

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

На правах рукописи
УДК 539.12.01

Паукар Акоста
Мануэль Херардо

**Долгоживущие суперпартнеры
в Минимальной Суперсимметричной Стандартной Модели**

Специальность 01.04.02—теоретическая физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Дубна 2010

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики имени Н.Н. Боголюбова Объединенного института ядерных исследований

Научные руководители:

доктор физико-математических наук Д.И. Казаков

кандидат физико-математических наук А.В. Гладышев

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук Н.В. Красников
(ИЯИ РАН)

кандидат физико-математических наук М.В. Долгополов
(СамГУ)

Ведущая организация:

Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына (НИИЯФ МГУ)

Защита диссертации состоится _____ 2010 г.
в ____ ч. ____ мин. на заседании диссертационного совета Д720.001.01
в Лаборатории теоретической физики имени Н.Н. Боголюбова
Объединенного института ядерных исследований по адресу:
141980, Московская область, г. Дубна, ул. Жолио-Кюри, д. 6.

С диссертацией можно ознакомиться в научной библиотеке ЛТФ
ОИЯИ.

Автореферат разослан _____ 2010 г.

Ученый секретарь диссертационного совета
кандидат физико-математических наук А.Б. Арбузов

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Объект исследования и актуальность темы

Несмотря на то, что в настоящее время Стандартная Модель успешно используется для описания электромагнитных, слабых и сильных взаимодействий, новая физика, по мнению многих ученых, может проявить себя при энергиях около 1 ТэВ. Суперсимметрия рассматривается как наиболее перспективное направление физики элементарных частиц за пределами Стандартной Модели. Поиск новой физики является одной из основных задач экспериментальных исследований на Большом Адронном Коллайдере (ЛHC).

Надежды на открытие суперсимметрии на ЛHC основаны на предсказаниях Минимальной Суперсимметричной Стандартной Модели (МССМ), при этом подразумевается широкий спектр различных возможностей и, в то же время, неопределенностей. Обычно считается, что суперпартнеры — гипотетические тяжелые частицы с массой несколько сотен ГэВ, определяемой значениями параметров мягкого нарушения суперсимметрии m_0 , $m_{1/2}$, A_0 — рождаются за счет сильного и слабого взаимодействий и живут очень недолго. Практически сразу же после рождения они распадаются на обычные частицы Стандартной Модели и легчайшую суперчастицу — нейтралينو. Очевидно, что наблюдение таких короткоживущих частиц достаточно затруднено.

Однако, возможна ситуация, реализуемая в рамках Минимальной суперсимметричной Стандартной Модели с нарушением суперсимметрии за счет эффектов гравитации (так называемая модель mSUGRA), когда суперчастицы живут долго. Это происходит, когда масса суперчастицы очень близка к массе легчайшей суперчастицы (the Lightest Supersymmetric Particle – LSP), и скорость распада, таким образом, подавляется. В этом случае долгоживущими могут быть так называемые следующие за легчайшими суперсимметричные частицы (Next-to-Lightest Supersymmetric Particles – NLSP) — это могут быть суперпартнеры тау-лептона, топ-кварка и заряженного бозона Хиггса (или W-бозона), при этом легчайшей суперчастицей является первое нейтралينو.

На рис. 1 показаны области пространства параметров модели mSUGRA, где может иметь место указанное вырождение по массе, и, следовательно, могут существовать долгоживущие суперчастицы. На границах этих областей, когда массы суперпартнеров практически равны массе легчайшего нейтралино, тау-слептоны, топ-кварки и чарджино становятся долгоживущими. При удалении от границы суперпартнеры становятся слегка тяжелее, чем нейтралино, что приводит к их нестабильности, и они очень быстро распадаются.

Одним из наиболее важных ограничений на допустимые значения параметров mSUGRA является количество темной материи во Вселенной. Принимая во внимание данные эксперимента WMAP, получаем в результате разрешенную область в виде узкой полосы, идущей вдоль границы (запрещенной) области, где легчайшей суперчастицей является тау-слептон, затем вдоль границы области, исключенной ненаблюдением легкого бозона Хиггса, и вдоль границы области, в которой не происходит радиационного нарушения электрослабой симметрии (Radiative electroweak symmetry breaking – REWSB). Вдоль этой узкой полосы, где необходимое количество темной материи $\Omega_{\tilde{\chi}_1^0} h^2$ согласуется с астрофизическими

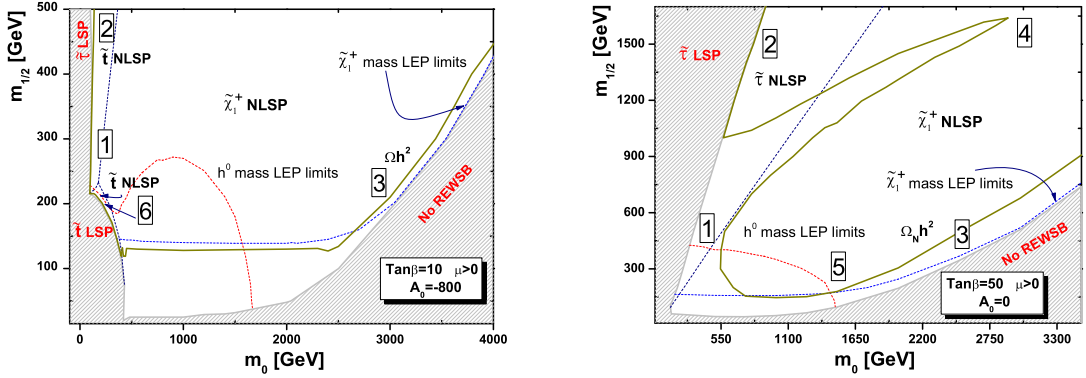


Рис. 1: Разрешенные области пространства параметров в плоскости ($m_0 - m_{1/2}$) при $A_0 = 0$, $\tan \beta = 10$ (слева), $A_0 = -800$ ГэВ, $\tan \beta = 10$ (справа), $\mu > 0$ и $m_t = 172.7$ ГэВ. Узкая светлая полоса в темно-желтой области — разрешенная область, соответствующая космологическим ограничениям WMAP. На рисунке отмечены: 1 – Основная область аннигиляции; 2 – Область коаннигиляции; 3 – Область фокус-точки; 4 – Область ”воронки”; 5 – Область EGRET; 6 – область долгоживущих топ-скварков. Показаны экспериментальные ограничения на массы бозона Хиггса и чарджино, а также на области, где тау-слептон, топ-скварк и чарджино являются следующими за легчайшими суперчастицами (NLSP).

