, а вторая ошибка из-за неопределенности в расщеплении масс между суперсимметричными частицами. Это наблюдение можно рассматривать в качестве первого “доказательства” суперсимметрии, особенно из-за масштаба M_{SUSY} , значение которого было найдено в области, предпочтительной с точки зрения аргументов тонкой настройки.

- **Решение проблемы калибровочной иерархии:** Одно из её проявлений — величина радиационных поправок к массе бозона Хиггса. В рамках СМ поправки к массе скалярного поля имеют квадратичную форму и оказываются существенно больше, чем масса поля, входящая в лагранжиан. Для сокращения таких поправок к массе Хиггса параметры СМ должны иметь очень точно определённые значения. В рамках МССМ поправки, как к фермионным массам, так и скалярным, имеют логарифмическую форму, и их сокращение происходит более естественно, но требует точной суперсимметрии. Кроме того, данное решение проблемы иерархии предполагает, что массы суперпартнёров не могут быть больше, чем несколько сотен ГэВ. Этот аргумент позволяет ожидать открытие суперсимметрии на коллайдере БАК [29, 36].
- **Мотивации в астрофизике и космологии:** В астрофизике наблюдаются явления, указывающие на существование тёмной материи. В МССМ естественно возникает кандидат на объяснение этого феномена — нейтралино, нейтральная стабильная частица [44, 45, 46].

Основная физическая модель современной физики высоких энергий, т.е. СМ, не является суперсимметричной, но может быть расширена до суперсимметричной теории. Минимальное суперсимметричное расширение Стандартной модели называется МССМ. В МССМ необходимо добавить дополнительные поля так, чтобы получился суперсимметричный мультиплет для каждого поля СМ. Для материальных фермионных полей — кварков и лептонов — нужно ввести скалярные поля - скварки и слептоны, для векторных бозонных полей — глюонов, фотонов, W - и Z -бозонов — вводятся фермионные поля глюино, фотино, зино и вино. Чтобы нарушать электрослабую симметрию в МССМ нужно ввести 2 хиггсовских дуплета (в обычной СМ вводится один хиггсовский дуплет), то есть в МССМ возникает 5 хиггсовских степеней свободы — заряженный бозон Хиггса (2 степени свободы), лёгкий и тяжёлый скалярный бозон Хиггса и псевдоскалярный бозон Хиггса.

В любой реалистической суперсимметричной теории должен присутствовать сектор, нарушающий суперсимметрию. В настоящее время рассматриваются несколько вариантов механизмов нарушения суперсимметрии

- Гравитационное посредничество (SUGRA): Нарушение суперсимметрии, основанное на взаимодействии с гравитацией [47, 48, 49, 50]
- Калибровочное посредничество: Нарушение за счёт взаимодействия с дополнительными калибровочными полями (с зарядами по группе SM) [51, 52];
- Аномальное посредничество: Нарушение, также использующее взаимодействие с гравитацией, но с применением конформных аномалий [53, 54]
- Гейджинное посредничество [55, 56]

С точки зрения низкоэнергетической физики наиболее просто и экономно нарушить суперсимметрию путем введения в модель так называемых мягких нарушающих членов.

MSSM может быть построена следующим образом. Сначала выбирается калибровочная группа теории. Это - группа SM $G = SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$. Затем, определяется, какие компоненты полей материи исходной теории будут входить в левые киральные скалярными суперполями. Эти новые суперполя имеют такие же квантовые числа как и в SM. В суперсимметричном расширении сектор Хиггса состоит из двух левых киральных скалярных суперполей, обладающих противоположным гиперзарядом. Далее задается форма суперпотенциала \hat{f} . Наконец, находится суперсимметричный Лагранжиан, исходя из следующего общего выраже-

ния:

$$\begin{aligned}
\mathcal{L} &= \mathcal{L}_{GK} + \mathcal{L}_{\text{калибровочный}} + \mathcal{L}_F + \mathcal{L}_{FI:D-term} \\
&+ \frac{i}{2} \bar{\lambda}_A \not{\partial} \lambda_C - \frac{1}{4} F_{\mu\nu A} F_A^{\mu\nu} + \frac{1}{2} \mathcal{D}_A \mathcal{D}_A \quad \rightarrow \mathcal{L}_{GK} \\
&+ \left[\frac{i}{2} \bar{\psi} \not{\partial} \psi + (D_\mu \mathcal{S})^\dagger (D^\mu \mathcal{S}) + \mathcal{F}^\dagger \mathcal{F} - g \mathcal{S}^\dagger t \cdot \mathcal{D} \mathcal{S} \right. \\
&+ \left. \left(-\sqrt{2} g \mathcal{S}^\dagger t_A \bar{\lambda}_A \frac{1-\gamma_5}{2} \psi + \text{h.c.} \right) \right] \quad \rightarrow \mathcal{L}_{\text{калибровочный}} \\
&+ \left[-i \sum_i \frac{\partial \hat{f}}{\partial \hat{\mathcal{S}}_i} \Big|_{\hat{\mathcal{S}}=S} \mathcal{F}_i - \frac{1}{2} \sum_{i,j} \frac{\partial^2 \hat{f}}{\partial \hat{\mathcal{S}}_i \partial \hat{\mathcal{S}}_j} \Big|_{\hat{\mathcal{S}}=S} \bar{\psi}_i P_L \psi_j + i \sum_i \left(\frac{\partial \hat{f}}{\partial \hat{\mathcal{S}}_i} \right)^\dagger \Big|_{\hat{\mathcal{S}}=S} \mathcal{F}_i^\dagger \right. \\
&- \left. \frac{1}{2} \sum_{i,j} \left(\frac{\partial^2 \hat{f}}{\partial \hat{\mathcal{S}}_i \partial \hat{\mathcal{S}}_j} \right)^\dagger \Big|_{\hat{\mathcal{S}}=S} \bar{\psi}_i P_R \psi_j \right] \quad \rightarrow \mathcal{L}_F \\
&+ \xi_p \mathcal{D}_p \quad \rightarrow \mathcal{L}_{FI:D-term} \tag{1.30}
\end{aligned}$$

где ξ_p - константа связи размерности $[\xi_p] = 2$, $F_{\mu\nu A} = \partial_\mu V_{\nu A} - \partial_\nu V_{\mu A} - g f_{ABC} V_{\mu B} V_{\nu C}$, $(\mathcal{D}\lambda)_A = \not{\partial} \lambda_A + ig(t_B^{adj} \mathcal{V}_B)_{AC} \lambda_C$, $D_\mu \mathcal{S} = \partial_\mu \mathcal{S} + igt \cdot V_\mu \mathcal{S}$ и $(D_\mu \mathcal{S})^\dagger = (\partial_\mu \mathcal{S})^\dagger - ig \mathcal{S}^\dagger t \cdot V_\mu$.

Поле	$SU(3)_C$	$SU(2)_L$	$U(1)_Y$
$\hat{L} = \begin{pmatrix} \hat{\nu}_{eL} \\ \hat{e}_L \end{pmatrix}$	1	2	-1
\hat{E}^c	1	1	2
$\hat{Q} = \begin{pmatrix} \hat{u}_L \\ \hat{d}_L \end{pmatrix}$	3	2	1/3
\hat{U}^c	3*	1	-4/3
\hat{D}^c	3*	1	2/3
$\hat{H}_u = \begin{pmatrix} \hat{h}_u^+ \\ \hat{h}_u^0 \end{pmatrix}$	1	2	1
$\hat{H}_d = \begin{pmatrix} \hat{h}_d^- \\ \hat{h}_d^0 \end{pmatrix}$	1	2*	-1

Таблица 1.4. Суперполя материи и Хиггса в МССМ (для одного поколения), а также их квантовые числа относительно калибровочной группы СМ.

1.5. Проблемы МССМ

Есть несколько проблем и в МССМ - большинство из них связаны с пониманием параметров и их значений.

1.5.1. Проблема μ -параметра

Суперсимметричный параметер Хиггса μ появляется как коэффициент перед $\mu H_u H_d$ в потенциале. Этот член необходим, чтобы ввести массы для фермионных суперпартнеров бозонов Хиггса (Хиггсино). Кроме того, μ входит в скалярный потенциал для полей Хиггса. Чтобы у H_u и H_d возникли ненулевые вакуумные средние в результате электрослабого нарушения симметрии, μ должно быть порядка электрослабого масштаба, что на много порядков меньше, чем масштаб Планка (естественная шкала обрезания - шкала "cutoff"). Члены мягкого нарушения суперсимметрии тоже должны быть того же порядка и сравнимы с электрослабым масштабом. Это приводит к проблеме натуральности: Почему эти шкалы гораздо меньше, чем масштаб Планка? Почему соответствующие шкалы оказываются так близко друг от друга, в то время как члены мягкого нарушения суперсимметрии и параметр μ в суперпотенциале имеют различные физические происхождение? Одно из предложенных решений известно как механизм "Giudice-Masiero" [57]. Другие - следующая минимальная суперсимметричная стандартная модель (NMSSM), рассматриваемая в диссертации негеломорфная суперсимметричная стандартная модель (НГССМ) и т.д.

1.5.2. "Малая" проблема иерархии

Хотя суперсимметрия и позволяет решить проблему иерархии, отсутствие ее наблюдаемых проявлений при низких энергиях вновь приводит нас к необходимости использовать тонкую подстройку. Так как суперпартнеры с массами в районе сотен ГэВ - нескольких ТэВ не видны в экспериментах, а точные электрослабые наблюдаемые дают весьма высокое ограничение на шкалу новой физики (более 10 ТэВ), то проблема натуральности возникает снова, однако, уже в меньшем масштабе. Несмотря на сокращение опасных вкладов в массу бозона Хиггса, шкала суперсимметрии M_{SUSY} оказывается слишком большой и масса Хиггса требует некую "маленькую" тонкую настройку [58].

1.5.3. Проблема ароматов и малости фаз CP-нарушения

МССМ содержит несколько источников смешивания ароматов и CP-нарушения помимо матрицы КKM Стандартной модели и сильной CP-нарушающей фазы. Эти дополнительные источники CP-нарушения возникают за счет произвола в выборе мягких членов, которые нарушают суперсимметрии в рамках низко-энергетического эффективного Лагранжана. Однако, фаза в матрице Кобаяши — Маскава очень хорошо описывает CP-нарушение, как видно в экспериментах с мезонами K^0 и в распадах B -мезонов. Экспериментально не обнаружено дополнительного нарушения CP-симметрии, например, в экспериментах, связанных с измерениями электрического дипольного момента. Исходя из этого, можно утверждать, что параметры мягкого нарушения суперсимметрии в МССМ должны (хотя бы приблизительно) обладать универсальностью с точки зрения аромата, а фазы, ответственные за дополнительное CP-нарушение должны быть малы. Это свойства мягких параметров также находят своего объяснения в рамках МССМ.

Должны существовать некоторые коэффициенты дополнительных параметров в Лагранжане МССМ, потому что нет никакого дополнительного смешивания ароматов в SM, которая доным довно предложилась. Эти дополнительные коэффициенты должны быть инвариантными по ароматам, по крайней мере приблизительно. Эта проблема в МССМ связана с проблемой “Малость фаз CP-нарушения” насчёт мягких членов в Лагранжане МССМ. Поэтому подобным образом, как о проблеме “Объединение ароматов”, есть проблема в CP-нарушении. Дополнительные параметры в МССМ должны быть CP инвариантными хотя бы приблизительно. Потому что нет никакого дополнительного нарушения CP в SM. Так что их CP нарушающие фазы должны быть маленькими.

МССМ содержит некоторых источников CP-нарушения вне матрицы КKM Стандартной модели и сильного фазы CP. Эти дополнительные источники CP-нарушения возникают насчёт мягких членов которые нарушают суперсимметрии в рамках низко-энергетического эффективного Лагранжана, и кроме этого они содержат фазы в гейджино массах, в трилинейных скалярных константах связи и в матрицах масс сфермионов. Однако, фаза Кобаяши — Маскавы очень хорошо описывает CP-нарушение как видно в экспериментах с мезонами K^0 и в распадах мезона B . Экспе-

риментально нет других нарушений в симметрии CP , например в чувствительных экспериментах о электрическом дипольном моменте. Исходя из этого факта можно сказать, что нет никаких источников в МССМ чтобы поправлять CP -нарушение.

С другой стороны, экспериментальные ограничения CP -нарушению позволяют учесть некие дополнительные вклады в процессах мезонов которые показывают непрямых нарушений симметрии. Также некоторые дополнительные источники CP -нарушения нужны, чтобы объяснить космологическую барионную асимметрию, которая может возникнуть за счёт фаз в МССМ [59, 60, 61].

ГЛАВА 2. СУПЕРСИММЕТРИЧНОЕ УСИЛЕНИЕ РОЖДЕНИЯ ТЯЖЁЛОГО ХИГГСА

В этой части работы рассматривается сечение рождения тяжёлого бозона Хиггса на БАК в рамках ограниченной минимальной суперсимметричной стандартной модели (CMSSM). Величина сечения может быть увеличена не только за счет большой величины $\tan^2 \beta$, но и в некоторых случаях благодаря вкладам от виртуальных скварков. Сначала рассматривается CMSSM в рамках универсального сценария mSUGRA. Оказывается, что для усиления сигнала необходимы большие отрицательные значения параметра A_0 , которые приводят к противоречию с экспериментальными результатами измерения относительной вероятности распада $b \rightarrow s\gamma$. Чтобы решить эту проблему, универсальность нарушается в хиггсовском секторе. Благодаря этому, оказалось возможным одновременно удовлетворить всем ограничениям и получить относительно большой вклад от виртуальных скварков. Последний позволяет увеличить сечения рождения хиггса при глюонном слиянии в несколько раз.

2.1. Введение

После введения большого адронного коллайдера в эксплуатацию исследование бозона Хиггса и Новой Физики стали особенно актуальными. Известно, что вероятность рождения тяжёлых частиц подавлена их массами, поэтому ожидается, что лёгкие частицы будут обнаружены в первую очередь. Тем не менее, иногда вероятность рождения тяжелых частиц может быть повышена за счет некоторых факторов. Это именно то, что происходит с рождением тяжелого Хиггса в рамках МССМ [62, 63]. Мы изучаем это усиление для случая глюонной слияния и показываем, что не только $\tan \beta$ играет роль, но также есть дополнительный источник повышения вклада благодаря скваркам в петлях. угол В рамках SM рождение бозона Хиггса на адронном коллайдере в основном проходит в процессе глюонной слияния [64]. Именно петлевые треугольные диаграммы (см. Рис. 2.1) да-

ют основной вклад. Это также верно для глюонного слияния в MSSM. в последнем случае, однако, еще более благоприятным является рождения бозона Хиггса с двумя дополнительными b-кварками (две b-струи) [62]. Процесс с b-струями реализуется на древесном уровне и, следовательно, не имеет каких-либо значительных поправок за счет новых виртуальных частиц, что отличает его процессов, возникающих от петлевых диаграмм. Тем не менее, треугольные диаграммы не дают дополнительных b-струй в конечных состояниях и предположительно их можно отличить от процесса $Hb\bar{b}$.

Поскольку мы говорим о новых частиц в петле, их вклад зависит от масс и чем меньше их масса, тем больше вклад. В то же время, вклад от скварков также пропорциональна массе кварков, так что по существу только третье поколение играет главную роль. Для численного анализа нам необходимо знать величины масс скварков и их матрицу смещения. Мы рассматриваем два сценария. В первом случае изучается MSSM с универсальными высокоэнергетическими параметрами (m_0 , $m_{1/2}$, A_0 и $\tan\beta$), находится соответствующий спектр масс и вычисляется сечение для различных точек в пространстве указанных параметров. Далее находятся области, в которых усиление сечения от петель довольно большое. Для этого требуется лёгкие верхние скварки, которые можно получить при очень больших и отрицательных значениях A_t , подразумевающих большие отрицательные A_0 . В найденных областях мы проверяем, удовлетворяются ли различные ограничения, такие как $B \rightarrow X_s\gamma$ [65], $B_s \rightarrow \mu^+\mu^-$ [66, 67], $g - 2$ мюона [68], реликтовая плотность тёмной материи (DM) [69], высокоточные данные для M_W и $\sin^2\theta_{eff}$ [70], а также прямые ограничения на Хиггс и суперпартнёры. Оказывается, что рассматриваемые универсальные сценарии с большим отрицательным A_0 не совместимы с ограничением $b \rightarrow s\gamma$. Чтобы избежать этой проблемы и иметь поперечное сечение на уровне нескольких пикобарн, мы нарушаем универсальность в Хиггсовском секторе и тем самым рассматриваем модель MSSM с неуниверсальными хиггсовскими массами (NUHM) [71]. В качестве дополнительных независимых переменных берутся параметр смешивания хиггсовских суперполей μ и масса CP-нечетного тяжелого бозона Хиггса, m_A .

Наш общий вывод состоит в том, что для относительно лёгкого топ-скварка и умеренно тяжёлого CP-четного бозона Хиггса H_0 возможно по-

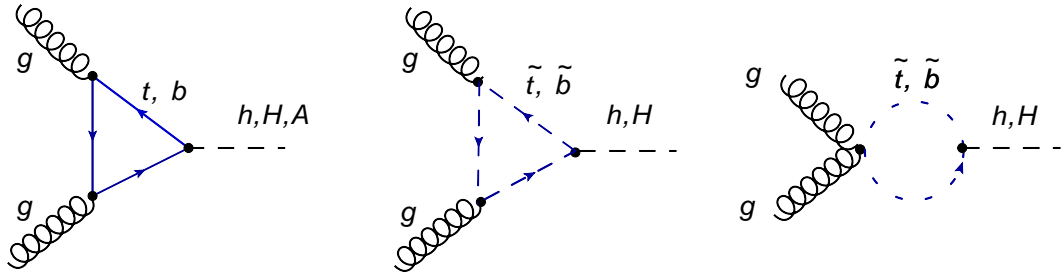


Рис. 2.1. Лидирующие диаграммы для рождения хиггсовских бозонов через глюонное слияние.

лучить существенное повышение вероятности рождения в ограниченной области пространства параметров. Кроме этого, оказывается, что в найденных областях получается заметное сечение для рождения пары верхних скалярных кварков третьего поколения. Данный процесс может представлять интерес в связи с поисками суперсимметричных моделей.

2.2. Сечение рождения тяжёлого Хиггса в MSSM

Диаграммы Фейнмана, описывающие рождение Хиггса в результате глюонной слияния, показаны на Рис.2.1, где последняя соответствует скваркам в промежуточных состояниях. Как уже было сказано ранее, все указанные вклады пропорциональны массам кварков, так что можно ограничиться рассмотрением только третьего поколения.

Сечение для рождения бозона Хиггса с учетом функций распределения глюонов дается следующим уравнением [62, 64, 72]

$$\sigma_{Higgs} = \frac{1}{32} \int_0^1 dx_1 dx_2 g[x_1] g[x_2] |\mathcal{M}_{Higgs}|^2 \frac{2\pi}{m_{Higgs}^2} \delta(E^2 x_1 x_2 - m_{Higgs}^2), \quad (2.1)$$

где $g[x]$ есть функция распределения глюонов внутри протона, которая неявно зависит от шкалы факторизации Q . В нашем случае мы берём её равной массе бозона Хиггса.

Матричные элементы, соответствующие указанным выше диаграм-

мам (при $v = 175$ ГэВ) [73] имеют вид

$$\begin{aligned}
\mathcal{M}_h &= \frac{\alpha_s}{4\pi} \frac{m_h^2}{2\sqrt{2}v} \left(\frac{\cos \alpha}{\sin \beta} F_{1/2}^h \left[\frac{4m_t^2}{m_h^2} \right] - \frac{\sin \alpha}{\cos \beta} F_{1/2}^h \left[\frac{4m_b^2}{m_h^2} \right] \right), \\
\mathcal{M}_H &= \frac{\alpha_s}{4\pi} \frac{m_H^2}{2\sqrt{2}v} \left(\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} F_{1/2}^H \left[\frac{4m_t^2}{m_H^2} \right] + \frac{\cos \alpha}{\cos \beta} F_{1/2}^H \left[\frac{4m_b^2}{m_H^2} \right] \right), \\
\mathcal{M}_A &= \frac{\alpha_s}{4\pi} \frac{m_A^2}{2\sqrt{2}v} \left(\frac{\cos \beta}{\sin \beta} F_{1/2}^A \left[\frac{4m_t^2}{m_A^2} \right] + \frac{\sin \beta}{\cos \beta} F_{1/2}^A \left[\frac{4m_b^2}{m_A^2} \right] \right),
\end{aligned} \tag{2.2}$$

где α представляет собой угол смешивания нейтральным СР-четных бозонов Хиггса, $\tan 2\alpha = \frac{m_A^2 + M_Z^2}{m_A^2 - M_Z^2} \tan 2\beta$ и, как правило, имеет место равенство $\alpha \approx \beta - \pi/2$.

Следует отметить, что по определению $\alpha \in [-\pi/2, 0]$, так что $\sin \alpha < 0$, и знак вклада t -кварка различен для матричных элементов лёгкого h и тяжёлого H бозона Хиггса. Известно, что [62] для легчайшего бозона Хиггса h (с массой $m_h < 400 - 500$ GeV), петли с нижним и верхним кварками интерферируют деструктивно. В отличие от этого, в случае тяжёлого бозона интерференция конструктивна и становится деструктивной только, когда масса тяжёлого бозона превышает 400-500 ГэВ.

Как видно из формулы (2.2), рождение лёгкого бозона Хиггса h почти не зависит от $\tan \beta$, а для тяжёлых бозонов Хиггсов H и A вклад b -кварка увеличивается пропорционально величине $\tan \beta$, в то время как вклад t -кварка подавлен $\tan \beta$. Таким образом, для большого $\tan \beta$ (котором мы интересуемся ради усиления сечения) только b -кварк играет существенную роль.

Учет скалярных кварков приводит к следующим модификациям ам-

плитуд ²:

$$\begin{aligned}
\Delta\mathcal{M}_h &= \frac{\alpha_s}{4\pi} \frac{m_h^2}{2\sqrt{2}v} \left(\frac{\cos\alpha}{\sin\beta} \sum_{i=1,2} \left[1 \pm \frac{\sin 2\theta_t}{2m_t} (A_t + \mu \tan\alpha) \right] \frac{m_t^2}{\tilde{m}_{ti}^2} F_0 \left[\frac{4\tilde{m}_{ti}^2}{m_h^2} \right] \right. \\
&\quad - \frac{\sin\alpha}{\cos\beta} \sum_{i=1,2} \left[1 \pm \frac{\sin 2\theta_b}{2m_b} (A_b + \mu \cot\alpha) \right] \frac{m_b^2}{\tilde{m}_{bi}^2} F_0 \left[\frac{4\tilde{m}_{bi}^2}{m_h^2} \right] \\
&\quad - \sin(\alpha + \beta) \sum_{i=1,2} \left(\frac{1}{2} \left\{ \begin{array}{c} \cos^2 \theta_t \\ \sin^2 \theta_t \end{array} \right\} \mp \frac{2}{3} \sin^2 \theta_W \cos 2\theta_t \right) \frac{M_Z^2}{\tilde{m}_{ti}^2} F_0 \left[\frac{4\tilde{m}_{ti}^2}{m_h^2} \right] \\
&\quad \left. + \sin(\alpha + \beta) \sum_{i=1,2} \left(\frac{1}{2} \left\{ \begin{array}{c} \cos^2 \theta_b \\ \sin^2 \theta_b \end{array} \right\} \mp \frac{1}{3} \sin^2 \theta_W \cos 2\theta_b \right) \frac{M_Z^2}{\tilde{m}_{bi}^2} F_0 \left[\frac{4\tilde{m}_{bi}^2}{m_h^2} \right] \right) 3a) \\
\Delta\mathcal{M}_H &= \frac{\alpha_s}{4\pi} \frac{m_H^2}{2\sqrt{2}v} \left(\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} \sum_{i=1,2} \left[1 \pm \frac{\sin 2\theta_t}{2m_t} (A_t - \mu \cot\alpha) \right] \frac{m_t^2}{\tilde{m}_{ti}^2} F_0 \left[\frac{4\tilde{m}_{ti}^2}{m_H^2} \right] \right. \\
&\quad + \frac{\cos\alpha}{\cos\beta} \sum_{i=1,2} \left[1 \pm \frac{\sin 2\theta_b}{2m_b} (A_b - \mu \tan\alpha) \right] \frac{m_b^2}{\tilde{m}_{bi}^2} F_0 \left[\frac{4\tilde{m}_{bi}^2}{m_H^2} \right] \\
&\quad + \cos(\alpha + \beta) \sum_{i=1,2} \left(\frac{1}{2} \left\{ \begin{array}{c} \cos^2 \theta_t \\ \sin^2 \theta_t \end{array} \right\} \mp \frac{2}{3} \sin^2 \theta_W \cos 2\theta_t \right) \frac{M_Z^2}{\tilde{m}_{ti}^2} F_0 \left[\frac{4\tilde{m}_{ti}^2}{m_H^2} \right] \\
&\quad \left. - \cos(\alpha + \beta) \sum_{i=1,2} \left(\frac{1}{2} \left\{ \begin{array}{c} \cos^2 \theta_b \\ \sin^2 \theta_b \end{array} \right\} \mp \frac{1}{3} \sin^2 \theta_W \cos 2\theta_b \right) \frac{M_Z^2}{\tilde{m}_{bi}^2} F_0 \left[\frac{4\tilde{m}_{bi}^2}{m_H^2} \right] \right) 2.3b)
\end{aligned}$$

$$\Delta\mathcal{M}_A = 0, \quad (2.3c)$$

где параметры смешивания скваров и углы даются выражениями

$$X_b = A_b - \mu \tan\beta, \quad X_t = A_t - \mu \cot\beta, \quad \sin 2\theta_q = \frac{2m_q X_q}{\tilde{m}_{q1}^2 - \tilde{m}_{q2}^2}, \quad (2.4)$$

в которых верхний индекс соответствует первому скварку и нижний индекс соответствует второму скварку.

Заметим, что из-за наличия в формулах массы кварка в квадрате и $\tan\beta$, главный вклад идет не от b-скварка, а от t-скварка. Функции,

²с учетом исправления некоторых опечаток в ссылке [73].

входящие в (2.2,2.3), $F_{1/2}^{h,H,A}$ и F_0 , определены в работе [74],

$$\begin{aligned}
F_{1/2}^{h,H}[x] &= -2x(1 + (1-x)f(x)), \\
F_{1/2}^A[x] &= -2xf(x), \\
F_0[x] &= x(1 - xf(x)), \\
f(x) &= \theta(x-1)\left[\text{ArcTan}\frac{1}{\sqrt{x-1}}\right]^2 + \theta(1-x)\left[\frac{i}{2}\text{Log}\left(\frac{1+\sqrt{1-x}}{1-\sqrt{1-x}}\right) + \frac{\pi}{2}\right]^2.
\end{aligned} \tag{2.5}$$

Легко показать, что $F_{1/2}^{h,H,A}$ и F_0 - комплексные функции одного аргумента, причем мнимая часть возникает начиная с порога, соответствующего $m_{q_i} = m_{Higgs}/2$ (см. Рис. 2.2). На пороге модуль функции F_0 максимален, что приводит к наибольшему вкладу от скварков. Таким образом, желаемое усиление сечения достигается на пороге, когда масса t-скварка и тяжёлого бозона Хиггса отличается фактором 1/2.

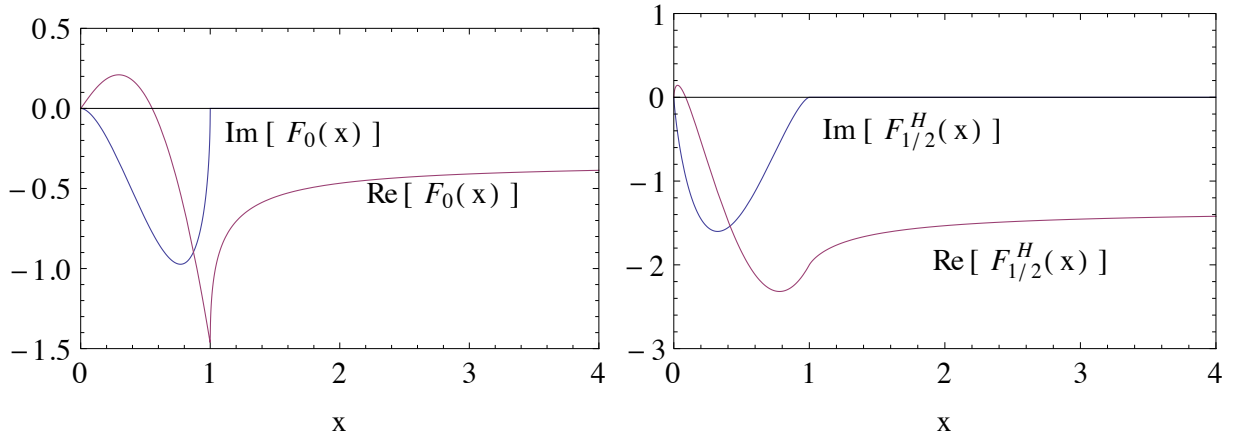


Рис. 2.2. Зависимость функций $F_0(x)$ и $F_{1/2}^H(x)$ от x .

Во всех указанных формулах величины бегущих масс кварков и α_s должны быть вычислены на шкале m_{Higgs} . Далее для нахождения необходимых низкоэнергетических бегущих параметров используется общедоступный код SOFTSUSY[75], который не только делает ренормгрупповую эволюцию, но и включает в себя важные пороговые эффекты, в частности, для массы b-кварка. Последняя крайне важна для нашего анализа.

2.3. Мягкое нарушение суперсимметрии в рамках универсальности

Рассмотрим наиболее простые сценарии, основанные на mSUGRA. При этом в MSSM остается четыре дополнительных параметра: $m_0, m_{1/2}, A_0$ и $\tan \beta$. Знак μ предполагается положительным из-за суперсимметричного вклада в $g - 2$ мюона [68]. В дальнейшем мы фиксируем $\tan \beta$ в районе $30 \div 50$. Данный выбор обусловлен, с одной стороны, усилением сечения рождения бозона Хиггса и, с другой стороны, ограничением на реликтовую плотность тёмной материи во Вселенной, интерпретируемой как суперсимметричную слабовзаимодействующую массивную частицу (SUSY WIMP) [76]. Результаты представлены в плоскости $m_0, m_{1/2}$ при различных значениях A_0 и $\tan \beta$. Как будет показано, величина параметра A_0 должна быть большой и он играет существенную роль при рассмотрении вклада от скварка.

Мы выполняли вычисление эффективного поперечного сечения в соответствии с уравнениями (2.1-2.3) с учетом функции распределения глюонов MSTW2008-LO [77, 78, 79], у которой энергетическая шкала - $Q \sim m_A \sim m_H$. Известно, что результат, полученный в лидирующем порядке теории возмущений, может существенно поменяться за счет включения (Супер)КХД поправок в высших порядках [72]. Эффект следующего за лидирующим (NLO) порядка³ обычно представляется в форме, так называемых К-факторов

$$K = \frac{\sigma_{\text{NLO}}}{\sigma_{\text{LO}}}. \quad (2.6)$$

При малых значениях $\tan \beta$ К-фактор может повысить поперечное сечение на 100%. Однако, выясняется, что в случае большого $\tan \beta$ К-факторы для тяжелых бозонов Хиггса гораздо меньше ($K = 1.1 - 1.2$) и сопоставимы с общей теоретической неопределенности результата NLO [86]. Поскольку мы изучаем повышение сечения в несколько раз эти тонкости игнорируются здесь, несмотря на их важность для более точного анализа.

Как уже было сказано выше, для расчета спектра суперпартнеров и нахождения других параметров на низкой по заданным высокоэнергетическим величинам использовались уравнения ренормализационной группы, которые реализованы в коде SOFTSUSY 3.1.6 [75]. Нами были вы-

³В действительности, NNLO [80, 81] и даже N³LO [82, 83, 84, 85]

браны три характерные точки в $m_0, m_{1/2}$ -плоскости с постоянными параметрами $(m_0, m_{1/2}) = (900, 300)$ ГэВ, $(m_0, m_{1/2}) = (1100, 300)$ ГэВ, и $(m_0, m_{1/2}) = (1700, 200)$ ГэВ, соответственно. Параметр A_0 мог быть и положительным и отрицательным. Этот выбор диктуется, с одной стороны, необходимостью малости массы t-скварка который даст основной вклад в сечение и, с другой стороны, другими физическими ограничениями на пространство параметров [30].

Для трех указанных характерных точек на Рис. 2.3 построена зависимость полного сечения рождения тяжелого бозона Хиггса с учетом скварков $\sigma_{q+\tilde{q}}$ и его отношение к сечению без учета последних σ_q . Самый большой вклад в сечение $\sigma_{q+\tilde{q}}$ получается от петли с легчайшим t-скварком \tilde{t}_1 и составляет почти 99% от полной поправки. Вклад от \tilde{t}_2 подавлен тяжелой массой $m_t^2/\tilde{m}_{t_2}^2$, а вклад от b-скварков — отношением m_b^2/\tilde{m}_b^2 . Желаемое усиление за счет вклада скварка достигается с помощью слагаемых в (2.3b), пропорциональных $\sin 2\theta_t$. Большое усиление может быть получено только при больших и отрицательных значениях A_0 . Трилинейная бегущая константа связи мягкого нарушения A_t , начиная эволюцию со значения A_0 при высоких энергиях, стремится к фиксированной инфракрасной точке на низкой шкале [87], которая всегда является отрицательной. В результате, абсолютное значение A_t минимально для положительного A_0 и максимально для отрицательного A_0 . В то же время смешивание t-скварков пропорционально A_t и большее смешивание приводит к меньшей массе легчайшего t-скварка $\tilde{m}_{t_1}^2$ и, что, в свою очередь, приводит к большему эффективному поперечному сечению. Таким образом, отрицательные значения A_0 являются благоприятными.

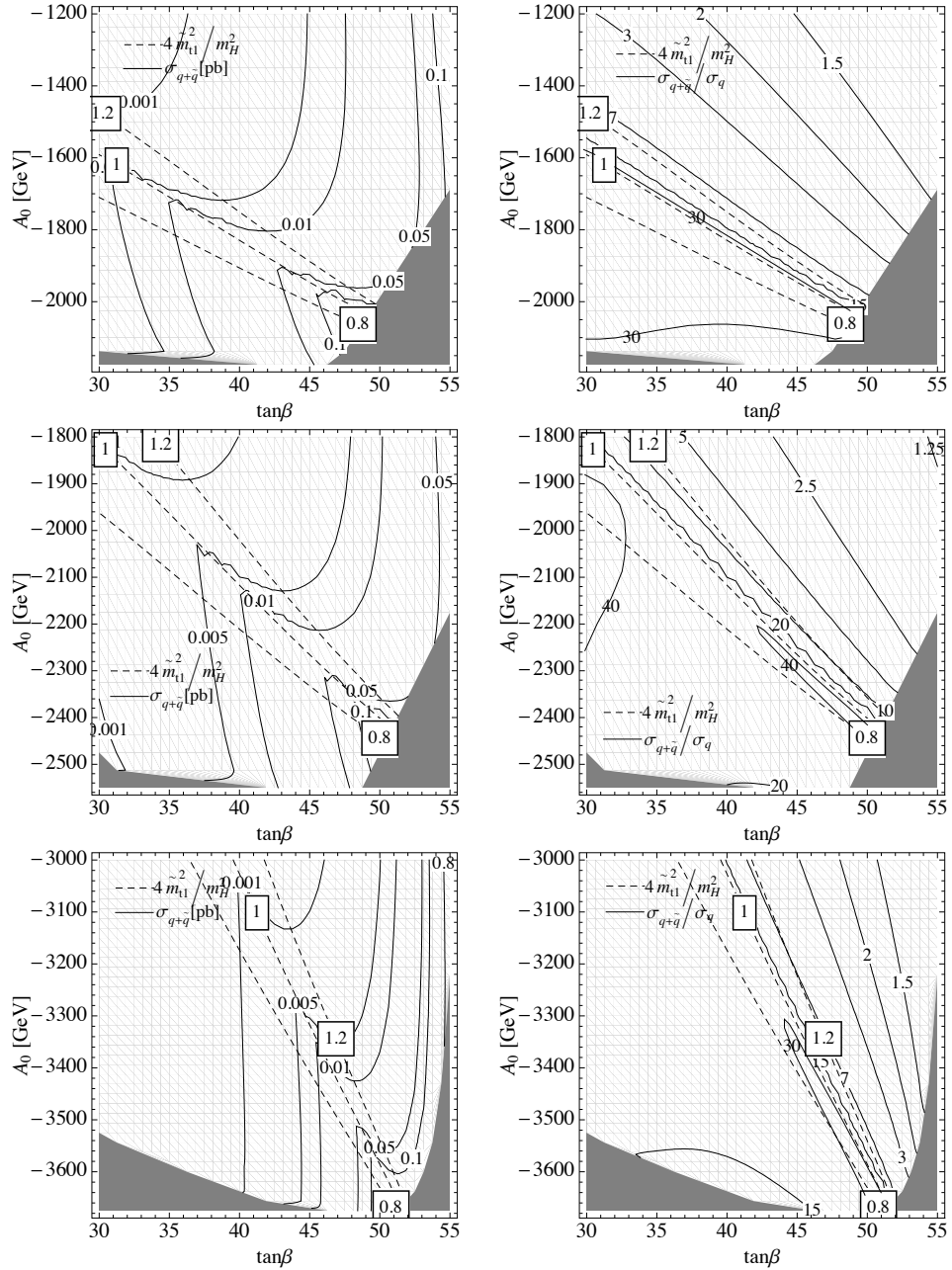


Рис. 2.3. Сечение рождения тяжёлого бозона Хиггса в результате слияния глюонов (слева), а также отношение суммарного вклада от скварковых и кварковых петель к величине чисто кваркового вклада (справа) как функции A_0 и $\tan\beta$. Рассмотрены точки (сверху вниз) $(m_0, m_{1/2}) = (900, 300)$ ГэВ, $(m_0, m_{1/2}) = (1100, 300)$ ГэВ, и $(m_0, m_{1/2}) = (1700, 200)$ ГэВ, соответственно. Штрих-пунктир соответствует значению отношения $4\tilde{m}_{t1}^2/m_H^2$. На пороге $4\tilde{m}_{t1}^2/m_H^2 = 1$ и усиление максимально. Серые области запрещены из-за возникновения в спектре заряженной легчайшей суперсимметричной частицы (ЛСЧ) или тахиона.

