

# СУПЕРСИММЕТРИЧНОЕ РАСШИРЕНИЕ СТАНДАРТНОЙ МОДЕЛИ ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

Д.И.КАЗАКОВ

*Лаборатория теоретической физики им. Н.Н. Боголюбова,  
Объединённый институт ядерных исследований, Дубна  
Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва*



Настоящие лекции посвящены суперсимметрии, новой симметрии, которая связывает бозоны и фермионы в физике элементарных частиц. Обсуждаются побудительные мотивы для введения суперсимметрии, её основные понятия. Подробно рассмотрено суперсимметричное расширение Стандартной модели фундаментальных взаимодействий - Минимальная суперсимметричная стандартная модель (МССМ). Описаны феноменологические черты МССМ, а также возможные экспериментальные проявления суперсимметрии. Показаны границы достижимости ускорителя ЛНС по наблюдению суперсимметрии в различных каналах при различной светимости. Обсуждаются возможные астрофизические следствия существования суперсимметрии, в частности проблема тёмной материи во Вселенной и её суперсимметричное решение.

# Содержание

<b>1</b>	<b>Введение. Что такое суперсимметрия?</b>	<b>3</b>
<b>2</b>	<b>Мотивировка введения СУСИ в физику частиц</b>	<b>4</b>
2.1	Объединение с гравитацией . . . . .	4
2.2	Объединение калибровочных констант связи . . . . .	5
2.3	Решение проблемы иерархий . . . . .	8
2.4	Радиационное нарушение электрослабой симметрии. . . . .	10
2.5	Астрофизика и космология . . . . .	10
2.6	За пределами ТВО: суперструны . . . . .	12
<b>3</b>	<b>Суперсимметричное обобщение Стандартной модели: МССМ</b>	<b>12</b>
3.1	Состав полей . . . . .	14
3.2	Лагранжиан МССМ . . . . .	16
3.3	Свойства взаимодействий . . . . .	17
3.4	Рождение и распад суперпартнёров . . . . .	18
<b>4</b>	<b>Нарушение суперсимметрии в МССМ</b>	<b>21</b>
4.1	Мягкие члены и массовые формулы . . . . .	24
4.1.1	Массы калибрино-хиггсина . . . . .	24
4.1.2	Массы скварков и слептонов . . . . .	25
4.2	Хиггсовский потенциал . . . . .	26
4.3	Ренормгрупповой анализ . . . . .	29
<b>5</b>	<b>Ограниченная МССМ</b>	<b>31</b>
5.1	Пространство параметров МССМ . . . . .	31
5.2	Выбор ограничений . . . . .	32
5.3	Возможные сценарии . . . . .	40
5.4	Легчайшая суперчастица . . . . .	44
<b>6</b>	<b>Сигналы от суперсимметрии на коллайдерах</b>	<b>45</b>
6.1	$e^+e^-$ -коллайдеры . . . . .	46
6.2	Адронные коллайдеры . . . . .	47
<b>7</b>	<b>Хиггсовский бозон в СМ и МССМ</b>	<b>49</b>
7.1	Разрешённая область масс в СМ . . . . .	49
7.2	Масса хиггсовского бозона в МССМ . . . . .	50
7.3	Поиски хиггсовского бозона . . . . .	55

<b>8</b>	<b>Перспективы наблюдения суперсимметрии</b>	<b>56</b>
8.1	Тэватрон . . . . .	56
8.2	Большой адронный коллайдер (LHC) . . . . .	57
<b>9</b>	<b>Суперсимметричная тёмная материя</b>	<b>66</b>
9.1	Детектирование тёмной материи . . . . .	66
9.2	Суперсимметричная интерпретация тёмной материи . . . . .	69
<b>10</b>	<b>Заключение</b>	<b>72</b>
	<b>Литература</b>	<b>72</b>