наблюдениями WMAP, предполагая, что темная материя состоит из нейтралино, существует три представляющих интерес области пространства параметров, где существуют долгоживущие суперпартнеры:

i) Область легких тау-слептонов, являющихся NLSP ($\tilde{\chi}_1^0 - \tilde{\tau}$). Область характеризуется параметрами $m_{1/2} \gg m_0$, значения других параметров практически несущественны. Данная область с долгоживущими тау-слептонами представляет собой узкую полосу вдоль границы, разделяющих области, в которых легчайшими суперчастицами являются нейтралино и тау-слептон, соответственно.

ii) Область легких топ-скварков, являющихся NLSP ($\tilde{\chi}_1^0 - \tilde{t}$). Данная область существует при больших отрицательных значениях A_0 , промежуточных и больших значениях m_0 , малых значениях $m_{1/2}$, $\tan \beta \geq 10$ и $\mu > 0$. Область долгоживущих суперпартнеров топ-кварков находится практически на краю основной области аннигиляции рядом с линией ограничения на массу бозона Хиггса.

iii) Область легких чарджино, являющихся NLSP ($\tilde{\chi}_1^0 - \tilde{\chi}_1^+$). Для существования этой области также необходимы большие отрицательные значения A_0 . Значения других параметров $m_{1/2} \ll m_0$, $\mu > 0$, и чем больше значение $\tan \beta$, тем лучше. Область долгоживущих чарджино прилегает к линии, ниже которой не происходит радиационного нарушения электрослабой симметрии, и фактически совпадает с областью фокус-точки.

Изучение феноменологических следствий суперсимметричных теорий сегодня очень актуально, так как начал работу Большой Адронный Коллайдер (Large Hadron Collider – LHC). Исследование процессов в рамках вышеуказанных сценариев сейчас представляет большой интерес, поскольку первые физические результаты на LHC ожидаются в самом ближайшем будущем. Интересующие нас легкие

долгоживущие частицы — тау-слептоны, топ-скварки и чарджино могут быть получены уже в самые первые месяцы работы коллайдера.

В связи с тем, что тау-слептоны, топ-скварки и чарджино относительно легкие в нашем сценарии, сечения их рождения достаточно большие и могут достигать несколько процентов пикобарн для парного рождения тау-слептонов и чарджино и даже сотни пикобарн для парного рождения топ-скварков, если они достаточно легкие $m_{\tilde{\tau}} < 150$ ГэВ. С ростом массы топ-скварков, сечение рождения быстро падает. Однако, даже для очень больших отрицательных значений A_0 , когда топ-скварки становятся тяжелее нескольких сотен ГэВ, сечение рождения все равно имеет порядок нескольких процентов пб, что достаточно для их обнаружения при высокой светимости ЛНС.

Родившись, тау-слептоны, топ-скварки и чарджино распадаются на частицы Стандартной Модели и легчайшее нейтралино. Единственная разрешенная мода распада для тау-слептона — это распад на тау-лептон и нейтралино. Топ-скварки имеют несколько возможных мод распада в зависимости от их массы. Если топ-скварк достаточно тяжелый, то тогда возможен распад на b -кварк и легчайшее чарджино. Однако, в интересующей нас области при больших отрицательных значениях A_0 , а именно $A_0 < -1500$ ГэВ, область пространства параметров, где возможна данная мода распада, становится меньше и даже исчезает из-за неравенства $m_{\tilde{\tau}} < m_b + m_{\tilde{\chi}_1^{\pm}}$. В этом случае наиболее вероятная мода распада — это распад на t -кварк и легчайшее нейтралино. Достаточно легкий топ-скварк распадается на c -кварк и легчайшее нейтралино. Последний распад, несмотря на то, что может происходить только на петлевом уровне, имеет вероятность 100 %. В случае чарджино основные процессы распада — это распад на пару кварков и легчайшее нейтралино, или на лептон, соответствующее нейтрино и легчайшее нейтралино. Относительная вероятность распада для кварковых конечных состояний составляет около 74 %, а для лептонных конечных состояний 26 %. Наблюдаемые события будут иметь необычную сигнатуру и должны проявиться в виде заметного сигнала, а не просто недостающей энергии, унесенной легчайшим стабильным нерегистрируемым нейтралино.

Цель работы

- Изучение возможности существования долгоживущих суперпартнеров в рамках Минимальной Суперсимметричной Стандартной Модели с нарушением суперсимметрии за счет эффектов гравитации и универсальными начальными условиями для параметров мягкого нарушения суперсимметрии.
- Исследование феноменологических следствий сценариев с долгоживущими суперчастицами, в частности предсказание сечений рождения и изучение различных мод распада на Большом Адронном Коллайдере.

Научная новизна и практическая ценность

Научная новизна настоящей работы заключается в том, что в рамках Минимальной Суперсимметричной Стандартной Модели (МССМ) с механизмом нарушения суперсимметрии за счет эффектов гравитации и универсальными начальными условиями для параметров мягкого нарушения суперсимметрии на масштабе Великого объединения продемонстрирована возможность существования

следующих за легчайшими суперчастиц (NLSP) — долгоживущих суперпартнеров тау-лептонов, топ-кварков и заряженных бозонов Хиггса (или W -бозонов) и возможность того, что такие долгоживущие суперпартнеры могут быть получены и зарегистрированы в экспериментах на Большом Адронном Коллайдере.