Из Рис. 2.3 очевидно, что наибольшая величина отношения $R_H \equiv \sigma_{q+\bar{q}}/\sigma_q$, а также полного сечения $\sigma_{q+\bar{q}}$ достигается вдоль прямых линий, соответствующих резонансному случаю $4\tilde{m}_{t1}^2/m_H^2 = 1$. Это происходит благодаря свойствам вышеупомянутых функций F_0 и $F_{1/2}^H$ и тому факту, что амплитуды скварков и кварков интерферируют конструктивно на пороге при $A_t < 0$.

Таким образом, оказывается возможным получить значительное усиление благодаря легкому t-скварку в петле. Полное сечение достигает доли пикобарн (пб), что открывает возможность более раннего обнаружения бозона Хиггса. Слабое место данного анализа является необходимость больших отрицательных значений A_0 , что кажется, противоречит фитам [76] для коэффициента распада $b \rightarrow s\gamma$ при больших $\tan\beta$. Оказывается, что для рассмотренных областей коэффициент относительная вероятность рас $\text{BR}(B \rightarrow X_s\gamma) \simeq 10^{-5}$, что на порядок меньше экспериментального значения $(3.55 \pm 0.24 \pm 0.09) \times 10^{-4}$ [65]. Тщательный анализ проблемы показал, что для отрицательного A_0 вклад от чарджино и t-скварка [88, 89] в Вильсонский коэффициент C_7 , соответствующий эффективно-му оператору $O_7 = e^2/(16\pi^2)m_b(\bar{s}_L\sigma^{\mu\nu}b_R)F_{\mu\nu}$, который определяет скорость распада $b \rightarrow s\gamma$ в лидирующем порядке, стремиться скомпенсировать вклад от заряженного бозона Хиггса и W-бозона. В рассмотренных сценариях поправка C_7^X за счет чарджино имеет такой же порядок величины как и сумма $C_7^W + C_7^H$ от заряженного Хиггса и W-бозона. Так как $\text{BR}(B \rightarrow X_s\gamma)_{\text{LO}} \propto |C_7|^2$, можно сразу же сделать вывод, что соответствующий брэнчинг ниже, чем в СМ. Более того, оказывается, что удовлетворить ограничение от реликтовую плотность темной материи также трудно в рассматриваемых областях, а ненаблюдение редкого распада $B_s \rightarrow \mu^+\mu^-$ [66, 67] “закрывает” наиболее интересную область с $\tan\beta \gtrsim 45$.

Для преодоления вышеупомянутой трудности с $b \rightarrow s\gamma$ мы рассмотрели случай положительных A_0 , при которых все поправки к C_7 имеют одинаковый знак и есть хороший шанс иметь надлежащее значение брэнчинга. Тем не менее, в универсальном сценарии с положительным A_0 нельзя одновременно получить сильное увеличение сечения и достаточно большое абсолютное значения вероятности рождения тяжёлого Хиггса. Например, выбирая низкое значение $m_{1/2} \simeq 200$ ГэВ и умеренные значения $m_0 \simeq 500 - 600$ ГэВ и $\tan\beta \simeq 25 - 30$, мы можем опустить массу лег-

чайшего t-скварка ниже 200 ГэВ при условии $A_0 \simeq 2000$ ГэВ. Однако, для этого набора параметров масса Хиггса оказывается слишком большая, т.е. $m_H \gg \tilde{m}_{t1}$, и, следовательно, полное эффективное поперечное сечение становится слишком маленьким.

Другая возможность решения указанной проблемы является усиление вклад петли чарджино-t-скварк, так что $|C_7^X|$ становится на порядок больше, чем $|C_7^W + C_7^H|$. Этот эффект сильно зависит от величины параметра μ , который влияет на массы и смешивание чарджино. В рассматриваемых регионах параметров (mSUGRA), получается $\mu \sim 1$ ТэВ и C_7^X подавлено.

Очевидно, что чтобы спасти ситуацию и найти разумные феноменологические следствия учета вкладов от скварков, мы вынуждены нарушить универсальность для массы Хиггса и рассмотреть модель NUHM [71].

2.4. Мягкое нарушение суперсимметрии в рамках неуниверсальности

Неуниверсальность в секторе Хиггса параметризуется полюсной массой CP-нечетного тяжёлого бозона Хиггса m_A и бегущим параметром μ на шкале SUSY (сценарий NUHM). Новые параметры дают нам возможность преодолеть вышеупомянутые трудности универсальных сценариев как для отрицательного, так и для положительного A_0 . Для сценариев с большим $\tan \beta$, $m_H \simeq m_A$ и у нас есть достаточно свободы, чтобы получить значительное повышение в сечении $\sigma_{gg \rightarrow H}$ за счет изменения m_A . Кроме того, поскольку мы также можем настроить параметр μ , оказывается возможным удовлетворить ограничению она $b \rightarrow s\gamma$ путем увеличения вклада от чарджино, упомянутого в предыдущем разделе.

В первую очередь, мы рассматриваем случай с отрицательным A_0 и пытаемся найти область, которая удовлетворяет всем выше упомянутым экспериментальным ограничениям. Для увеличения вклада чарджино в распад $b \rightarrow s\gamma$ необходимо уменьшить значение параметра μ . Это, в свою очередь, понижает характерное значение для массы t-скварка. Как следствие, лёгкий t-скварк может стать ЛСЧ или даже тахионом при очень больших значениях $|A_0|$, выбранных в предыдущем разделе. Данное рассуждение оправдывает выбранные нами значения A_0 , которые приведены ниже.

В качестве характерной точки был использован следующий набор параметров NUHM $m_{1/2} = 250$ ГэВ, $m_0 = 625$ ГэВ, $\mu = 240$ ГэВ, $m_A = 340$ ГэВ, $A_0 = -1175$ ГэВ, $\tan \beta = 30$. Данная точка лежит в разрешенной области, ограниченной экспериментальными наблюдениями, упомянутыми выше. Очевидно, что представить разрешенную область в многомерном пространстве свободных параметров довольно сложно. Поэтому, мы представляем на Рис. 2.4 двумерные области в плоскостях $m_0 - A_0$, $m_A - \mu$ и $\tan \beta - A_0$. Из рисунка видно, как разрешенные области от различных ограничений пересекаются друг с другом. Для вычисления флейворных наблюдаемых и реликтовой плотности темной материи была использована программа SuperIso (Relic) [90, 91, 92], причем указанные ограничения для $b \rightarrow s\gamma^4$, $B_s \rightarrow \mu^+\mu^-$, и Ωh^2 соответствуют 95 % CL. Крест соответствует выбранной характерной точке.

Выбор точки в некоторой степени является случайным в пределах разрешенной области. Из Рис. 2.4 можно увидеть, как разрешенные области сдвигаются при изменении одного или нескольких параметров. Например, глядя на плоскость $A_0 - \tan \beta$, легко сделать вывод, что бранчинги для обоих распадов $b \rightarrow s\gamma$ и $B_s \rightarrow \mu^+\mu^+$ растут при небольшом увеличении $\tan \beta$, а разрешенные полосы в плоскостях $m_0 - A_0$ и $m_A - \mu$ эффективно двигаются в сторону меньших значений на соответствующих рисунках. Однако, корреляции между различными параметрами довольно сильные и оказывается довольно трудно получить полную картину. Поэтому, в дальнейшем мы попытаемся, по крайней мере, качественно объяснить основные особенности сложившейся картины.

Из-за того, что шкала масс t-скварков существенно зависит от параметра $m_{1/2}$, мы ограничимся значением $m_{1/2} = 250$ ГэВ. Все остальные параметры могут изменяться. Оказывается, что ограничения, связанные с аномальным магнитным моментом и точными электрослабыми данными ⁵, удовлетворены во всем изученном регионе ($1 \lesssim a_\mu \times 10^9 \lesssim 2.5$, $\Delta\rho \lesssim 5 \cdot 10^{-4}$), поэтому соответствующие границы разрешенных областей мы не рисуем.

На том же рисунке представлено отношение $R_H = \sigma_{q+\bar{q}}/\sigma_q$, характеризующее повышение сечения рождения хиггса в глюонном слиянии бла-

⁴Разрешенный интервал для $b \rightarrow s\gamma$ также включает теоретические неопределенности [90].

⁵Мы используем FeynHiggs 2.7.4 [93], чтобы оценить $\Delta\rho$, которое параметризует ведущие универсальные поправки к прецизионным наблюдаемым в электрослабом секторе.

годаря SUSY-вкладам. Видно, что из-за того, что вклад кварков для рассматриваемого случая не мал, повышение оказывается не очень большим по сравнению с результатами, представленными в предыдущем разделе. Например, $R_H \sim 5$ для характерной точки. Опять же, значение R_H коррелирует с $x_{\tilde{t}_1} \equiv 4\tilde{m}_{t_1}/m_H^2$. На пороге рождения легчайшего t-скварка, рассматриваемая корреляция максимальная и R_H уменьшается быстрее, когда $x_{\tilde{t}_1} > 1$. Несмотря на умеренное повышение, полное эффективное сечение оказывается порядка пб на пороге рождения t-скварка.

В самом верху рисунка 2.4, показана плоскость $m_0 - A_0$ для значений $\tan \beta = 30$, $m_{1/2} = 250$ ГэВ, $m_A = 340$ ГэВ, и $\mu = 250$ ГэВ. Можно видеть, что параметры A_0 и m_0 коррелируют в пределах допустимого диапазона. Эта корреляция соответствует постоянному значению массы легчайшего t-скварка, лежащей в диапазоне 150 – 200 ГэВ и легко объясняется тем, что увеличение массы t-скварка при изменении m_0 компенсируется с помощью механизма типа качелей (see-saw), т.е. путем увеличения внедиагональных членов массовой матрицы t-скварков которая получена по абсолютной величине A_t . Ясно, что относительные вероятности обоих распадов $B \rightarrow \mu^+ \mu^-$ и $B \rightarrow X_s \gamma$ уменьшаются при увеличении \tilde{m}_{t_1} .

В центре рисунка 2.4, мы показываем, как разрешенные области, соответствующие различным ограничениям пересекаются в плоскости $m_A - \mu$. Можно заметить зависимость $\text{Br}(b \rightarrow s\gamma)$ от μ , которая в некоторой степени подтверждает нашу гипотезу о доминировании вклада чарджино в коэффициент Вильсона C_7 при малых μ . С увеличением массы m_A масса заряженного Хиггса увеличивается соответственно. Как следствие, сумма $C_7^H + C_7^\chi$ становится больше и тем самым слегка увеличивается брэнчинг.

Правильное количество тёмной материи может быть достигнуто, если ЛСЧ аннигилирует через виртуальный CP-нечетный хиггсовский бозон в S-волне. Для этого масса нейтралино m_{χ^0} должна быть приблизительно равна половине m_A . В нашем случае при фиксированном $m_{1/2} = 250$ ГэВ, нейтралино в основном есть бино с m_{χ^0} около 100 ГэВ. Более того, если μ сравнимо с $m_{1/2}$ компонента хиггсина в χ^0 становится больше, что также увеличивает сечение, которое в случае S-волны пропорционально смешиванию между компонентами калибрино и хиггсина. Эти два факта объясняют, по крайней мере качественно, поведение кривых с постоянным значением реликтовой плотности тёмной материи.

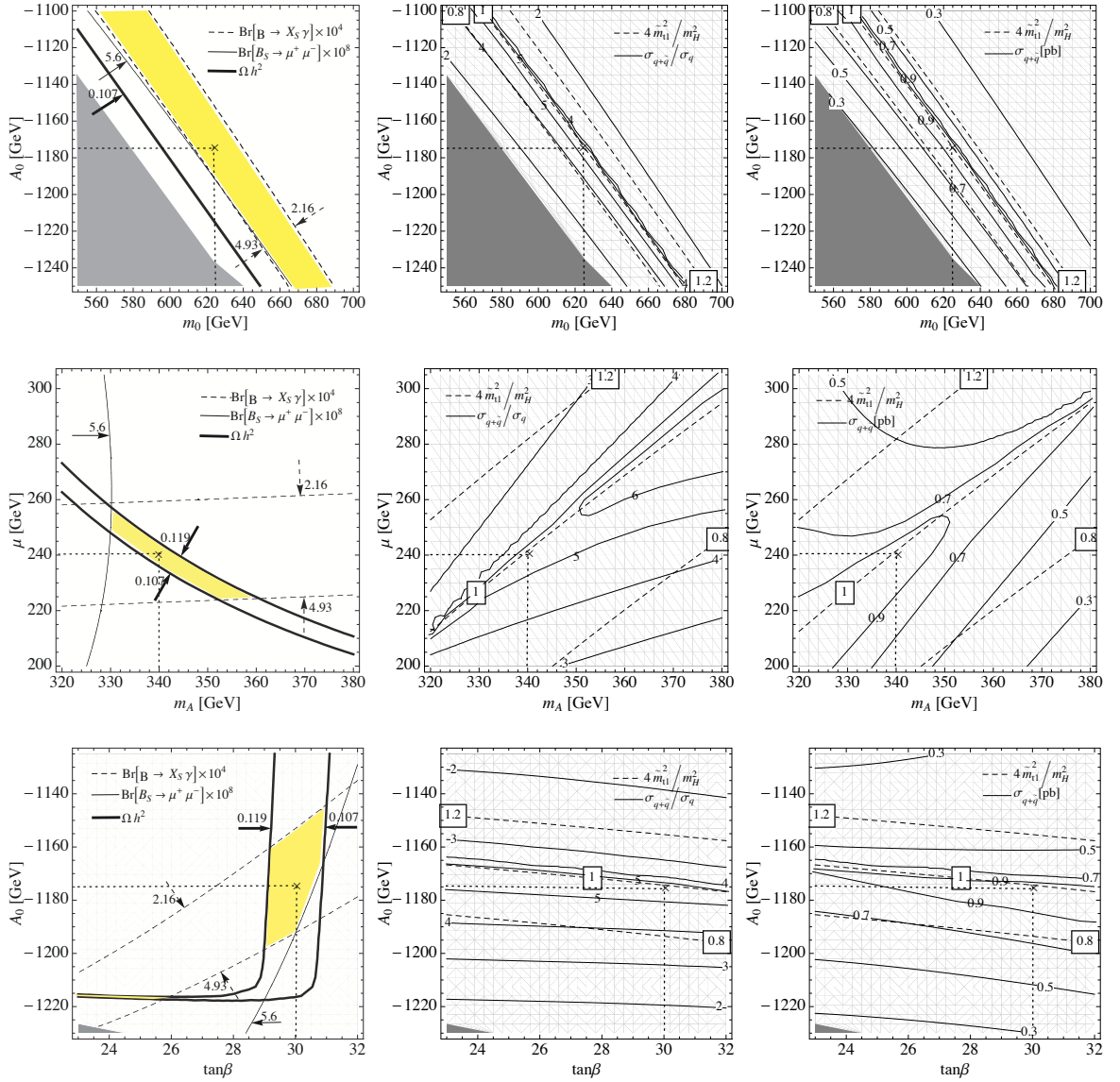


Рис. 2.4. Разрешённые области в плоскости $m_0 - A_0$ при $\tan \beta = 30$, $m_{1/2} = 250$ ГэВ, $m_A = 340$ ГэВ, $\mu = 240$ ГэВ (наверху), в плоскости $m_A - \mu$ при $\tan \beta = 30$, $m_0 = 625$ ГэВ, $m_{1/2} = 250$ ГэВ, $A_0 = -1175$ ГэВ (в середине) и в плоскости $\tan \beta - A_0$ при $m_0 = 625$ ГэВ, $m_{1/2} = 250$ ГэВ, $m_A = 340$ ГэВ, $\mu = 240$ ГэВ (внизу). В левом столбце все области между стрелками являются разрешенными с точки зрения ограничений $B_S \rightarrow \mu^+ \mu^-$, $B \rightarrow X_S \gamma$ и Ωh^2 . Пересечение этих областей указано жёлтым цветом. Отношение эффективных поперечных сечений $R_H = \sigma_{q+\bar{q}}/\sigma_q$ и суммарное эффективное поперечное сечение $\sigma_{q+\bar{q}}$ при $\sqrt{s} = 14$ ТэВ показаны в среднем и правом столбце, соответственно. Значения 0.8, 1.0 и 1.2 на графиках обозначают величины отношения $4\tilde{m}_{t1}^2/\tilde{m}_H^2$. Характерная точка показано крестиком.

При малом значении $\mu \sim 200$ ГэВ достаточно иметь $m_A \simeq 400$ ГэВ,

чтобы получить правильную величину Ωh^2 . Тем не менее, когда из-за увеличения параметра μ смешивание между компонентами калибрино и хиггино становится малым и необходимо снизить m_A , чтобы быть ближе к A_0 -резонансу с целью повышения аннигиляционного эффективного поперечного сечения. Для рассматриваемого значения $\tan \beta = 30$ верхняя граница от $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$ исключает область, где $m_A \lesssim 330$ ГэВ. Все ограничения выполнены в малой области вблизи нашей характерной точки.

Наконец, в нижней части рисунка 2.4, продемонстрирована плоскость $\tan \beta - A_0$. Легко заметить, что большой $\tan \beta \gtrsim 30$ исключен ограничением от $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$, поскольку доминирующий вклад суперсимметрии в этот распад имеет зависимость $\tan^6 \beta$ [94]. В разрешенной полосе, соответствующей распаду $b \rightarrow s\gamma$, ограничения на параметры A_0 и $\tan \beta$ скоррелированы, так как усиление благодаря $\tan \beta$ может быть компенсировано увеличением массы \tilde{m}_{t1} с помощью изменения A_0 . Ограничение от реликтовой плотности фиксирует $\tan \beta$ около 30. Узкий “хвост” разрешенной области для Ωh^2 соответствует коаннигиляцией нейтралино с t-скварком.

Таким образом, основные черты разрешенной области состоят в следующем: $m_{1/2} \sim \mu \sim 250$ ГэВ (значительно влияют на массу лёгкого t-скварка, $b \rightarrow s\gamma$, и на массу и на состав легчайших нейтралино), $\tan \beta \sim 30$ (в основном за счет ограничения на Ωh^2), m_0 и A_0 должны быть выбраны скоррелированным образом (из-за массы t-скварка), а $m_A \gtrsim 300$ должно быть не очень большой (чтобы иметь сечения рождения хиггса порядка 1 пб). Для нашей характерной точки, тяжёлый CP-четный Хиггсовский бозон распадается в основном на тяжёлые нижние фермионы, т.е. $b\bar{b}$ ($\sim 90\%$), $\tau\bar{\tau}$ ($\sim 10\%$). Последние были проанализированы коллаборациями ATLAS [95] и CMS [96] и поставлены важные ограничения на m_A и $\tan \beta$. Тем не менее, сценарии с $m_A > 300$ ГэВ и $\tan \beta < 50$ не исключены на данный момент.

Прежде чем перейти к заключению этой главы, остановимся на ситуации с $A_0 > 0$. По сравнению со случаем $A_0 < 0$ положительное A_0 приводит к деструктивной интерференции между амплитудами скварков и амплитудами кварков на пороге t-скварка в сечении рождения тяжёлого нейтрального Хиггса. Единственным вариантом повышения сечения оказывается возможность оказаться ниже порога $\tilde{m}_{t1} \lesssim m_H/2$, когда соответствующая амплитуда скварка приобретает отрицательную мнимую часть.

Если мы выберем m_A , чтобы быть в районе 350-400 ГэВ, повышение в рамках суперсимметрии с $R_H \sim 10$ возможно при $\tilde{m}_{t1} \simeq 110$ ГэВ. Тем не менее, из-за поведения РГ уравнений для A_t , большие начальные значения $A_0 > 0$ приводят к относительно небольшим положительным A_t на шкале суперсимметрии. Чтобы получить желаемый лёгкий t-скварк при больших R_H через механизм качелей (see-saw), средняя масса t-скварков не должна быть слишком большой. К сожалению, последний факт не позволяет найти подходящую нам разрешенную область при $A_0 > 0$, так как масса легчайшего хиггсовского бозона оказывается в районе 100 ГеВ, что исключено экспериментом (мы используем программный пакет HiggsBounds 2.0 [97], чтобы сравнить наши предсказания с результатами, полученным на Большом электрон-позитронном коллайдере (LEP)). В отличие от этого, для сценариев с $A_0 < 0$ мы имеем $m_{h_0} \simeq 118$ ГэВ.

2.5. Дискуссия

Расширение хиггсовского сектора СМ может привести к существенному повышению сечения рождения бозонов Хиггса за счет большого значения $\tan \beta = v_2/v_1$. В то же время, если суперсимметричные или другие тяжёлые частицы существуют, они могут дать еще большее повышение вероятности рождения хиггса. Такое усиление сигнала, однако, возможно только при ограниченном наборе параметров, удовлетворяющих следующим двум условиям: одна из промежуточных частиц (легчайший топ скварк \tilde{t}_1 в нашем случае) должна быть относительно легкой и ее масса должна быть сильно скоррелирована с массой распадающегося бозона Хиггса.

Найденная допустимая область в пространстве параметров кажется довольно узкой, в основном из-за ограничения, связанного с реликтовой плотности ТМ. Тем не менее, это впечатление не совсем верно, так как на каждом графике, показанном на Рис. 2.4, все остальные параметры фиксированы. В полном пространстве параметров допустимый объем с $\sigma_{q+\bar{q}} \lesssim 1$ пб и $R_H \simeq 3 - 5$ 3-5, очевидно, больше. Например, характерная точка может быть перенесена в область, где $\tan \beta = 25$ и $\mu = 210$ ГэВ за счет небольшого понижения значений $R_H \sim 3$ и $\sigma_{q+\bar{q}} \sim 0.5$ пб.

Нашей основной целью было изучение влияние скварков на рождению

тяжелого бозона Хиггса и нахождения областей пространства параметров МССМ, для которых сечение глюонной слияния может быть существенно увеличено. Тем не менее, в рассмотренных сценариях вероятность этого процесса по-прежнему ниже, чем ассоциативное рождение хиггса с двумя b -кварками [62] (см. Рис. 2.5).

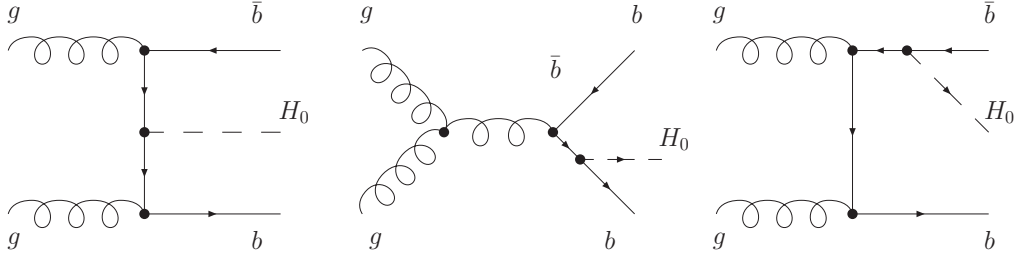


Рис. 2.5. Диаграммы в лидирующем порядке для ассоциативного рождение тяжёлого хиггса вместе с b -струями в так называемой “четырёх-флейвоной схеме (4FS)”, когда b -кварки не рассматриваются как партоны в протонах. Для большого $\tan \beta$ их вклад в рождение тяжёлого хиггса оказывается подавляющим.

Действительно, с помощью пакета CalcHep[98] мы получили оценку сечения для процесса $pp \rightarrow \bar{b}bH$ порядка 7 пб при $\sqrt{s} = 14$ ТэВ⁶ для точки ($\tan \beta = 30$ и $M_A = 340$ GeV). Найденное значение на порядок больше, чем сечение глюонного слияния, рассмотренное выше. Таким образом, очень трудно “увидеть” глюонное слияние на фоне $\bar{b}bH$ процесса. Следует, однако, отметить, что в диаграммах на Рис. 2.5 не задействованы виртуальные суперпартнеры, поэтому такое же сечение ожидается и в двух-дублетной хиггсовской модели (2HDM) с большим $\tan \beta$. Как следствие, требуется дополнительное исследование, позволяющее различить различные варианты 2HDM.

Стоит также отметить и другие интересные феноменологические следствия выбранных точек с $A_0 < 0$. В рассматриваемом случае легчайший t -скварк почти вырожден с t -кварком и его основной канал распада $\tilde{t}_1 \rightarrow \chi_1^+ b$ (для нахождения относительных вероятностей распада был использован код SUSYHIT[100]). Этот режим не был так широко проанализирован на Tevatron и текущие ограничения для рождения t -

⁶Сравнение сделано с пакетом bbh@nnlo [99] и результаты нашего расчета и пакета bbh@nnlo совпадают.

сварка на $\sqrt{s} = 1.96$ ТэВ намного выше теоретически предсказанных значений [101]. Однако, на БАК они могут быть произведены в избытке. Например, для нашей характерной точки эффективное поперечное сечение рождения t-сварка при $\sqrt{s} = 14$ ТэВ, которое получено с помощью пакета CalcHeP [98], оказывается в районе 55 пб (по сравнению с примерно 8 пб для $\sqrt{s} = 7$ ТэВ). Легчайшее чарджино, χ_1^+ рожденное в распаде t-сварка, имеет массу чуть ниже порога нейтралино-W-бозон ($m_{\chi^+} \simeq 170 \text{ GeV} \lesssim m_{\chi^0} + m_W$) и, таким образом, распадается на легчайшее нейтралино и пару фермионов-антифермионов от виртуального W-бозона.

Оказывается, что чарджино распадается на легкие кварки с вероятностью 66 %. В 33 % случаев рождаются лептоны. Как следствие мы имеем следующие ключевые особенности парного рождения t-сварка: две b-струи, возникающее при распаде t-сварков, потерянная энергия \cancel{E}_T от двух нейтралино, а также струи легких кварков или лептоны от виртуального W бозона (см. на Рис. 2.6). Очевидно, что для рассматриваемой величины массы t-сварка конечного состояния аналогично конечному состоянию с парой t-кварка. Таким образом, можно искать сигнал при $\tilde{t}_1\bar{\tilde{t}}_1$ в наборе событий для $t\bar{t}$ как рассмотрено в работе [101].

Коллаборация ATLAS исследовала подобные сигнатуры событий [102] при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ с реальными данными, полученными в 2010 году (так называемый одно-лептонный анализ с b-струей и потерянной поперечной энергией). Результаты можно интерпретировать как пределы в плоскости $(m_{\tilde{g}}, \tilde{m}_{t_1})$ (масса глюино - $m_{\tilde{g}}$) и, в соответствии с Рис. 3 работы [102], эффективное поперечное сечение рождения t-сварка должно быть меньше, чем 15-40 пб для $\tilde{m}_{t_1} \simeq 180$ ГэВ в зависимости от массы глюино, которая меняется в пределах 350-620 ГэВ. Поскольку для нашей характерной точки сечение рождения пары t-сварков для данного конечного состояния составляет примерно $\sigma_{\tilde{t}_1\bar{\tilde{t}}_1} \times \text{BR}(\tilde{t}_1\bar{\tilde{t}}_1 \rightarrow bqq'bl\nu) = 8 \times 0.45 = 3.6$ пб, а $m_{\tilde{g}} \simeq 630$ ГэВ, оказывается, что ограничения ATLAS можно избежать. Тем не менее, поиски рождения лёгкого t-сварка, видимо, сопряжены с большими экспериментальными сложностями, что оставляет возможность сценария с легким топ-сварком.

Еще один интересный момент состоял в том, что вероятность распада $B_s \rightarrow \mu^+\mu^-$ почти касается экспериментально границы, так что могла бы случиться, что этот редкий распад наблюдался в эксперименте БАК в

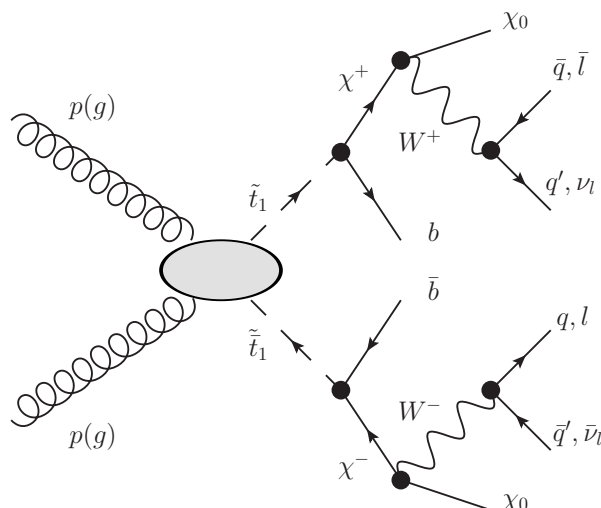


Рис. 2.6. Рождение легчайшего топ скварка в протон-протонных столкновениях на БАК. Овал соответствует всем возможным древесным диаграммам, дающим вклад в парное рождение топ скварков. Конечные состояния содержат две b -струи, недостающую энергию, E_T , струи легких кварков и лептоны. С почти равной вероятностью (45 %) виртуальные W -бозоны рождают или четыре струи или пару струй с дополнительным заряженным лептоном и недостающей энергией от нейтрино. В 10 % случаях, два W -бозона распадаются по лептонному каналу и вместо струй легких кварков возникают два заряженных лептона и E_T от двух нейтрино.

ближайшем будущем.

В работе [1], которая освещается этой главой диссертации, во первых масса Хиггса получена 118 ГэВ, во вторых характерная точка, которая остается в действительной области параметрами пространства и результатами В-физики, оказывается исключенной в экспериментах, совершены буквально через пол года после публикации.

Однако, какая-либо благоприятная возможность не должна быть упущена и таким образом наш главный вывод заключается в том, что существует принципиальная возможность усиления сечение рождения одного из бозонов Хиггса, что может способствовать его наблюдению на БАК. Кроме того, поиск рождения лёгкого t -скварка в режиме $\tilde{t} \rightarrow \chi^+ b$ может оказаться в пределах досягаемости БАК.

Следовательно, наш поиск был направлен к другим суперсимметричным моделям.

ГЛАВА 3. ПРОГРАММНЫЙ ПАКЕТ “Peng4BSMatLO”

В этой части работы, мы представляем Mathematica-пакет Peng4BSMatLO, который вычисляет вклад в Вильсоновские коэффициенты некоторых эффективных операторов, возникающих от одно-петлевых треугольных диаграмм Фейнмана (типа “пингвин”). Рассмотрены как векторные так скалярные внешние линии. Ключевой особенностью пакета является возможностью найти соответствующие выражения практически в любой модели новой физики, которая расширяет SM и не содержит на древесном уровне переходы между фермионами разных поколений с одинаковым электрическим зарядом (FCNC).

3.1. Введение

Процессы в нейтральном, меняющим аромат, токе (FCNC), привлекает большой интерес как с теоретической, так и экспериментальной точки зрения. Такие переходы отсутствуют в SM на древесном уровне и соответственно они подавлены по сравнению аналогичными переходами с изменением электрического заряда (заряженный ток). В связи с этим, FCNC могут быть использованы в качестве превосходного зонда новой физики, которая могут значительно изменить предсказания SM. На данный момент, экспериментально нет никаких существенных отклонений от SM. Соответственно, эти редкие процессы накладывают очень важные ограничения на физику за пределами SM. Типичными примерами являются распады $b \rightarrow s\gamma$ [103, 104, 105] и $B_s \rightarrow \mu\mu$ [106, 107, 108], которые используются в исследованиях различных суперсимметричных расширений SM. Из-за того, что новые частицы как правило гораздо тяжелее “стандартных”, соответствующий вклад (связанный с физикой на малых расстояниях) в амплитуду рассматриваемого процесса может быть включен в коэффициенты Вильсона ряда операторов, входящих в эффективный гамильтониан слабого взаимодействия [109].

Для расчета коэффициентов Вильсона для конкретного FCNC-процесса в суперсимметричных или двух-дублетных расширениях SM можно использовать различные коды, доступные в литературе: SuperIso [90, 91, 92, 110], SUSY_FLAVOUR [111, 112] или SPheno_v3 [113] (см. еще на [114]).

Мы разработали пакет Peng4BSM@LO, работающий в среде Mathematica, который может быть использован совместно с FeynArts [115, 116, 117, 118, 119] и FeynCalc [120] для решения аналогичных проблем. Однако, в отличие от вышеупомянутых кодов предлагаемая процедура дает возможность получить выражение для коэффициентов Вильсона практически в любой перенормируемой модели за пределами SM, правила Фейнмана для которой можно получить в формате FeynArts с помощью FeynRules [121, 122, 123], LanHEP [124, 125] и SARAH [126, 127, 128, 129, 130, 131, 132]. Тем не менее, следует подчеркнуть с самого начала, что физика за пределами SM не должна иметь FCNC на древесной уровне. Кроме того, учитываются лишь однопетлевые переходы.

В разделе 3.2 мы даем необходимые определения и вводим так называемые “родовые” (Generic) операторы, дающие вклад в эффективный гамильтониан. В разделе 3.3 описаны используемый метод вычислений, основные программные средства для нахождения коэффициентов Вильсона и дана структурная диаграмма пакета Peng4BSM @ LO. В разделе 3.4 обсуждаются типичные команды, необходимые для использования функциональности Peng4BSM @ LO. Раздел 3.5 посвящен всесторонней проверке пакета. Представлены результаты, воспроизводящие известные выражения для диаграмм с внешним Z -бозоном, фотоном γ [133] и полем Хиггса. H [134] в SM. Кроме того, в MSSM с неминимальным нарушением аромата рассмотрен вклад глюино в процесс $b \rightarrow s\gamma$ [135]. В разделах 3.6, 3.7 и 3.8 дается обзор программы, а также описание основных и вспомогательных процедур соответственно.