## 1 Введение. Что такое суперсимметрия?

*Суперсимметрия* - это симметрия между *бозонами* (частицами с целым спином) и *фермионами* (частицами с полуцелым спином), которая призвана объединить все силы природы, включая гравитацию, в рамках единого формализма. Суперсимметрия была предложена в теоретических работах около 30 лет назад [1]. За это время были написаны тысячи статей, суперсимметризации были подвергнуты все модели квантовой теории поля, был разработан новый математический аппарат, позволяющий работать с антикоммутирующими переменными [2, 3]. Причиной столь большой активности является уникальная математическая природа суперсимметричных теорий, возможное решение многих проблем Стандартной Модели фундаментальных взаимодействий при её суперсимметричном обобщении, а также открывающаяся перспектива объединения всех имеющихся взаимодействий в рамках единой теории [4, 3].

Суперсимметрия возникла в результате стремления обобщить алгебру Пуанкаре на представления с различным спином [1]. Это оказалось весьма проблематичным в силу теоремы, запрещающей такие перемешивания [5]. Выход был найден с помощью введения так называемых градуированных алгебр Ли, т.е. добавлением антикоммутаторов к обычным коммутаторам алгебры Лоренца. Такое обобщение является единственно возможным в релятивистской теории поля.

Если обозначить за  $Q$  – генератор алгебры суперсимметрии и подействовать им на бозонное состояние, то он переводит его в фермионное, и наоборот:

$$\bar{Q}|> = |> \quad Q|> = |> .$$

Поскольку бозоны коммутируют друг с другом, а фермионы антикоммутируют, то из этого моментально следует, что суперсимметричные генераторы должны также антикоммутировать, т.е. они должны быть *фермионными* и изменять спин на полуцелую величину, а также изменять статистику. Действительно, ключевым элементом суперсимметричной алгебры является антикоммутатор

$$\{Q_\alpha, \bar{Q}_{\dot{\alpha}}\} = 2\sigma_{\alpha,\dot{\alpha}}^\mu P_\mu, \quad (1.1)$$

где  $Q$  и  $\bar{Q}$  – генераторы суперсимметрии, а  $P_\mu$  - генератор трансляций, т.е. четырёхимпульс. Это соотношение является ключевым для обобщения алгебры Пуанкаре. В дальнейшем мы опишем суперсимметричное обобщение Стандартной модели фундаментальных взаимодействий (СМ). Оно

основано на квантовой теории поля с мягко нарушенной суперсимметрией и содержит СМ в качестве низкоэнергетической теории.

Суперсимметрия является в настоящее время главным кандидатом на роль новой объединённой теории вне рамок Стандартной Модели описывающей "новую физику" на тэвной шкале энергий. Поиски различных проявлений суперсимметрии в природе являлись одной из основных задач многочисленных экспериментов на коллайдерах и неускорительных экспериментов в предыдущем десятилетии. К сожалению, результат пока отрицательный. Нет никаких прямых указаний на существование суперсимметрии в физике элементарных частиц, хотя имеющиеся суперсимметричные модели удовлетворяют всем теоретическим и экспериментальным требованиям. Примечательно, что шкалой нарушения суперсимметрии, или, как говорят, шкалой новой физики, является 1 ТэВ, что в 10 раз превосходит шкалу нарушения электрослабой симметрии, на которую был настроен ускоритель LEP. Именно на такие энергии рассчитан ускоритель LHC. Предполагается, что на нём будет досконально изучена область энергий в районе нескольких ТэВ, будет открыт бозон Хиггса и найдена суперсимметрия.

Суперсимметрия представляет собой вызов мировому физическому сообществу, вызов который был принят со строительством LHC, и, таким образом, для физики высоких энергий наступает час X, когда низкоэнергетическая суперсимметрия будет либо открыта, либо отвергнута. К такому повороту событий нужно быть готовым и ясно осознавать, какие возможные проявления суперсимметрии можно ожидать и как их обнаружить в том море данных, которые будут получены на двух главных детекторах LHC: CMS и ATLAS.