Показано, что существует три области пространства параметров в модели минимальной супергравитации (mSUGRA), где могут существовать такие долгоживущие суперпартнеры. Таким образом, могут быть рассмотрены три важных сценария: сценарий с легкими тау-слептонами, являющимися NLSP, сценарий с легкими топ-скварками, являющимися NLSP, и сценарий с легкими чарджино. Каждый из этих сценариев не противоречит теоретическим и экспериментальным ограничениям, накладываемым на значения параметров, в частности, ограничению на количество темной материи (ограничению WMAP).

События распада долгоживущих частиц имеют необычную сигнатуру: *i*) частицы либо пролетают сквозь детектор, либо *ii*) распадаются внутри него с образованием вторичной вершины. Оба случая приводят к заметному сигналу, а не просто характеризуются недостающей энергией, уносимой легчайшим стабильным нейтрино.

В сценарии с долгоживущим топ-скварком возможно также образование так называемых R -адронов (связанных состояний суперсимметричных частиц) в случае, если время жизни топ-скварков больше времени адронизации.

Апробация работы

Материалы диссертации докладывались на конференциях и семинарах:

1. IX Международной Московской школе по физике (33 зимней школе ИТЭФ), 21 февраля – 1 марта 2006 г., Москва.
2. XV Международной конференции по суперсимметрии и объединению фундаментальных взаимодействий (SUSY '07), 26 июля – 1 августа 2007 г., Карлсруэ, Германия.
3. XV Международном семинаре по физике высоких энергий (QUARKS '08), 23-29 мая 2008г., Сергиев Посад.
4. Семинаре Квантовая теория поля Лаборатории теоретической физики им. Н.Н. Боголюбова Долгоживущие чарджино в области фокус-точки пространства параметров МССМ, 2 июля 2008г., Дубна.
5. III Международной конференции Структура адронов '09, 30 августа – 3 сентября 2009 г., Татранска Штрба, Словакия.
6. Семинаре Квантовая теория поля Лаборатории теоретической физики им. Н.Н. Боголюбова Долгоживущие суперпартнеры в Минимальной Суперсимметричной Стандартной Модели, 2 сентября 2009 г., Дубна.

Публикации по материалам диссертации

Диссертация написана на основании содержания 6 работ.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из семи глав. Общий объем диссертации составляет 106 страниц машинописного текста, включая 21 рисунок, 7 таблиц и список литературы из 140 наименования.

КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

В главе 1 подробно описана тематика проводимых исследований, постановка задачи и приведена структура диссертации. Также дан обзор литературы по теме диссертации.

Глава 2 Суперсимметрия и суперсимметричное расширение Стандартной Модели представляет собой теоретическое введение. Дан краткий обзор принципов суперсимметрии, затем описана Минимальная Суперсимметричная Стандартная Модель (МССМ), как пример простейшего суперсимметричного расширения Стандартной Модели. Приведено описание модели mSUGRA (т. е. МССМ с нарушением суперсимметрии за счет эффектов гравитации и универсальными начальными условиями для параметров мягкого нарушения суперсимметрии), в рамках которой проведено данное исследование.

В модели mSUGRA с сохранением R -четности имеется следующий набор основных параметров:

$$m_0, m_{1/2}, A_0, \tan \beta \equiv v_2/v_1, \text{sign}(\mu)$$

Эти параметры представляют собой начальные условия для параметров мягкого нарушения суперсимметрии при M_{GUT} , отношение вакуумных средних нейтральных компонент двух дублетов Хиггса, а также знак параметра смешивания дублетов Хиггса. С помощью известных уравнений ренормгруппы можно получить значения параметров на электрослабом масштабе M_W . Зная значения основных параметров модели на электрослабом масштабе несложно вычислить массы всех суперпартнеров. В ряде случаев необходимо также учитывать радиационные поправки к массам.

В главе 3 Предпочтительные области пространства параметров mSUGRA с помощью компьютерных программ, позволяющих вычислить спектр масс суперпартнеров, анализируется пространство параметров модели mSUGRA с точки зрения удовлетворения ряду *теоретических и экспериментальных ограничений*. При этом фиксируется значение параметра мягкого нарушения суперсимметрии A_0 (равное и неравное нулю) и рассматриваются различные фиксированные значения $\tan \beta$. Значения параметров m_0 и $m_{1/2}$ меняются в широких пределах от 100 ГэВ до нескольких ТэВ. Большое внимание уделяется поиску областей пространства параметров, где может произойти *вырождение* масс между легчайшей и следующей за ней суперчастицей (т. е. между LSP и NLSP).

На Рис. 1 показаны разрешенные области пространства параметров МССМ для $A_0 = 0, -800 \text{ GeV}$, $\mu > 0$ и $\tan \beta = 10, 50$; параметры m_0 и $m_{1/2}$ — свободные. Области окрашенные в серый цвет являются исключенными в силу того, что в них а) легчайшая суперчастица оказывается заряженной, а не нейтральной или б) отсутствует радиационное нарушение электрослабой симметрии. В области, лежащей ниже кривой, обозначенной как $h^0 \text{ mass LEP limits}$, масса легчайшего

хиггсовского бозона $m_{h^0} < 114.4$ ГэВ. Область, лежащая ниже кривой, обозначенной как $\tilde{\chi}_1^+$ *mass LEP limits*, исключена отрицательными результатами по поиску чарджино и слептонов на LEP2. Также показаны области, где реликтовая плотность нейтралино соответствует количеству, полученному в результате астрофизических измерений коллаборацией WMAP. Этому отвечает узкая полоса, обозначенная как $\Omega_{\tilde{\chi}_1^0} h^2$. Вдоль этой полосы расположены разрешенные области пространства параметров, помеченные цифрами. В этих областях удастся удовлетворить всем современным экспериментальным ограничениям.

- *Основная область аннигиляции (Bulk annihilation region)* в модели mSUGRA характеризуется малыми значениями параметров m_0 и $m_{1/2}$. В этой области массы суперпартнеров фермионов (сфермионов) малы, что позволяет получить большие эффективные сечения σ_{eff} , приводящие к приемлемым малым значениям $\Omega_{\tilde{\chi}_1^0} h^2$. Нейтралино–LSP $\tilde{\chi}_1^0$ в этом случае в основном является бино и аннигилирует через легкие сфермионы с обменом в t -канале. Одним из главных процессов в этой области является процесс $\tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0 \rightarrow q\bar{q}$.