3.2. Родовые операторы

В Peng4BSM@LO рассматриваются следующие “родовые” эффективные локальные операторы и соответствующие им форм-факторы $\left(N_{a,b}^{0,c}\right)_{L,R}$,

$\left(E_{a,b}^{0,c}\right)_{L,R}$, $\left(E_{a,b}^{2,c}\right)_{L,R}$, $\left(M_{a,b}^{1,c}\right)_{L,R}$. Скалярные операторы имеют вид

$$H_{eff} \ni \left(\bar{F}'_a P_{L,R} F_b S_c\right) \left(N_{a,b}^{0,c}\right)_{L,R} \quad (3.1)$$

где S - нейтральное скалярное поле, $P_{L,R} = (1/2)(1 \mp \gamma^5)$ - проекционные операторы. Монопольные операторы, которые сохраняют киральность имеют вид

$$H_{eff} \ni \left(\bar{F}'_a \gamma^\mu P_{L,R} F_b\right) \left[\left(E_{a,b}^{0,c}\right)_{L,R} g^{\mu\nu} + (g^{\mu\nu} q^2 - q^\mu q^\nu) \left(E_{a,b}^{2,c}\right)_{L,R}\right] V_\nu^c \quad (3.2)$$

а дипольные операторы, меняющие киральность даются выражениями

$$H_{eff} \ni \left(\bar{F}'_a \sigma^{\mu\nu} P_{L,R} F_b q_\mu V_\nu^c\right) \left(M_{a,b}^{1,c}\right)_{L,R}. \quad (3.3)$$

Здесь метрический тензор определяется как $g^{\mu\nu} = \text{diag}(1, -1, -1, -1)$, $\sigma^{\mu\nu} \equiv (i/2) [\gamma^\mu, \gamma^\nu]$, а q_μ - исходящий импульс нейтрального векторного бозона V , входящего в операторах. Фермионы разных поколений обозначаются как F и F' , a , b , c - некоторые, например, цветовые индексы. Из форм-факторов можно легко извлечь соответствующие коэффициенты Вильсона. Такие типы операторов возникают при разложении пингвинных амплитуд по внешним импульсам и (N^0, E^0) , M^1 и E^2 соответствуют членам нулевого, первого и второго порядка, соответственно.

3.3. Структура пакета Peng4BSM@LO

И Концепция, используемая в разработанном коде (см. на Рис. 3.1) во многом основывается на иерархии полей в пакете `FeynArts` (`Generic`, `Classes` и `Particles`). Тот факт, что лоренцева структура фейнмановских вершин фиксированная только типом участвующих частиц, позволяет определить и рассчитать родовые коэффициенты Вильсона, возникающие из диаграмм на уровне *Generic*. Соответствующие амплитуды содержат шаблоны для вершинных структур, которые могут быть замещены впоследствии фактическими выражениями в рамках конкретной модели. При этом следует иметь в виду, что наша идея строго привязана к структурам Лоренца, определенным в общем (`Generic`) модельном файле `Lorentz.gen`, распространяемым вместе с `FeynArts`. Это ограничение стоит иметь в виду при использовании пакета `LanHEP` пакета, который генерирует свой собственный общий модельный файл. В связи с этим, необходимы

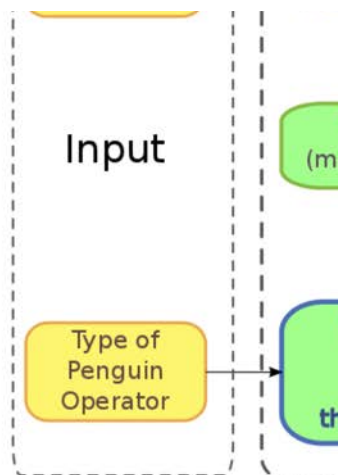


Рис. 3.1. Новый пакет для вычисления и определения коэффициентов Вильсона для однопетлевых пингвинных диаграмм в FCNC-процессах.

дополнительные усилия для переписывания правил Фейнмана, полученных в LanHEP в формат, совместимый с нашим кодом.

В процессе разработки мы использовали `FeynArts` для генерации так называемых родовых диаграммы (как показано на Рис. 3.2). Далее с помощью `FeynCalc` соответствующие амплитуды были представлены в виде интегралов Пассарино-Вельтмана [136], которые были разложены в пределе нулевых внешних импульсов. Выделяя операторную структуру, мы получили в результате соответствующие родовые коэффициенты Вильсона. Последние играют роль шаблонов, из которых можно получить окончательный результат с помощью простых подстановок в рамках конкретной модели. Заметим, что процедура подстановок не требует повторного расчета фейнмановских интегралов.

Для упрощения структуры родовых коэффициентов мы ограничиваемся фейнмановской калибровкой, в которой калибровочные пропагаторы

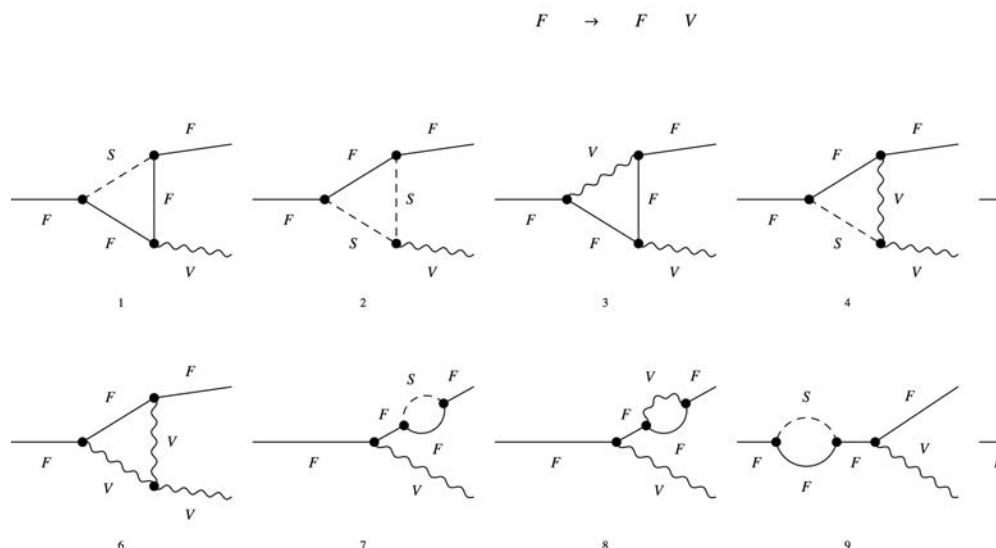


Рис. 3.2. Одно петлевые общие диаграммы, где F - фермион, S - скаляр и V - вектор. Мы не учитываем взаимодействия собственных энергий в ноге нейтрального векторного бозона, из-за того, что мы предполагаем, что нет никаких древесных АМНТ. Соответствующие диаграммы для перехода $F \rightarrow F S$ получаются заменяя наружный векторный бозон V с скалярным бозоном S .

имеют очень простую структуру. Кроме того, в этом случае не появляется зависимость от нефизических масс, пропорциональных калибровочным параметрам.

Как видно из Рис. 3.1, чтобы найти вклад в $N^0 E^{0,2}$ или M^1 , следует определить модель и соответствующий оператор с внешними частицами F_A, F_b, V_c или S_c , соответствующим формулам (3.1), (3.2), и (3.3). Далее можно использовать пакет следующим образом. Прежде всего, следует построить диаграммы Фейнмана, вызывая `PengInsertFields` [$\{F_b\} \rightarrow \{F_a, B_c\}, \text{Model} \rightarrow \text{MOD}$], где бозон B_c обозначает либо вектор V_c либо скаляр S_c . Процедура очень похожа на встроенную команду `InsertFields` и отличается лишь предопределенным набором топологий `PenguinTopologies`⁷ (см. Рис. 3.3). Модель задается с помощью опции `Model` \rightarrow `MOD`. Соответствующие правила Фейнмана в обозначениях `FeynArts` взяты из файла `MOD.mod`. Функция `PengInsertFields` поддерживает те же опции, как и `InsertFields`, так что можно ограничить набор генерируемых диа-

⁷Отсутствие вставки собственной энергии в третьей (векторной / скалярной) внешней линии отражает тот факт, что предполагается отсутствия FCNC на древесном уровне.

1 → 2

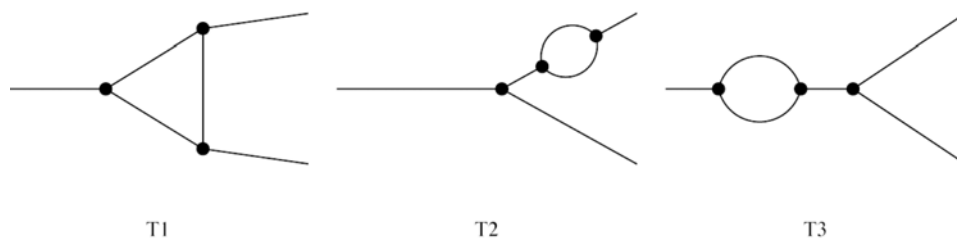


Рис. 3.3. Топологии для диаграмм типа “пингвин” в Peng4BSM@LO.

грамм, например, с помощью `ExcludeParticles` [119]. Далее, с помощью `PengCreateFeynAmp`⁸ диаграммам ставятся в соответствие аналитические выражения, которые содержат помимо всего прочего список необходимых подстановок для каждой амплитуды. Эти подстановки извлекаются командой `ExtractPenguinSubsRules` и определяют конкретный вид вершин для каждой родовой диаграммы (амплитуды). Они используются в дальнейшем вместе с `SubstituteMassesAndFeynmanRules` для получения окончательного выражения в рассматриваемой модели. Для демонстрации возможностей пакета исследуем эффективные вершины $d\bar{s}Z$, $d\bar{s}\gamma$ [133] и $b\bar{b}H$ [134] в СМ и $b\bar{s}\gamma$ [135] в МССМ.

3.4. Peng4BSM@LO в использовании

Для генерации необходимых диаграмм пакет `Peng4BSM @ LO` использует `FeynArts`. Стоит отметить, что применение `FeynCalc` не обязательно, так как этот код был использован нами на промежуточных этапах для расчета родовых коэффициентов Вильсона. Тем не менее, загрузка `FeynCalc`⁹ может быть полезна, так как, например, позволяет получать ответы в хорошо читаемой форме. Для это нужно выполнить следующие команды в визуальной оболочке (FrontEnd) `Mathematica`

$$\text{In}[1] := \text{\$UseFeynCalc} = \text{True}; \quad (3.4)$$

⁸Так же как в `tt CreateFeynAmp[diagram]` в `FeynArts`, где `diagram` - список диаграмм.

⁹дистрибутив `FeynCalc` включает в себя исправленную версию `FeynArts`.

Загрузка пакета пакет `Peng4BSM@LO` производится с помощью

$$\text{In}[2] := \text{Get}["\text{/PATH/Peng4BSMatLO.m}"]; \quad (3.5)$$

где `PATH` есть путь к директории с `Peng4BSM@LO`. После этого, в соответствии с выбранным типом оператора указываются внешние частицы, которые определены как поля `FeynArts` в рассматриваемой модели

$$\begin{aligned} \text{In}[3] := \quad & \text{InF} = \text{F}[4, \{1, c1\}]; \quad (\text{for d-quark}) \\ & \text{OutF} = \text{F}[4, \{2, c2\}]; \quad (\text{for s-quark}) \\ & \text{OutV} = \text{V}[2]; \quad (\text{for Z-boson}) \end{aligned} \quad (3.6)$$

Следующий шаг - сгенерить необходимые диаграммы. Это делается автоматически `FeynArts` с помощью `PengInsertFields`

$$\begin{aligned} \text{In}[4] := \quad & \text{diagrams} = \text{PengInsertFields}[\{\text{InF}\} \\ & \rightarrow \{\text{OutF}, \text{OutV}\}, \text{Model} \rightarrow \text{"SMQCD"}] \\ \text{In}[5] := \quad & \text{Paint}[\text{diagrams}, \text{PaintLevel} \rightarrow \{\text{Classes}\}, \text{Numbering} \\ & \rightarrow \text{Simple}, \text{ColumnsXRows} \rightarrow \{5, 2\}]; \end{aligned} \quad (3.7)$$

Здесь `diagrams` является переменной для хранения результата выполнения `InsertFields`, а `SMQCD` соответствует полной СМ. Для удобства можно также нарисовать сгенерированные диаграммы с помощью `Paint`. Результат выполнения (3.7) представлен на Рис. 3.4. Опция `PaintLevel` используется для выбора, на каком уровне (в нашем примере это `Classes`, на котором все верхние кварки u, c, t объединены в u_l) должна быть произведена отрисовка диаграмм. Опции `Numbering` и `ColumnsXRows` используются для форматирования картинки ¹⁰.

Далее, для получения амплитуды из `diagrams` используется функция `PengCreateFeynAmp`

$$\text{In}[6] := \quad \text{penguin} = \text{PengCreateFeynAmp}[\text{diagrams}] \quad (3.8)$$

Результат этой команды дается на вход функции `ExtractPenguinSubsRules`, которая создает список правил подстановки для каждой диаграммы (невывчисленной амплитуды), полученной с помощью `PengCreateFeynAmp`.

$$\text{In}[7] := \quad \text{substrules} = \text{ExtractPenguinSubsRules}[\text{penguin}] \quad (3.9)$$

¹⁰Опции `Paint` описаны в инструкции к `FeynArts manual` [119].

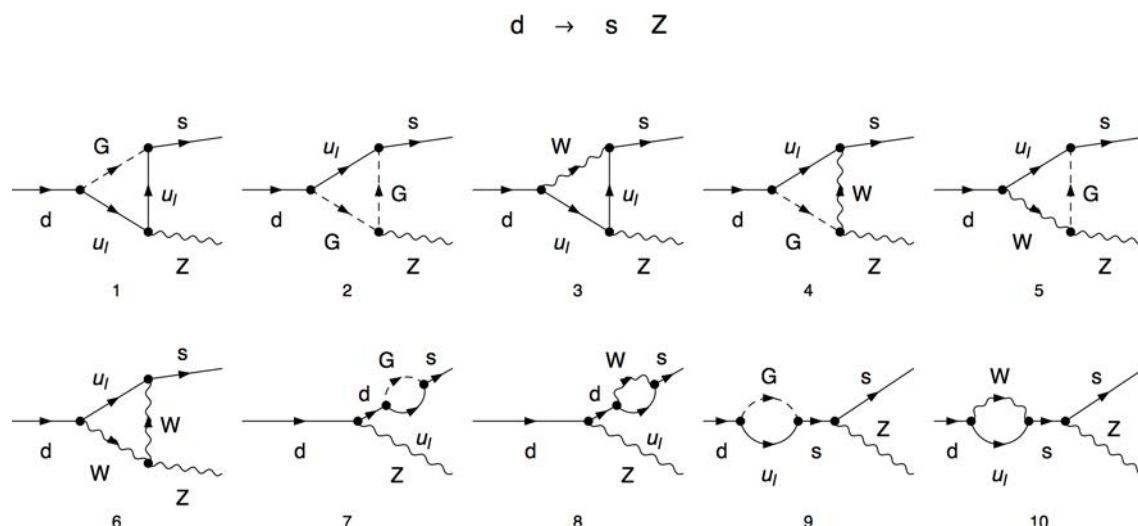


Рис. 3.4. Однопетлевые диаграммы, дающие вклад в $d\bar{s}Z$ в рамках СМ. Поля u_l , W , и G во внутренних линиях соответствуют последовательно, верхим кваркам l -того поколения, W -бозону и заряженному “голдстоуновскому” бозону.

В правилах `substrules` указываются фактические константы связи для каждой родовой диаграммы (амплитуды). Их можно использовать, чтобы получить окончательные аналитические выражения в рассматриваемой модели. Результат поддиаграммного вычисления вклада в коэффициентные функции конкретного оператора доступен с помощью функции `SubstituteMassesAndFeynmanRules`

$$\text{In}[8] := \text{SubstituteMassesAndFeynmanRules}[\text{OP}][\text{substrules}]. \quad (3.10)$$

Здесь строка `OP` выбирается из набора `{“OpR”, “OpL”, “MonOpL0”, “MonOpR0”, “MonOpL2”, “MonOpR2”, “DipOpL1”, “DipOpR1”}`. Скалярные операторы в уравнении (3.1) соответствуют `“Op{L,R}”`, монопольные операторы в уравнении (3.2) соответствуют `“MonOp{L,R}{0,2}”` и, наконец, дипольные операторы в уравнении (3.3) - `“DipOp{L,R}1”`. Результатом `In[8]` является список вкладов в рассматриваемый коэффициент Вильсона от всех диаграмм, приведенных на Рис.3.2. Для удобства для каждого массового параметра M введено безразмерное массовое отношение `XXX [M/CommonMass]` с `CommonMass` равной по умолчанию массе W -бозона. Результат получен в размерной регуляризации. Несмотря на то, что отдельные амплитуды могут иметь полюсы по параметру регуляризации

$\epsilon = (4 - D)/2$, сумма конечна благодаря отсутствию FCNC на древесном уровне.

3.5. Тестирование Peng4BSM@LO

Мы провели всестороннее тестирование пакета¹¹ и получили согласие при сравнении результатов, полученных Peng4BSM@LO для эффективной $d\bar{s}Z$ вершины в СМ (см. 3.4) с известными ответами из работы [133]. Также была рассмотрена эффективная $d\bar{s}\gamma$ вершины в СМ (см. Рис. 3.5) и получены выражения для монопольных $A_\mu\bar{s}(q^2\gamma_\mu - q_\mu \not{q})P_L d$ и дипольных $A_\mu\bar{s}\sigma_{\mu\nu}iq^\nu(m_s P_L + m_d P_R)d$ операторов как в уравнении В.1 [133]. Самосогласованность вычислений гарантировалась выполнением следующих условий. Во-первых, в найденных выражениях для формфакторов отсутствовали УФ-расходимости. Во-вторых, при рассмотрении случая с Z -бозоном, генерируется только оператор, содержащий левые поля, то есть, $E_R^{0,Z} = 0$. В случае γ -квантов, как левый, так и правый коэффициент $E_{L,R}^{0,\gamma} = 0$. В качестве примера приведем выражение для E_L^0 , соответствующие монопольному оператору с внешним Z -бозоном:

$$\begin{aligned} \left(E_{c1,c2}^{0,Z}\right)_L &= \sum_{k=2,3} \frac{e^3 V_{k1} V_{k2}^* \delta_{c1,c2}}{64\pi^2 \cos\theta_W \sin^3\theta_W (x_1^2 - 1)^2 (x_k^2 - 1)^2} \\ &\times \left\{ (x_1^2 - 1)(x_k^2 - 1) \left[x_k^2(x_k^2 - 6) + x_1^4(x_k^2 - 1) - x_1^2(x_k^4 - 6) \right] \right. \\ &\left. + x_1^2(6x_1^2 + 4)(x_k^2 - 1)^2 \log x_1 - (x_1^2 - 1)^2 x_k^2(6x_k^2 + 4) \log x_k \right\} \end{aligned} \quad (3.11)$$

Выражение получено путем суммированием вкладов от отдельных диаграмм, вычисляемых с помощью `SubstituteMassesAndFeynmanRules` с `OP="MonOpLO"`. В уравнении (3.11) отношения масс $x_i = m_i/M_W$ вводятся с $i = 1, 2, 3$ индексами, которые обозначают поколения верхних кварков. Матрица Кабиббо — Кобаяши — Маскавы (СКМ) V_{ij} в `FeynArts` обозначается как $СКМ(i, j)$. Дельта-символ Кронекера в цветовом пространстве дается выражением $\delta_{c1,c2} \equiv \text{IndexDelta}(c1, c2)$, где $c1$ и $c2$ - цветовые индексы. Масса W -бозона, электрический заряд и синус угла Вайнберга обозначаются как M_W , e и $\sin\theta_W$, соответственно. Стоит отметить, что очень

¹¹см. Mathematica “notebook” `test_Peng4BSMatLO.nb`, включенный в дистрибутив пакета.

важно использовать унитарность СКМ-матрицы, чтобы сократить в форм-факторах (3.11) расходящиеся вклады от отдельных диаграмм. Из-за этого только $V_{21}V_{22}^* \equiv V_{cd}V_{cs}^*$ и $V_{31}V_{32}^* \equiv V_{td}V_{ts}^*$ возникают в ответе (3.11).

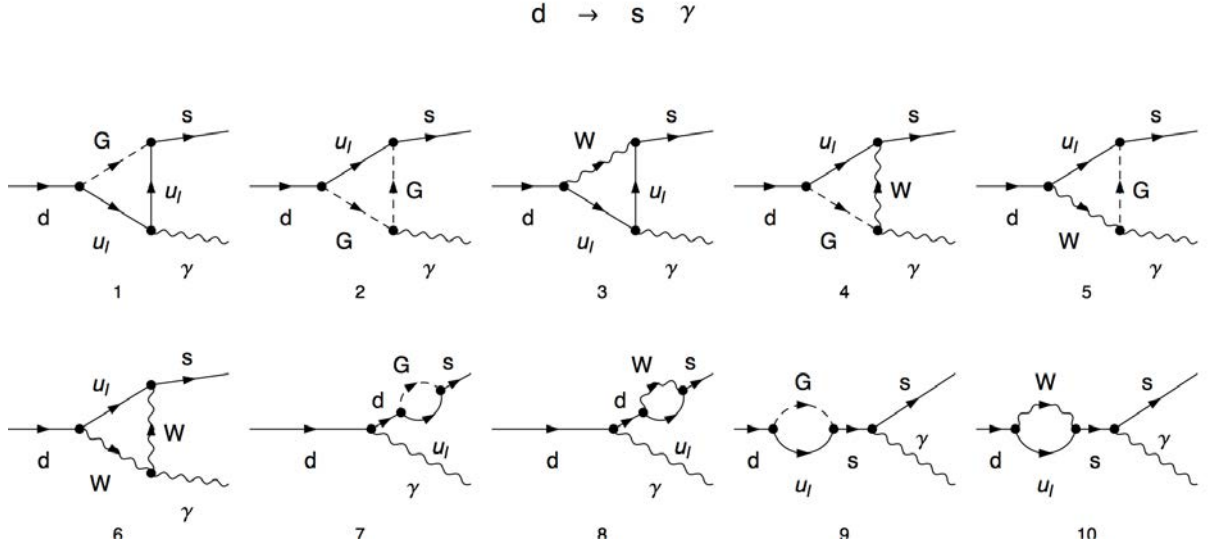


Рис. 3.5. Однопетливые диаграммы, которые дают вклад $d\bar{s}\gamma$ в СМ. Поля u_l , W , и G на внутренних линиях соответствуют l -ому поколению верхних кварков, W -бозону и заряженному голдстонскому бозону.

Форм-фактор для монопольного оператора второго порядка для безмассового векторного бозона (фотона γ в нашем случае) дается выражением

$$\begin{aligned}
 \left(E_{c1,c2}^{2,\gamma}\right)_L &= \sum_{k=2,3} \frac{e^3 V_{k1} V_{k2}^* \delta_{c1,c2}}{1152\pi^2 M_W^2 \sin^2 \theta_W (x_1^2 - 1)^4 (x_k^2 - 1)^4} \\
 &\times \left\{ (1 - x_1^2)(x_k^2 - 1) \left[25x_k^4 - 19x_k^6 + x_1^6 (19 - 57x_k^2 + 32x_k^4) \right. \right. \\
 &+ x_1^4 (75x_k^2 - 32x_k^6 - 25) + x_1^2 (57x_k^6 - 75x_k^4) \left. \right] \\
 &+ 4(8 - 32x_1^2 + 54x_1^4 - 30x_1^6 + 3x_1^8) (x_k^2 - 1)^4 \log x_1 \\
 &+ 4(1 - x_1^2) (x_1^2 - 1)^3 (8 - 32x_k^2 + 54x_k^4 - 30x_k^6 + 3x_k^8) \log x_k \left. \right\} \quad (3.12)
 \end{aligned}$$

Наконец, нетривиальный вклад в дипольный оператор для безмассового

фотона определяется

$$\begin{aligned}
\left(M_{c1,c2}^{1,\gamma}\right)_{L,R} = & - \sum_{k=2,3} \frac{ie^3 m_{s,d} V_{k1} V_{k2}^* \delta_{c1,c2}}{384\pi^2 M_W^2 \sin^2 \theta_W (x_1^2 - 1)^4 (x_k^2 - 1)^4} \\
& \times \left\{ (x_1^2 - 1)(x_k^2 - 1) \left[x_1^6 (-29x_k^4 + 31x_k^2 - 8) + x_1^4 (29x_k^6 - 6x_k^2 - 5) \right. \right. \\
& + x_1^2 (-31x_k^6 + 6x_k^4 + 7) + x_k^2 (8x_k^4 + 5x_k^2 - 7) \left. \right] \\
& + 12(x_1^2 - 1)^4 x_k^4 (3x_k^2 - 2) \log x_k - 12(3x_1^2 - 2)x_1^4 (x_k^2 - 1)^4 \log x_1 \left. \right\}. \quad (3.13)
\end{aligned}$$

Стоит заметить, что в представленных уравнений мы используем параметры, определенные в модельном файле `SMQCD.mod`. Очевидно, что результаты могут быть переписаны в удобном виде через константу Ферми $G_F = e^2/(8M_W^2 \sin^2 \theta_W)$ с отфакторизованными матричными элементами СКМ.

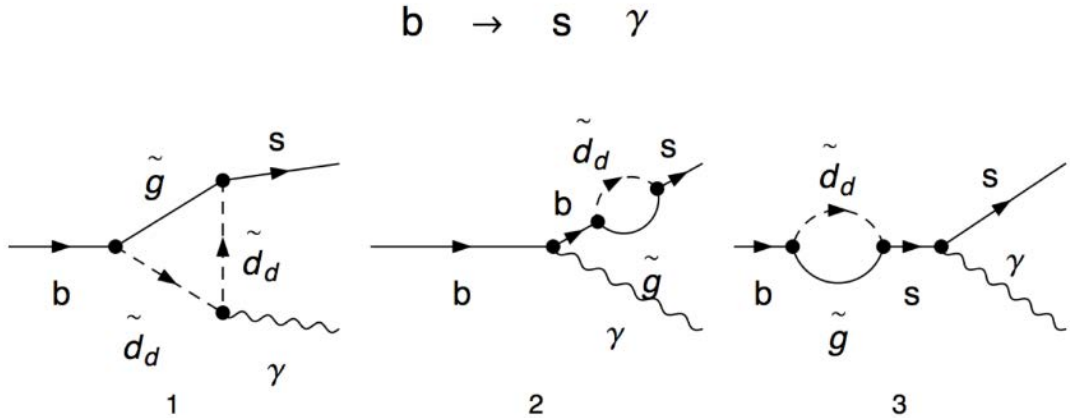


Рис. 3.6. Однопетлевые диаграммы, дающие вклад в $b\bar{s}\gamma$ в МССМ с неминимальным нарушением флейвора. Скалярные нижние кварки и глюино обозначены как \tilde{d}_d ($d = 1, \dots, 6$) и \tilde{g} соответственно.

Мы также проверили правильность `Peng4BSM@LO` в применении к минимальной суперсимметричной стандартной модели с неминимальным нарушением аромата (FVMSSM) [137]. Эффективная вершина $b\bar{s}\gamma$ в этом случае представлена в работе [135]. Вклад от глюино (см. 3.6) в оператор

$im_b \epsilon_\mu \bar{s} \sigma^{\mu\nu} q_\nu P_R b$ имеет следующий вид [135]:

$$\mathcal{A}_{\tilde{g}} = -\frac{\alpha_s \sqrt{\alpha}}{\sqrt{\pi}} C(R) e_D \sum_{k=1}^6 \frac{1}{m_{\tilde{d}_k}^2} \left\{ \Gamma_{DL}^{kb} \Gamma_{DL}^{*ks} F_2[x_k] - \Gamma_{DR}^{kb} \Gamma_{DL}^{*ks} \frac{m_{\tilde{g}}}{m_b} F_4[x_k] \right\}, \quad (3.14)$$

где $\alpha_s = g_s^2/4\pi$ - константа связи сильного взаимодействия, $\alpha = e^2/4\pi$ соответствует постоянной тонкой структуры, $x_k = m_{\tilde{g}}^2/m_{\tilde{d}_k}^2$ с $m_{\tilde{g}}$ - масса глюино, а $m_{\tilde{d}_k}$ - массы скалярных кварков. Заряд нижних (с)кварков - $e_D = -1/3$, $\Gamma_{QL,R}$ - 6×3 матрицы смешивания скварков, $C(R) = 4/3$ является квадратичным оператором Казимира на фундаментальном представлении $SU(3)$: $\sum_a (T^a T^a)_{ij} = C(R) \delta_{ij}$ с $C(R) = 4/3$ $Tr(T^a T^b) = \frac{1}{2} \delta^{ab}$ и

$$\begin{aligned} F_2[x] &= \frac{1}{12(x-1)^4} (2x^3 + 3x^2 - 6x + 1 - 6x^2 \log x) \\ F_4[x] &= \frac{1}{2(x-1)^3} (x^2 - 1 - 2x \log x). \end{aligned} \quad (3.15)$$

Выражение (3.14) необходимо сравнить с выражением, полученным нашим пакетом ¹² для оператора $A_\mu \bar{s} \sigma^{\mu\nu} q_\nu P_R b$:

$$\begin{aligned} (M_{c1,c2}^{1,\gamma})_R &= \frac{ieg_s^2}{288m_{\tilde{g}}^2\pi^2} \sum_{s=1}^6 \sum_{i=1}^3 \sum_{a=1}^8 T_{c2,i}^a T_{i,c1}^a \\ &\times \frac{x_s}{(x_s-1)^4} \left\{ m_b \left[1 - 6x_s + (3 - 6 \log x_s) x_s^2 + 2x_s^3 \right] R_{\tilde{d}}^{*s1,2} R_{\tilde{d}}^{s1,3} \right. \\ &\left. - 6m_{\tilde{g}} (x_s - 1) \left(-1 - 2x_s \log x_s + x_s^2 \right) R_{\tilde{d}}^{*s1,2} R_{\tilde{d}}^{s1,6} \right\}. \end{aligned} \quad (3.16)$$

Здесь $R_{\tilde{d}}^{s1,s2}$ - матрицы смешивания 6×6 нижних скварков такая, что $R_{\tilde{d}} = (\Gamma_{DL} | \Gamma_{DR})$. Генераторы в $SU(3)$ обозначаются T_{ij}^a . В уравнении (3.16) мы пренебрегаем явной зависимостью от m_s . Интересно отметить, что в том же приближении коэффициент $(M_{c1,c2}^{1,\gamma})_L$ оператора $A_\mu \bar{s} \sigma^{\mu\nu} q_\nu P_L b$ может быть получен из уравнения (3.16) заменами $R_{\tilde{d}}^{s1,2} \leftrightarrow R_{\tilde{d}}^{s1,5}$ и $R_{\tilde{d}}^{s1,3} \leftrightarrow R_{\tilde{d}}^{s1,6}$, которые соответствуют замене $\Gamma_{DL} \leftrightarrow \Gamma_{DR}$ в уравнении (3.14). С помощью простых алгебраических преобразований можно убедиться, что $im_b \mathcal{A}_{\tilde{g}} \delta_{c1,c2} = (M_{c1,c2}^{1,\gamma})_R$.

В фактическом выражении (3.16), полученном с помощью Peng4BSM@L0, используются параметры, определенные в модельном

¹²Для генерации необходимых диаграмм на Рис. 3.6 была использовано опция `ExcludeParticles->{S[1|2|3|4|5|6],V[1|2|3|4|5],F[1|12]}` команды `PengInsertFields`.

файле `FVMSSM.mod`, который находится в подкаталоге папки в `FeynArts`: $m_b = \text{MB}$, $g_s = \text{GS}$, $e = \text{EL}$, $m_{\tilde{g}} = \text{MGI}$ и $R_{u,d}^{s_1,s_2} = \text{UASf}[t][s_1,s_2]$, $T_{ij}^a = \text{SUNT}[a,i,j]$, а суммирование $\sum_{i=1}^r$ представлено факторами `SumOver[i,r]`.

Наконец, третий пример применения `Peng4BSM@LO` - расчет “пингвинных” диаграмм, меняющих кварковый аромат с испускание нейтрального бозона Хиггса в СМ. Для эффективного Лагранджана [134]

$$\mathcal{L}_{H\bar{s}b}^{SM} = -\frac{g_2}{2M_W} H\bar{s} \left[m_s (\mathbf{g}_{H\bar{d}d'}^L)_{sb} P_L + m_b (\mathbf{g}_{H\bar{d}d'}^R)_{sb} P_R \right] b, \quad (3.17)$$

вершина $b\bar{s}H$ в СМ (см. рисунок 3.7) вычислена в [134]. Вклад, который соответствует операторам $m_{s,b}H\bar{s}P_{L,R}b$, может быть получен из матричных элементов $(\mathbf{g}_{H\bar{d}d'}^{L,R})_{sb}$ факторов [134]:

$$\mathbf{g}_{H\bar{d}d'}^L = -\frac{g_2^2}{(16\pi^2)} \mathbf{V}^\dagger f(\hat{x}, y) \mathbf{V}, \quad \mathbf{g}_{H_i\bar{d}d'}^R = (\mathbf{g}_{H_i\bar{d}d'}^L)^\dagger \quad (3.18)$$

где $\hat{x} = \hat{\mathbf{M}}_u^2/M_W^2$, $y = M_H^2/M_W^2$, а

$$f(\hat{x}, y) = \frac{3}{4}\hat{x} + y \left(-\frac{\hat{x}^3 \ln \hat{x}}{4(1-\hat{x})^3} + \frac{\hat{x}^2 \ln \hat{x}}{2(1-\hat{x})^3} - \frac{\hat{x}^2}{8(1-\hat{x})^2} + \frac{3\hat{x}}{8(1-\hat{x})^2} \right) \quad (3.19)$$

При этом диагональные 3×3 маассовые матрицы для верхних и нижних кварков обозначены как $\hat{\mathbf{M}}_u$ и $\hat{\mathbf{M}}_d$, соответственно, M_H - масса бозона Хиггса, а \mathbf{V} - матрица СКМ.

Принимая во внимание уравнение (3.18), выражение (3.17) можно сравнить с ответом, получаемым пакетом `Peng4BSM@LO` для эффективной вершины $b\bar{s}H$. В пределе $m_u = m_c = 0$ имеем

$$(N_{c_1,c_2}^{0,H})_{L,R} = \frac{e^3 m_{s,b} V_{33} V_{32}^* \delta_{c_1,c_2}}{256 M_W \pi^2 \sin^3 \theta_W} \times \left\{ 6x_3 + \frac{y}{(-1+x_3)^3} \left[-3x_3 + 4x_3^2 - 4x_3^2 \ln x_3 - x_3^3 + 2x_3^3 \ln x_3 \right] \right\} \quad (3.20)$$

где $x_3 = m_t^2/M_W^2$, $y = M_H^2/M_W^2$ и $e = g_2 \sin \theta_W$. Эквивалентность результатов из [134] и (3.20) очевидна в рассматриваемом пределе: $-\frac{g_2}{2M_W} m_{s,b} (\delta_{c_1,c_2} \cdot \mathbf{g}_{H\bar{s}b}^{L,R}) = (N_{c_1,c_2}^{0,H})_{L,R}$.

В добавок стоит упомянуть, что пакет также правильно воспроизводит общие результаты для вершины $f_1 f_2 \gamma$ [138] в QED с дополнительным скалярном бозоном.

$$b \rightarrow s H$$

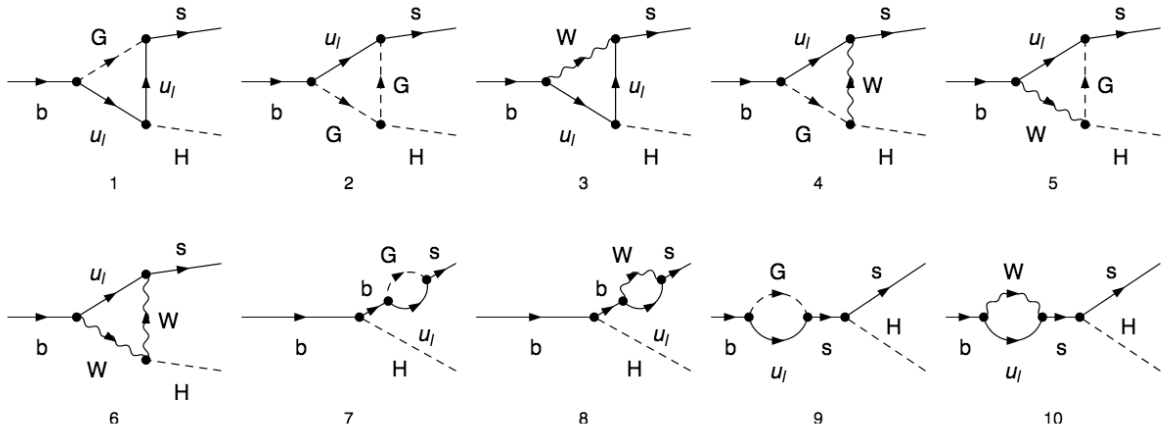


Рис. 3.7. Однопетлевые диаграммы, которые дают вклад в процесс $b\bar{s}H$ в рамках СМ.