## 2 Мотивировка введения СУСИ в физику частиц

Напомним, что является главными аргументами в пользу суперсимметричного обобщения Стандартной Модели фундаментальных взаимодействий. И хотя эти аргументы не новы, однако их притягательная сила не ослабевает со временем. К ним относятся

### 2.1 Объединение с гравитацией

Это есть, вероятно, самый главный аргумент в пользу суперсимметрии в рамках объединительной парадигмы. Общая идея состоит в объединении

всех сил природы, включая квантовую гравитацию. Однако гравитон - переносчик гравитации - имеет спин 2, в то время как все другие калибровочные бозоны (фотон, глюоны, промежуточные  $W$ - и  $Z$ -бозоны) имеют спин 1. Следовательно, они принадлежат различным представлениям группы Пуанкаре. Для того чтобы перемешать их, можно воспользоваться преобразованиями суперсимметрии. Начиная с гравитона со спином 2 и действуя генераторами суперсимметрии, мы получаем следующую цепочку состояний:

$$2 \rightarrow 3/2 \rightarrow 1 \rightarrow 1/2 \rightarrow 0.$$

Таким образом, частичное объединение материи (фермионов) с силами (бозонами) возникает естественным образом в попытке объединить гравитацию с другими взаимодействиями.

Если взять инфинитезимальное преобразование  $\delta_\epsilon = \epsilon^\alpha Q_\alpha$ ,  $\bar{\delta}_\epsilon = \bar{Q}_\alpha \bar{\epsilon}^{\dot{\alpha}}$ , то с помощью (1.1) получим

$$\{\delta_\epsilon, \bar{\delta}_\epsilon\} = 2(\epsilon\sigma^\mu\bar{\epsilon})P_\mu, \quad (2.1)$$

где  $\epsilon$  – параметр преобразования. Выбирая  $\epsilon$  в локальном виде, т. е. функцией пространства-времени  $\epsilon = \epsilon(x)$ , исходя из (2.1) находим, что антикоммутатор двух преобразований суперсимметрии есть не что иное, как локальная трансляция координат. А теория, которая инвариантна относительно локальных координатных преобразований, есть общая теория относительности, или теория гравитации. Следовательно, выбирая суперсимметрию в локальном виде, мы естественным путём получаем общую теорию относительности (теорию гравитации) или супергравитации [4, 3].

## 2.2 Объединение калибровочных констант связи

Согласно *гипотезе* Великого объединения взаимодействий калибровочная симметрия возрастает с энергией. Все известные взаимодействия являются различными ветвями единого взаимодействия, связанного с простой калибровочной группой, включающей в себя группу СМ [6]. Объединение (или расщепление) происходит при высокой энергии.

Для достижения данной цели нужно рассмотреть, как константы связи изменяются с изменением энергии. Это описывается уравнениями ренорм-группы. В СМ сильные и слабые константы взаимодействия, ассоциированные с неабелевыми калибровочными группами, убывают с увеличением энергии, в то время как электромагнитная, ассоциированная с абелевой

группой, наоборот, возрастает. Поэтому оказывается возможным, что при некоторой энергии они становятся равными.

После высокоточного измерения констант связи, ассоциированных с группами  $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ , стало реальным проверить гипотезу объединения количественно. Три константы связи, которые требуют сравнения есть

$$\begin{aligned}\alpha_1 &= (5/3)g'^2/(4\pi) = 5\alpha/(3\cos^2\theta_W), \\ \alpha_2 &= g^2/(4\pi) = \alpha/\sin^2\theta_W, \\ \alpha_3 &= g_s^2/(4\pi),\end{aligned}\tag{2.2}$$

где  $g'$ ,  $g$  и  $g_s$  – обычные константы связи для групп  $U(1)$ ,  $SU(2)$  и  $SU(3)$  соответственно, а  $\alpha$  – постоянная тонкой структуры. Множитель  $5/3$  в определении  $\alpha_1$  включён для правильной нормировки генераторов.