Как можно увидеть из Рис. 1, основная область аннигиляции во многом исключена ограничениями LEP2 на массу бозона Хиггса $m_{h^0} < 114.4$ ГэВ. В этой области легчайший бозон Хиггса становится слишком легким с массой порядка $m_{h^0} \approx 110 - 112$ ГэВ.

- *Область воронки (Funnel region)*. Эта область в плоскости $(m_0 - m_{1/2})$ существует при умеренных значениях m_0 и $m_{1/2}$ и появляется только при больших значениях $\tan \beta$ ($\tan \beta > 40$).

В этой области бино $\tilde{\chi}_1^0$ -LSP аннигилирует через тяжелый псевдоскалярный бозон Хиггса A в s -канале. Этот процесс является эффективным только когда $2m_{\tilde{\chi}_1^0} \approx m_A \pm \Gamma_A$, $\Gamma_A \sim 10 - 50$ ГэВ. Основной процесс в этой области — это $\tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0 \rightarrow b\bar{b}$ (или $\tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \tau\bar{\tau}$).

Резонанс возникает когда $2m_{\tilde{\chi}_1^0} = m_A$. Эта область может быть достаточно широкой, увеличивая разрешенное пространство параметров. В резонансной области реликтовая плотность нейтралино падает, поэтому требуемое значение плотности достигается вблизи резонанса, а не непосредственно в нем.

- *Область $\tilde{\tau}$ коаннигиляции* В этой узкой области при малых значениях m_0 и больших значениях $m_{1/2}$ реализуется ситуация, когда помимо аннигиляции происходит процесс коаннигиляции LSP с $\tilde{\tau}$. Поэтому эта область получила название области коаннигиляции. Здесь процесс коаннигиляции $\tilde{\chi}_1^0 \tilde{\tau} \rightarrow \tau\gamma$ превалирует над процессом $\tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$ -аннигиляции и дает нужное количество реликтовой плотности нейтралино. Коаннигиляция имеет место, когда разница масс между бино $\tilde{\chi}_1^0$ -LSP и $\tilde{\tau}$ -NLSP очень мала.

- *Область фокус-точки (Focus point region)*. Это район больших значений m_0 и малых $m_{1/2}$, когда $m_{1/2} \ll m_0$. Он расположен вблизи границы клинообразной области справа на Рис. 1, где механизм радиационного нарушения электрослабой симметрии не работает.

Эта область получила название области фокус-точки поскольку значения масс бозонов Хиггса здесь проходят через фокус при их эволюции от больших

масштабов согласно уравнениям ренормгруппы. На границе параметр смешивания бозонов Хиггса μ оказывается малым $|\mu| \sim M_Z$. Это приводит к тому, что массы легчайшего чарджино и двух легчайших нейтралино практически вырождены $m_{\tilde{\chi}_1^0} \sim m_{\tilde{\chi}_2^0} \sim m_{\tilde{\chi}_1^\pm} \sim \mu$. В этой области доминирующим каналом аннигиляции является рождение пар W^+W^- , Z^0Z^0 , Z^0h^0 , но, благодаря вырожденности масс нейтралино и чарджино, возможны также и процессы коаннигиляции $\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^+$, $\tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_1^+ \rightarrow u\bar{d}$, $\bar{e}\nu$, AW^+ , ZW^+ , W^+h ; а также процессы $\tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-$, $\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow u\bar{u}$, $d\bar{d}$, W^+W^- .

- *Область EGRET (EGRET region)*. Существует новое ограничение на пространство параметров модели mSUGRA, которое приходит из астрофизики. Это ограничение связано с суперсимметричной интерпретацией избыточного потока диффузных гамма-лучей в Галактике, измеренного космическим телескопом EGRET (*Energetic Gamma Ray Experiment Telescope*). Предполагается, что этот *изотропный* избыток имеет своим происхождением аннигиляцию *стабильных нейтральных слабовзаимодействующих частиц* (WIMP – weakly interacting massive particle) определенной массы. Эти частицы отождествляются с легчайшим *нейтралино* с массой в районе 80 ГэВ, что сильно ограничивает область значений параметра $m_{1/2}$. Эти ограничения совместны с данными WMAP.

Область EGRET расположена между основной областью аннигиляции и областью фокус-точки, как показано на Рис. 1. Предпочтительные значения параметров равны при этом $m_0 \approx 1400$ ГэВ и $m_{1/2} \approx 180$ ГэВ.

В дополнение к вышеперечисленным областям существуют также некоторые экзотические области. Например, при определенном выборе параметров (ненулевое A_0 , средние или большие значения m_0 и малые $m_{1/2}$) легчайший топ-скварк, \tilde{t}_1 является NLSP. В этой области легчайшее нейтралино $\tilde{\chi}_1^0$ и топ-скварк \tilde{t}_1 почти вырождены по массе. Поэтому, при вычислении реликтовой плотности нужно учитывать не только аннигиляцию, но и коаннигиляцию. Эта область коаннигиляции топ-скварков (*stop coannihilation region*) характеризуется малой массой первого топ-скварка \tilde{t}_1 (см. Рис. 4). На границе этой области, в полной аналогии с областью $\tilde{\tau}_1$ -коаннигиляции, скварк \tilde{t}_1 становится легчайшей суперчастицей, что исключено, поскольку противоречит астрофизическим наблюдениям: отсутствуют облака стабильных заряженных частиц.

В конечном итоге, существуют три области, представляющие интерес, где происходит вырождение масс между LSP и NLSP. Это: *i) область легкого $\tilde{\tau}_1$ NLSP*, *ii) область легкого \tilde{t}_1 NLSP*, *iii) область легкого чарджино NLSP*.