3.6. Описание программы

- *Название программы:* Название Peng4BSM@LO является аббревиатурой пингвиновых диаграмм для моделей за пределами СМ (ПСМ) в ведущей порядке.
- *Доступна на:* <http://theor.jinr.ru/~hanif/peng4bsm@lo/>
- *Язык программирования:* Mathematica
- *Компьютер:* Любой в котором можно загрузить Mathematica 8 и в более новых.
- *Операционная система:* Windows, Linux, MacOSX.
- *Размер программы, включая тестовых данных и.т.д.:* Peng4BSMatLO.m - $\sim 1\ 065\ 457$ bytes, test_Peng4BSMatLO.nb - $\sim 673\ 655$ bytes.
- *Формат:* ASCII
- *External routines/библиотеки:* FeynArts 3.7 или FeynCalc 8.2
- *Ключевые слова:* Пингвин, ПСМ, модели за пределам SM, SM, Стандартная модель, АМНТ, Коэффициенты Вильсона, Эффективный Га-

мильтониан, OPE, Operator Product Expansion, Нарушение СП симметрии.

- *Природа физической проблемы:* FCNC процессы отсутствуют в SM на древесном уровне и, таким образом, подавлены по сравнению с заряженными текущими процессами. В связи с этим, возможно использовать FCNC в качестве открытие новой физики, которая может значительно изменить предсказания SM. Редкие распады являются значительными источниками для нахождения ограничений в ПСМ.
- *Метод решения:* Peng4BSM @ LO использует Mathematica, чтобы найти соответствующий вклад рассматриваемым коэффициентам Вильсона от пингвиновых диаграмм в SM и модели за пределами SM.
- *Ограничения:* Вычисления ограничиваются случаем перенормируемой квантовой теории поля, которые квантуем фейнмановской перенормировкой. Стандартный родовой файл модели, Lorentz.gen, находится в FeynArts и должен быть использован.
- *Продолжительность вычисления:* Для всех операций время работы не превышает ~ 60 секунд для SM и MSSM, которые мы выбрали для тестирования. Тем не менее, время работы в значительной степени зависит от количества параметров и полей выбранной модели.

3.7. Описание основных процедур

- `PengInsertFields[{InF} \rightarrow {OutF, OutV}, Model -> MOD]`

Общее: `PengInsertFields` эквивалент функции `InsertFields` в `FeynArts` и используется для построения всех пингвиновых диаграмм Фейнмана в конкретной модели для определенного набора внешних полей из заданного набора топологий `PenguinTopologies`.

Ввод: `InF= F_a` , `OutF= F'_b` , и `OutV= V_c` указывает внешние фермионы и векторные поля (см. уравнение (3.2)-(3.3)), которые используются для построения соответствующего эффективного оператора, `MOD` - модель в `FeynArts`. Принимает те же параметры как у `InsertFields`.

Вывод: `TopologyList[...]` - иерархический ¹³ список пингвиновых диаграмм Фейнмана в нотации `FeynArts`.

- `PengCreateFeynAmp[diagrams]`

Общее: Как и функция `CreateFeynAmp` в `FeynArts`, которая производит аналитические выражения для амплитуд, приведенные диаграммы `diagrams`, созданные с помощью `InsertFields`.

Ввод: `diagrams` - диаграммы которые созданы с помощью `PengInsertFields`. Принимает те же параметры как у `CreateFeynAmp`.

Выход: `PengFeynAmpList[...][...]` - список аналитических выражений для амплитуд `Generic`, вместе с необходимыми правилами замещения (`substitution rules`).

- `ExtractPenguinSubsRules[penguins]`

Общее: Извлекает список правил замещения для каждой амплитуды выхода, который получен с помощью `PengCreateFeynAmp`. Правила определяют фактические связи взаимодействия для каждой родовой диаграммы (амплитуды). Кроме того, она держит в памяти информацию о необходимой родовой диаграмме.

Ввод: `penguins` - вывод из `PengCreateFeynAmp`.

Вывод: `PenguinSubsRules[...][...]` - список правил замещения для каждой диаграммы (амплитуды), порожденной с помощью `PengCreateFeynAmp`.

- `SubstituteMassesAndFeynmanRules[OP][substrules]`

Общее: Применяет правила замещения в заранее определенном `Generic` функции коэффициента, которую указывает "tag" `Op`, учитывая правила, порожденные с помощью `ExtractPenguinSubsRules`.

Ввод: `OP = { "OpL" | "OpR" | "MonOpL0" | "MonOpR0" | "MonOpL2" | "MonOpR2" | "DipOpL1" | "DipOpR1" }` - the operator type, `substrules` - вывод из `ExtractPenguinSubsRules`.

Вывод: Список из вкладов из каждой диаграммы. Вклады к коэффициентам функциям указанной оператора `Op`.

¹³Отражает `FeynArts` иерархию `Generic - Classes - Particles`.

3.8. Описание вспомогательных процедур и определений

- `$UseFeynCalc`

Общие: Проверяет `FeynCalc` должен ли использовать (`$UseFeynCalc = True`) вместо `FeynArts`.

- `eps`

Общие: Параметр размерной регуляризации, $D = 4 - 2\epsilon$.

- `CommonMass`

Общие: Масса, которая используется для формирования безразмерных коэффициентов. По умолчанию `CommonMass = MW`. `CommonMass` может быть переопределено для удобства пользователя.

- `UnitarityCKM[V, Ngen]`

Общие: Генерирует список правил замещения для не-диагональных матричных элементов матрицы CKM, которые отражают унитарности последнего.

Ввод: `V` - название матрицы CKM, как определено в рассматриваемой модели (e.g., CKM in "SMQCD"), `Ngen = ng` - количество поколений фермионов.

Вывод: Список правил похожий на $V_{i1}V_{j1}^* \rightarrow - \sum_{k=2}^{n_g} V_{ik}V_{jk}^*$.

- `CollectSumOver[expression]`

Общие: Рекурсивно преобразует выражения, включая суммы по различным индексам в нотации у `FeynArts` (т.е., (`a[i]*SumOver[i,1,N] + b[i]*SumOver[i,1,N] + ...`)) на новую нотацию `IndexSum[a[i] + b[i] + ..., {i,1,N}`].

Ввод: выражение, содержащее `FeynArts` суммы с помощью `SumOver`.

Вывод: то же самое выражение, которые переписаны через `IndexSum`.

- `ExpandInSmallMasses[expression, masslist, order]`

Общие: Разлагает данное выражение по малым массам до данного порядка.

Ввод: `expression` - выражение которое нужно разложить, `masslist = { m1, m2, ... }` - Список масс, которые, как предполагается, будут небольшие, `order` - все члены на порядке (`order + 1`) будут перебрены в выводе.

Вывод: Разложенное выражение.

- XXX[Mass/CommonMass]

Общие: Вывод из `SubstituteMassesAndFeynmanRules` - написан через безразмерные отношения масс XXX[Mass/CommonMass] и общая масса CommonMass.

3.9. Дискуссия

Мы представляем новый пакет Peng4BSM@LO. Peng4BSM@LO написан в Mathematica и работает с помощью FeynArts и/или FeynCalc. Пакет определяет и вычисляет вклад в коэффициенты Вильсона отдельных операторов однопетлевых пингвиновых диаграмм в FCNC процессах ¹⁴.

Мы провели тщательное тестирование пакета и воспроизводили известные результаты для эффективных вершин $d\bar{s}Z$ и $d\bar{s}\gamma$ в SM [133], для вклад глюонного процесса к $b\bar{s}\gamma$ в MSSM с неминимальным нарушением аромата [135], и для эффективной вершины $b\bar{s}H$ в SM [134]. Это служит проверкой действия нашего кода.

Преимущество пакета является тем, что она основан на общей структуре Лоренца пингвинных амплитудов и, как следствие, возможно его использовать для вычисления коэффициентов Вильсона в любой перенормируемой модели, которая расширяет SM.

Следующие шаги - расчет прямоугольных диаграмм и реализовать для выхода “Flavour Les Houches Accord” [114], который позволяет осуществлять полный расчет наблюдаемых с ароматом.

¹⁴При сем, следует отметить, что в последнее время расширение SARAH, FlavorKit [139], который обрабатывает аромат наблюдаемых, стал доступным. Авторы FlavorKit также используют наш пакетом, чтобы проверить некоторые из их результатов.

ГЛАВА 4. ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВА ПАРАМЕТРОВ И СПЕКТРА МАСС В РАМКАХ НЕГОЛОМОРФНОЙ СУПЕРСИММЕТРИЧНОЙ СТАНДАРТНОЙ МОДЕЛИ

В этой части работы изучаются влияние дополнительных “неголоморфных”, мягко-нарушающих суперсимметрию слагаемых на феноменологию МССМ. При этом учитываются известные экспериментальные ограничения на массы суперчастиц и вероятности редких распадов B -мезонов. Приводятся примеры, когда исключенные в рамках обычной МССМ сценарии оказываются разрешенными при учете новых слагаемых. В ходе исследования мы показываем, что даже после наложения дополнительного ограничения, связанного с тонкой настройки, величина неголоморфных параметров может достигать нескольких сотен ГэВ. Демонстрируется, что новые слагаемые позволяют обогатить феноменологию и довольно сильно изменить спектр МССМ при сравнительно умеренной тонкой подстройке параметров.

Кроме того, обнаружено, что хиггсино, лёгкий топ скварк, тяжёлые хиггсовские бозоны A , H , H^\pm , а также сботтом и стау, проявляют высокую чувствительность к новым параметрам. При этом, как и в главе 2 неголоморфные члены позволяют реализовать сценарий со сравнительно лёгким стопом, масса которого оказывается близкой к массе t -кварка.

4.1. Введение

Несмотря на триумфальное открытие легкого бозона Хиггса в экспериментах ATLAS [140] и CMS [141], результаты поисков новой физики оказывают сильное “давление” на суперсимметричные модели. Действительно, никакого сигнала от суперсимметричных партнеров частиц SM не было найдено. Хотя суперсимметричные расширения SM до сих пор остаются актуальными, для описания легчайшего хиггсовского бозона с массой 125 ГэВ в рамках МССМ требуется довольно тяжёлый стоп, что приводит нас

к проблеме тонкой настройки. Кроме того, результаты LHCb для редких распадов В-мезонов оказывает существенное влияние на размеры разрешенных областей в пространстве параметров таких моделей как CMSSM и NUHM [142]. Например, наблюдение $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$ [143] и обновлённый спектр для $b \rightarrow s\gamma$ [144] наиболее сильно ограничивают CMSSM.

Отсутствие доказательств может указывать, что рассмотренные суперсимметричные модели не совершенны. Однако отказ от суперсимметрии кажется преждевременным, благодаря тому, что она позволяет одновременно решить проблему калибровочной иерархии [29], объединения калибровочных констант [145], приводит к радиационному нарушению электрослабой симметрии (EWSB) [146], предсказывает кандидата на роль тёмной материи в случае сохранения R-четности и.т.д. С учетом сильных экспериментальных ограничений, расширения МССМ такие как следующая за NMSSM [147, 148, 149, 150, 151], модели с нарушением R-чётности (RPV) [152, 153, 154, 155, 156, 157, 158] были тщательно исследованы в литературе и было обнаружено, что такие расширенные модели лучше согласуются с экспериментальными результатами.

Возможно, однако, расширить МССМ гораздо более простым способом, рассмотрев “неголоморфные” (NH) слагаемые в секторе мягкого нарушения суперсимметрии (SSB) [159, 160]. Для простоты мы ограничимся модификацией МССМ, но анализ может быть проведен и для более сложных моделей [161]. В рамках неголоморфного (NH) расширения МССМ (или НГССМ) к стандартным нарушающим суперсимметрию членам добавляются

$$\mathcal{L}'_{soft} = \mu' \tilde{H}_u \cdot \tilde{H}_d + \tilde{Q} H_d^\dagger A'_u \tilde{U} + \tilde{Q} H_u^\dagger A'_d \tilde{D} + \tilde{L} H_u^\dagger A'_e \tilde{E} + \text{h.c.} \quad (4.1)$$

где μ' - параметр смешивания для хиггсина, а $A'_{u,d,e}$ - неголоморфные трилинейные скалярные константы связи. Мы используем обозначения, аналогичные тем, что применяют при написании голоморфного суперсимметричного лагранжиана, но μ' и $A'_{u,d,e}$ не связаны с голоморфными членами и рассматриваются как свободные параметры НГССМ. Подобные обозначения обосновываются тем, что новых полей по сравнению с МССМ не добавляется, однако, постулируется существование неголоморфных членов, приведенных выше. Дальнейший численный анализ предполагает сохранение CP- и R-четности, а также то, что легчайшая суперсимметричная частица (ЛСЧ) является лёгким нейтралينو.

Как можно предположить, приведенные дополнительные члены в формуле (4.1) могут дать совершенно иную феноменологию на низкоэнергетическом масштабе энергий. Благодаря увеличению числа свободных параметров в НГССМ, области пространства параметров, согласующиеся с текущими экспериментальными ограничениями, могут быть шире, чем в МССМ. Чтобы в этом убедиться, рассмотрим для начала неголоморфные вклады в спектр масс суперпартнеров. Для скалярных фермионов, массовые матрицы даются выражением [159, 160]:

$$M_{\tilde{f}}^2 = \begin{pmatrix} m_{\tilde{f}_L \tilde{f}_L^*} & X_{\tilde{f}} \\ X_{\tilde{f}}^* & m_{\tilde{f}_R \tilde{f}_R^*} \end{pmatrix} \quad (4.2)$$

Здесь $M_{\tilde{f}}^2$ - общая форма матрицы квадратов масс сфермионов, которая записана в базисе $(\tilde{f}_L, \tilde{f}_R)$ и $(\tilde{f}_L^*, \tilde{f}_R^*)$, с $\tilde{f} = \tilde{u}, \tilde{d}, \tilde{e}$ соответствующим верхним скваркам, нижним скваркам и заряженным слептонам. Матричные элементы можно записать следующим образом:

$$\begin{aligned} m_{\tilde{u}_L \tilde{u}_L^*} &= -\frac{1}{24}(-3g_2^2 + g_1^2)(-v_u^2 + v_d^2) + \frac{1}{2}(2m_q^2 + v_u^2 Y_u^\dagger Y_u), \\ m_{\tilde{u}_R \tilde{u}_R^*} &= \frac{1}{2}(2m_u^2 + v_u^2 Y_u Y_u^\dagger) + \frac{1}{6}g_1^2(-v_u^2 + v_d^2), \\ X_{\tilde{u}} &= -\frac{1}{\sqrt{2}}[v_d(\mu Y_u^\dagger + A_u'^\dagger) - v_u A_u^\dagger], \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} m_{\tilde{d}_L \tilde{d}_L^*} &= -\frac{1}{24}(3g_2^2 + g_1^2)(-v_u^2 + v_d^2) + \frac{1}{2}(2m_q^2 + v_d^2 Y_d^\dagger Y_d), \\ m_{\tilde{d}_R \tilde{d}_R^*} &= \frac{1}{2}(2m_d^2 + v_d^2 Y_d Y_d^\dagger) + \frac{1}{12}g_1^2(-v_d^2 + v_u^2), \\ X_{\tilde{d}} &= -\frac{1}{\sqrt{2}}[v_u(\mu Y_d^\dagger + A_d'^\dagger) - v_d A_d^\dagger], \end{aligned} \quad (4.3)$$

$$\begin{aligned} m_{\tilde{e}_L \tilde{e}_L^*} &= \frac{1}{2}v_d^2 Y_e^\dagger Y_e + \frac{1}{8}(-g_2^2 + g_1^2)(-v_u^2 + v_d^2) + m_l^2, \\ m_{\tilde{e}_R \tilde{e}_R^*} &= \frac{1}{2}v_d^2 Y_e Y_e^\dagger + \frac{1}{4}g_1^2(-v_d^2 + v_u^2) + m_e^2, \\ X_{\tilde{e}} &= \frac{1}{\sqrt{2}}[-v_u(\mu Y_e^\dagger + A_e'^\dagger) + v_d A_e^\dagger]. \end{aligned}$$

Хотя диагональные элементы представляют собой хорошо известные выражения в МССМ, неголоморфные члены возникают в недиагональных элементах и, тем самым, могут значительно изменить физические массы

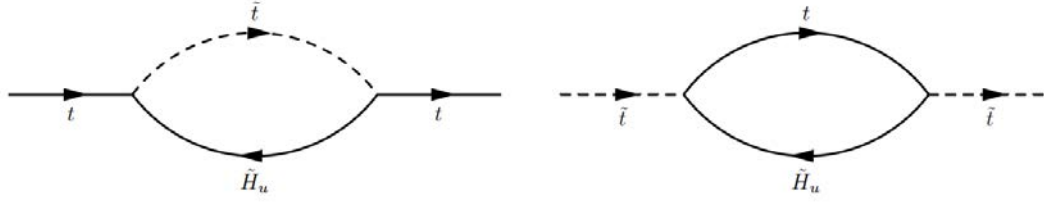


Рис. 4.1. Диаграммы собственной энергии, содержащие кварки, скварки и хиггсино.

сфермионов, модифицируя смешивание. Заметим, что μ' не появляется в скалярных массах на древесном уровне, так как он вводится в лагранжиан только через хиггсино. Тем не менее, лагранжиан МССМ содержит Юкавские взаимодействия между фермионами, сфермионами и хиггсино в добавок к известному в СМ взаимодействию Хиггс-фермион-фермион [36]. Такие вершины дают вклад в массы кварков и скварков на петлевом уровне [162]. Рисунок 4.1 показывает некоторые из таких диаграмм для t -кварка и t -скварка. Хотя индексы, соответствующие киральности опущены, диаграммы нарисованы с учётом необходимых законов сохранения, включая R -чётность. Сходные диаграммы могут быть нарисованы и для других кварков и лептонов. В МССМ нет неголоморфных членов и вклад от этих диаграмм определяется хорошо известными голоморфными параметрами μ и $A_{t,b,\tau}$. С другой стороны, в НГССМ неголоморфные члены отличны от нуля и свойства хиггсино зависят также от μ' . Следовательно, зависимость от μ' возникает в массах сфермионов на уровне петель. Учитывая то, что юкавские константы для третьего поколения велики, можно ожидать значительное влияние параметра μ' лишь на массы сфермионов третьего поколения. Подобное рассуждение справедливо и для хиггсовского сектора МССМ. Действительно, так как древесный хиггсовский потенциал остается таким же как и в МССМ, неголоморфные слагаемые влияют на спектр бозонов Хиггса лишь опосредованно. Последний в случае МССМ зависит на древесном уровне от двух параметров: массы CP -нечётного бозона m_A и $\tan \beta$. С другой стороны, учет диаграмм более высокого порядка, например, типа собственной энергии [162, 163], приводит к зависимости массы хиггсовских бозонов от μ' через петлю с виртуальным хиггсино. В дополнение к члену μ' , трилинейные скалярные неголоморфные члены

$A'_{t,b,\tau}$ дают вклад в массу хиггса на уровне петель [164, 165, 166]. Такие вклады могут оказаться очень важными с точки зрения проблемы тонкой настройки [167, 168, 169, 170], так как в отличие от случая МССМ [171] оказывается возможным получить бозон хиггса с массой 125 ГэВ без необходимости тяжелого топ скварка и большого смешивания.

Аналогично, массовые матрицы для нейтралино и чарджино можно представить в виде:

$$M_{\tilde{\chi}^0} = \begin{pmatrix} M_1 & 0 & -\frac{1}{2}g_1 v_d & \frac{1}{2}g_1 v_u \\ 0 & M_2 & \frac{1}{2}g_2 v_d & -\frac{1}{2}g_2 v_u \\ -\frac{1}{2}g_1 v_d & \frac{1}{2}g_2 v_d & 0 & -\mu + \mu' \\ \frac{1}{2}g_1 v_u & -\frac{1}{2}g_2 v_u & -\mu + \mu' & 0 \end{pmatrix} \quad (4.4)$$

и

$$M_{\tilde{\chi}^\pm} = \begin{pmatrix} M_2 & \frac{1}{\sqrt{2}}g_2 v_u \\ \frac{1}{\sqrt{2}}g_2 v_d & -\mu' + \mu \end{pmatrix}, \quad (4.5)$$

где $M_{\tilde{\chi}^0}$ записана в базисе $(\tilde{B}, \tilde{W}^0, \tilde{H}_d^0, \tilde{H}_u^0)$ и $(\tilde{B}, \tilde{W}^0, \tilde{H}_d^0, \tilde{H}_u^0)$, а $M_{\tilde{\chi}^\pm}$ в базисе $(\tilde{W}^-, \tilde{H}_d^-)$ и $(\tilde{W}^+, \tilde{H}_u^+)$. В то время как все неголоморфные члены влияют на массы сфермионов, только μ' дает вклад в секторе нейтралино и чарджино на древесном уровне. Легко можно сделать вывод из (4.4,4.5) о том, что собственное значение, соответствующие легчайшим нейтралино и чарджино, оказывается чрезвычайно маленькими при условии $\mu' \approx \mu$. В этом контексте неголоморфные члены могут привести к почти безмассовому хиггсино - ЛСЧ.

В этой главе диссертации исследуется феноменологические следствия НГССМ при низких энергиях на примере двух выбранных характерных точек. Анализ нацелен на изучение разрешенной области пространства параметров НГССМ, совместной с текущими экспериментальными ограничениями. В следующем разделе 5.2 дается описание процедуры сканирования и набора экспериментальных данных, используемых в анализе. Кроме того, обсуждаются выбранные точки и их следствия в рамках МССМ. Результаты и феноменологические ограничения на неголоморфные слагаемые представлены в разделе 4.3. Проблеме тонкой настройки посвящен раздел 4.4. Наконец, осуждение результатов и заключительные замечание вынесены в раздел 4.5.

4.2. Процедура сканирования

В нашем подходе мы уделяем наибольшее внимание низкоэнергетическим следствиям обобщенной МССМ, лагранжиан которой включает также неголоморфную часть, упомянутую в предыдущем разделе. Как известно, МССМ имеет более ста свободных параметров при низких энергиях. Мы не пытаемся как-то случайно установить их значения, а выбираем эти свободные параметры равными соответствующим величинам для двух характерных точек, полученных в контексте CMSSM с универсальными высокоэнергетическими параметрами. Последние, а также соответствующие низкоэнергетические параметры МССМ, представлены в таблице 4.1. Эти точки приводят к решениям, для которых легчайшее нейтралино - ЛСЧ и выполнено условие радиационного нарушения электрослабой симметрии. Для численного анализа мы используем современные коды: SARAH [129, 130, 131, 126, 127, 132, 128] и SPheno [172, 113]. Мы предполагаем, что $\mu > 0$ и используем $m_t = 173.3$ ГэВ [173, 174], где m_t соответствует массе t -кварка. Заметим, что отклонение в одно или два σ в m_t , не сильно меняет результаты анализа [175]. Зафиксировав параметры голоморфной части модели согласно таблице 4.1, мы пересчитываем низкоэнергетические наблюдаемые с учетом неголоморфных членов и сканируем пространство соответствующих параметров с целью удовлетворения известным ограничениям на массы [176] и редкие распады $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$ [143] и $B \rightarrow X_s \gamma$ [144]. Эти ограничения представлены ниже:

$$\begin{aligned}
 m_h &= (123 - 127) \text{ GeV} \\
 m_{\tilde{g}} &\geq 1.4 \text{ TeV} \\
 0.8 \times 10^{-9} &\leq \text{BR}(B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-) \leq 6.2 \times 10^{-9} \quad (2\sigma) \\
 2.99 \times 10^{-4} &\leq \text{BR}(B \rightarrow X_s \gamma) \leq 3.87 \times 10^{-4} \quad (2\sigma)
 \end{aligned} \tag{4.6}$$

где также показано текущее ограничение на массу хиггса SM [140, 141, 177] и массу глюино [178]. Здесь мы не будем требовать точного равенства массы легчайшего хиггса 125 ГэВам в связи с теоретическими неопределенностями при минимизации скалярного потенциала, а также экспериментальными неопределенностями в измерении m_t и α_s . Как следствие, неопределенность в массе Хиггса предполагается порядка 3 ГэВ. Напомним, что ограничение на массу Хиггса имеет сильное влияние в секторе топ скварков, так

как наблюдаемое значение требует или тяжёлого стопа или большой трилинейной константы мягкого нарушения суперсимметрии, что приводит к характерной массе стоп в районе ТэВ [62]. Кроме указанных в уравнении (5.5) ограничений, мы требуем согласованности модели с величиной мюонного аномального магнитного момента $\Delta(g - 2)_\mu > 0$. Также учитывается прямое ограничение LEP на массу чарджино $m_{\chi^\pm} > 105$ ГэВ.

Рассмотрим точки, представленные в таблице 4.1, более подробно. Обе точки удовлетворяют условию радиационного нарушения электрослабой симметрии и условию, что нейтралино является легчайшей суперсимметричной частицей. Кроме того, степень тонкой настройки оказывается в приемлимом диапазоне ($\Delta_{EW} \lesssim 10^3$) для обеих точек в рамках МССМ. Характерная точка 1 взята из [179] и в настоящее время исключена ограничением на вероятность редкого распада $B \rightarrow X_s \gamma$. Эта точка выбрана с целью демонстрации влияния вкладов от неголоморфного лагранжана (4.1) и объясняет ограничения, которые мы накладываем на величину членов неголоморфной модели. Кроме точки 1, мы обсуждаем также точку 2, которая получена в результате проделанного нами сканирования пространства параметров МССМ, направленного на поиски легких топ-скварков с массой в районе 500 ГэВ. Эта точка тоже исключена процессом $\text{BR}(B \rightarrow X_s \gamma)$. Кроме этого, точка 2 дает массу стоп кварка около 490 ГэВ, которая также оказывается исключенной, если легчайшая суперсимметричная частица имеет массу в районе 180 ГэВ [180]. Наша цель - уменьшить значение топ скварка в этой точке за счёт неголоморфных членов и получить ее $\lesssim 200$ ГэВ, где она имеет почти ту же величину, что и масса топ кварка.

Случай приблизительно равных масс стоп и топ кварков интересен тем, что пока эксперименты в БАК не исключают легкий топ скварк [180], а последние расчеты [181, 182] показывают, что сечение рождения $\tilde{t}\tilde{t}^*$ меньше, чем ошибка в вычислении для рождения пары топ кварков, которое измерено [183, 184]:

$$\sigma_{\tilde{t}\tilde{t}^*}^{\sqrt{s}=8 \text{ TeV}} = 241 \pm 2 \text{ (stat.)} \pm 31 \text{ (syst.)} \pm 9 \text{ (lumi.) pb.} \quad (4.7)$$

Как уже было упомянуто в диссертации, когда массы топ скварка и топ кварка равны, продукты распадов $t\bar{t}$ и $\tilde{t}\tilde{t}^*$ идентичные и их сложно различить друг от друга [181, 182]. В литературе показано, что можно получить легкий стоп в районе $\lesssim 200$ ГэВ и в CMSSM. Однако, для этого требуется очень большая тонкая настройка, так как наблюдение хиггса с массой

MCCM	XT1	XT2
m_0	749.6	1700
$M_{1/2}$	986.2	425
$\tan \beta$	29.7	15
A_0	-2450	-3500
m_t	173.3	173.3
A_t	-2082	-1672
A_b	-1439	-807.2
A_τ	-771.2	-539
μ	1658	1478
m_h	125.2	124.3
m_H	1512	2038
m_A	1506	2029
m_{H^\pm}	1515	2039
$m_{\tilde{\chi}_{1,2}^0}$	425 , 807.7	182.8 , 356.8
$m_{\tilde{\chi}_{3,4}^0}$	1653, 1656	1477, 1480
$m_{\tilde{\chi}_{1,2}^\pm}$	807.9, 1656.8	357 , 1480
$m_{\tilde{g}}$	2189	1088
$m_{\tilde{u}_{1,2}}$	2104, 2104	1894, 1894
$m_{\tilde{t}_{1,2}}$	1294, 1753	490.4 , 1379
$m_{\tilde{d}_{L,R}}$	2105, 2105	1895, 1895
$m_{\tilde{b}_{1,2}}$	1710, 1880	1349, 1810
$m_{\tilde{\nu}_{e,\mu}}$	1004, 1004	1718, 1718
$m_{\tilde{\nu}_\tau}$	901.1	1679
$m_{\tilde{e}_{1,2}}$	804, 913	1702, 1702
$m_{\tilde{\mu}_{1,2}}$	1008, 1008	1720, 1720
$m_{\tilde{\tau}_{1,2}}$	490.1 , 803.3	1619, 1684
$\text{BR}(B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-)$	3.89×10^{-9}	3.50×10^{-9}
$\text{BR}(B \rightarrow X_s \gamma)$	2.89×10^{-4}	2.81×10^{-4}
Δ_{EW}	661.5	525.4

Таблица 4.1. Характерные точки, исключённые в MCCM ограничениями, связанными с распадом $B \rightarrow X_s \gamma$. Все массы даны в ГэВ. В верхней части таблицы указаны параметры на ТВО шкале, а также масса топ кварка. Далее представлены параметры на низкоэнергетической шкале. Точка 1 соответствует решению, когда стау является “следующей за легчайшей суперсимметричную частицей” (СЛСЧ). В точке 2 СЛСЧ является легчайшее чарджино. Точка 2 также изображает решение с массой легкого стоп кварка около 490 ГэВ. Величины, характеризующие степень тонкой подстройки находятся в приемлемом диапазоне ($\Delta_{EW} \lesssim 10^3$) для обеих точек.

в 125 ГэВ требует значительного смешивания в скварковом секторе[185]. Также есть отдельные исследования, которые показывают, что требование приемлемой тонкой настройки ограничивает массу топ скварка снизу величиной 500 ГэВ [186, 187, 188, 189, 190, 191, 192, 193, 194, 195, 196, 197, 198, 199, 200, 201, 202, 203, 204, 205, 206, 207, 208, 209, 210, 211, 212]. Таким образом, кажется важным изучение точки 2 в рамках НГССМ, так как вклады за счёт неголоморфных членов позволяют поднять массу Хиггса и ослабляют ограничения на сектор топ скварков. В дальнейшем, исследуется пространство неголоморфных параметров, в котором топ скварк может иметь такую же массу, как и топ кварка. При этом, решение удовлетворяет ограничениям, связанным с тонкой настройки.

4.3. Феноменологические ограничения на вклады от неголоморфных слагаемых

Данный раздел разбит на две части, позволяющие более четко проследить влияние μ' и $A'_{t,b,\tau}$ на пространство параметров. В первую очередь рассмотрен эффект от μ' при $A'_{t,b,\tau} = 0$. Затем изучаются неголоморфные трелинейные скалярные константы связи.

4.3.1. Параметр μ'

Начнём исследование вкладов от неголоморфных членов и феноменологических ограничений на них на примере характерной точки 1 (ХТ1) из таблицы 4.1. Как было упомянуто, данная точка не совместна с ограничениями из редких распадов В-мезона на уровне 2σ . Из-за того, что в МССМ поправки к данным редким распадам возникают за счет виртуальных стоп-кварков и чарджино, а также благодаря расширенному хиггсовскому сектору, можно ожидать, что параметр неголоморфного смешивания μ' хиггсов может значительно менять предсказания, связанные с В-физикой. На Рис. 4.2 представлены графики зависимости $BR(B \rightarrow X_s \gamma)$, $BR(B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ и $\Delta(g-2)_\mu$ от μ' . Графики получены для $A'_{t,b,\tau} = 0$. Красная часть кривых представляет решения, удовлетворяющие экспериментальным ограничениям, упомянутым в разделе 5.2. Синяя часть исключена. Вклад от неголоморфности в процесс $B \rightarrow X_s \gamma$ может быть представлен выражением $BR(B \rightarrow X_s \gamma) \propto A_t - (\mu - \mu' + A'_t) \cot \beta$ [164, 165, 166] и для $A'_f = 0$

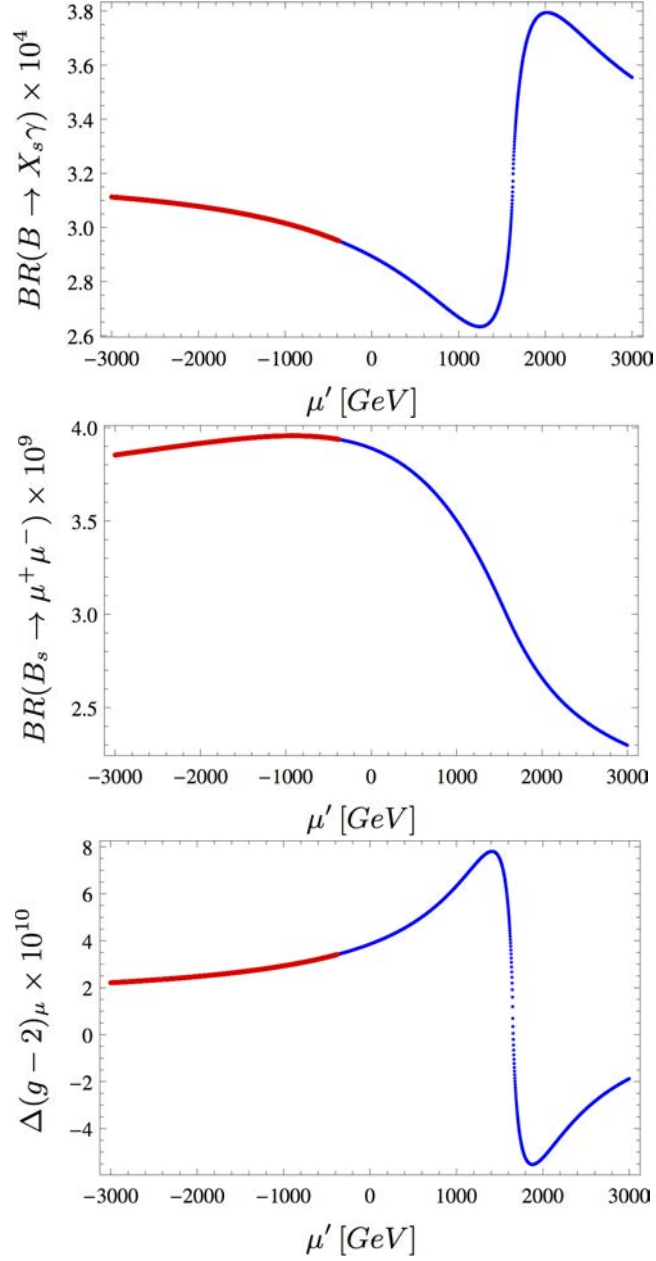


Рис. 4.2. Рисунки соответствуют $BR(B \rightarrow X_s \gamma) - \mu'$, $BR(B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-) - \mu'$ и $\Delta(g - 2)_\mu - \mu'$. При этом $A'_{t,b,\tau} = 0$. Красная часть кривых представляет решения, которые совместны с экспериментальными ограничениями, упомянутыми в разделе 5.2. Синяя часть соответствует исключённой области. Стоит также заметить, что $A'_{t,b,\tau} = 0$ и $\mu' = 0$ соответствуют исходный характерной точке 1 в МССМ.