В модифицированной минимальной схеме вычитаний ( $\overline{MS}$ ) мировые средние констант связи при энергии  $Z^0$ , полученные из обработки данных на ускорителях LEP и Тэватрон, имеют вид [7]

$$\begin{aligned}\alpha^{-1}(M_Z) &= 128.978 \pm 0.027, \\ \sin^2\theta_{\overline{MS}} &= 0.23146 \pm 0.00017, \\ \alpha_s &= 0.1184 \pm 0.0031,\end{aligned}\tag{2.3}$$

что даёт

$$\alpha_1(M_Z) = 0.017, \quad \alpha_2(M_Z) = 0.034, \quad \alpha_3(M_Z) = 0.118 \pm 0.003.\tag{2.4}$$

Предполагая, что СМ справедлива до шкалы объединения, можно затем использовать уравнения РГ для трёх констант связи. В лидирующем порядке они имеют вид

$$\frac{d\tilde{\alpha}_i}{dt} = b_i\tilde{\alpha}_i^2, \quad \tilde{\alpha}_i = \frac{\alpha_i}{4\pi}, \quad t = \log\left(\frac{Q^2}{\mu^2}\right),\tag{2.5}$$

где в СМ коэффициенты  $b_i = (41/10, -19/6, -7)$ .

Решения уравнений (2.5) имеют простой вид:

$$\frac{1}{\tilde{\alpha}_i(Q^2)} = \frac{1}{\tilde{\alpha}_i(\mu^2)} - b_i \log\left(\frac{Q^2}{\mu^2}\right).\tag{2.6}$$

Результат демонстрируется на рис.1, где показана эволюция обратных констант связи как функций логарифма энергии. В лидирующем приближении эволюционные кривые имеют вид прямых линий. Поправки второго

порядка малы и не приводят к видимому отклонению от прямых. На рис.1 хорошо видно, что в СМ объединение констант связи в одной точке невозможно. Это исключено на уровне 8-и стандартных отклонений. Такой результат означает, что объединение можно получить только в том случае, если в интервале между электрослабой и планковской шкалой возникает какая-то новая физика.

### Unification of the Coupling Constants in the SM and the minimal MSSM

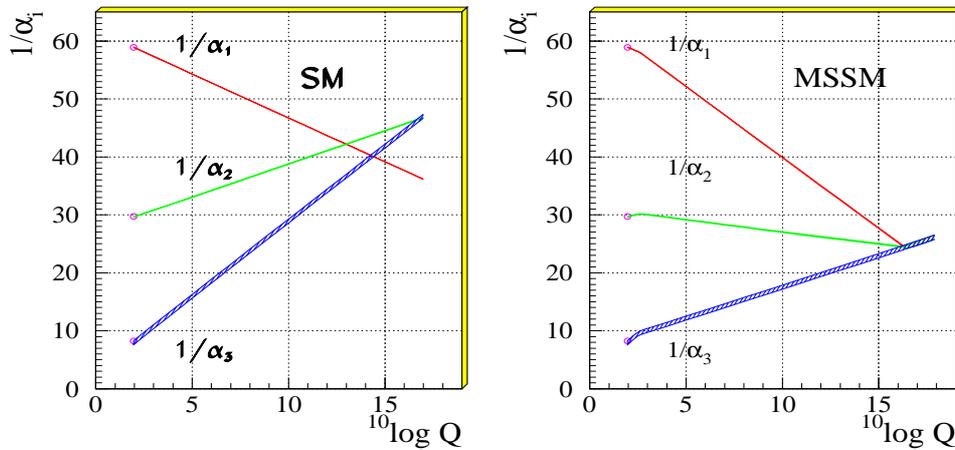


Рис 1: Эволюция обратных констант связи в случае СМ (слева) и в случае суперсимметричного её расширения (МССМ) (справа) [8]