В Главе 4 Область коаннигиляции mSUGRA и долгоживущие заряженные слептоны обсуждается узкая полоса в так называемой *области коаннигиляции* области, где тау-лептоны могут быть *долгоживущими* частицами. Область коаннигиляции качественно показана в плоскости $(m_0 - m_{1/2})$ на Рис. 2. В темном треугольнике тау-слептон является легчайшей суперчастицей (LSP). Справа от него легчайшей суперчастицей является нейтралино. Ограничение WMAP идет вдоль границы треугольника и показано как прямая линия.

Хотя между границей области, где $\tilde{\tau}_1$ становится LSP и линией следующей из ограничения WMAP на количество темной материи, лежит очень узкая полоса,

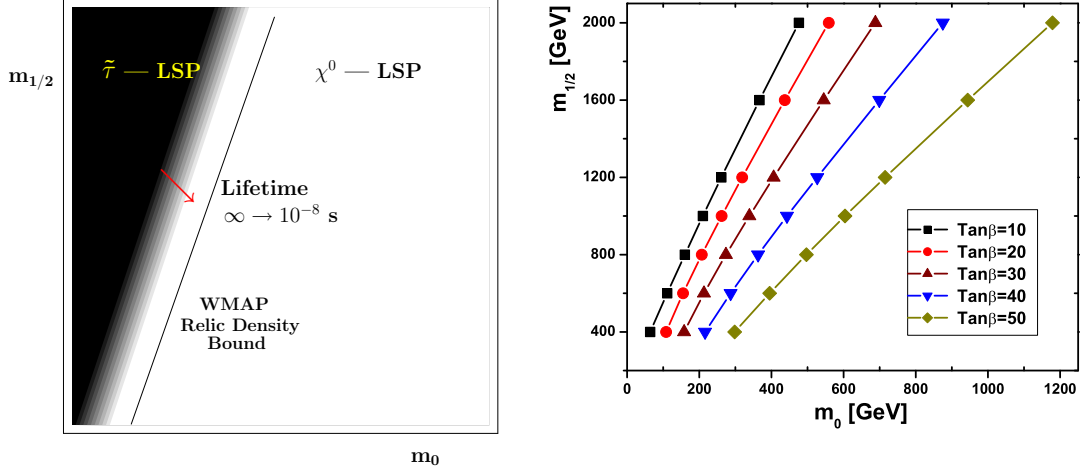


Рис. 2: Слева показана область коаннигиляции в плоскости $(m_0 - m_{1/2})$. Справа показано как разрешенная область меняется с изменением $\tan\beta$. Значения $\tan\beta$ растут слева направо.

ее положение зависит от значения $\tan\beta$. Таким образом, даже если очень трудно попасть точно в этот узкий диапазон, при изменении $\tan\beta$ замечается, на самом деле, большая площадь.

Пограничная область есть область перехода от $\tilde{\tau}$ -LSP к нейтралينو-LSP. В этой очень узкой зоне время жизни тау-слептона быстро меняется от бесконечности почти до нуля, проходя малый интервал (размазанный за счет изменения $\tan\beta$), где тау-слептон — долгоживущая частица.

Когда масса тау-слептона становится больше, чем масса нейтралино, он распадается $\tilde{\tau} \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tau$. Время жизни критически зависит от разницы масс между частицами $\tilde{\tau}$ и $\tilde{\chi}_1^0$ и быстро уменьшается по мере удаления от пограничной линии. Ширина распада $\tilde{\tau}_R$ (опуская смешивание в слептонном секторе) дается формулой

$$\Gamma(\tilde{\tau} \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tau) = \frac{1}{2} \alpha_{em} (N_{11} - N_{12} \tan\theta_W)^2 m_{\tilde{\tau}} \left(1 - \frac{m_{\tilde{\chi}_1^0}^2}{m_{\tilde{\tau}}^2}\right)^2$$

где N_{11} и N_{22} — элементы матрицы смешивания, которая диагонализует массовую матрицу нейтралино. На Рис. 3 показано время жизни тау-слептона как функция параметра m_0 для различных значений параметра $m_{1/2}$ при фиксированном значении параметра $\tan\beta=50$.

Далее рассматривается возможность, как долгоживущие тау-слептоны могут быть получены на ЛНС. Основной процесс описывается каналом кварк-антикварковой аннигиляции. Для небольших масс тау-слептонов сечения рождения относительно большие (см. Рис. 3). При этом $\tilde{\tau}$ могут быть достаточно долгоживущими и проходить через детектор или распадаться внутри детектора, порождая вторичные вершины. Однако, точное время жизни очень чувствительно к выбору точки в пространстве параметров МССМ и, поэтому, не может быть предсказано с высокой точностью. И тем не менее, это оставляет интересную возможность получения тяжелой заряженной долгоживущей частицы без спина.

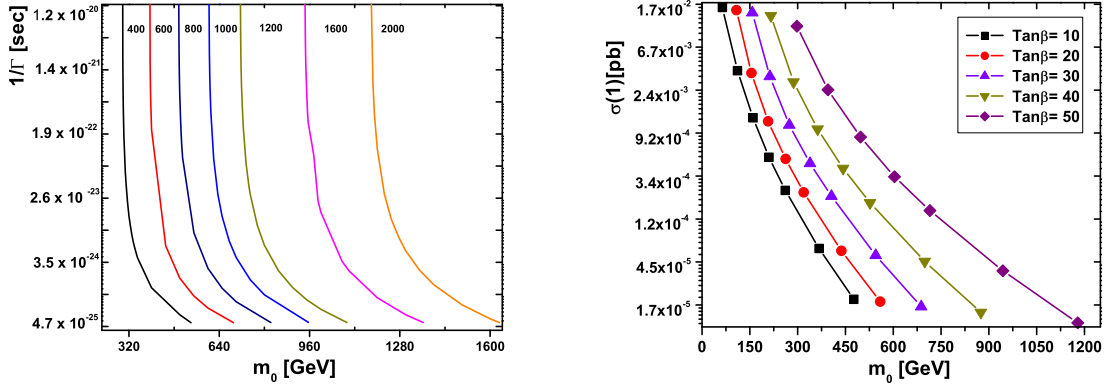


Рис. 3: Слева показано время жизни $\tilde{\tau}$ в сек, как функция параметра m_0 вблизи границы для $\tan\beta = 50$. Значения параметра $m_{1/2}$ растут слева направо. Справа представлены сечения рождения для пары слептонов на LHC в пикобарнах, как функции параметра m_0 для различных значений $\tan\beta$ в области коаннигиляции.