мы видим, что $\mu' \lesssim -400$ ГэВ может давать достаточный вклад, необходимый для удовлетворения ограничения от распада $BR(B \rightarrow X_s \gamma)$. Самая маленькая величина для $BR(B \rightarrow X_s \gamma)$ получается, когда $\mu' \approx 1.3$ ТэВ и возникает в синей части. С другой стороны, можем получить до-

статочную поправку к $BR(B \rightarrow X_s \gamma)$, когда $\mu' \approx 1600$ ГэВ. Однако, эта область также исключена, в основном, ограничениями на массы суперчастиц. Средняя часть рисунка 4.2 показывает, что $BR(B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ плавно меняется с параметром μ' . Мы видим, что для точки 1 оно не является таким строгим, как ограничение от $(B \rightarrow X_s \gamma)$. Правая часть рисунка 4.2 демонстрирует вклады в аномальный магнитный момент мюона (мюонное $g - 2$). Влияние неголоморфных вкладов на $BR(B \rightarrow X_s \gamma)$ и $\Delta(g - 2)_\mu$

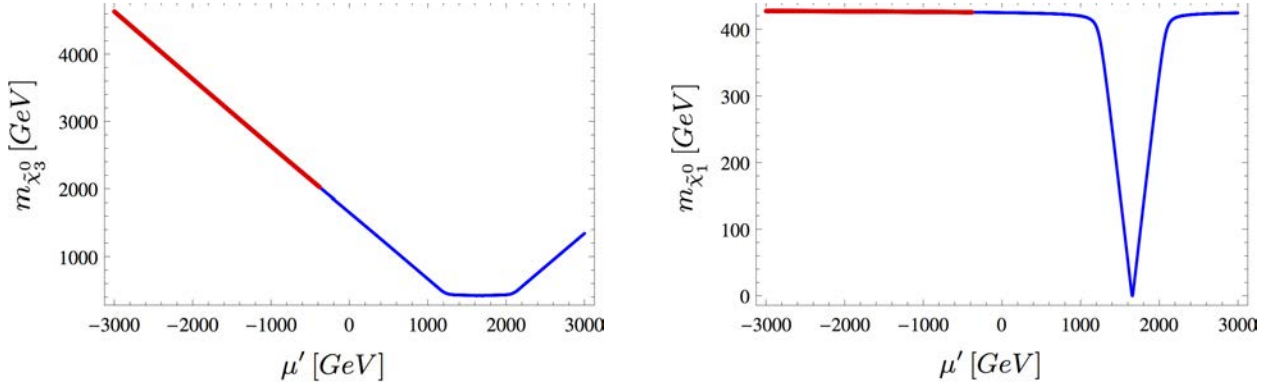


Рис. 4.3. Графики в плоскостях $m_{\tilde{\chi}_3^0} - \mu'$ и $m_{\tilde{\chi}_1^0} - \mu'$. Цвета такие же, как на рисунке 4.2.

можно понять яснее, если рассмотреть массы нейтралينو и чарджино. Как упомянуто выше, при $\mu' \approx \mu = 1658$ для характерной точки 1 масса легчайшего нейтралينو стремиться к нулю как видно из графиков в плоскостях $m_{\tilde{\chi}_3^0} - \mu'$ и $m_{\tilde{\chi}_1^0} - \mu'$ рисунка 4.3. В рамках CMSSM, легчайшее нейтралينو обычно является бино, и компоненты хиггсино оказываются более тяжелыми. Плоскость $m_{\tilde{\chi}_3^0} - \mu'$ на рисунке 4.3 показывает, что масса хиггсино линейно растет вместе с увеличением $|\mu'|$ в красной части кривой. Однако, в синей части с $1200 \lesssim \mu' \lesssim 2000$ ГэВ, $m_{\tilde{\chi}_3^0}$ постоянно даже, когда μ' меняется. Следует помнить, что μ' может приводить к нулевым массам легчайших нейтралино и чарджино, когда $\mu' \approx \mu = 1658$ ГэВ для ХТ1. На Рис.4.3 представлено изменение массы легчайшего нейтралино в плоскости $m_{\tilde{\chi}_1^0} - \mu'$ (на правой панели) для ХТ1. Можно легко заметить, что параметр μ' не оказывает влияние на легчайшее нейтралино в красной части кривой, потому что легчайшее нейтралино в основном является бино. Однако, когда $\mu' \approx \mu$, хиггсино оказывается легче, чем бино, и тогда легчайшее нейтралино будет состоять в основном из хиггсино. Похожая ситуация возникает и в секторе чарджино. В данном контексте, из-за малости

массы легчайшего чарджино, оно исключено коллайдером LEP. Именно это ограничение приводит к появлению синей части кривых. Как видно из графиков $BR(B \rightarrow X_s \gamma) - \mu'$, и $\Delta(g - 2)_\mu - \mu'$ на рисунке 4.2, самая крутая часть кривой находится в той же области с $\mu' \approx \mu$. Из-за того, что чарджино очень лёгкая в этой области каналы с чарджино дают основной вклад от суперсимметрии в $BR(B \rightarrow X_s \gamma)$. Аналогично, $\Delta(g - 2)_\mu$ получает доминирующий вклад от канала нейтралино-смуон. Нужно обратить внимание, что знак вкладов в $\Delta(g - 2)_\mu$ определяется $\text{sgn}((\mu - \mu') \times M_2)$, и из-за того, что $(\mu - \mu')$ меняет свой знак с положительного на отрицательный, ситуация с $\Delta(g - 2)_\mu$ оказываются хуже, чем в СМ, и, таким образом, это исключается нашим требованием, которое мы налагаем, чтобы получить лучшее решение для $\Delta(g - 2)_\mu$, чем в СМ. В данном случае, это требование приводит к ограничению на диапазон возможных значений неголоморфного параметра μ' при сканировании $\mu' \lesssim \mu$. Сходная ситуация наблюдается и для точки ХТ2 (см. первую часть рисунка 4.4).

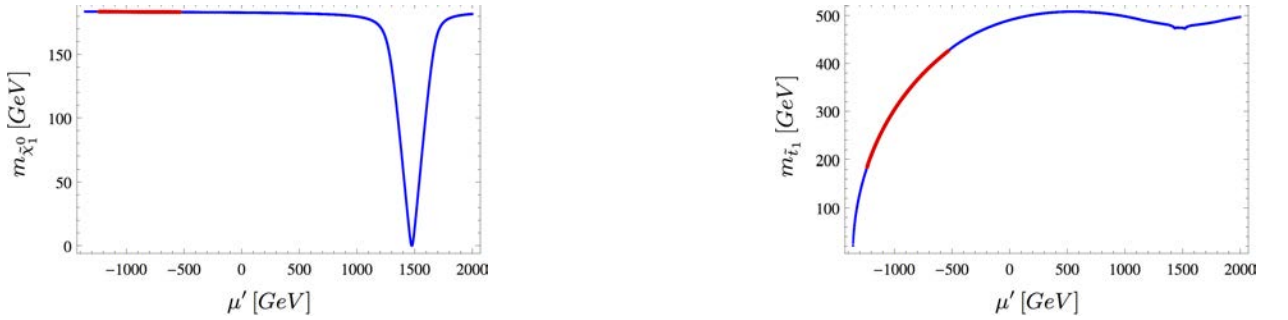


Рис. 4.4. Легчайшее нейтралино и масса лёгкого стопа в зависимости от μ' для ХТ2. Цветовая кодировка такая же, как на рисунке 4.2.

Параметр μ' может быть ограничен не только сверху, но и снизу. На Рис.4.4 представлена зависимость массы легчайшего нейтралино и лёгкого стоп от μ' для ХТ2. Похожее поведение для массы легчайшего нейтралино получается, когда $\mu' \approx \mu = 1478$ ГэВ. Как показано в плоскости $m_{\tilde{t}_1} - \mu'$, μ' может дать относительно лёгкий стоп. В то время как масса стопа находится в районе 500 ГэВ в рамках CMSSM, в HGCSSM стоп может иметь довольно малую массу в районе 180 ГэВ. Однако, красная кривая превращается в синюю, когда $\mu' \lesssim 1400$ ГэВ. Стоп становится легче, чем нейтралино (предполагаемая ЛСЧ) и тем самым исключается. Стоп-ЛСЧ ограничивает параметр μ' снизу как $\mu' \gtrsim -\mu$, однако это ограничение может меняться, если другие суперчастицы окажутся ЛСЧ.

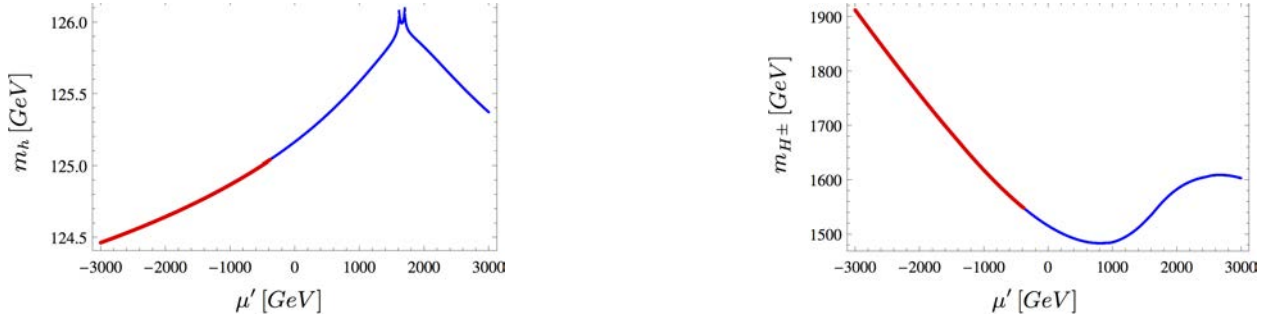


Рис. 4.5. Графики в плоскостях $m_h - \mu'$ и $m_{H^\pm} - \mu'$ для ХТ1. Цветовая кодировка такая же, как на Рис. 4.2.

Прежде чем подвести итог этого подраздела, исследуем чувствительность хиггсовского сектора к параметру μ' . Как подчеркнуто выше, параметр μ' эффективно меняет массы хиггсино, а хиггсовский сектор зависит от этого параметра лишь опосредовано через петлевые поправки с хиггсино. На Рис.4.5 показаны результаты в плоскостях $m_h - \mu'$ и $m_{H^\pm} - \mu'$ для ХТ1. Как видно из рисунка, масса легчайшего хиггсовского бозона уменьшается на ~ 0.5 ГэВ при увеличении параметра μ' в отрицательную область вдоль красной части кривой. С другой стороны, более тяжелые хиггсовские состояния оказываются более чувствительными к параметру μ' . Массы тяжелых хиггсов, m_A , m_H и m_{H^\pm} ведут себя сходным образом. Поэтому мы представляем наши результаты только в плоскости $m_{H^\pm} - \mu'$. Согласно графику, массы этих состояний увеличиваются с ростом $|\mu'|$ в разрешенной области и позволяют получить массы вплоть до 400 ГэВ в красной части линии для ХТ1.

Мы не приводим аналогичные результаты для ХТ2, так как обнаружили для неё сходное поведение низкоэнергетических наблюдаемых.

На рисунке 4.6 представлены две диаграммы, демонстрирующие изменения в суперсимметричном спектре масс для обоих ХТ1 и ХТ2. При этом, используется та же цветовая кодировка для разрешенных и запрещенных вариаций, что и на других рисунках. В то время как полосы показывают общие изменения масс, их красные части представляют значения, которые согласованы с экспериментальными ограничениями, в том числе из редких распадов В-мезонов. Левая диаграмма получены для ХТ1, а правая соответствует ХТ2. Эти две диаграммы явно иллюстрируют сходное поведение в присутствии неголоморфных параметров. Маленькие поддиа-

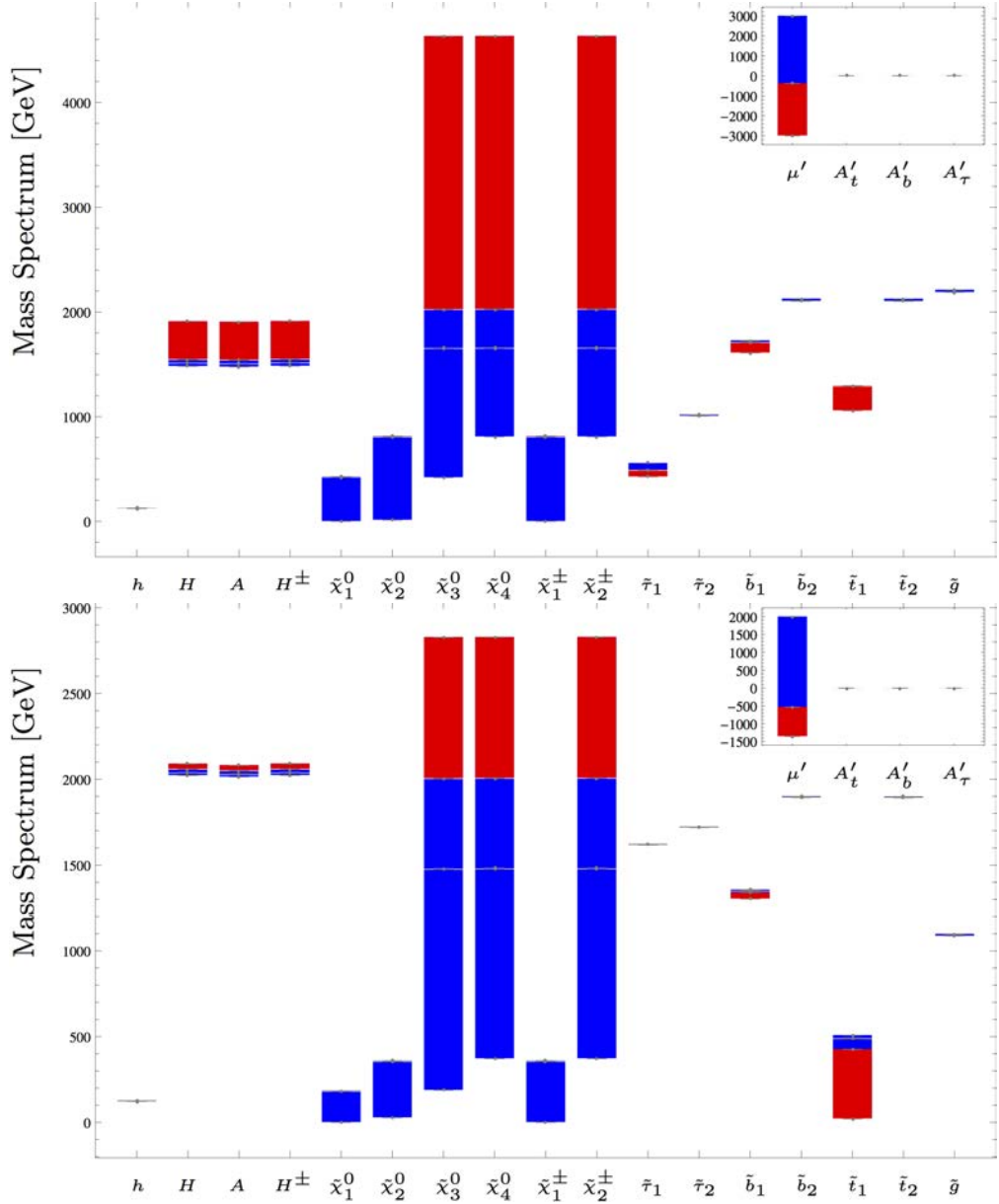


Рис. 4.6. Спектр масс в МССМ в зависимости от μ' для ХТ1 (левая панель) и ХТ2 (правая панель). Цветовая кодировка аналогична той, что на Рис.4.2.

граммы в правых верхних углах больших показывают область сканирования НГ параметров. Как видно, в случае ХТ1 допустимый диапазон для параметра μ' больше, чем для ХТ2, что связано с тем, что для ХТ2 вариант с стоп-ЛСЧ исключается. Как уже упоминалось выше, массы тяжёлых хиггсов меняются одинаково при варьировании μ' . Однако, на лёгкий Хиггс рассматриваемый параметр не оказывает значительного влияния. В секторах нейтралино и чарджино заметен переход от хиггсино к биновино. Так как массы легчайших нейтралино и чарджино почти не зависят

от μ' в красной области, соответствующая область на рисунке не видна. Небольшое изменение в легчайшем сботтоне наблюдается, в то время как изменение для легчайшего стопа оказывается порядка нескольких сотен ГэВ. Массы остальных тяжелых боттом и топ скварков меняются ничтожно мало. Наконец, масса глюино не получает никакого вклада вообще, как и следовало ожидать.

4.3.2. Параметры $A'_{t,b,\tau}$

В предыдущем разделе мы рассмотрели вклады НГ только от μ' . Это потому, что наиболее значимые вклады в наблюдаемых В-физики получаются благодаря этому параметру. Рассмотрим рисунок 4.7, на котором представлены наши результаты в плоскостях $m_{\tilde{t}_1} - A'_t$, $m_{\tilde{b}_1} - A'_b$ и $m_{\tilde{\tau}_1} - A'_\tau$. Все кривые синие, потому что все они исключены ограничениями от редких распадов В-мезонов и от измеренных масс хиггсовских бозонов. Каждый график получен путем изменения лишь одного параметра, который представляется на оси x. График $m_{\tilde{t}_1} - A'_t$ показывает, что изменение параметра A'_t приводят к росту массы стопа. Кривые для массы стопа становятся круче в области отрицательных значений параметра A'_t . С другой стороны, массы сботтом и стау демонстрируют обратное поведение под влиянием неголоморфных членов. Масса сботтома почти постоянна при положительных A'_b и уменьшается при увеличении $|A'_b|$ в отрицательной области. Масса стау уменьшается и при отрицательной и положительной величине A'_τ . В точке ХТ1 оказывается, что масса нейтралино находится в районе 425 ГэВ, и, как видно из рисунка $m_{\tilde{\tau}_1} - A'_\tau$, стау становится легче нейтралино, когда $A'_\tau \gtrsim 700$ ГэВ, что противоречит нашему предположению о том, что последнее всегда является ЛСЧ.

Так как обнаружение бозона Хиггса с массой 125 ГэВ является одним из важных ограничений, необходимо исследовать влияние неголоморфных членов на массу легчайшего хиггса. Хорошо известно, что древесное значение массы хиггса СМ ограничено сверху M_Z , и нужно учесть двухпетлевые поправки, чтобы поднять массу бозона Хиггса до 125 ГэВ. С точки зрения радиационных поправок особую роль играют заряженные сфермионы третьего поколения, потому что их константы взаимодействия с бозоном Хиггса больше, чем константы связи первого и второго поколений. Однако, смешивание в секторе сфермионов может иметь разный характер

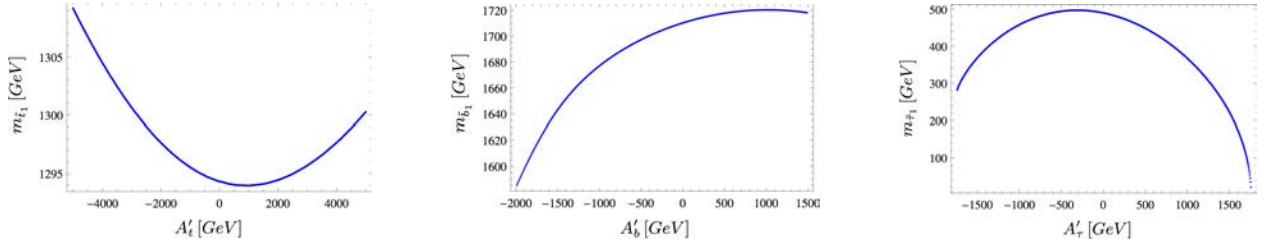


Рис. 4.7. Графики в плоскостях $m_{\tilde{t}_1} - A'_t$, $m_{\tilde{b}_1} - A'_b$ и $m_{\tilde{\tau}_1} - A'_\tau$. Все кривые синие из-за того, что все результаты исключены некоторыми ограничениями. Каждый график получен при изменении лишь одного параметра, который представляется на оси x плоскости.

в зависимости от аромата. Смешивание стау и сботтома пропорционально $-(\mu \tan \beta + A'_{b,\tau} v_u)$ и оно усилено параметром $\tan \beta$. Кроме этого, отрицательный знак в выражениях может дестабилизировать потенциал Хиггса, что может сильно ограничивать $A'_{b,\tau}$ и $\mu \tan \beta$ [213]. С другой стороны, смешивание стопов дается выражением $\mu \cot \beta + A'_t v_d$, где v_d ведёт себя как $1/\tan \beta$. Несмотря на его отрицательный знак, смешивание в секторе стопа оказывается подавленным $1/\tan \beta$, и, таким образом, мы имеем большую свободу в выборе параметров, удовлетворяющих ограничению на стабильностью вакуума. Полезно упомянуть, что это рассуждение не подходит для голоморфного параметра A_t , потому что эффект от A_t усилен $\tan \beta$ и ограничен требованием отсутствия минимума, нарушающего электрический и цветовой заряд [214].

В уравнениях (4.3), неоломорфные трилинейные константы связи A'_t , A'_b и A'_τ дают вклад $-v_d A_t^\dagger$ в смешиванию стопов, $v_u A_b^\dagger$ в смешиванию сботтомов и $v_u A_\tau^\dagger$ в смешивание стау. Эти вклады могут ослабить связанное с наблюдаемой массой хиггса СМ в 125 ГэВ требование тяжелых сфермионов или больших смешиваний. Рисунок 4.8 показывает влияние трилинейных констант связи A'_t , A'_b и A'_τ на легчайший бозон Хиггса m_h для ХТ1. Анализ вкладов от неоломорфных трелинейных констант связи в массу бозона Хиггса СМ показывают, что значительная поправка возникает благодаря A'_t . График $m_h - A'_t$ показывает почти линейную зависимость между массой бозона Хиггса и параметром A'_t . В дополнение, A'_b дает малый в сравнении с A'_t , но ненулевой вклад. Зависимость $m_h - A'_\tau$ представляет собой интересную кривую. Вклад от A'_τ является незначительным при

$-2000 \lesssim A'_\tau \lesssim 700$ ГэВ, а после этого масса резко падает до $m_h \approx 90$ ГэВ. Напомним, что стау становится ЛСЧ в этом регионе и из-за этого он оказывается исключенным. Таким образом, A'_τ имеет почти нулевое влияние на массу легчайшего бозона Хиггса в допустимом диапазоне.

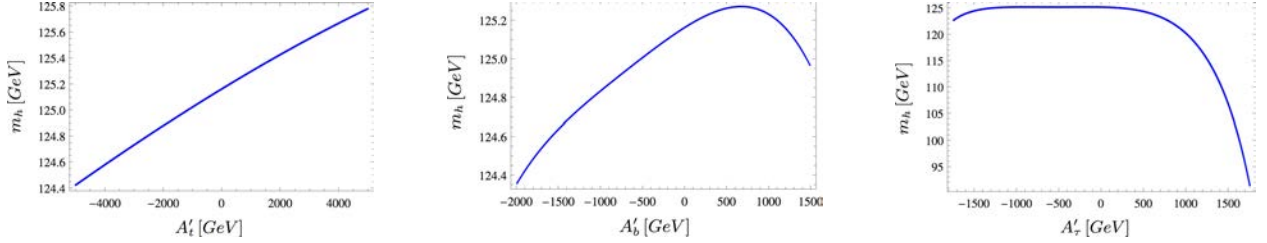


Рис. 4.8. Влияние трелинейных констант связи A'_t , A'_b and A'_τ на легчайший бозон Хиггса m_h в ХТ1.

Для того, чтобы явно показать разрешенные и запрещенные области для неголоморфных трелинейных констант связи, лучше задать μ' отличным от нуля, так что результаты становятся совместимыми с экспериментальными ограничениями, указанными в разделе 5.2. Для этого мы выбираем умеренное значение для μ' равное -750 ГэВ, которое позволит получить достаточный вклад, чтобы удовлетворить всем ограничениям. Полученные результаты, касающиеся неголоморфных трелинейных констант связи, представлены в виде диаграмм масс для вариаций A'_t , A'_b и A'_τ при $\mu' = -750$ ГэВ на Рис. 4.9 для ХТ1. Обозначения аналогичны используемым на Рис. 4.6.

График в верхней части демонстрирует влияние A'_t , и кажется, что там, где ограничения удовлетворяются, вклады от A'_t не портят ситуацию, несмотря на широкий диапазон изменений A'_t . С другой стороны, вклады от A'_b могут привести к противоречию с наблюдаемыми В-физики даже, если его диапазон изменений не такой широкий как у A'_t . В случае A'_τ синяя часть исключается требованием нейтралино-ЛСЧ. Это является особенностью нашей ХТ1, так как стау и нейтралино могут быть почти вырожденными. Если мы рассматриваем ХТ2 вместо ХТ1, требование, что нейтралино является ЛСЧ, исключало бы некоторые вклады от A'_t , которые приводят в рамках ХТ2 к стоп-ЛСЧ.

В то время как вклад в массу бозона Хиггса СМ не виден на графиках, тяжёлые хиггсовские бозоны демонстрируют поведение, аналогичное полу-

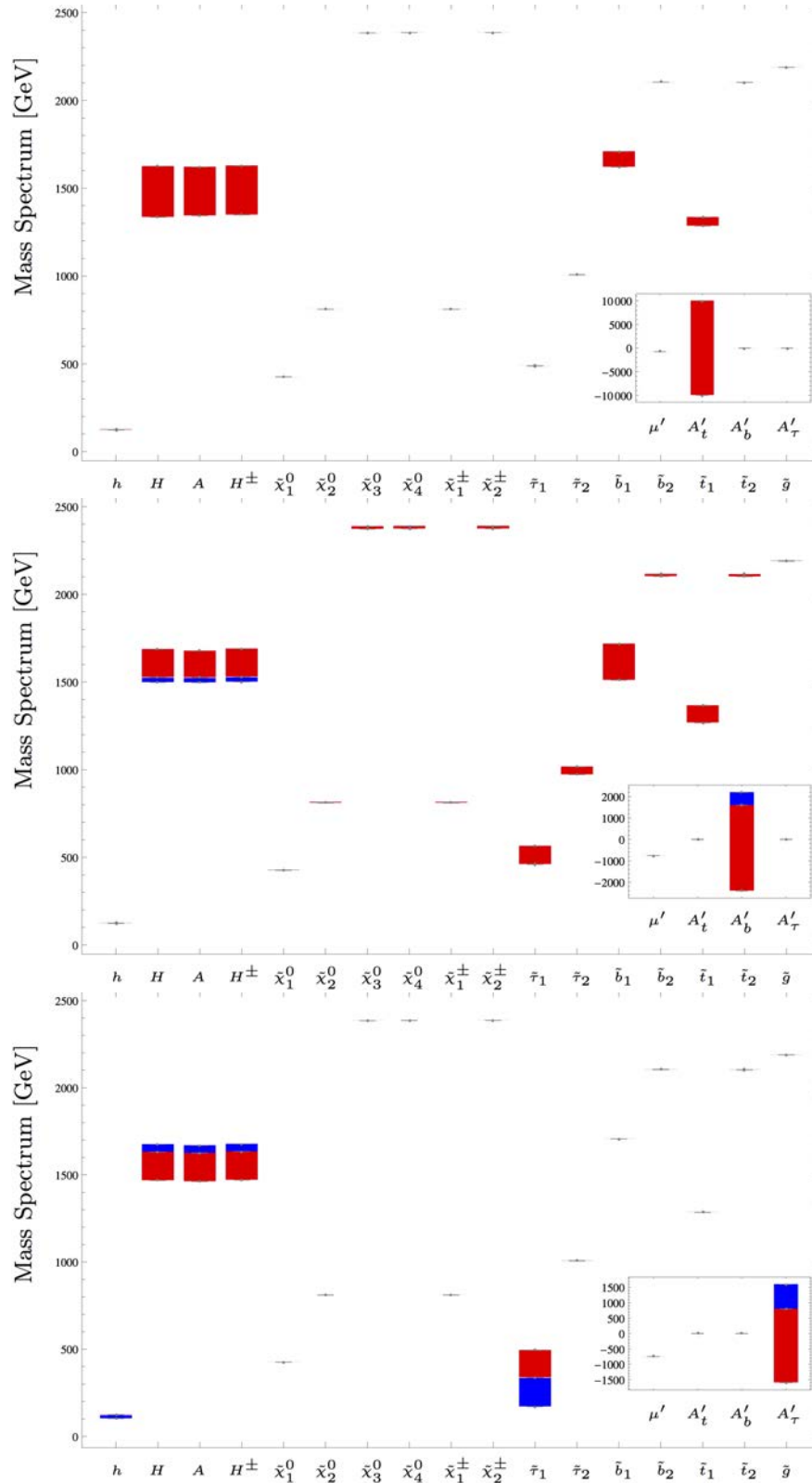


Рис. 4.9. Графики масс для A'_t , A'_b и A'_τ с $\mu' = -750$ ГэВ в указанном порядке сверху донизу для ХТ1 в рисунке 4.9. Цветовая кодировка и объяснение графиков такие же, как на рисунке 4.6.

ченному на графике 4.6 для μ' . Как и ожидалось, каждая неголоморфная трелинейная константа связи имеет прямое влияние на соответствующую частицу. Действительно, эффект от A'_t на массу стопа, от A'_b на массу сботтома, и от A'_{tau} на массу стау можно легко увидеть прямо на графиках. Однако, их поведение может быть и другим. Стоп может стать тяжелее из-за вклада от A'_t , в то время как сботтом и стау становятся легче при ненулевых A'_b и A'_τ . Интересно, что масса сботтома получает вклад от A'_t как и от A'_b . Это происходит потому, что пороговые поправки к Y_b частично зависят от массы стопов на шкале M_{SUSY} [215], на которой суперсимметричные частицы “отделяются”. Подобным же образом массы стопов могут зависеть от вкладов от A'_b благодаря пороговым эффектам к Y_t . Однако, эта зависимость не настолько сильна, как для массы сботтома [215].

Легко понять, что кроме вырождения стоп-топ, в рамках рассмотренных сценариев можно предсказать новые распады фермионов, которые могут стать предметом будущих исследований. Следует подчеркнуть, что для наших неголоморфных параметров мы предполагали доминантность третьего поколения, т.е. $A_u = A_t$, которая на самом деле является матрицей 3×3 с 9 элементами при сохранении CP-симметрии. Таким образом, рассмотрев ненулевые элементы можно изучать феноменологию процессов с изменением аромата.

4.4. Тонкая настройка потенциала Хиггса

Неголоморфные члены добавляют новые взаимодействия частиц, так что H_u может взаимодействовать с d-скварком и заряженными слептонами на древесном уровне, а H_d взаимодействует с верхними скварками. Кроме экспериментальных ограничений и феноменологических условиях можно также рассмотреть проблему тонкой настройки в НГССМ, так как эта модель имеет больше параметров, которые участвуют в вычислении наблюдаемых низкоэнергетической физики. Мера тонкой настройки может быть определена, если рассмотреть массу Z-бозона. Несмотря на то, что эта масса измерена экспериментально, она может быть записана через фундаментальные параметры с помощью соотношения, полученного путём минимизации хиггсовского потенциала в НГССМ

$$\frac{1}{2}M_Z^2 = -\mu^2 + \frac{(m_{H_d}^2 + \Sigma_{H_d}) - (m_{H_u}^2 + \Sigma_{H_u}) \tan^2 \beta}{\tan^2 \beta - 1} \quad (4.8)$$

где μ - билинейный параметр смешивания, $\tan \beta = \langle H_u \rangle / \langle H_d \rangle$, $m_{H_{u,d}}^2$ - параметры массы мягкого нарушения суперсимметрии хиггсовских дублетов, Σ_{H_d} и Σ_{H_u} - радиационные поправки к ним. Мера тонкой настройки, связанная с электрослабой шкалой ($M_{EW} \sim 100$ ГэВ), может быть вычислена с помощью определения [216]

$$\Delta_{EW} \equiv \text{Max}(C_i)/(M_Z^2/2) \quad (4.9)$$

где

$$C_i \equiv \begin{cases} C_{H_d} = | m_{H_d}^2 / (\tan^2 \beta - 1) | \\ C_{H_u} = | m_{H_u}^2 \tan^2 \beta / (\tan^2 \beta - 1) | \\ C_\mu = | -\mu^2 | \end{cases} \quad (4.10)$$

Минимизация потенциала в НГССМ дает соотношения между параметрами и M_Z , схожие со случаем МССМ. Это следует из того факта, что хиггсина не влияет на скалярный потенциал Хиггса в низшем порядке, и следовательно, можно определить меру тонкой настройки тем же выражением, что и (4.10). С другой стороны, как указано выше, неголоморфные члены дают вклад в наблюдаемые на петлевом уровне, и, следовательно, вклады от Σ_{H_d} и Σ_{H_u} могут отличаться в рамках НГССМ от случая МССМ. Вычисления параметров модели на низкоэнергетической шкале уже содержат вклады от петель, и таким образом C_{H_d} и C_{H_u} определены в Eq.(4.10) только через “мягкие” массовые слагаемые хиггсовских полей. Из-за того, что эти факторы подавлены $\tan \beta$, тонкая настройка в основном измеряется параметром C_μ , и неголоморфные члены не имеют значительного влияния на тонкую настройку.

Хотя неголоморфные члены и не сильно меняют меру тонкой настройки, они могут менять феноменологию в регионах, которые дают приемлемую величину $\Delta_{EW} \lesssim 1000$. Обе рассмотренные характерные точки из таблицы 4.1 оказываются приемлемы с точки зрения тонкой настройки, так как $\Delta_{EW} = 661.5$ для ХТ1 и $\Delta_{EW} = 525.4$ для ХТ2. Требование отсутствия тонкой подстройки ограничивает массу стопа $m_{\tilde{t}_1} \gtrsim 300$ ГэВ

[186, 187, 188, 189, 190, 191, 192, 193, 194, 195, 196, 197, 198, 199, 200, 201, 202, 203, 204, 205, 206, 207, 208, 209, 210, 211, 212], и как видно из таблицы 4.1, масса стопа находится в районе 500 ГэВ в случае пренебрежения неголоморфными членами. С другой стороны, как показано на рисунке 4.4, масса стопа для ХТ2 может быть в районе 180 ГэВ при $\mu' \sim -1200$. В этом случае, стоп и топ оказываются вырождены и конечные состояний в событиях $\tilde{t}_1\tilde{t}_1^*$ на БАК становятся трудно отличимыми от конечных состояний от $t\bar{t}$. Учитывая текущие экспериментальные данные (4.7), лёгкие стопы могут быть не видны за фоном топ кварков в коллайдерах, и, таким образом, могут остаться незамеченными. Недавнее исследование показало, что в пространстве параметров CMSSM очень узкая область с $m_0 \sim 9$ ТэВ, $M_{1/2} \sim 0.3$ ТэВ, $A_0 \sim -18$ ТэВ и $\tan\beta \sim 34$ может давать лёгкий стоп с массой $\lesssim 300$ ГэВ, однако, эта область весьма тонко настроена ($\Delta_{EW} \sim 10000$) [185]. Сравнивая наши результаты, показанные на рисунке 4.4, с выводами работы [185], можно заключить, что область с лёгким стопом может быть расширена. Кроме того, из-за того, что неголоморфные члены не меняют меру тонкой настройки, Δ_{EW} остаётся в районе 500, и следовательно, область с лёгким стопом в НГССМ может быть реализована с разумным значением меры тонкой настройки.

4.5. Дискуссия

В этой главе диссертации исследован спектр масс в МССМ с дополнительными неголоморфными мягко-нарушающими суперсимметрию членами. При этом мы удовлетворили экспериментальным ограничениям, в частности от редких распадов В-мезонов и на массы суперсимметричных частиц. Мы выбрали в пространстве параметров в CMSSM две характерные точки, которые в настоящее время исключены экспериментами, связанными с В-физикой. Исследовав влияние неголоморфных членов на примере этих двух характерных точек, мы обнаружили, что расширение сектора мягкого нарушения суперсимметрии с помощью неголоморфных членов имеет много преимуществ.

Во-первых, предсказание для В-физики в CMSSM могут быть изменены вкладами от неголоморфных слагаемых и, таким образом, оказывается возможным получить большую разрешённую области пространства

параметров при более детальном сканировании. Вклады от неголоморфных членов также меняют спектр масс суперсимметричных частиц. Мы обнаружили, что сектор тяжелых бозонов Хиггса демонстрирует большую чувствительность к новым параметрам. Хотя влияние неголоморфных членов на легчайший бозон Хиггса незначительно, массы тяжелых хиггсов могут меняться на величины порядка 400 ГэВ от своих значений, которые получены в МССМ. Среди неголоморфных членов параметр μ' оказывает наибольшее влияние на массу хиггсино и может привести к легчайшему нейтралينو с большой компонентой хиггсино, масса которого почти ноль при $\mu' \approx \mu$. Эта область, однако, также дает безмассовое чарджино и исключается ограничениями Большого электрон-позитронного коллайдера. Кроме хиггсовского сектора, легчайший стоп, сботтом и стау также оказывается чувствительными к неголоморфным вкладам. В то же время, тяжелый стоп, сботтом и стау полностью нечувствительны к неголоморфным параметрам. Изменение в спектре масс может привести к тому, что меняется тип следующей за легчайшей суперсимметричной частицы различного типа, стоп или стау, как мы получили для ХТ1 и ХТ2. Причем, каждая СЛСЧ имеет свою феноменологию.

Кроме того, кроме обогащения феноменологии на низкоэнергетической шкале, мы обнаружили, что масса бозона Хиггса M в районе 125 ГэВ может быть получена даже, когда масса стопа не очень велика $m_{\tilde{t}_1} \sim 180$ ГэВ, в отличие от CMSSM (без неголоморфных членов) [217]. Малая масса стоп поднимает вопрос, связанный с потенциальным вырождением стопа и топа. В этом случае сигнал от стопа может “прятаться” за фоном для топ кварка и избежать обнаружения на коллайдерах. В рамках МССМ с неголоморфными членами было обнаружено, что такой сценарий с лёгким стопом может оказаться совместным с имеющимися экспериментальными ограничениям, причем соответствующая область приемлема с точки зрения тонкой настройки ($\Delta_{EW} \lesssim 1000$). В данном контексте, мягко-нарушающие неголоморфные члены могут обеспечить разумное решение проблему натуральности путем снижения масс частиц.

Разрешённые регионы для некоторых неголоморфных параметров оказываются значительными так что соответствующие параметры могут достигать уровня в несколько сотен ГэВ при удовлетворении всех учитываемых ограничений. Исключенные в CMSSM области могут оказаться раз-

решенными благодаря значительным вкладам от новых параметров. Под давлением нынешних экспериментальных результатов, кажется разумным рассмотреть как МССМ, так и ее альтернативные расширения.

ГЛАВА 5. ТЁМНАЯ МАТЕРИЯ КАК НЕЙТРАЛИНО И ДРУГИЕ ПРЕДСКАЗАНИЯ ДЛЯ БАК В РАМКАХ КВАЗИ-ЮКАВСКОГО ОБЪЕДИНЕНИЯ

В этой главе диссертации мы исследуем свойства тёмной материи и возможные новые сигналы на БАК в рамках суперсимметричной модели с квазиобъединением $t - b - \tau$ юкавских констант. Модель обосновывается в теории великого объединения (ТВО) с калибровочной группой $G = SU(4)_c \times SU(2)_L \times SU(2)_R$. Отклонение от точного объединения задаются с помощью безразмерного параметра C ($|C| \lesssim 0.2$), так что юкавские константы на шкале ТВО (M_{GUT}) связаны друг с другом соотношением $y_t : y_b : y_\tau = |1 + C| : |1 - C| : |1 + 3C|$. В отличие от более ранних исследований, проводимых в предположении универсальности масс гейджино, мы изучаем ситуацию, в которой массы гейджино неуниверсальные на шкале M_{GUT} , но совместны с группой G . Сканирование пространства параметров с учетом указанных дополнительных ограничений проводится двумя независимыми способами: в первом случае используется пакет ISAJET, а во втором - коды SoftSusy и SuperIso. Результаты, даваемые разными кодами, находятся в качественном согласии и демонстрируют возможность получить наблюдаемое количество темной материи. Соответствующие сценарии включают в себя вариант с коаннигиляцией стау и чарджино, а также сценарий с резонансной аннигиляцией через A -бозон. Кроме того, существует решение, когда тёмная материя - хиггсино. В этом случае оказывается возможным наблюдать в ближайшее время тёмную материю в экспериментах по её прямому детектированию. Масса глюино при этом находится в районе $\lesssim 4.2$ ТэВ, масса стопа - в районе $\gtrsim 2$ ТэВ, а первое и второе поколения скварков и слептонов имеют массы, соответственно, порядка 4 – 5 ТэВ и 3 ТэВ.

5.1. Введение

В работе [218] изучаются следствия неполного (или квази) $t - b - \tau$ -объединение юкавских констант на шкале ТВО ($M_{\text{GUT}} \sim 2 \times 10^{16}$ ГэВ). Данная модификация для третьего поколения ($t - b - \tau$) [219, 220, 221] мотивируются желанием построить реалистичные суперсимметричные модели в рамках теории великого объединения (ТВО), предсказывающие реалистичные массы и смешивание в секторе материи. Например, необходимые массы кварков и заряженных лептонов второго поколения могут быть объяснены, следуя [222, 223, 224], включением хиггсовских полей в представлении $H'(15, 1, 3)$ группы $G = SU(4)_c \times SU(2)_L \times SU(2)_R$ (далее “4-2-2”) [225], которые приобретают ненулевые вакуумные ожидания а шкале ТВО. Юкавские константы взаимодействия получают в этом случае значительные дополнительные вклады, причем отклонения от точного Юкавского объединения могут быть выражены в следующем виде [218]:

$$y_t : y_b : y_\tau = |1 + C| : |1 - C| : |1 + 3C| . \quad (5.1)$$

Мы будем говорить об уравнении (5.1), как об условии квази-юкавского объединения. Заметим, что C может быть выбрана положительным с помощью подходящего выбора фаз хиггсовских полей H и H' [222, 223, 224].

Модель 4-2-2 имеет очень важные свойства, которые отличают её от других теорий на высокоэнергетической шкале [226, 227, 228, 229, 230, 231, 232, 233, 234, 235, 236, 237]. Дискретная левая-правая (ЛП) симметрия сокращает количество калибровочных константы связи с трёх до двух, так что $g_L = g_R$. Модель 4-2-2 на шкале M_{GUT} также требует равенства масс гейджино, соответствующих группам $SU(2)_L$ и $SU(2)_R$. Поля материй каждого поколения принадлежат $\psi(4, 2, 1)$ и $\psi_c(\bar{4}, 1, 2)$. Симметрия ЛП требует существования правого нейтрино.

В этой главе диссертации исследуется квази-юкавское объединение в рамках 4-2-2, с учётом того факта, что массы гейджино $M_{1,2,3}$ в МССМ на шкале M_{GUT} могут быть неуниверсальными. В частности, предполагается следующее асимптотическое соотношение [238]:

$$M_1 = \frac{3}{5}M_2 + \frac{2}{5}M_3 , \quad (5.2)$$

которое следует из ЛП-симметрии на шкале M_{GUT} и факта, что $U(1)_Y$ в

рамках 4-2-2 дается выражением:

$$Y = \sqrt{\frac{3}{5}} I_{3R} + \sqrt{\frac{2}{5}} (B - L). \quad (5.3)$$

Здесь M_1 , M_2 и M_3 - асимптотические массы гейджино для $U(1)_Y$, $SU(2)_L$ и $SU(3)_c$, а I_{3R} и $(B - L)$ - диагональные генераторы групп $SU(2)_R$ и $SU(4)_c$, соответственно. Заметим, что или M_2 или M_3 может быть выбрано положительным, в то же время как остальные могут иметь как отрицательный, так и положительный знак.

В случае квази-юкавского объединения феноменология на низкоэнергетической шкале меняется незначительно. С другой стороны, 4-2-2 с положительной массой гейджино оказывается сильно ограничено, если предполагается точное юкавское объединение. Несмотря на различные каналы коаннигиляции [239], только коаннигиляция с глюино может дать приемлемый результат при условии юкавского объединения [238]. Ослабив требование объединения $t - b - \tau$ до $b - \tau$, оказывается возможным получить канал коаннигиляции стоп-нейтралино [240]. В этом смысле квазиюкавское объединение позволяет получить различные феноменологические следствия, даже если значения всех масс гейджино имеют положительный знак. Поэтому мы ограничиваем себя условием, в котором все массы гейджино положительные.

Хотя это и необязательно, можно предположить точное объединение калибровочных констант ($g_1 = g_2 = g_3$) на M_{GUT} в 4 - 2 - 2. Шестнадцатимерное представление группы $SO(10)$ расщепляется на $\psi(4, 2, 1)$ и $\psi_c(\bar{4}, 2, 1)$ группы G . Используя ЛП-симметрию, можно получить равные мягкие массы, связанные с ψ и ψ_c .

Содержание этой главы следующее. В разделе 5.2 мы коротко прокомментируем нашу процедуру сканирование и накладываемые экспериментальные ограничения. В разделе 5.3 мы демонстрируем пространство фундаментальных параметров модели, разрешенное экспериментальными ограничениями и квази-юкавском объединением. Раздел 5.4 посвящен следствиям в секторе тёмной материи, таким как каналы коаннигиляции и решению через резонанс. В разделе 5.5 рассматривается хиггсино как ЛСЧ и подчеркиваются соответствующие последствия для экспериментов по прямому обнаружению ТМ. В разделе 5.6 мы сравниваем ISAJET и SoftSusy и отмечаются небольшие отличия в предсказаниях. Результаты сканирова-

ния иллюстрируются на примере ряда характерных точек. Наконец, итоги исследования приводятся в разделе 5.7.

5.2. Процедура сканирования и экспериментальные ограничения

В процессе сканирования пространства параметров мы использовали ISAJET 7.84 [241], SoftSusy-3.4.1 [75] и SuperIso Relic v3.3 [90, 91, 92] для вычисления наблюдаемых на низкоэнергетической шкале. Начальные значения калибровочных и Юкавских констант связи оцениваются на низкой шкале. Далее ISAJET эволюционирует калибровочные константы и юкавские константы третьего поколения до M_{GUT} , в то время как SoftSusy выполняет вычисления с учетом всех поколений. Мы не накладываем условие строгого объединения калибровочных констант связи $g_1 = g_2 = g_3$, из-за того факта, что некоторое отклонения могут возникнуть из-за неизвестных пороговых поправок на шкале ТВО [242, 243]. Таким образом, M_{GUT} является шкалой, на которой $g_1 = g_2$, однако g_3 отличается на несколько процентов. После определения M_{GUT} , заданные на этом масштабе граничные значения параметров, мягко нарушающих суперсимметрию, экстраполируют до слабой шкалы M_Z совместно с калибровочными и юкавскими константами.

Суперсимметричные пороговые поправки к юкавским константам связи [215] учитываются на общей шкале $M_{\text{SUSY}} = \sqrt{m_{\tilde{t}_L} m_{\tilde{t}_R}}$ в ISAJET, а в SoftSusy они добавляются на электрослабой шкале. Весь набор параметров итеративно “бегает” между M_Z и M_{GUT} с помощью полных 2-петлевых уравнений РГ, а параметры мягкого нарушения суперсимметрии извлекаются из уравнений РГ на соответствующих шкалах $m_i = m_i(m_i)$.

Мы провели случайное сканирование следующего пространства пара-

метров:

$$\begin{aligned}
0 &\leq m_{16} \leq 10000 \text{ GeV} \\
0 &\leq M_2 \leq 2000 \text{ GeV} \\
0 &\leq M_3 \leq 2000 \text{ GeV} \\
-3 &\leq A_0/m_{16} \leq 3 \\
40 &\leq \tan \beta \leq 60 \\
0 &\leq m_{10} \leq 10000 \text{ GeV} \\
\mu &> 0, \quad m_t = 173.3 \text{ GeV},
\end{aligned} \tag{5.4}$$

с учетом уравнения 5.2. Принимая во внимание сходство между $SO(10)$ и калибровочной группой модели Пати-Салама, обсуждаемой выше, мы используем обозначения $SO(10)$ для описания граничных условий, совместимых с 4-2-2. В данном контексте, m_{16} соответствует универсальному параметру мягкого нарушения суперсимметрии для полей материй, а m_{10} играет роль “мягкой” массы для хиггсовских дублетов в МССМ. Параметры M_2 , M_3 соответствуют массам гейджино групп $SU(2)_L$ и $SU(3)_c$, а M_1 - вычисляется через M_2 и M_3 по асимптотической формуле (5.2). A_0 - параметр универсального мягкого нарушения суперсимметрии для трилинейных скалярных взаимодействий, $\tan \beta$ - отношение вакуумных средних хиггсовских дублетов МССМ, μ - параметр смешивания хиггсовского суперполя, а m_t - масса топ кварка. Заметим, что мы выбираем массу топ кварка равной 173,3 ГэВ [173, 174], и наши результаты не слишком чувствительны к вариации $1\sigma - 2\sigma$ в m_t [175].

В процессе сканирования мы используем алгоритм Метрополиса-Гастингса, описанный в [244, 245], и требуем чтобы все собранные точки были согласованными с условиями радиационного нарушения суперсимметрии (EWSB) и имели нейтралино в качестве ЛСЧ. Радиационное нарушение симметрии дает важное теоретическое ограничение [246, 247, 248, 249, 250]. После первоначального отбора точек, мы проверяем ограничения на спектра масс [176] и от редких распадов В-мезонов $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$ [143], $b \rightarrow s\gamma$ [144], и $B_u \rightarrow \tau \nu_\tau$ [177]. После нахождения областей, совместных с ограничениями от БАК, мы также накладываем ограничения WMAP на реликтовую плотность ЛСЧ - нейтралино [251]. ISAJET использует IsaTools [252, 253, 254, 255, 256] для вычисления реликтовой плотности и наблюдаемых В-физики, в то время как SoftSusy используется совместно с SuperIso

Relic. Экспериментальные ограничения, накладываемые нами, можно просуммировать следующим образом:

$$\begin{aligned}
m_h &= (123 - 127) \text{ GeV} \\
m_{\tilde{g}} &\geq 1 \text{ TeV} \\
0.8 \times 10^{-9} &\leq \text{BR}(B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-) \leq 6.2 \times 10^{-9} \quad (2\sigma) \\
2.99 \times 10^{-4} &\leq \text{BR}(b \rightarrow s\gamma) \leq 3.87 \times 10^{-4} \quad (2\sigma) \\
0.15 &\leq \frac{\text{BR}(B_u \rightarrow \tau\nu_\tau)_{\text{MSSM}}}{\text{BR}(B_u \rightarrow \tau\nu_\tau)_{\text{SM}}} \leq 2.41 \quad (3\sigma) \\
0.0913 &\leq \Omega_{\text{CDM}} h^2 \leq 0.1363 \quad (5\sigma).
\end{aligned} \tag{5.5}$$

Стоит подчеркнуть границы масс для бозона Хиггса [140, 257] и глюино [258]. Как и в предыдущей главе мы позволяем предсказываемой массе быть в пределах нескольких процентов от наблюдаемого значения. Кроме этих ограничений, мы также требуем, чтобы наши решения были не хуже, чем в СМ касательно мюонного аномального магнитного момента. Заметим, что ограничение WMAP оказывается очень строгим, так как реликтовая плотность нейтралино - кандидата на роль тёмной материи - обычно оказывается слишком большой. Кроме того, в качестве решения уравнения Больцмана, реликтовая плотность имеет экспоненциальную форму [19, 20, 21, 22, 23], и поэтому даже небольшие отклонения в параметрах модели могут экспоненциально повлиять на результаты при расчете реликтовой плотности. Из-за того, что коды для числительных решений обрабатывают такую неопределенность по-разному, некоторые решения, исключенные некоторыми кодами, могут оказаться подходящим при расчете другими программами [259]. Принимая такие большие неопределенности во внимание мы посчитали разумным ослабить ограничения от WMAP до $0.0913 \leq \Omega h^2 \leq 1$ для решений, полученных SuperIso Relic. В добавок к этом, можно предполагать много-компонентный сценарий для тёмной материи, в котором нейтралино-ЛСЧ является одной из компонентов. Такое предположение может опустить нижнюю границу на реликтовую плотность и таким образом изменить феноменологию частиц тёмной материи. Особенно это касается случаев, для которых легчайшее нейтралино в основном состоит из хиггсино, или представляет собой смесь бино-вино. Мы не исключаем такие возможности, но в дальнейшем предполагаем, что реликтовая плотность тёмной материи определяется только нейтралино.

5.3. Пространство фундаментальных параметров модели с квази-Юкавским объединением и спектр масс суперчастиц

В этом подразделе мы рассматриваем разрешенные области в пространстве фундаментальных параметров модели 4-2-2, ограниченных уравнением (5.4), и представляем результаты, полученные с помощью SoftSusy+SuperIso Relic и ISAJET. Рисунок 5.1 показывает графики в плоскостях $C - m_{16}$ и $C - m_{10}$. Параметр C для всех точек определяется из отношения y_t/y_b . Левый столбец показывает результаты, полученные с помощью ISAJET, а правый столбец - результаты SoftSusy. Все точки согласованы с EWSB и нейтрально является ЛСЧ. Зеленые точки удовлетворяют ограничениям на массы суперчастиц и бозона Хиггса, а также ограничениям от В-распадов. Синие точки образуют подмножество зелёных и согласованы с условием квази-Юкавского объединения (5.1). Заметим, что мы также рассматриваем случаи $C > 0.2$, так как именно эта величина отложена по вертикали. Значению $C = 0.2$ соответствует пунктирная линия. Красные точки являются подмножеством синих и предсказывают подходящее количество темной материи. Они находятся в согласии с ограничениями WMAP в пределах 5σ для случая ISAJET, в то же время $0.0913 \leq \Omega h^2 \leq 1$ для графиков, полученных с помощью SoftSusy и SuperIso Relic. Как видно из графиков $C - m_{16}$, квазиюкавское объединение (синие точки) требует $m_{16} \gtrsim 2$ ТэВ, а параметр m_{10} оказывается слабо ограниченным. Хотя мы и позволяем $\gtrsim 0.2$, только небольшая порция решений, полученных ISAJET может быть исключена условием $C \leq 0.2$, в то время как все решения, указанные синим цветом, автоматически удовлетворяют $C \lesssim 0.2$ для SoftSusy. Это отличие между результатами сканирования в ISAJET и SoftSusy возникает из-за того, что эти программы учитывают пороговые поправки по-разному; ISAJET считает пороговые поправки на $SUSY$, при котором суперсимметричные частицы отщепляются. В SoftSusy аналогичные поправки учитываются на электрослабой шкале, что приводит к разнице порядка 3% на шкале M_{GUT} для юкавских констант третьего поколения [260].

Аналогично, Рис.5.2 отображает графики в плоскостях $C - M_2$ and $C - M_3$. Из рисунка с $C - M_2$ можно видеть, что M_2 может быть сравнительно маленькой порядка 300 ГэВ. Эти решения с лёгким M_2 приводят к

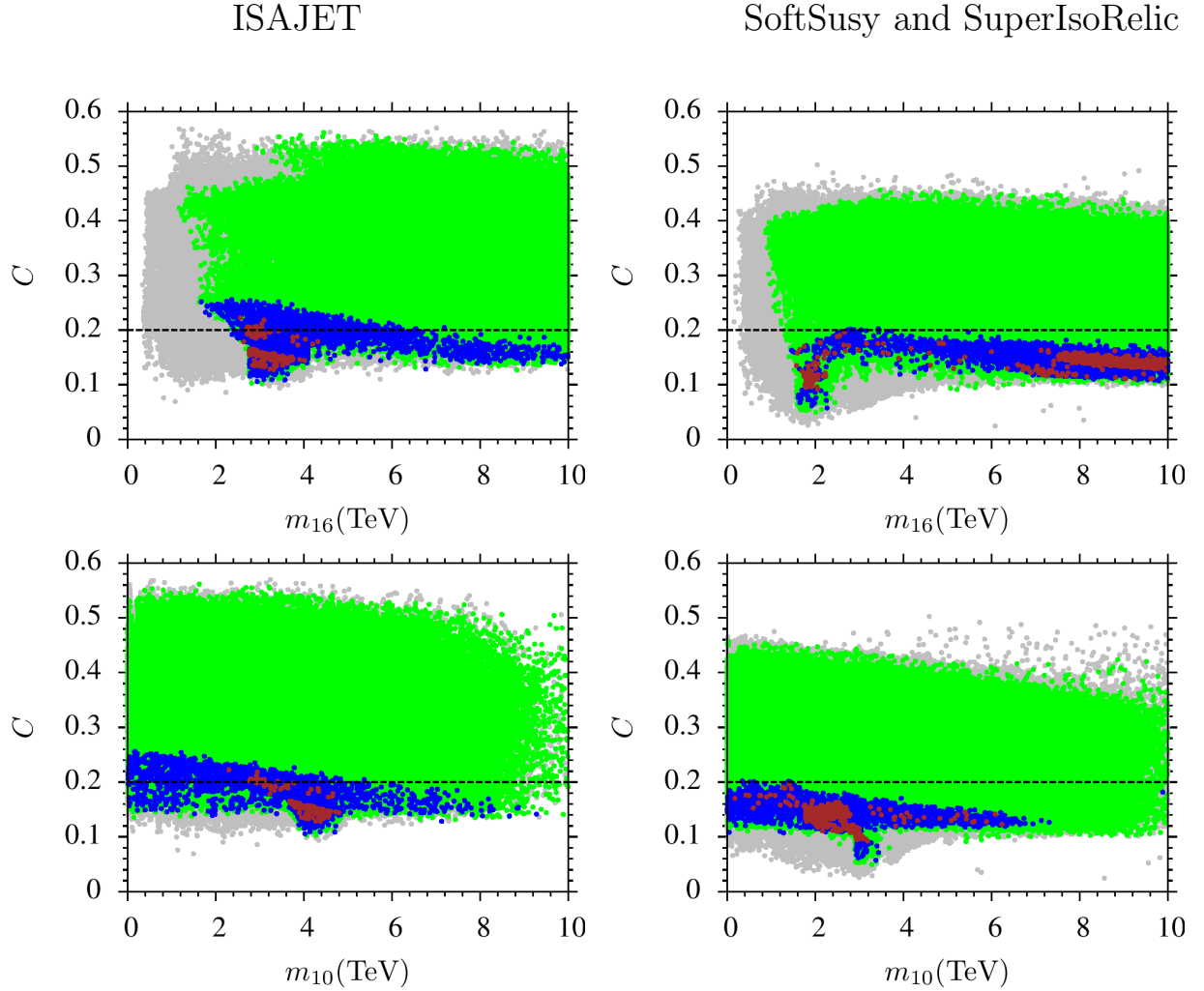


Рис. 5.1. Графики в плоскостях $C - m_{16}$ и $C - m_{10}$. Левая панель показывает результаты, полученные с помощью ISAJET, а правая соответствует результатам от SoftSusy. Все точки согласованы с EWSB и нейтралино является ЛСЧ. Зеленые точки удовлетворяют ограничениям на массы суперчастиц и бозона Хиггса, а также ограничениям от В-распадов. Синие точки образуют подмножество зелёных и согласованы с условием квази-Юкавского объединения. Заметим, что мы также рассматриваем случаи $C > 0.2$, так как именно эта величина отложена по вертикали. Значению $C = 0.2$ соответствует пунктирная линия. Красные точки являются подмножеством синих и предсказывают подходящее количество темной материи. Они находятся в согласии с ограничениями WMAP в пределах 5σ для случая ISAJET, в то же время $0.0913 \leq \Omega h^2 \leq 1$ для графиков, полученных с помощью SoftSusy и SuperIso Relic.

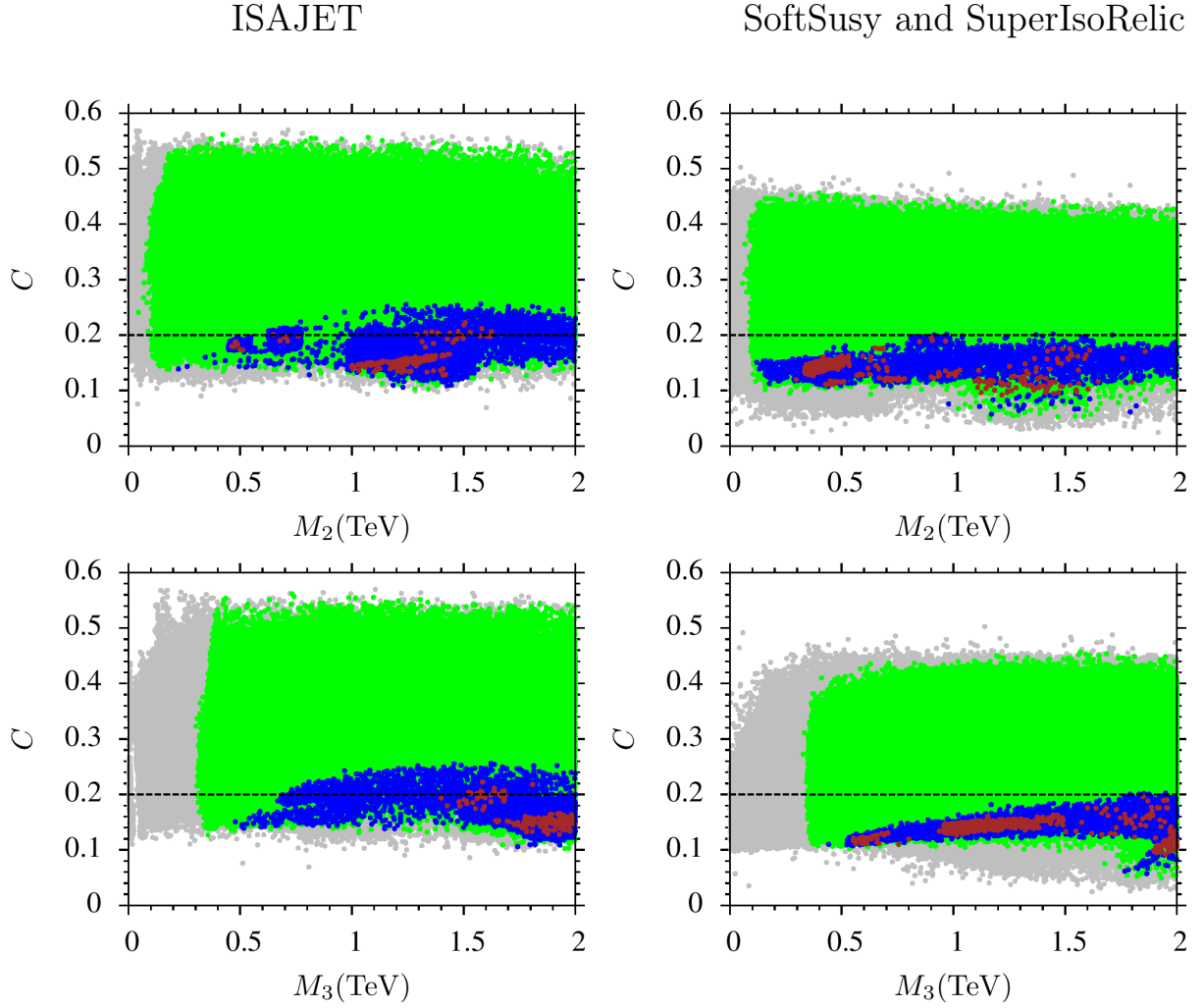


Рис. 5.2. Графики в плоскостях $C - M_2$ и $C - M_3$. Цветовая кодировка аналогична Рис.5.1.

смешивание бино-вино при низких энергиях и может позволить уменьшить реликтовую плотность нейтралино-ЛСЧ до желаемых значений. Плоскость $C - M_3$ показывает, что значения $M_3 \gtrsim 500$ ГэВ совместимы с квази-юкавским объединением, что приводит к ограничению на массу глюино ($m_{\tilde{g}} \gtrsim 1.5$ ТэВ) на низкой шкале.

Результаты для остальных параметров показаны на Рис. 5.3 в виде графиков в плоскостях $C - \tan \beta$ и $C - A_0/m_{16}$. Плоскость $C - \tan \beta$ показывают, что квази-Юкавское объединение требует довольно большие значения $\tan \beta$. Левая верхняя часть демонстрирует, что $\tan \beta \gtrsim 56$ оказывается совместным с квази-Юкавским объединением. SoftSusy же приводит к ограничению $\tan \beta \gtrsim 53$. Графики $C - A_0/m_{16}$, полученные ISAJET и

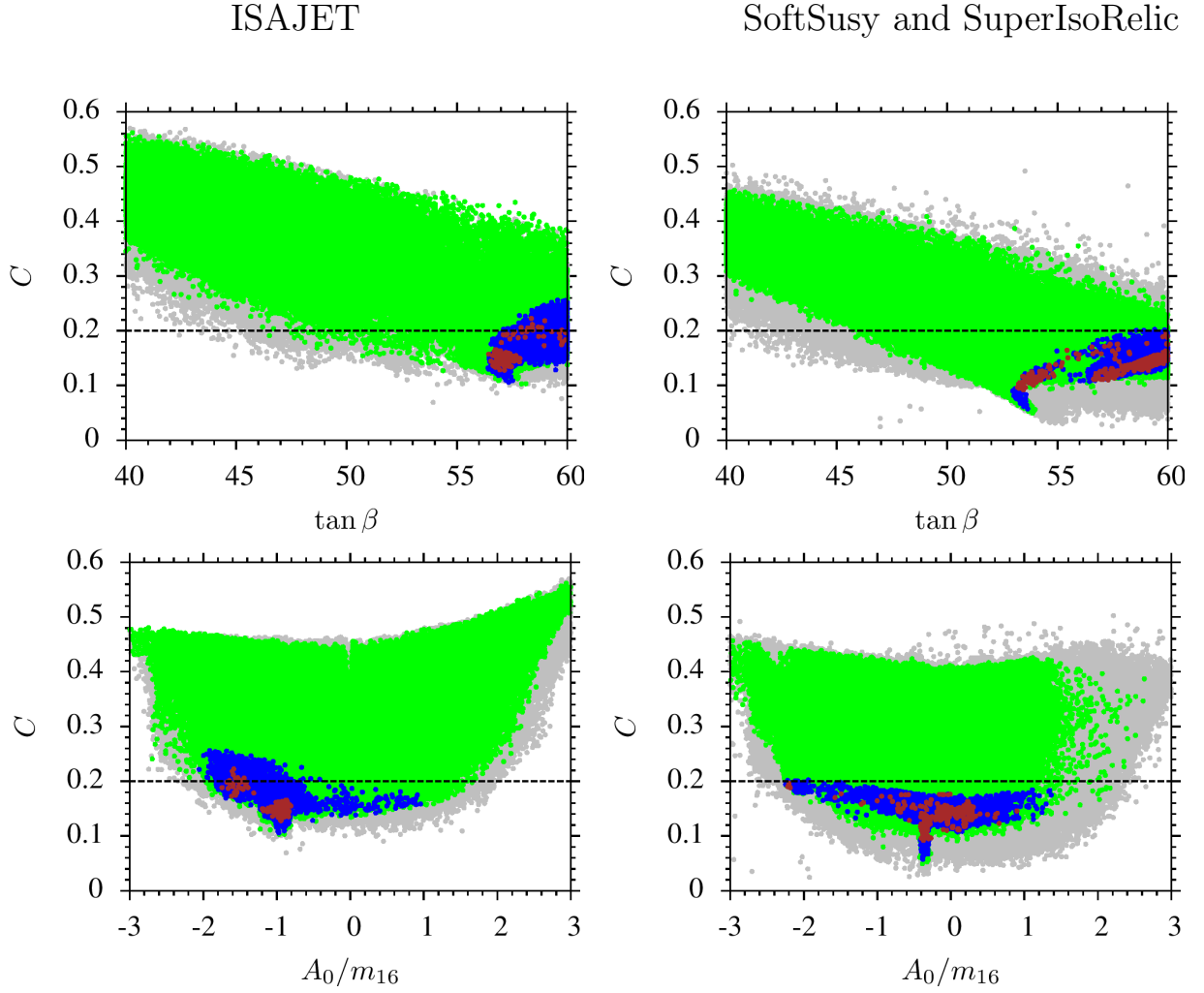


Рис. 5.3. Графики в плоскостях $C - \tan \beta$ и $C - A_0/m_{16}$. Цветовая кодировка аналогична Рис.5.1.

SoftSusy показывают, что A_0/m_{16} может лежать в диапазоне $(-2, 1)$.

На Рис.5.4 представлены результаты для спектра масс цветных частиц в плоскостях $m_{\tilde{q}} - m_{\tilde{g}}$ и $m_{\tilde{t}} - m_{\tilde{t}}$. Обозначения такие же, как на Рис.5.1. Заметим, что синие точки удовлетворяют условию $C \leq 0.2$ как и условию квази-Юкавского объединения. Как уже упомянуто, масса глюино, совместная с квази-Юкавским объединением и $C \leq 0.2$, ограничена $m_{\tilde{g}} \gtrsim 1.5$ и может быть изучена в будущих экспериментах на БАК. Подобном же образом, стоп кварки удовлетворяют $m_{\tilde{t}} \gtrsim 2$ ТэВ. При этом, ISAJET и SoftSusy хорошо согласуются друг с другом в отношении спектра масс.

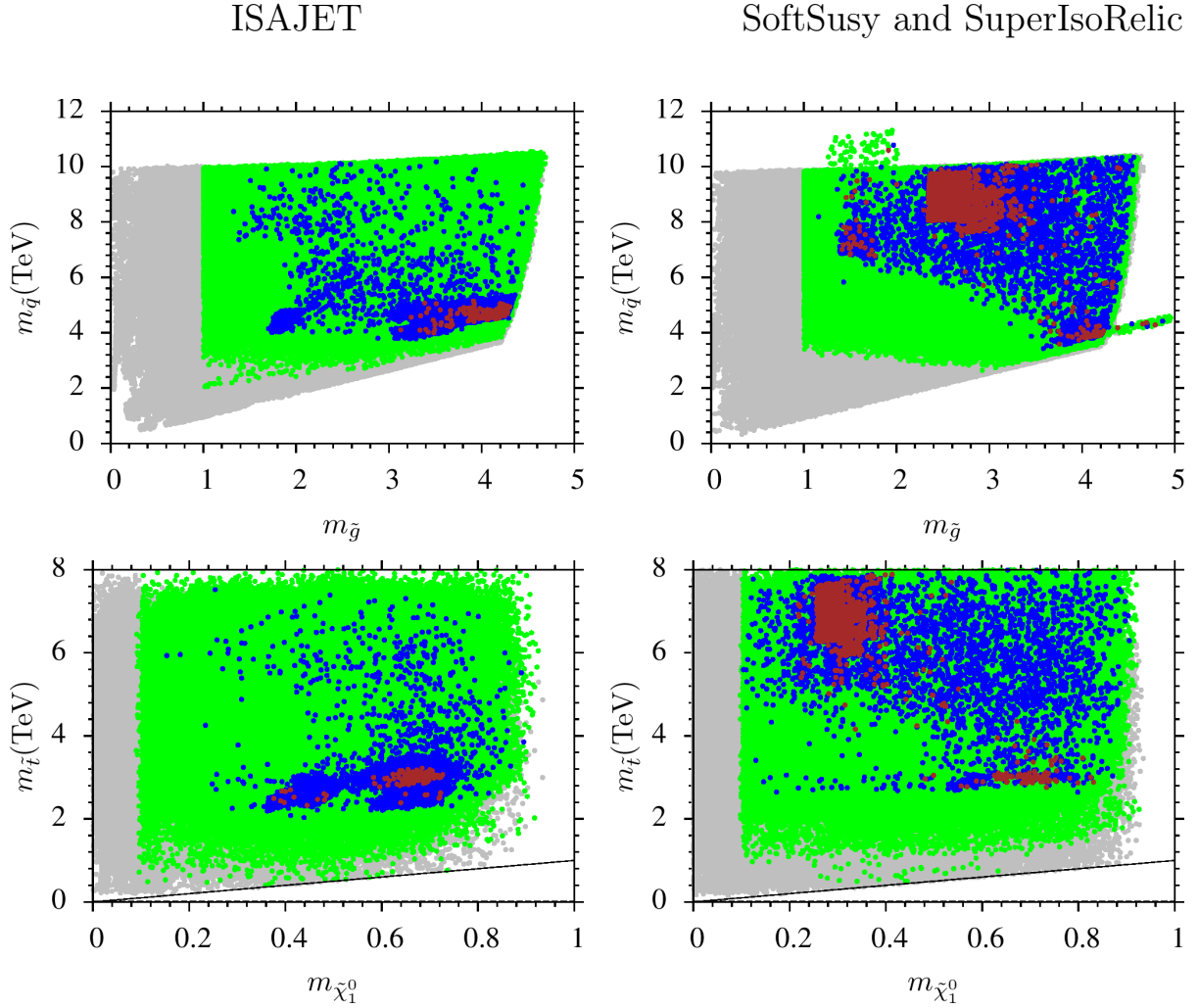


Рис. 5.4. Графики в плоскостях $m_{\tilde{q}} - m_{\tilde{g}}$ и $m_{\tilde{t}} - m_{\tilde{\chi}_1^0}$. Цветовая кодировка аналогична 5.1. Кроме того, синие точки удовлетворяют $C \leq 0.2$.