В Главе 5 Легкие скалярные топ-скварки рассматривается другая интересная область пространства параметров mSUGRA. Она характеризуется большими отрицательными значениям параметра A_0 , при которых возникает возможность существования легких скалярных топ-скварков. На ее границе, в полной аналогии с областью стау-коаннигиляции, топ-скварк становится легкой суперчастицей. Вблизи же границы топ-скварки могут иметь большое время жизни.

На Рис. 4 показана проекция пространства параметров mSUGRA на плоскость $(m_0 - m_{1/2})$ для двух значений A_0 и фиксированного значения $\tan\beta$. Можно заметить, что при уменьшении $|A_0|$ линия границы движется вниз и, в конце концов, исчезает. Наоборот, при увеличении $|A_0|$ растет площадь запрещенной области и увеличивается значение массы топ-скварка на ее границе. Изменение значения $\tan\beta$ не оказывает существенного влияния на границу, разделяющую разрешенную область, в которой LSP является нейтралينو, и запрещенную, в которой роль LSP играет топ-скварк. Единственным следствием такого изменения является сдвиг линии, отделяющей запрещенную область, в которой тау-слептоны является LSP. При увеличении $\tan\beta$ последняя движется вправо.

При достаточно большом $|A_0|$ один из топ-скварков \tilde{t}_1 становится относительно легким. Это происходит благодаря механизму качелей (“see-saw”) при диагонализации массовой матрицы топ-скварков. Недиagonalный член $m_t(A_t - \mu \cot\beta)$ возрастает с увеличением A_0 и для больших m_q приводит к большому отрицательному вкладу в массу легчайшего топ-скварка, определенную формулой

$$\tilde{m}_{1,2}^2 = \frac{1}{2} \left(\tilde{m}_{tL}^2 + \tilde{m}_{tR}^2 \pm \sqrt{(\tilde{m}_{tL}^2 - \tilde{m}_{tR}^2)^2 + 4m_t^2(A_t - \mu \cot\beta)^2} \right)$$

в которой выбран знак “минус”. Таким образом, увеличивая $|A_0|$ можно сделать один из топ-скварков сколь угодно легким. При малых m_0 и $m_{1/2}$ можно выйти из разрешенной области, так как при этом топ-скварк становится легкой суперчастицей. Для возникновения легкого долгоживущего топ-скварка в спектре необ-

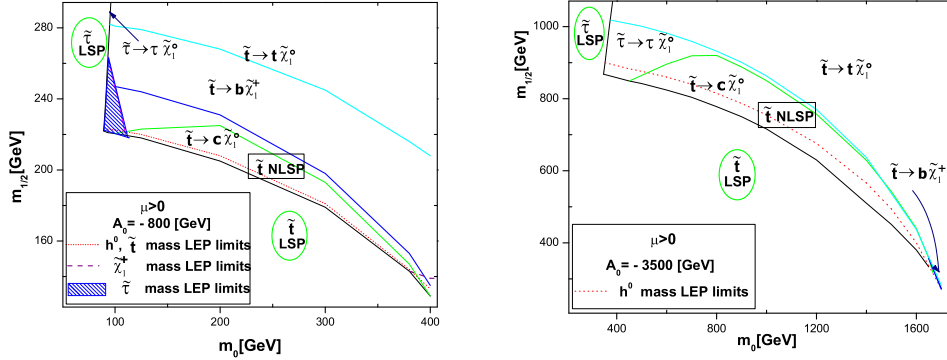


Рис. 4: Разрешенная область пространства параметров mSUGRA для $A_0 = -800, -3500$ ГэВ и $\tan \beta = 10$. Слева и снизу от ее границы легчайшей суперсимметричной частицей являются соответственно тау-слептон или топ-скварк. Пунктирная линия соответствует ограничению на массу бозона Хиггса, полученному в эксперименте LEP2. Также показаны контуры областей, в которых возникают указанные каналы распада скалярного топ-скварка.

ходимы большие отрицательные значения A_0 , так как для малых A_0 соответствующая область параметров исключена из-за ограничений на массу бозона Хиггса.

Так как в рассматриваемом сценарии топ-скварки относительно легкие, соответствующие сечения рождения достаточно велики и могут достигать десятков и даже сотен пикобарн для $m_{\tilde{t}} < 150$ ГэВ. Как и ожидается, сечения падают с ростом массы топ-скварка. Однако, даже для больших значений $|A_0|$, когда массы скварков превышают несколько сотен ГэВ, сечения имеют порядок сотых долей пикобарн, что позволяет надеется на обнаружения топ-скварков на ЛНС, (см., например, Рис. 5).

После рождения топ-скварки распадаются. В зависимости от их массы существуют различные каналы распада. Если топ-скварк имеет достаточно большую массу, то распадается на b -кварк и легчайшее чарджино ($\tilde{t} \rightarrow b\tilde{\chi}_1^\pm$). Однако, при увеличении $|A_0|$, а именно при $A_0 < -1500$ ГэВ, область пространства параметров, в которой возможен такой распад, уменьшается и может исчезнуть совсем вследствие неравенства $m_{\tilde{t}} < m_b + m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$. В этом случае основным каналом распада является распад на топ-кварк и легчайшее нейтралино ($\tilde{t} \rightarrow t\tilde{\chi}_1^0$). Легкие же стоп-кварки распадаются на очарованный кварк и нейтралино ($\tilde{t} \rightarrow c\tilde{\chi}_1^0$). Хотя этот канал возникает лишь при учете радиационных поправок и, поэтому, подавлен, вероятность распада достигает 100 %.

На Рис. 5 (справа) показана зависимость времени жизни топ-скварков от параметра $m_{1/2}$ для различных значений $|A_0|$. Изломы кривых на рисунке возникают благодаря открытию новых каналов распада. Наибольшее время жизни соответствуют каналу $\tilde{t} \rightarrow c\tilde{\chi}_1^0$.

Глава 6 Долгоживущие чарджино в области фокус-точки посвящена исследованию еще одной области пространства параметров — узкой полосы вблизи линии, отделяющей область, в которой не происходит радиационного нарушения электрослабой симметрии (так называемая область фокус-точки). Около границы

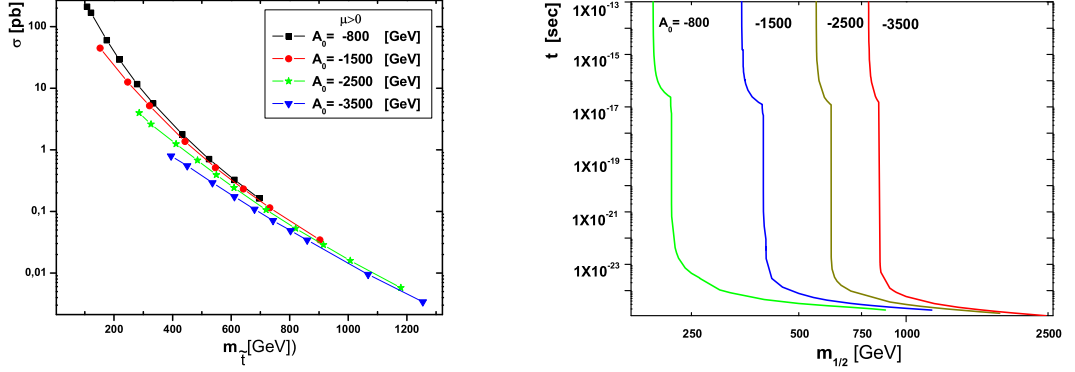


Рис. 5: Слева представлены сечения рождения пар топ-скварков как функции массы $m_{\tilde{t}}$. Справа показана зависимость времени жизни легчайшего топ-скварка от параметра $m_{1/2}$ для различных значений A_0 .

последней параметр смешивания хиггсовских суперполей μ стремится к нулю. При этом, легчайшее чарджино $\tilde{\chi}_1^\pm$ и два легчайших нейтралино $\tilde{\chi}_{1,2}^0$ имеют почти одинаковую массу порядка μ .

В древесном приближении массовая матрица нейтралино имеет вид

$$M^{(0)} = \begin{pmatrix} M_1 & 0 & -M_Z c_\beta s_\theta & M_Z s_\beta s_\theta \\ 0 & M_2 & M_Z c_\beta c_\theta & -M_Z s_\beta c_\theta \\ -M_Z c_\beta s_\theta & M_Z c_\beta c_\theta & 0 & -\mu \\ M_Z s_\beta s_\theta & -M_Z s_\beta c_\theta & -\mu & 0 \end{pmatrix}$$

Для случая чарджино имеем

$$M^{(c)} = \begin{pmatrix} M_2 & \sqrt{2}M_W \sin \beta \\ \sqrt{2}M_W \cos \beta & \mu \end{pmatrix}$$

Физические массы нейтралино и чарджино соответствуют собственным значениям этих матриц. Кроме того, последние приобретают радиационные поправки, типичная величина которых составляет несколько процентов.

При малых значениях μ легчайшее чарджино $\tilde{\chi}_1^\pm$ и два нейтралино $\tilde{\chi}_{1,2}^0$ преимущественно представляют собой хиггсино. На Рис. 6 (справа) показано, как массы легчайших нейтралино и чарджино зависят от параметра μ .

Нас интересует область малых значений μ , для которой три массы $m_{\tilde{\chi}_1^0}$, $m_{\tilde{\chi}_2^0}$ и $m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ почти вырождены. Такое вырождение возникает при любом выборе остальных параметров модели, так как древесные формулы слабо зависят от последних, а однопетлевые поправки обычно малы. Однако, так как в используемом подходе значение μ не произвольно, а фиксируется требованием радиационного нарушения электрослабой симметрии, необходимо найти область в пространстве параметров mSUGRA, в которой μ мало. На Рис. 6 (слева) исследуемому случаю соответствует область в левом нижнем углу, выше полосы, исключенной экспериментом LEP2. Видно, что массы рассматриваемых частиц близки друг другу, а параметр μ находится в интервале 150-200 ГэВ в зависимости от значения $\tan \beta$. Исследуемая часть пространства параметров соответствует *области фокус-точки*.

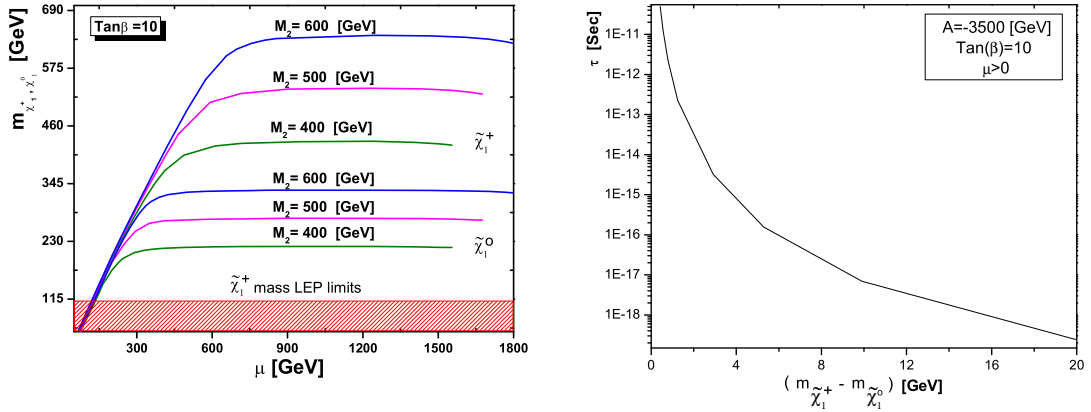


Рис. 6: Слева: Массы легчайших чарджино и нетралино как функции μ . Параметр M_2 принимает значения 600, 500 и 400 ГэВ, а $\tan \beta = 10, 50$. Остальные параметры фиксированы. Темная область снизу соответствует экспериментальным ограничениям на массу чарджино. Справа: Зависимость времени жизни легчайшего чарджино (NLSP) от разности между его массой и массой легчайшего нейтралино (LSP).