5.4. Нейтралينو-ЛСЧ и сценарии коаннигиляций

В предыдущем разделе мы были сосредоточены на фундаментальном пространстве параметров и спектре масс цветных частиц. Из-за того, что мы принимаем только те решения, в которых ЛСЧ является нейтралينو, стоит изучить свойства темной материи в 4-2-2. В самом деле, если легчайшее нейтралينو представляет собой в основном бино, его реликтовая плотность, как правило, настолько высока, что она противоречит наблюдениям WMAP. Тем не менее, можно выделить различные каналы коаннигиляций, которые уменьшают Ωh^2 до нужного передела. Благодаря дополнительной свободе в выборе масс гейджино (5.2) модель 4-2-2 обла-

дает рядом интересных феноменологических следствий и позволяет реализовать различные сценарии каналов коаннигиляций на низкой шкале [239]. Однако, если мы предполагаем юкавское объединение $t - b - \tau$ на M_{GUT} и $\mu > 0$, выживает только канал коаннигиляции нейтралино с глюино [238]. При ослаблении требования объединения для $b - \tau$ возникает также канал стоп-нейтралино [240]. В этом разделе мы рассматриваем феноменологию темной материи в рамках 4-2-2 с квази-Юкавским объединением, а также структуру нейтралино-ЛСЧ. Кроме решения, когда ЛСЧ в основном состоит из бино, можно найти решения, отвечающие смешиванию бино-вино, смешиванию бино-хиггсина, а также с почти чистым хиггсина. Очевидно, что эти варианты приводят к различным феноменологическим следствиям.

Как и ранее, на Рис.5.5 в плоскостях $M_2 - M_1$ и $\mu - M_1$ отмечены точки, удовлетворяющие различным ограничениям. Как объясняется в предыдущем разделе, M_2 может быть очень мало, даже в районе 300 ГэВ. Линия на плоскости $M_2 - M_1$ указывает решения при условии $M_1 = 2M_2$, которые дают смесь бино-вино на низкой шкале. Подобно этому, линия в плоскости $\mu - M_1$ соответствует решениям, имеющим $M_1 = \mu$. Эти решения могут приводит к интересным последствиям, так как нейтралино-ЛСЧ оказывается смесью бино-хиггсина в районе этой линии. Кроме этого, нейтралино-ЛСЧ оказывается в основном хиггсина для точек, лежащих ниже этой линии.

Рис.5.6 суммирует наши результаты для каналов коаннигиляций, совместимых с требованием квази-Юкавского объединения в плоскостях $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} - m_{\tilde{\chi}_1^0}$, $m_{\tilde{\tau}} - m_{\tilde{\chi}_1^0}$, и $m_A - m_{\tilde{\chi}_1^0}$. Цветовые обозначения такие же, как на Рис.5.4. Сплошные линии на графиках указывают области, соответствующие различным каналам коаннигиляций. График для $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} - m_{\tilde{\chi}_1^0}$, полученный ISAJET, показывает, что массы нейтралино и легчайшего чарджино при $\gtrsim 400$ ГэВ могут быть вырожденным, что находится в согласии с результатами в плоскости $M_2 - M_1$ на Рис.5.5. Мы можем найти решение с каналом коаннигиляции чарджино-нейтралино при $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} \simeq m_{\tilde{\chi}_1^0} \sim 200$ ГэВ, если ослабим ограничение на реликтовую плотность нейтралино диапазоном $0.0913 \leq \Omega h^2 \leq 1$, как это видно на графиках, полученных SoftSusy и SuperIso Relic. Кроме, коаннигиляции чарджино-нейтралино, критерию квазиобъединения может удовлетворять сценарий со коаннигиляцией стау-нейтралино (см. плоскость $m_{\tilde{\tau}} - m_{\tilde{\chi}_1^0}$). При $400 \lesssim m_{\tilde{\tau}} \simeq m_{\tilde{\chi}_1^0} \lesssim 800$ ГэВ ISAJET дает множество подходящих решений. Однако, в случае с SoftSusy

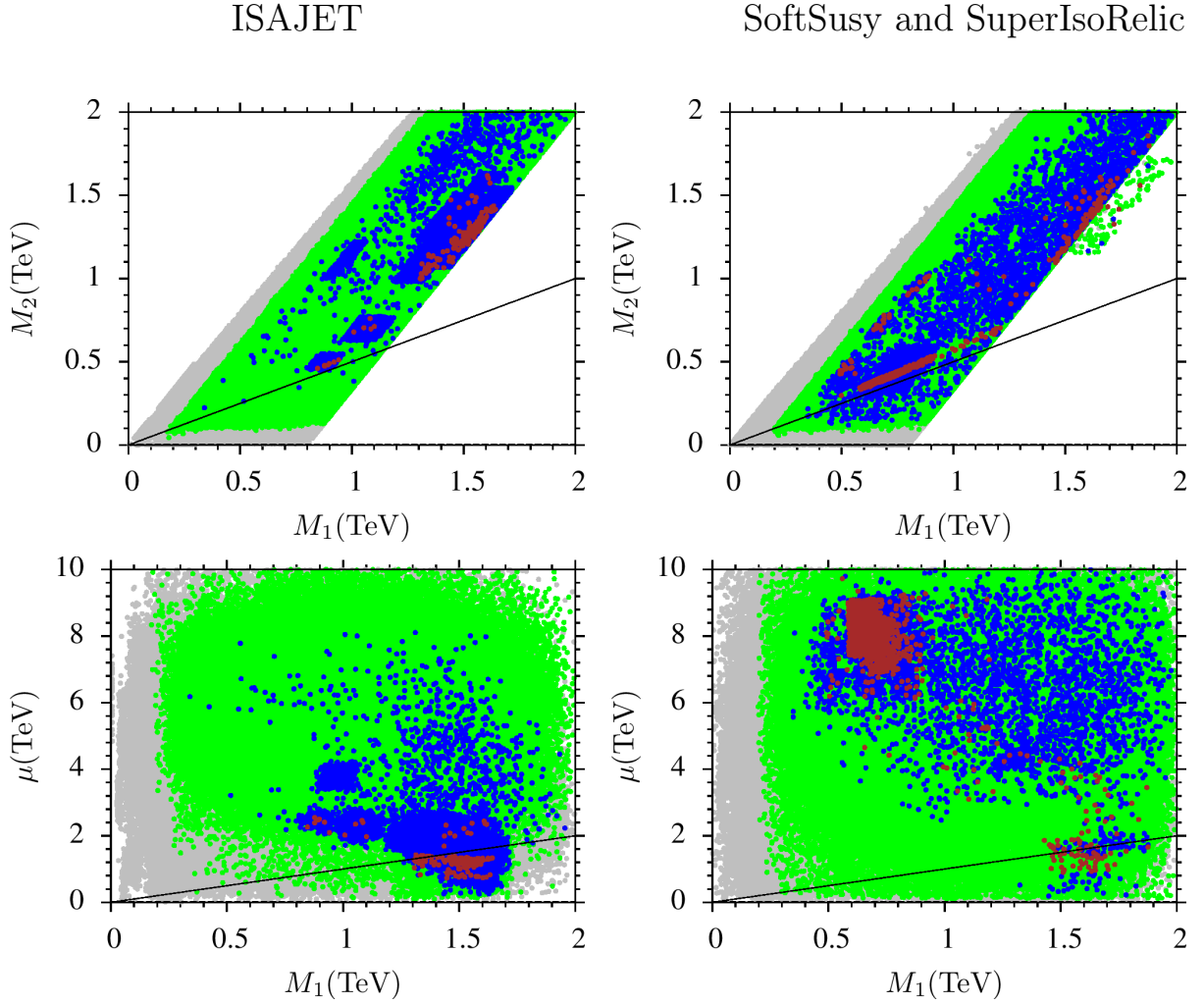


Рис. 5.5. Графики в плоскостях $M_2 - M_1$ and $\mu - M_1$. Цветовая кодировка аналогична Рис.5.4.

получается меньше решений с лёгким стау.

Другое решение, совместное с квази-Юкавским объединением, показано в плоскости $m_A - m_{\tilde{\chi}_1^0}$. Сплошная линия соответствует условию $m_A = 2m_{\tilde{\chi}_1^0}$, когда два нейтрино аннигилируют через CP-нечетный бозон A_0 . Эти решения находятся при $m_{\tilde{\chi}_1^0} \gtrsim 600$ ГэВ среди точек, полученных ISAJET, и такие же решения находятся при $m_{\tilde{\chi}_1^0} \gtrsim 600$ ГэВ с помощью SoftSusy and SuperIso, если используется условие $0.0913 \leq \Omega h^2 \leq 1$.

5.5. Хиггсино-подобные ЛСЧ

В предыдущем разделе мы определили некоторые каналы коаннигиляции и решение через резонанс. Эти каналы и резонанс уменьшают Ωh^2

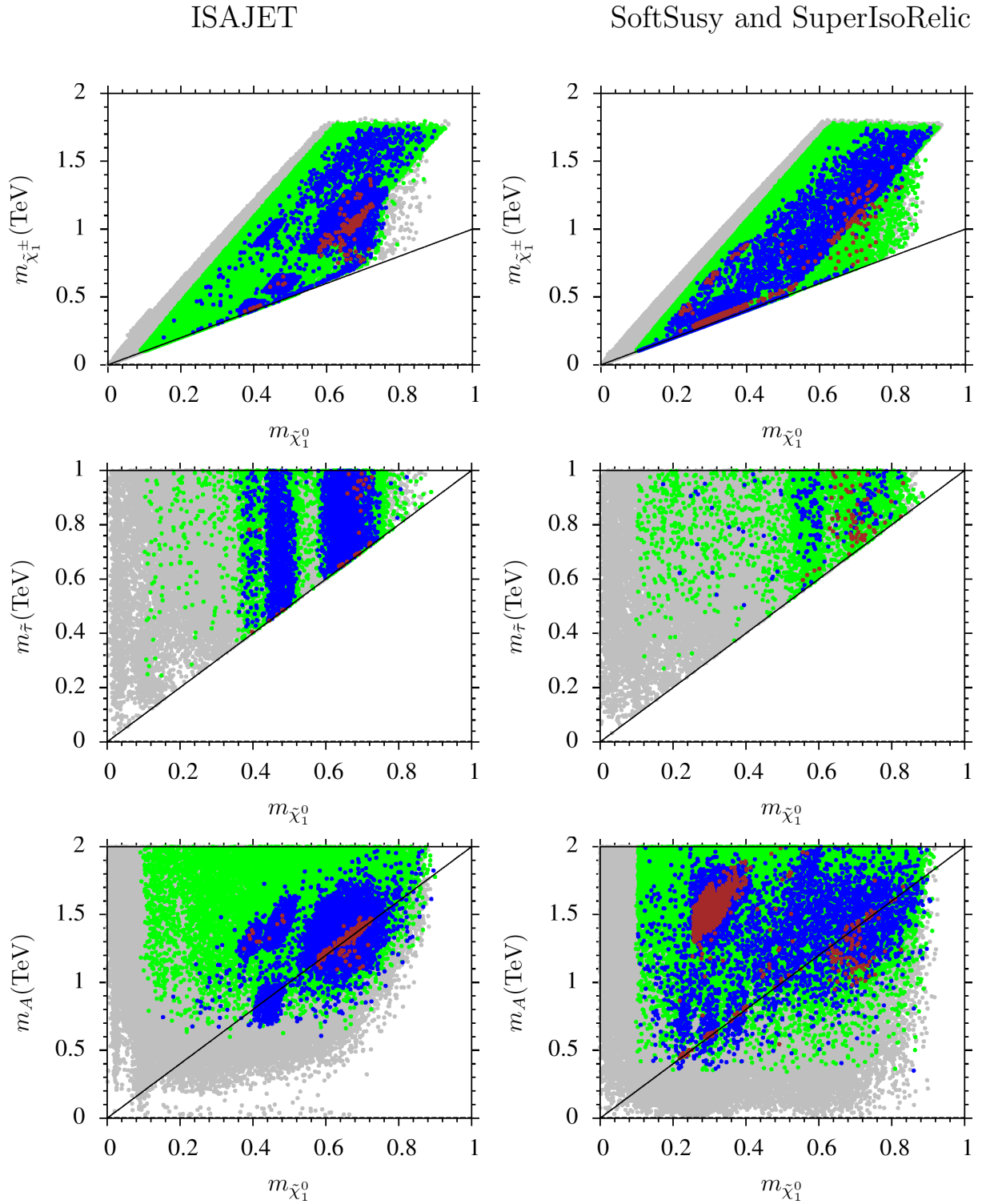


Рис. 5.6. Графики в плоскостях $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} - m_{\tilde{\chi}_1^0}$, $m_{\tilde{\tau}} - m_{\tilde{\chi}_1^0}$, и $m_A - m_{\tilde{\chi}_1^0}$. Цветовая кодировки аналогична Рис.5.4. Сплошные линии на графиках указывают области соответствующей коаннигиляции.

таким образом, что феноменология тёмной материи с точки зрения модели

4-2-2 оказывается согласованной с экспериментами WMAP. В этом разделе мы коротко исследуем альтернативный сценарий, в которой легчайшее нейтрино является смесью гейджино-хиггсино. Этот случай открывает возможности прямого обнаружения рассеяния реликтовой нейтрино на ядрах. В случае смешивания бино-вино, или эквивалентно в случаях, когда есть коаннигиляция чарджино-нейтрино, сечение рассеяния ТМ на ядрах оказывается умеренным из-за того, что ЛСЧ взаимодействует с кварками в ядре посредством слабых $SU(2)$ взаимодействий. Рассматриваемое сечение достигает максимума, когда нейтрино-ЛСЧ является смесью бино-хиггсино или в основном состоит из хиггсино, так как юкавские взаимодействия между кварками и компонентой-хиггсино дают вклад в это рассеяние.

На Рис.5.7 представлены результаты расчета сечений рассеяния нейтрино-ядро для спин-независимого и спин-зависимого случая в плоскостях $\tilde{\chi}_1^0 - \text{nucleon } \sigma_{SI}$ и $\tilde{\chi}_1^0 - \text{nucleon } \sigma_{SD}$. Цветовая маркировка точек такая же, как на Рис.5.4. На плоскости $\tilde{\chi}_1^0 - \text{nucleon } \sigma_{SI}$, штриховая (сплошная) красная линия соответствует нынешним (будущим) ограничениям в эксперименте XENON1T [261]. Штриховая (сплошная) пурпурная линия показывает нынешние (будущие) ограничения из эксперимента LUX [265]. Наконец, штриховая (сплошная) чёрная линия соответствует нынешним (будущим) ограничениям в эксперименте CDMS. На графике $\tilde{\chi}_1^0 - \text{nucleon } \sigma_{SD}$, штриховая красная линия представляет ограничения из эксперимента Super K [266, 267, 268]. Штриховая (сплошная) чёрная линия указывает нынешние (будущие) границы в эксперименте IceCube. На Рис.5.7 показаны только данные, полученные ISAJET. Как видно из $\tilde{\chi}_1^0 - \text{nucleon } \sigma_{SI}$ и $\tilde{\chi}_1^0 - \text{nucleon } \sigma_{SD}$, спин-независимое сечение для нейтрино-ЛСЧ, являющейся смесью бино-вино находится на уровне 10^{-11} пб, в то время как в случае смеси бино-хиггсино оно увеличивается на два порядка. Более того, спин-независимое сечение лежит между $10^{-10} - 10^{-8}$ пб, если нейтрино-ЛСЧ в основном состоит из хиггсино и находится в пределах досягаемости таких экспериментов как XENON1T [261] и SuperCDMS [262, 263, 264].

В заключение мы можем отметить, что тёмная материя описываемая (смесью с) хиггсино может также быть получена в случае приблизительно универсальных масс гейджино. Из графика $M_2 - M_1$ в верхней части рисун-

ка 5.5 видно, что существует область с $M_2 \approx M_1 \approx 1.5$ ТэВ, согласованная с требуемым значением Ωh^2 . Учитывая асимптотическое соотношение для масс гейджино (5.2), приближительное равенство между M_1 и M_2 означает $M_3 \approx M_1 \approx M_2$, и таким образом эта область имеет граничные условия как в CMSSM. Можно определить аналогичную область на плоскости $\mu - M_1$, которая показана в нижней части Рис.5.5. Видно, что $\mu \lesssim M_1$ и, следовательно, в этой области предсказывается, что тёмной материи состоит из хиггсино.

На Рис.5.7 представлены только результаты, которые получены ISAJET, так как SoftSusy и SuperIso Relic не выполняют, насколько нам известно, расчеты сечений рассеяния тёмной материи на ядре.

5.6. Сравнение ISAJET и SoftSusy

Хорошо известно, что числительные коды предоставляют ценные вычислительные инструменты, которые делают возможными феноменологический анализ теоретически хорошо установленных моделей. Однако, необходимо также проверять надежность этих кодов, так как многие исследования основаны на результатах, полученных с их помощью. Цель этого раздела сравнить различные коды, рассмотрев экспериментальные и теоретические неопределенности, и в то же время провести феноменологический анализ. Согласно нашим результатам, наибольшие неопределенности возникают в предсказаниях для тёмной материи, что приводит к тому, что ограничения в секторе, связанным с тёмной материей, может быть ослаблены при поисках подходящих сценариев. Несмотря на различия в диапазонах параметров модели, определенных на M_{GUT} , мы получили очень похожие результаты на низкой шкале, что проиллюстрировано с помощью некоторых характерных точек, приведенных в таблицах 5.1 и 5.2. Работа [260] содержит детализированный анализ и сравнение различных характерных точек в разных программах, включающих как ISAJET, так и SoftSusy. В разделе 5.3 мы показываем, что квази-Юкавское объединение предпочитает области с большим $\tan \beta$, причем наблюдается разница в 3% между значениями юкавских констант, полученными с помощью SoftSusy и ISAJET [260], что может привести к некоторым количественным различиям в результатах.

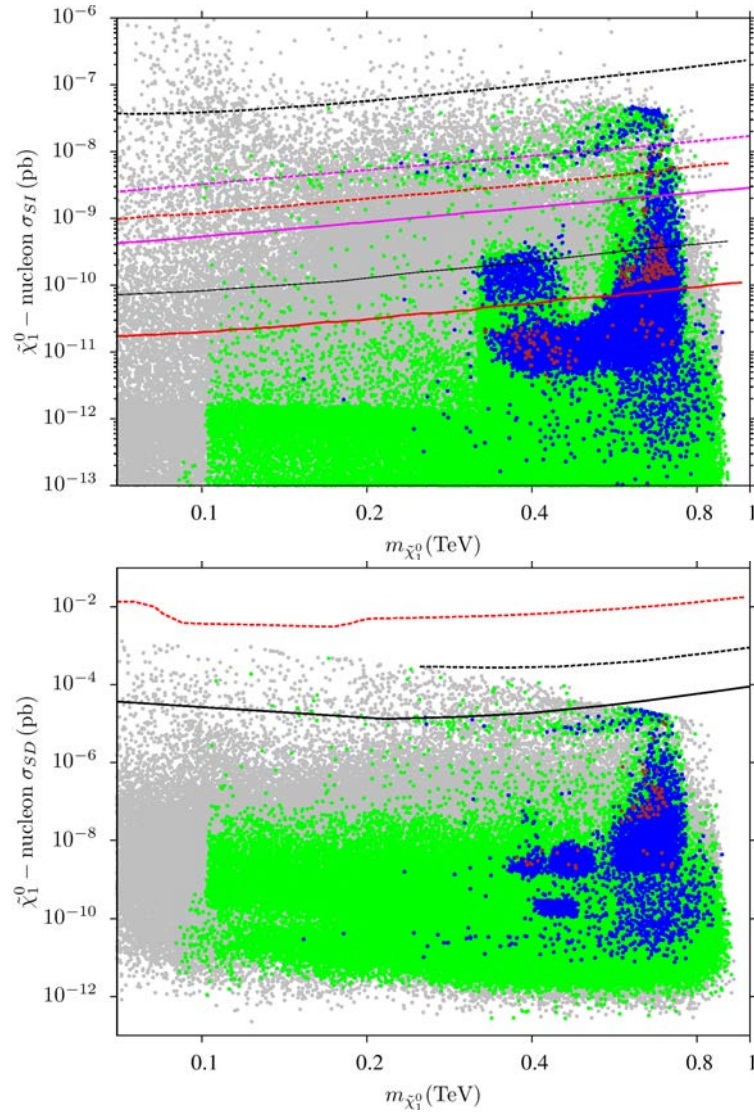


Рис. 5.7. Графики в плоскостях $\tilde{\chi}_1^0 - \text{nucleon } \sigma_{SI}$ и $\tilde{\chi}_1^0 - \text{nucleon } \sigma_{SD}$. Цветовые обозначения точек такие же, как на Рис.5.4. На плоскости $\tilde{\chi}_1^0 - \text{nucleon } \sigma_{SI}$, штриховая (сплошная) красная линия соответствует нынешним (будущим) ограничениям в эксперименте XENON1T [261]. Штриховая (сплошная) пурпурная линия показывает нынешние (будущие) ограничения из эксперимента LUX [265]. Наконец, штриховая (сплошная) чёрная линия соответствует нынешним (будущим) ограничения в эксперименте CDMS. На графике $\tilde{\chi}_1^0 - \text{nucleon } \sigma_{SD}$, штриховая красная линия представляет ограничения из эксперимента Super K [266, 267, 268]. Штриховая (сплошная) чёрная линия указывает нынешние (будущие) границы в эксперименте IceCube.

В этом разделе представлены две таблицы с характерными точками, которые демонстрируют результат нашего сканирования. Таблица 5.1 со-

держит четыре характерных точки, полученные с помощью ISAJET. Характерные точки согласованы с ограничениями, упомянутыми в разделе 5.2. ХТ1 представляет решение, которое приводит к резонансной аннигиляции нейтралино через А-бозон, ХТ2 дает решение с тёмной материи в виде хиггсино. ХТ3 и ХТ4 соответствуют решениям, когда доминирует коаннигиляция стау-нейтралино и чарджино-нейтралино, соответственно. ХТ4 также является примером решения с наиболее тяжелым CP-чётным хиггсовским бозоном.

Аналогичным образом, таблица 5.2 показывает четыре характерные точки, полученные с помощью SoftSusy и SuperIso Relic. Эти точки согласованы с экспериментальными ограничениями. ХТ1 представляет решение, которое также даёт А-резонанс. ХТ2 и ХТ3 соответствуют решениям, когда частицей тёмной материи является хиггсино. Ограничение WMAP на реликтовую плотность удовлетворяется благодаря коаннигиляции стау-нейтралино для ХТ2, и коаннигиляции чарджино-нейтралино в случае ХТ3. Точка ХТ4 также дает решение с коаннигиляцией чарджино-нейтралино и служит примером решения с наиболее тяжелым CP-чётного хиггсом.

Таблицы 5.1 и 5.2 позволяют оценить разницу в основных параметрах, которые приводят к сходным предсказаниям при использовании ISAJET и SoftSusy. Массы гейджино отличаются на несколько сотен ГэВ в случае коаннигиляции стау-нейтралино, в то время как для скалярных масс m_{16} и m_{10} она достигает 1 ТэВ. Наиболее существенная разница может быть реализована для характерной точки 4, которая приводит к наибольшей массе бозона Хиггса SM. Параметр m_{16} оказывается больше примерно на 4 ТэВ в SoftSusy, в то время как m_{10} оказывается на 2 ТэВ легче. Однако, феноменологические следствия, полученные при сканировании, оказываются очень близкими. Области пространства фундаментальных параметров, разрешенные экспериментальными результатами и удовлетворяющие критерию квази-юкавского объединения очень похожи, как и каналы коаннигиляций, определенные при различных процедурах сканирования.

ISAJET	Point 1	Point 2	Point 3	Point 4
m_0	3362	3312	2905	3844
M_1	1343	1615	1436	893
M_2	1143	1407	1365	480.3
M_3	1643	1929	1542	1512
m_{10}	4058	4377	3332	4320
$\tan \beta$	57.1	57.2	57.4	59.7
A_0/m_0	-1.05	-0.94	-1.46	-1.74
m_t	173.3	173.3	173.3	173.3
μ	1420	752	2477	1996
m_h	123.1	123.4	123.8	124.7
m_H	1205	1126	1330	1394
m_A	1197	1118	1322	1385
m_{H^\pm}	1209	1130	1334	1397
$m_{\tilde{\chi}_{1,2}^0}$	595.8, 958.5	701, 766	639, 1150	397.2, 413.9
$m_{\tilde{\chi}_{3,4}^0}$	959.3, 1343	773, 1189	2000, 2003	2474, 2475
$m_{\tilde{\chi}_{1,2}^\pm}$	959.3, 1343	775, 1168	1151, 2003	414.5, 2476
$m_{\tilde{g}}$	3628	4174	3399	3408
$m_{\tilde{u}_{L,R}}$	4533, 4507	4860, 4816	4118, 4061	4726, 4737
$m_{\tilde{t}_{1,2}}$	2772, 3251	3044, 3517	2388, 2947	2395, 3053
$m_{\tilde{d}_{L,R}}$	4534, 4501	4861, 4816	4119, 4054	4726, 4737
$m_{\tilde{b}_{1,2}}$	3223, 3457	3489, 3670	2915, 3117	3028, 3459
$m_{\tilde{\nu}_{e,\mu}}$	3441	3434	3036	3854
$m_{\tilde{\nu}_\tau}$	2662	2647	2264	2750
$m_{\tilde{e}_{L,R}}$	3441, 3395	3434, 3362	3037, 2951	3854, 3856
$m_{\tilde{\tau}_{1,2}}$	1398, 2659	1293, 2644	650.7, 2263	405.6, 2748
$\sigma_{SI}(\text{pb})$	0.13×10^{-9}	0.23×10^{-7}	0.26×10^{-10}	0.86×10^{-11}
$\sigma_{SD}(\text{pb})$	0.43×10^{-7}	0.94×10^{-5}	0.56×10^{-8}	0.27×10^{-8}
Ωh^2	0.108	0.104	0.128	0.106
$y_{t,b,\tau}(M_{\text{GUT}})$	0.56, 0.41, 0.70	0.56, 0.44, 0.70	0.55, 0.38, 0.72	0.54, 0.37, 0.70
C	0.15	0.13	0.18	0.18

Таблица 5.1. Характерные точки, полученные с помощью ISAJET. Точки выбраны так, чтобы они были согласованы с ограничениями, упомянутыми в разделе 5.2. ХТ1 представляет решение которое даёт А-резонанс, ХТ2 представляет решение с тёмной материи в виде хиггсино, и для этой точки ограничения WMAP удовлетворяются благодаря коаннигиляция чарджино-нейтралино. ХТ3 и ХТ4 показывают решения с коаннигиляций стау-нейтралино и чарджино-нейтралино, соответственно.

SoftSusy+ SuperIsoRelic	Point 1	Point 2	Point 3	Point 4
m_0	1930	1820	2048	9832
M_1	1457	1649	1510	861.2
M_2	1096	1470	1218	479.4
M_3	1999	1918	1949	1434
m_{10}	2873	2972	3189	2130
$\tan \beta$	54.3	53.2	53.4	59.2
A_0/m_0	-0.41	-0.36	-0.37	-0.16
m_t	173.3	173.3	173.3	173.3
μ	1678	962.4	903.3	7593
m_h	123.2	123.1	123.3	125
m_H	1259	1000	948.2	1884
m_A	1259	1000	948.1	1884
m_{H^\pm}	1262	1004	952.2	1886
$m_{\tilde{\chi}_{1,2}^0}$	635.1 , 897.2	704 , 770	644.1 , 722	386.9 , 413.9
$m_{\tilde{\chi}_{3,4}^0}$	1348, 1354	778.4, 1219	723.8, 1014	7569, 7569
$m_{\tilde{\chi}_{1,2}^\pm}$	897.3, 1355	762, 1219	710.7 , 1014	413.7 , 7569
$m_{\tilde{g}}$	4220	4053	4129	3394
$m_{\tilde{u}_{L,R}}$	4086, 4056	3963, 3888	4082, 4041	10040, 10054
$m_{\tilde{t}_{1,2}}$	3066, 3302	2867, 3147	2965, 3211	7779, 8223
$m_{\tilde{d}_{L,R}}$	4087, 4048	3964, 3876	4084, 4033	10041, 10056
$m_{\tilde{b}_{1,2}}$	3272, 3377	3117, 3154	3185, 3259	8215, 8661
$m_{\tilde{\nu}_{e,\mu}}$	2054, 2053	2055, 2053	2192, 2191	9817, 9813
$m_{\tilde{\nu}_\tau}$	1621	1632	1734	8719
$m_{\tilde{e}_{L,R}}$	2056, 2003	2056, 1918	2194, 2121	9817, 9829
$m_{\tilde{\tau}_{1,2}}$	899.1, 1627	735.7 , 1635	937.3, 1737	7489, 8722
Ωh^2	0.103	0.13	0.095	0.092
$y_{t,b,\tau}(M_{\text{GUT}})$	0.56, 0.44, 0.67	0.56, 0.46, 0.66	0.56, 0.46, 0.65	0.54, 0.40, 0.67
C	0.12	0.10	0.09	0.15

Таблица 5.2. Характерные точки, полученные с помощью SoftSusy и SuperIso Relic. Точки выбраны так, что они согласованы с ограничениями из раздела 5.2. ХТ1 представляет решение, дающее А-резонанс. ХТ2 и ХТ3 изображают решения с тёмной материи в виде хиггсино. Ограничение WMAP удовлетворяется благодаря коаннигиляции стау-нейтралино для ХТ2, и коаннигиляции чарджино-нейтралино для ХТ3. ХТ4 также показывает решение с коаннигиляцией чарджино-нейтралино и служит примером решения с наиболее тяжелым CP-чётным бозоном Хиггса.

5.7. Дискуссия

Мы использовали ISAJET и SoftSusy+SuperIso Relic для изучения следствий возможного квази-Юкавского объединения в рамках суперсимметричной модели, основанной на $G = SU(4)_c \times SU(2)_L \times SU(2)_R$. В рассматриваемых моделях отклонение от точного Юкавского объединения между t , b и τ третьего поколения характеризуется одним параметром C , значения которого лежат в районе $\sim 0.1 - 0.2$. В отличие от предыдущих исследований, массы гейджино на шкале M_{GUT} предполагаются неуниверсальными, но согласованными с калибровочной симметрией G . Реликтовая плотность ЛСЧ - нейтралино удовлетворяет ограничениям WMAP благодаря каналам коаннигиляции чарджино и стау, а также через A -резонанс. Мы также определяем решения с тёмной материи со значительной компонентой хиггсино ($\mu \lesssim 1$ ТэВ), которые могут быть проверены в экспериментах по прямому обнаружению тёмной материи, таких как XENON1T [261] и SuperCDMS [262, 263, 264]. Прогнозируемая масса глюино находится в районе $\sim 1.2 - 4$ ТэВ. Нужно, однако, принимать во внимание, что текущие ограничения на массу глюино оказываются более строгими, чем мы наложили в нашем анализе ($m_{\tilde{g}} \gtrsim 1.4$ ТэВ, если $m_{\tilde{q}} \gg m_{\tilde{g}}$, и $m_{\tilde{g}} \gtrsim 1.7$ ТэВ, если $m_{\tilde{g}} \simeq m_{\tilde{q}}$. Здесь $m_{\tilde{q}}$ - массы первого и второго поколений скварков [258]). Мы используем такое ограничение на массу глюино, так как хотим обозначить нижнюю границу для массы глюино ($m_{\tilde{g}} \gtrsim 1.2$ ТэВ), возникающую благодаря условию квази-Юкавского объединения, которое оказывается очень близким к ограничениям от БАК. Подобно этому, можно рассматривать ограничения на массу стопа, которые зависят от каналов распада. Если стоп распадается на легчайшее нейтралино и очарованный кварк, тогда ограничение на массу стопа возникает в районе 270 ГэВ [269], а если стоп распадается на нейтралино и боттом кварк, исключаются массы вплоть до 650 ГэВ [180]. Наибольшее ограничение на массу стопа (750 ГэВ) получается, когда он распадается на нейтралино и топ кварк [270]. Несмотря на такие жесткие ограничения на массу стопа, ни одно из них не исключает области, в которых стоп почти вырождается с топ кварком. Кроме того, эти оценки получены в предположении, что стоп непосредственно распадается на нейтралино-ЛСЧ и один какой-нибудь кварк. Однако, в нашем анализе масса стопа оказывается больше 2 ТэВ и они

непосредственно не распадаются на нейтралино-ЛСЧ. В этом смысле, даже если не накладывать текущие ограничения от БАК на спектр масс, условие квази-Юкавского объединения автоматически требует выполнения текущих ограничений. В заключении стоит отметить, что хорошее согласие низкоэнергетических предсказаний, полученных кодами ISAJET и SoftSusy, представляется обнадеживающим.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные результаты работы состоят в следующем:

1. Показано, что для относительно лёгкого скалярного топ-кварка и умеренно тяжёлого хиггсовского бозона H_0 возможно получить существенное повышение вероятности рождения последнего в ограниченной области пространства параметров. Одновременно с этим предсказывается сравнительно большое сечение рождения пары топ-кварков, что может представлять интерес в связи с прямыми поисками суперсимметрии.
2. Разработан пакет `Peng4BSM @ LO` для автоматизированного расчета коэффициентов Вильсона для ряда эффективных операторов, меняющих аромат в нейтральном токе (FCNC). Код использует общую лоренцеву структуру рассматриваемых диаграмм типа “пингвин” и не привязан к какой-либо конкретной модели, что позволяет применять его не только к суперсимметричным, но и несуперсимметричным расширениям SM.
3. Исследована феноменология MSSM расширенной так называемыми “неголоморфными” мягко нарушающими суперсимметрию слагаемыми. Для двух характерных точек в пространстве параметров MSSM изучены ограничения на величину новых параметров, входящих в неголоморфный лагранжиан. Продемонстрировано, что в определенной области параметров можно получить легкий топ-кварк без необходимости тонкой подстройки. При этом, масса последнего сравнима с массой топ-кварка, что существенно усложняет его поиск в коллайдерных экспериментах.
4. С помощью двух независимых кодов `ISAJET` и `SoftSusy` проведен анализ пространства параметров MSSM с учетом теоретических ограничений, накладываемых на параметры модели предположением о существовании суперсимметричной TBO с калибровочной группой

$G = SU(4)_c \times SU(2)_L \times SU(2)_R$ на шкале $M_{\text{GUT}} \sim 2 \times 10^{16}$ ГэВ. Изучены возможные каналы (ко)аннигиляции тёмной материи и выделены области, удовлетворяющие экспериментальным ограничениям на ее количество и предсказывающие обнаружение последней в экспериментах по ее прямому детектированию.

Благодарность автора

Благодарю,
моих учителей; Дмитрий Игоревич Казаков, Александр Вадимович Бедняков,
моих коллег и друзей; Левент Солмаз, Джем Салих Ун, Михаил Афанасьев, Дурмуш Али Демир, Шухрат Атаджанович Каландаров, Сергей Юрьевич Григорьев, Иван Анатольевич Бобриков, Андрей Федорович Пикельнер,
оппонентов диссертации; Михаил Николаевич Дубинин, Сергей Владимирович Демидов, и ученого секретаря диссертационного совета Андрей Борисович Арбузов,
дружелюбных приятных сотрудников международного отдела ОИ-ЯИ; Анна Григорьевна Картавенко, Юлия Анатольевна Барабанова, Анатолий Евгеньевич Васильев, Наталья Михайловна Зайцева, Елена Владимировна Баликоева, Анна Анатольевна Котова, Михаил Георгиевич Лоцилов, Дмитрий Владимирович Каманин, Юлия Николаевна Полякова
моей семьи; Сабахать Таныйлдызы, Халим Нури Таныйлдызы, Айше Рахшан Таныйлдызы-Сунгур
за всё и их труд.

Литература

1. A. V. Bednyakov, D. I. Kazakov and Ş. H. Tanyıldızı, *Int. J. Mod. Phys. A* **26** (2011) 4187 [arXiv:1106.4385 [hep-ph]].
2. A. V. Bednyakov and Ş. H. Tanyıldızı, *Int. J. Mod. Phys.* **26** (2014) 04, 1550042 [arXiv:1311.5546 [hep-ph]].
3. C. S. Ün, Ş. H. Tanyıldızı, S. Kerman and L. Solmaz, *Phys. Rev. D* **91** (2015) 10, 105033 [arXiv:1412.1440 [hep-ph]].
4. Q. Shafi, Ş. H. Tanyıldızı and C. S. Ün, *Nucl. Phys. B* **900** (2015) 400 [arXiv:1503.04196 [hep-ph]].
5. A. V. Bednyakov, D. I. Kazakov and Ş. H. Tanyıldızı, *PoS QFTHEP 2011* (2011) 066.
6. Ş. H. Tanyıldızı and A. V. Bednyakov, *PoS QFTHEP 2013* (2013) 088.
7. S. F. Novaes, In **Sao Paulo 1999, Particles and fields** 5-102 [hep-ph/0001283].
8. I. J. R. Aitchison, hep-ph/0505105.
9. V. D. Barger и R. J.N. Phillips, “Frontiers in physics. Collider physics.”, том 71, издательство “Addison-Wesley” (1987).
10. Y. Nambu, *Phys. Rev.* **117**, 648 (1960).
11. J. Goldstone, *Nuovo Cim.* **19**, 154 (1961).
12. J. Goldstone, A. Salam and S. Weinberg, *Phys. Rev.* **127**, 965 (1962).
13. H. Bare и X. Tata, “Weak scale supersymmetry. From superfields to scattering events”, издательство Кембриджского университета, Великобритания (2006).
14. P. A. R. Ade *et al.* [Planck Collaboration], *Astron. Astrophys.* **571**, A1 (2014) [arXiv:1303.5062 [astro-ph.CO]].