Область фокус-точки показана на Рис. 7 для $A_0 = -3500$ ГэВ и $\tan \beta = 10, 50$. Нетрудно заметить, что для больших отрицательных значений A_0 узкая полоса, соответствующая ограничениям WMAP и граница области, в которой не происходит нарушения электрослабой симметрии, практически совпадают друг с другом, что приводит к малым разрешенным значениям μ , причем, чем больше значение $\tan \beta$, тем ситуация лучше.

Когда параметры выбраны соответствующим образом, возникает почти полное вырождение по массам между легчайшим чарджино и легчайшим нейтралино и, следовательно, в спектре появляется долгоживущая следующая за легчайшей частица (NLSP). Она имеет массу порядка 100 ГэВ и достаточно большое сечение рождения на ЛHC.

В среднем сечения достигают нескольких десятых долей пикобарна и не сильно меняются при изменении $\tan \beta$. Наиболее существенным образом сечение зависит от μ : чем больше значение μ , тем сечение меньше.

На Рис 6 (справа) представлено время жизни чарджино как функция разности масс между $\tilde{\chi}_1^\pm$ и $\tilde{\chi}_1^0$. Нетрудно заметить, насколько сильна эта зависимость. При увеличении разности время жизни падает. Однако, если вырождение в пределах нескольких ГэВ, чарджино остаются долгоживущими.

В главе 7 Заключение кратко сформулированы полученные в диссертации результаты, которые и выносятся на защиту.

На защиту выдвигаются следующие результаты:

1. Показано, что в рамках Минимальной суперсимметричной Стандартной Модели с универсальными параметрами мягкого нарушения суперсимметрии возможно существование долгоживущих скалярных суперпартнеров тау-лептона. Вычислены сечения рождения слептонов на ЛHC в каналах кварк-

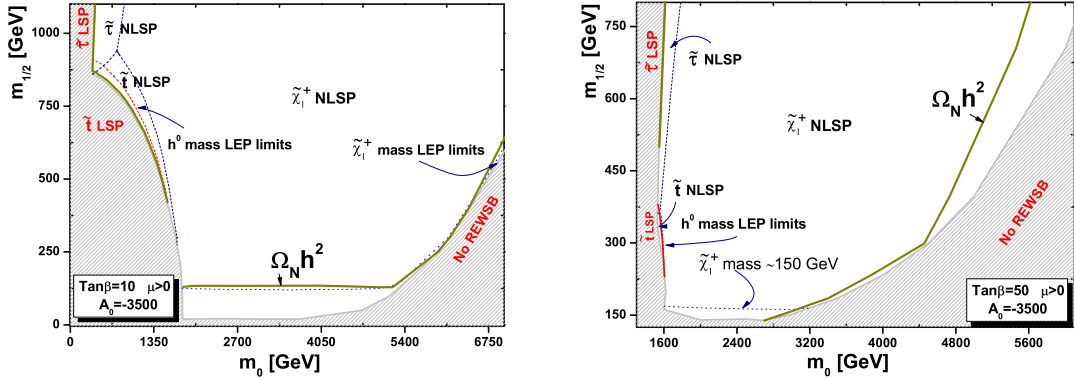


Рис. 7: Разрешенная область в плоскости $(m_0 - m_{1/2})$ пространства параметров mSUGRA для $\mu > 0$, $A_0 = -3500$ ГэВ и $\tan \beta = 10, 50$.

антикварковой аннигиляции, которые могут составлять несколько сотых пикобарна. Изучена зависимость времени жизни тау-слептонов от параметров модели mSUGRA.

2. В пространстве параметров МССМ найдена область, в которой возможно существование долгоживущего топ-скварка, являющегося следующей за легкой суперсимметричной частицей (NLSP). Эта область характеризуется большими отрицательными значениями параметра мягкого нарушения суперсимметрии A_0 . Сечения парного рождения t -скварков на ЛHC в процессе глюонного слияния очень большие и могут достигать сотни пикобарн для относительно легких скварков. Изучены каналы распада топ-скварка и зависимость его времени жизни от массы.
3. Исследована область фокус-точки в пространстве параметров МССМ и показано, что в ней возможно существование долгоживущих чарджино, суперпартнеров заряженного бозона Хиггса (или W -бозона). Найдены сечения рождения чарджино в электрослабых взаимодействиях на ЛHC, достигающих нескольких пикобарн.

По теме диссертации опубликованы следующие работы:

1. A.V. Gladyshev, D.I. Kazakov and M.G. Paucar, *Production of long-lived charged sleptons at LHC*, Mod. Phys. Lett. A **20** (2005) 3085-3093.
2. A.V. Gladyshev, D.I. Kazakov and M.G. Paucar, *Light stops in the MSSM parameter space*, hep-ph/0704.1429v1 (2007).
3. A.V. Gladyshev, D.I. Kazakov and M.G. Paucar, *Long-living superpartners in the MSSM*, Karlsruhe 2007, (SUSY 2007) 338-341.
4. M.G. Paucar, *Long-lived charged sleptons in the Minimal Supergravity Standard Model*, Phys. Atom. Nucl. **71** (2008) 695-700.

5. A.V Gladyshev, D.I. Kazakov and M.G. Paucar, *Long-lived Charginos in the Focus-point Region of the MSSM Parameter Space*, J. Phys. G **36** (2009) 125009.
6. A.V Gladyshev, D.I. Kazakov and M.G. Paucar, *Long-lived Superparticles in the MSSM*, to be published in Nuclear Physics B – Proceedings Supplements.