15. C. L. Bennett *et al.* [WMAP Collaboration], *Astrophys. J. Suppl.* **148**, 1 (2003) [astro-ph/0302207].
16. D. N. Spergel *et al.* [WMAP Collaboration], *Astrophys. J. Suppl.* **148**, 175 (2003) [astro-ph/0302209].
17. C. S. Kochanek, *Astrophys. J.* **453**, 545 (1995) [astro-ph/9411082].
18. N. Kaiser and G. Squires, *Astrophys. J.* **404**, 441 (1993).
19. E. W. Kolb and M. S. Turner, *Nature* **294** (1981) 521.
20. E. W. Kolb and M. S. Turner, REDWOOD CITY, USA: ADDISON-WESLEY (1988) 719 P. (FRONTIERS IN PHYSICS, 70)
21. E. W. Kolb and M. S. Turner, *Front. Phys.* **69** (1990) 1.
22. D. S. Gorbunov and V. A. Rubakov, “Introduction to the theory of the early universe: Hot big bang theory.”
23. D. S. Gorbunov and V. A. Rubakov, “Introduction to the theory of the early universe: Cosmological perturbations and inflationary theory,” Hackensack, USA: World Scientific (2011) 489 p.
24. Q. Shafi and Z. Tavartkiladze, *Phys. Lett. B* **448**, 46 (1999) [hep-ph/9811463].
25. S. Weinberg, “Gravitation and cosmology”, “John Wiley & Sons, Inc.”, США (1972).
26. M. E. Peskin и D. V. Schroeder, “An introduction to quantum field theory”, “Perseus Books Publishing L.L.C.”, США (1995).
27. L. Canetti, M. Drewes and M. Shaposhnikov, *New J. Phys.* **14**, 095012 (2012) [arXiv:1204.4186 [hep-ph]].
28. D. J. Griffiths, “Introduction to Elementary Particles (2-ое издание.)”, John Wiley & Sons, (2008).
29. R. Barbieri and G. F. Giudice, *Nucl. Phys. B* **306**, 63 (1988).
30. D. I. Kazakov, *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **203-204**, 118 (2010) [arXiv:1010.5419 [hep-ph]].

31. D. Kazakov, Phys. Usp. **57**, no. 9, 930 (2014) [Usp. Fiz. Nauk **184**, no. 9, 1004 (2014)] [arXiv:1405.5495 [hep-ph]].
32. A. Czarnecki and W. J. Marciano, Phys. Rev. D **64**, 013014 (2001) [hep-ph/0102122].
33. M. Davier and W. J. Marciano, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **54**, 115 (2004).
34. M. S. Turner, Int. J. Mod. Phys. A **17S1**, 180 (2002) [astro-ph/0202008].
35. A. Joyce, B. Jain, J. Khoury and M. Trodden, Phys. Rept. **568**, 1 (2015) [arXiv:1407.0059 [astro-ph.CO]].
36. S. P. Martin, Adv. Ser. Direct. High Energy Phys. **21**, 1 (2010) [hep-ph/9709356].
37. P. Fayet and S. Ferrara, Phys. Rept. **32**, 249 (1977).
38. M. F. Sohnius, Phys. Rept. **128**, 39 (1985).
39. H. P. Nilles, Phys. Rept. **110**, 1 (1984).
40. H. E. Haber and G. L. Kane, Phys. Rept. **117**, 75 (1985).
41. A. B. Lahanas and D. V. Nanopoulos, Phys. Rept. **145**, 1 (1987).
42. G. G. Ross, "Grand Unified Theories", Benjamin & Cummings, 1985.
43. U. Amaldi, W. de Boer and H. Furstenau, Phys. Lett. B **260**, 447 (1991).
44. S. Profumo, arXiv:1301.0952 [hep-ph].
45. T. Matsui, arXiv:1505.08025 [hep-ph].
46. L. A. Anchordoqui, V. Barger, H. Goldberg, X. Huang, D. Marfatia, L. H. M. da Silva and T. J. Weiler, Phys. Rev. D **92**, no. 6, 061301 (2015) [arXiv:1506.08788 [hep-ph]].
47. H. P. Nilles, Phys. Lett. B **115**, 193 (1982).
48. A. H. Chamseddine, R. L. Arnowitt and P. Nath, Phys. Rev. Lett. **49**, 970 (1982).
49. R. Barbieri, S. Ferrara and C. A. Savoy, Phys. Lett. B **119**, 343 (1982).

50. P. Nath, R. L. Arnowitt and A. H. Chamseddine, Nucl. Phys. B **227**, 121 (1983).
51. M. Dine and A. E. Nelson, Phys. Rev. D **48**, 1277 (1993) [hep-ph/9303230].
52. M. Dine, A. E. Nelson and Y. Shirman, Phys. Rev. D **51**, 1362 (1995) [hep-ph/9408384].
53. G. F. Giudice, M. A. Luty, H. Murayama and R. Rattazzi, JHEP **9812**, 027 (1998) [hep-ph/9810442].
54. L. Randall and R. Sundrum, Nucl. Phys. B **557**, 79 (1999) [hep-th/9810155].
55. D. E. Kaplan, G. D. Kribs and M. Schmaltz, Phys. Rev. D **62**, 035010 (2000) [hep-ph/9911293].
56. Z. Chacko, M. A. Luty, A. E. Nelson and E. Ponton, JHEP **0001**, 003 (2000) [hep-ph/9911323].
57. G. F. Giudice and A. Masiero, Phys. Lett. B **206**, 480 (1988).
58. R. Barbieri and A. Strumia, hep-ph/0007265.
59. B. Aubert *et al.* [BaBar Collaboration], Phys. Rev. Lett. **86**, 2515 (2001) [hep-ex/0102030].
60. B. Grinstein, arXiv:1501.05283 [hep-ph].
61. Z. Ligeti, arXiv:1502.01372 [hep-ph].
62. A. Djouadi, *Phys. Rep.* **459**, 1 (2008) hep-ph/0503173.
63. LHC Higgs Cross Section Working Group Collaboration (S. Dittmaier *et al.*), Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 1. Inclusive Observables, arXiv:1101.0593 [hep-ph].
64. H. M. Georgi, S. L. Glashow, M. E. Machacek *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **40**, 692 (1978).
65. Heavy Flavor Averaging Group (E. Barberio *et al.*), Averages of b -hadron and c -hadron Properties at the End of 2007, arXiv:0808.1297 [hep-ex].

66. T. Aaltonen *et al.* [CDF Collaboration], *Phys. Rev. Lett.* **100** (2008) 101802 [arXiv:0712.1708 [hep-ex]].
67. V. M. Abazov *et al.* [D0 Collaboration], *Phys. Lett. B* **693** (2010) 539 [arXiv:1006.3469 [hep-ex]].
68. D. Stockinger, *J. Phys. G* **34** (2007) R45 [hep-ph/0609168].
69. WMAP Collaboration (E. Komatsu *et al.*), *Astrophys. J. Suppl.* **180**, 330 (2009), arXiv:0803.0547 [astro-ph].
70. S. Heinemeyer, W. Hollik, G. Weiglein, *Phys. Rept.* **425**, 265 (2006), hep-ph/0412214.
71. J. R. Ellis, K. A. Olive, Y. Santoso, *Phys. Lett. B* **539**, 107 (2002), hep-ph/0204192.
72. M. Spira, A. Djouadi, D. Graudenz, P.M. Zerwas, *Phys. Lett. B* **318**, 347 (1993).
73. J. F. Gunion, H. Haber, G. Kane and S. Dawson, *The Higgs Hunter's Guide*, (Addison- Wesley Publishing Company, Redwood City, CA, 1990).
74. L. B. Okun, *Leptons and Quarks*, (Elsevier Science Pub Co, March 1, 1985).
75. B. C. Allanach, *Comput. Phys. Commun.* **143**, 305 (2002), hep-ph/0104145.
76. C. Beskidt, W. de Boer, T. Hanisch, E. Ziebarth, V. Zhukov, D.I. Kazakov, *Phys. Lett. B* **695**, 143 (2011), arXiv:1008.2150 [hep-ph].
77. A. D. Martin, W. J. Stirling, R. S. Thorne and G. Watt, *Eur. Phys. J. C* **63**, 189 (2009), arXiv:0901.0002 [hep-ph].
78. A. D. Martin, W. J. Stirling, R. S. Thorne and G. Watt, *Eur. Phys. J. C* **64**, 653 (2009) [arXiv:0905.3531 [hep-ph]].
79. A. D. Martin, W. J. Stirling, R. S. Thorne and G. Watt, *Eur. Phys. J. C* **70**, 51 (2010) [arXiv:1007.2624 [hep-ph]].
80. R. V. Harlander and M. Steinhauser, *JHEP* **0409**, 066 (2004) [hep-ph/0409010].

81. C. Anastasiou, S. Beerli and A. Daleo, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 241806 (2008) [arXiv:0803.3065 [hep-ph]].
82. R. V. Harlander, K. J. Ozeren, *JHEP* **0911**, 088 (2009), arXiv:0909.3420 [hep-ph].
83. A. Pak, M. Rogal, M. Steinhauser, *JHEP* **1002**, 025 (2010), arXiv:0911.4662 [hep-ph].
84. R. V. Harlander, H. Mantler, S. Marzani *et al.*, *Eur. Phys. J. C* **66**, 359 (2010), arXiv:0912.2104 [hep-ph].
85. A. Pak, M. Steinhauser and N. Zerf, *Eur. Phys. J. C* **71**, 1602 (2011) [*Eur. Phys. J. C* **72**, 2182 (2012)] [arXiv:1012.0639 [hep-ph]].
86. M. Muhlleitner, M. Spira, *Nucl. Phys. B* **790**, 1 (2008), hep-ph/0612254.
87. S. Codoban and D. I. Kazakov, *Eur. Phys. J. C* **13**, 671 (2000), hep-ph/9906256.
88. R. Barbieri, G. F. Giudice, *Phys. Lett. B* **309**, 86 (1993), hep-ph/9303270.
89. G. Degrassi, P. Gambino, G. F. Giudice, *JHEP* **0012**, 009 (2000), hep-ph/0009337.
90. F. Mahmoudi, *Comput. Phys. Commun.* **180**, 1579 (2009), arXiv:0808.3144 [hep-ph].
91. F. Mahmoudi, *Comput. Phys. Commun.* **180**, 1718 (2009)
92. A. Arbey, F. Mahmoudi, *Comput. Phys. Commun.* **181**, 1277 (2010), arXiv:0906.0369 [hep-ph].
93. T. Hahn, S. Heinemeyer, W. Hollik, H. Rzehak, G. Weiglein, *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **205-206**, 152 (2010), arXiv:1007.0956 [hep-ph].
94. C. Bobeth, T. Ewerth, F. Kruger, J. Urban, *Phys. Rev. D* **64**, 074014 (2001), hep-ph/0104284.
95. ATLAS Collaboration (M. Schumacher), Higgs Boson Searches with ATLAS based on 2010 Data, arXiv:1106.2496 [hep-ex].

96. CMS Collaboration (S. Chatrchyan *et al.*), Search for Neutral MSSM Higgs Bosons Decaying to Tau Pairs in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV, arXiv:1104.1619 [hep-ex].
97. P. Bechtle, O. Brein, S. Heinemeyer, G. Weiglein and K. E. Williams, HiggsBounds 2.0.0: Confronting Neutral and Charged Higgs Sector Predictions with Exclusion Bounds from LEP and the Tevatron, arXiv:1102.1898 [hep-ph].
98. A. Pukhov, Calchep 2.3: MSSM, structure functions, event generation, and generation of matrix elements for other packages, arXiv:hep-ph/0412191.
99. R. V. Harlander and W. B. Kilgore, *Phys. Rev. D* **68**, 013001 (2003), arXiv:hep-ph/0304035.
100. A. Djouadi, M. M. Muhlleitner, M. Spira, *Acta Phys. Polon. B* **38**, 635 (2007), hep-ph/0609292.
101. DO Collaboration (V. M. Abazov *et al.*), *Phys. Lett. B* **674**, 4 (2009). arXiv:0901.1063 [hep-ex].
102. ATLAS Collaboration (G. Aad *et al.*), Search for supersymmetry in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV in final states with missing transverse momentum and b-jets, arXiv:1103.4344 [hep-ex].
103. J. P. Lees *et al.* [BaBar Collaboration], *Phys. Rev. Lett.* **109**, 191801 (2012) [arXiv:1207.2690 [hep-ex]].
104. J. P. Lees *et al.* [BaBar Collaboration], *Phys. Rev. D* **86**, 112008 (2012) [arXiv:1207.5772 [hep-ex]].
105. T. Hermann, M. Misiak and M. Steinhauser, *JHEP* **1211**, 036 (2012) [arXiv:1208.2788 [hep-ph]].
106. J. P. Lees *et al.* [BaBar Collaboration], *Phys. Rev. D* **87**, 112005 (2013) [arXiv:1303.7465 [hep-ex]].
107. RAaif *et al.* [LHCb Collaboration], *Phys. Rev. Lett.* **111**, 101805 (2013) [arXiv:1307.5024 [hep-ex]].
108. S. Chatrchyan *et al.* [CMS Collaboration], *Phys. Rev. Lett.* **111**, 101804 (2013) [arXiv:1307.5025 [hep-ex]].

109. A. J. Buras, hep-ph/9806471.
110. A. Arbey and F. Mahmoudi, Comput. Phys. Commun. **182** (2011) 1582.
111. J. Rosiek, P. Chankowski, A. Dedes, S. Jager and P. Tanedo, Comput. Phys. Commun. **181** (2010) 2180 [arXiv:1003.4260 [hep-ph]].
112. A. Crivellin, J. Rosiek, P. H. Chankowski, A. Dedes, S. Jaeger and P. Tanedo, Comput. Phys. Commun. **184** (2013) 1004 [arXiv:1203.5023 [hep-ph]].
113. W. Porod and F. Staub, Comput. Phys. Commun. **183** (2012) 2458 [arXiv:1104.1573 [hep-ph]].
114. F. Mahmoudi, S. Heinemeyer, A. Arbey, A. Bharucha, T. Goto, T. Hahn, U. Haisch and S. Kraml *et al.*, Comput. Phys. Commun. **183** (2012) 285 [arXiv:1008.0762 [hep-ph]].
115. H. Eck, “FeynArts 2.0 - Development of a Generic Feynman Diagram Generator”, Thesis, Würzburg (1995).
116. T. Hahn, Comput. Phys. Commun. **140** (2001) 418 [hep-ph/0012260].
117. T. Hahn and C. Schappacher, Comput. Phys. Commun. **143** (2002) 54 [hep-ph/0105349].
118. T. Fritzsche, T. Hahn, S. Heinemeyer, F. von der Pahlen, H. Rzehak and C. Schappacher, Comput. Phys. Commun. **185** (2014) 1529 [arXiv:1309.1692 [hep-ph]].
119. FeynArts manual can be downloaded from <http://www.feynarts.de/FA3Guide.pdf> and is also contained in the main FeynArts distribution `FeynArts-n.m.tar.gz`.
120. R. Mertig, M. Bohm and A. Denner, Comput. Phys. Commun. **64** (1991) 345.
121. N. D. Christensen and C. Duhr, Comput. Phys. Commun. **180** (2009) 1614 [arXiv:0806.4194 [hep-ph]].
122. N. D. Christensen, P. de Aquino, C. Degrande, C. Duhr, B. Fuks, M. Herquet, F. Maltoni and S. Schumann, Eur. Phys. J. C **71** (2011) 1541 [arXiv:0906.2474 [hep-ph]].

123. A. Alloul, N. D. Christensen, C. Degrande, C. Duhr and B. Fuks, *Comput. Phys. Commun.* **185** (2014) 2250 [arXiv:1310.1921 [hep-ph]].
124. A. Semenov, *Comput. Phys. Commun.* **180** (2009) 431 [arXiv:0805.0555 [hep-ph]].
125. A. Semenov, arXiv:1005.1909 [hep-ph].
126. F. Staub, arXiv:0806.0538 [hep-ph].
127. F. Staub, *Comput. Phys. Commun.* **181** (2010) 1077 [arXiv:0909.2863 [hep-ph]].
128. F. Staub, *Comput. Phys. Commun.* **184** (2013) pp. 1792 [*Comput. Phys. Commun.* **184** (2013) 1792] [arXiv:1207.0906 [hep-ph]].
129. F. Staub, *Comput. Phys. Commun.* **185** (2014) 1773 [arXiv:1309.7223 [hep-ph]].
130. M. D. Goodsell, K. Nickel and F. Staub, arXiv:1411.0675 [hep-ph].
131. H. Dreiner, K. Nickel, W. Porod and F. Staub, *Comput. Phys. Commun.* **184**, 2604 (2013) [arXiv:1212.5074 [hep-ph]].
132. F. Staub, *Comput. Phys. Commun.* **182**, 808 (2011) [arXiv:1002.0840 [hep-ph]].
133. T. Inami and C. S. Lim, *Prog. Theor. Phys.* **65** (1981) 297 [*Prog. Theor. Phys.* **65** (1981) 1772].
134. A. Dedes, *Mod. Phys. Lett. A* **18**, 2627 (2003) [hep-ph/0309233].
135. S. Bertolini, F. Borzumati, A. Masiero and G. Ridolfi, *Nucl. Phys. B* **353**, 591 (1991).
136. G. Passarino and M. J. G. Veltman, *Nucl. Phys. B* 160, p.151 (1979).
137. F. Gabbiani, E. Gabrielli, A. Masiero and L. Silvestrini, *Nucl. Phys. B* **477** (1996) 321 [hep-ph/9604387].
138. L. Lavoura, *Eur. Phys. J. C* **29** (2003) 191 [hep-ph/0302221].
139. W. Porod, F. Staub and A. Vicente, arXiv:1405.1434 [hep-ph].

140. G. Aad *et al.* [ATLAS Collaboration], Phys. Lett. B **716** (2012) 1 [arXiv:1207.7214 [hep-ex]].
141. S. Chatrchyan *et al.* [CMS Collaboration], JHEP **1306** (2013) 081 [arXiv:1303.4571 [hep-ex]].
142. L. Roszkowski, E. M. Sessolo and A. J. Williams, JHEP **1408**, 067 (2014) [arXiv:1405.4289 [hep-ph]].
143. R. Aaij *et al.* [LHCb Collaboration], Phys. Rev. Lett. **110**, 021801 (2013) [arXiv:1211.2674 [hep-ex]].
144. Y. Amhis *et al.* [Heavy Flavor Averaging Group Collaboration], arXiv:1207.1158 [hep-ex].
145. H. Georgi and S. L. Glashow, Phys. Rev. Lett. **32**, 438 (1974).
146. P. W. Higgs, Phys. Rev. Lett. **13**, 508 (1964).
147. P. Fayet, Nucl. Phys. B **90**, 104 (1975).
148. H. P. Nilles, M. Srednicki and D. Wyler, Phys. Lett. B **120**, 346 (1983).
149. J. R. Ellis, J. F. Gunion, H. E. Haber, L. Roszkowski and F. Zwirner, Phys. Rev. D **39** (1989) 844.
150. S. F. King and P. L. White, Phys. Rev. D **52**, 4183 (1995) [hep-ph/9505326].
151. U. Ellwanger, C. Hugonie and A. M. Teixeira, Phys. Rept. **496** (2010) 1 [arXiv:0910.1785 [hep-ph]].
152. L. J. Hall and M. Suzuki, Nucl. Phys. B **231**, 419 (1984).
153. H. K. Dreiner, Adv. Ser. Direct. High Energy Phys. **21**, 565 (2010) [hep-ph/9707435].
154. B. C. Allanach, A. Dedes and H. K. Dreiner, Phys. Rev. D **69**, 115002 (2004) [Erratum-ibid. D **72**, 079902 (2005)] [hep-ph/0309196].
155. H. C. Cheng and I. Low, JHEP **0309**, 051 (2003) [hep-ph/0308199].
156. R. Barbier, C. Berat, M. Besancon, M. Chemtob, A. Deandrea, E. Dudas, P. Fayet and S. Lavignac *et al.*, Phys. Rept. **420**, 1 (2005) [hep-ph/0406039].

157. H. C. Cheng and I. Low, JHEP **0408**, 061 (2004) [hep-ph/0405243].
158. J. Hubisz and P. Meade, Phys. Rev. D **71**, 035016 (2005) [hep-ph/0411264].
159. I. Jack and D. R. T. Jones, Phys. Lett. B **457**, 101 (1999) [hep-ph/9903365].
160. I. Jack and D. R. T. Jones, Phys. Rev. D **61**, 095002 (2000) [hep-ph/9909570].
161. D. A. Demir, G. L. Kane and T. T. Wang, Phys. Rev. D **72**, 015012 (2005) [hep-ph/0503290].
162. W. Hollik and S. Passehr, Phys. Lett. B **733**, 144 (2014) [arXiv:1401.8275 [hep-ph]].
163. M. Frank, L. Galeta, T. Hahn, S. Heinemeyer, W. Hollik, H. Rzehak and G. Weiglein, Phys. Rev. D **88**, no. 5, 055013 (2013) [arXiv:1306.1156 [hep-ph]].
164. E. Cincioglu, A. Hayreter, A. Sabanci and L. Solmaz, arXiv:0905.0726 [hep-ph].
165. E. Cincioglu, A. Hayreter, A. Sabanci and L. Solmaz, Phys. Lett. B **678**, 387 (2009).
166. A. Sabanci, A. Hayreter and L. Solmaz, Phys. Lett. B **661**, 154 (2008) [arXiv:0801.2029 [hep-ph]].
167. R. Kitano and Y. Nomura, Phys. Lett. B **631**, 58 (2005) [hep-ph/0509039].
168. R. Kitano and Y. Nomura, Phys. Rev. D **73**, 095004 (2006) [hep-ph/0602096].
169. C. Brust, A. Katz, S. Lawrence and R. Sundrum, JHEP **1203**, 103 (2012) [arXiv:1110.6670 [hep-ph]].
170. M. Papucci, J. T. Ruderman and A. Weiler, JHEP **1209**, 035 (2012) [arXiv:1110.6926 [hep-ph]].
171. M. Carena, S. Gori, N. R. Shah and C. E. M. Wagner, JHEP **1203**, 014 (2012) [arXiv:1112.3336 [hep-ph]].

172. W. Porod, *Comput. Phys. Commun.* **153**, 275 (2003) [hep-ph/0301101].
173. [ATLAS and CDF and CMS and D0 Collaborations], arXiv:1403.4427 [hep-ex].
174. I. Gogoladze, R. Khalid, S. Raza and Q. Shafi, *JHEP* **1404**, 109 (2014) [arXiv:1402.2924 [hep-ph]].
175. I. Gogoladze, R. Khalid, S. Raza and Q. Shafi, *JHEP* **1106**, 117 (2011) [arXiv:1102.0013 [hep-ph]].
176. K. Nakamura *et al.* [Particle Data Group Collaboration], *J. Phys. G* **37**, 075021 (2010).
177. D. Asner *et al.* [Heavy Flavor Averaging Group Collaboration], arXiv:1010.1589 [hep-ex].
178. G. Aad *et al.* [ATLAS Collaboration], *Phys. Rev. D* **87**, 012008 (2013) [arXiv:1208.0949 [hep-ex]].
179. T. Burgess, J. Lindroos, A. Lipniacka and H. Sandaker, *JHEP* **1308**, 098 (2013) [arXiv:1210.7020 [hep-ph]].
180. V. I. Martinez Outschoorn [CMS Collaboration], *EPJ Web Conf.* **60**, 18003 (2013).
181. M. R. Buckley, T. Plehn and M. J. Ramsey-Musolf, arXiv:1403.2726 [hep-ph].
182. X. -Q. Li, Z. -G. Si, K. Wang, L. Wang, L. Zhang and G. Zhu, *Phys. Rev. D* **89**, 077703 (2014) [arXiv:1311.6874 [hep-ph]].
183. K. Finelli [ATLAS Collaboration], *EPJ Web Conf.* **60**, 16003 (2013).
184. G. Aad *et al.* [ATLAS Collaboration], arXiv:1406.5375 [hep-ex].
185. D. A. Demir and C. S. Un, arXiv:1407.1481 [hep-ph].
186. L. J. Hall, D. Pinner and J. T. Ruderman, *JHEP* **1204** (2012) 131 [arXiv:1112.2703 [hep-ph]].
187. F. Brummer and W. Buchmuller, *JHEP* **1205** (2012) 006.
188. S. Caron, J. Laamanen, I. Niessen and A. Strubig, *JHEP* **1206**, 008 (2012).

189. Z. Kang, J. Li and T. Li, arXiv:1201.5305 [hep-ph].
190. T. Cheng, J. Li, T. Li, D. V. Nanopoulos and C. Tong, arXiv:1202.6088 [hep-ph].
191. M. Asano and T. Higaki, arXiv:1204.0508 [hep-ph].
192. H. M. Lee, V. Sanz and M. Trott, JHEP **1205** (2012) 139 [arXiv:1204.0802 [hep-ph]].
193. F. Brummer, S. Kraml and S. Kulkarni, JHEP **1208**, 089 (2012) [arXiv:1204.5977 [hep-ph]].
194. J. L. Feng and D. Sanford, arXiv:1205.2372 [hep-ph].
195. K. Blum, R. T. D'Agnolo and J. Fan, arXiv:1206.5303 [hep-ph].
196. L. Randall and M. Reece, arXiv:1206.6540 [hep-ph].
197. B. Kyae and J. -C. Park, arXiv:1207.3126 [hep-ph].
198. H. Baer, V. Barger, P. Huang, A. Mustafayev and X. Tata, arXiv:1207.3343 [hep-ph].
199. J. E. Younkin and S. P. Martin, Phys. Rev. D **85**, 055028 (2012).
200. S. Antusch, L. Calibbi, V. Maurer, M. Monaco and M. Spinrath, arXiv:1207.7236 [hep-ph].
201. H. Abe, T. Kobayashi and Y. Omura, Phys. Rev. D **76** (2007) 015002 [hep-ph/0703044 [HEP-PH]].
202. D. Horton and G. G. Ross, Nucl. Phys. B **830** (2010) 221 [arXiv:0908.0857 [hep-ph]].
203. I. Gogoladze, M. U. Rehman and Q. Shafi, Phys. Rev. D **80**, 105002 (2009).
204. I. Gogoladze, F. .Nasir and Q. .Shafi, Int. J. Mod. Phys. A **28**, 1350046 (2013) [arXiv:1212.2593 [hep-ph]].
205. I. Gogoladze, F. Nasir and Q. Shafi, JHEP **1311**, 173 (2013) [arXiv:1306.5699 [hep-ph]].
206. E. Hardy, JHEP **1310**, 133 (2013) [arXiv:1306.1534 [hep-ph]].

207. E. Hardy, JHEP **1403**, 069 (2014) [arXiv:1311.2944 [hep-ph]].
208. D. M. Ghilencea and G. G. Ross, Nucl. Phys. B **868**, 65 (2013) [arXiv:1208.0837 [hep-ph]].
209. D. M. Ghilencea, H. M. Lee and M. Park, JHEP **1207**, 046 (2012) [arXiv:1203.0569 [hep-ph]].
210. S. Cassel, D. M. Ghilencea and G. G. Ross, Nucl. Phys. B **825**, 203 (2010) [arXiv:0903.1115 [hep-ph]].
211. D. M. Ghilencea, Nucl. Phys. B **876**, 16 (2013) [arXiv:1302.5262 [hep-ph]].
212. P. Bechtle, T. Bringmann, K. Desch, H. Dreiner, M. Hamer, C. Hensel, M. Kramer and N. Nguyen *et al.*, JHEP **1206**, 098 (2012) [arXiv:1204.4199 [hep-ph]].
213. M. Carena, S. Gori, I. Low, N. R. Shah and C. E. M. Wagner, JHEP **1302**, 114 (2013) [arXiv:1211.6136 [hep-ph]].
214. U. Ellwanger and C. Hugonie, Phys. Lett. B **457**, 299 (1999) [hep-ph/9902401].
215. D. M. Pierce, J. A. Bagger, K. T. Matchev and R. j. Zhang, Nucl. Phys. B **491**, 3 (1997) [hep-ph/9606211].
216. H. Baer, V. Barger, P. Huang, D. Mickelson, A. Mustafayev and X. Tata, Phys. Rev. D **87**, no. 3, 035017 (2013) [arXiv:1210.3019 [hep-ph]].
217. M. Czakon, A. Mitov, M. Papucci, J. T. Ruderman and A. Weiler, Phys. Rev. Lett. **113**, no. 20, 201803 (2014) [arXiv:1407.1043 [hep-ph]].
218. S. Dar, I. Gogoladze, Q. Shafi and C. S. Un, Phys. Rev. D **84**, 085015 (2011) [arXiv:1105.5122 [hep-ph]].
219. B. Ananthanarayan, G. Lazarides and Q. Shafi, Phys. Rev. D **44** (1991) 1613.
220. Q. Shafi and B. Ananthanarayan, In *Trieste 1991, Proceedings, High energy physics and cosmology, vol. 1* 233-244 and Bartol Res. Inst. Newark - BA-91-76 (91/11,rec.Feb.92) 17 p

221. B. Ananthanarayan, G. Lazarides and Q. Shafi, Phys. Lett. B **300** (1993) 245.
222. M. E. Gomez, G. Lazarides and C. Pallis, Nucl. Phys. B **638**, 165 (2002) [hep-ph/0203131].
223. M. E. Gomez, G. Lazarides and C. Pallis, Phys. Rev. D **67**, 097701 (2003) [hep-ph/0301064].
224. C. Pallis and M. E. Gomez, hep-ph/0303098.
225. J. C. Pati and A. Salam, Phys. Rev. D **10** (1974) 275 [Phys. Rev. D **11** (1975) 703].
226. R. N. Mohapatra and J. C. Pati, Phys. Rev. D **11**, 566 (1975).
227. G. Senjanovic and R. N. Mohapatra, Phys. Rev. D **12**, 1502 (1975).
228. G. Senjanovic, Nucl. Phys. B **153**, 334 (1979).
229. M. Magg, Q. Shafi and C. Wetterich, Phys. Lett. B **87**, 227 (1979).
230. R. N. Mohapatra and B. Sakita, Phys. Rev. D **21**, 1062 (1980).
231. G. Lazarides and Q. Shafi, Nucl. Phys. B **189**, 393 (1981).
232. S. F. King and Q. Shafi, Phys. Lett. B **422**, 135 (1998) [hep-ph/9711288].
233. G. Lazarides, M. Magg and Q. Shafi, Phys. Lett. B **97**, 87 (1980).
234. T. W. B. Kibble, G. Lazarides and Q. Shafi, Phys. Lett. B **113** (1982) 237.
235. M. Cvetič, Nucl. Phys. B **233**, 387 (1984).
236. T. W. Kephart and Q. Shafi, Phys. Lett. B **520**, 313 (2001) [hep-ph/0105237].
237. T. W. Kephart, C. A. Lee and Q. Shafi, JHEP **0701**, 088 (2007) [hep-ph/0602055].
238. I. Gogoladze, R. Khalid and Q. Shafi, Phys. Rev. D **79**, 115004 (2009) [arXiv:0903.5204 [hep-ph]].

239. I. Gogoladze, R. Khalid and Q. Shafi, Phys. Rev. D **80**, 095016 (2009) [arXiv:0908.0731 [hep-ph]].
240. S. Raza, Q. Shafi and C. S. Ün, Phys. Rev. D **92** (2015) 5, 055010 [arXiv:1412.7672 [hep-ph]].
241. F. E. Paige, S. D. Protopopescu, H. Baer and X. Tata, hep-ph/0312045. For updates and changes in the current version, see [ISAJET 7.84](#)
242. J. Hisano, H. Murayama and T. Yanagida, Nucl. Phys. B **402** (1993) 46 [hep-ph/9207279].
243. Y. Yamada, Z. Phys. C **60** (1993) 83.
244. H. Baer, S. Kraml, S. Sekmen and H. Summy, JHEP **0803** (2008) 056 [arXiv:0801.1831 [hep-ph]].
245. G. Belanger, F. Boudjema, A. Pukhov and R. K. Singh, JHEP **0911** (2009) 026 [arXiv:0906.5048 [hep-ph]].
246. L. E. Ibanez and G. G. Ross, Phys. Lett. B **110** (1982) 215.
247. K. Inoue, A. Kakuto, H. Komatsu and S. Takeshita, Prog. Theor. Phys. **68** (1982) 927 [Prog. Theor. Phys. **70** (1983) 330].
248. L. E. Ibanez, Phys. Lett. B **118** (1982) 73.
249. J. R. Ellis, D. V. Nanopoulos and K. Tamvakis, Phys. Lett. B **121** (1983) 123.
250. L. Alvarez-Gaume, J. Polchinski and M. B. Wise, Nucl. Phys. B **221** (1983) 495.
251. G. Hinshaw *et al.* [WMAP Collaboration], Astrophys. J. Suppl. **208** (2013) 19 [arXiv:1212.5226 [astro-ph.CO]].
252. H. Baer, M. Brhlik, C. h. Chen and X. Tata, Phys. Rev. D **55** (1997) 4463 [hep-ph/9610358].
253. H. Baer, M. Brhlik, D. Castano and X. Tata, Phys. Rev. D **58** (1998) 015007 [hep-ph/9712305].

254. K. S. Babu and C. F. Kolda, Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 228 [hep-ph/9909476].
255. A. Dedes, H. K. Dreiner and U. Nierste, Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 251804 [hep-ph/0108037].
256. J. K. Mizukoshi, X. Tata and Y. Wang, Phys. Rev. D **66** (2002) 115003 [hep-ph/0208078].
257. S. Chatrchyan *et al.* [CMS Collaboration], Phys. Lett. B **716**, 30 (2012) [arXiv:1207.7235 [hep-ex]].
258. The ATLAS collaboration, ATLAS-CONF-2013-047.
259. B. C. Allanach, G. Belanger, F. Boudjema, A. Pukhov and W. Porod, hep-ph/0402161.
260. B. C. Allanach, S. Kraml and W. Porod, JHEP **0303**, 016 (2003) [hep-ph/0302102].
261. E. Aprile *et al.* [XENON100 Collaboration], Phys. Rev. Lett. **109**, 181301 (2012) [arXiv:1207.5988 [astro-ph.CO]]. For the future projected sensitivity, see [XENON1T 2017](#)
262. A. J. Anderson [SuperCDMS Collaboration], arXiv:1405.4210 [hep-ex].
263. D. Speller [SuperCDMS Collaboration], J. Phys. Conf. Ser. **606**, no. 1, 012003 (2015).
264. R. Calkins *et al.* [SuperCDMS Collaboration], AIP Conf. Proc. **1672**, 140002 (2015) [arXiv:1506.01922 [physics.ins-det]].
265. M. Horn *et al.* [LUX Collaboration], Nucl. Instrum. Meth. A **784**, 504 (2015).
266. J. E. Roa, D. C. Latimer and D. J. Ernst, Phys. Rev. C **81**, 015501 (2010) [arXiv:0904.3930 [nucl-th]].
267. C. Regis *et al.* [Super-Kamiokande Collaboration], Phys. Rev. D **86**, 012006 (2012) [arXiv:1205.6538 [hep-ex]].
268. K. Abe *et al.* [Super-Kamiokande Collaboration], Phys. Rev. D **90**, no. 7, 072005 (2014) [arXiv:1408.1195 [hep-ex]].

269. The ATLAS collaboration, ATLAS-CONF-2013-068, ATLAS-COM-CONF-2013-076.
270. T. Lari [ATLAS Collaboration], PoS EPS **-HEP2013**, 294 (2013).