В суперсимметричном случае наклоны РГ-кривых модифицируются. В уравнении (2.5) теперь коэффициенты  $b_i = (33/5, 1, -3)$ . Подразумевается, что суперсимметричные частицы дают вклад в эволюцию констант связи выше пороговой шкалы нарушения суперсимметрии. Оказывается, что в СУСИ-модели возможно получить прекрасное объединение констант связи как это показано на правой части рис.1. Из подгонки кривых находится шкала нарушения суперсимметрии  $M_{SUSY}$  и точка объединения  $M_{GUT}$  [8]:

$$\begin{aligned}
 M_{SUSY} &= 10^{3.4 \pm 0.9 \pm 0.4}, \\
 M_{GUT} &= 10^{15.8 \pm 0.3 \pm 0.1}, \\
 \alpha_{GUT}^{-1} &= 26.3 \pm 1.9 \pm 1.0,
 \end{aligned}
 \tag{2.7}$$

где первая ошибка следует из неопределённости в измерении констант связи, а вторая – из неопределённости в расщеплении масс суперсимметричных частиц.

Это наблюдение расценивалось как первое "указание" на суперсимметрию, в особенности в силу того, что  $M_{SUSY}$  была получена в интервале соответствующем соображениям тонкой подстройки, о чём пойдёт речь ниже.

### 2.3 Решение проблемы иерархий

Появление двух различных шкал  $V \gg v$  в теориях Великого объединения, а именно  $M_W$  и  $M_{GUT}$ , приводит к серьёзной проблеме, называемой *проблемой иерархий*. Существуют два аспекта данной проблемы.

Первый – это само существование иерархии. Для получения желаемой структуры спонтанно нарушенной теории необходимо получить

$$m_H \sim v \sim 10^2 \text{ ГэВ}, \quad \frac{m_H}{m_\Sigma} \sim 10^{-14} \ll 1, \quad (2.8)$$

$$m_\Sigma \sim V \sim 10^{16} \text{ ГэВ},$$

где  $H$  и  $\Sigma$  – поля Хиггса, ответственные за спонтанное нарушение групп  $SU(2)$  и ТВО соответственно. Возникает вопрос, как получить такое маленькое число естественным путём?

Второй аспект проблемы иерархий связан с сохранением существующей иерархии. Даже если мы выберем иерархию согласно (2.8), радиационные поправки разрушат её! Чтобы увидеть это рассмотрим радиационные поправки к массе лёгкого хиггсовского бозона. Соответствующие фейнмановские диаграммы представлены на рис.2. Эти поправки, про-

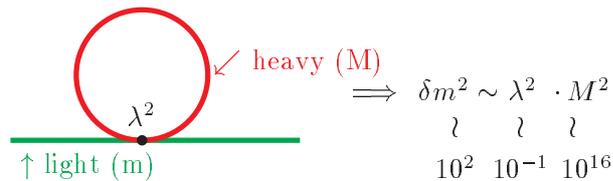


Рис 2: Радиационные поправки к массе лёгкого хиггсовского бозона

порциональные квадрату массы тяжёлой частицы, очевидно, разрушают иерархию, если только они не сокращаются. Такое весьма аккуратное сокращение с точностью  $\sim 10^{-14}$  требует тонкой подстройки констант связи.

Единственным путём получения такого сокращения квадратичных членов (также известного как сокращение квадратичных расходимостей) является суперсимметрия. Более того, суперсимметрия автоматически со-

кращает все квадратичные поправки во всех порядках теории возмущений. Это происходит благодаря вкладам суперпартнёров обычных частиц. Вклады бозонных петель сокращаются с вкладами фермионных в силу наличия дополнительного множителя  $(-1)$ , следующего из ферми-статистики, как это показано на рис.3. Здесь существуют два типа вкладов. На верхнем

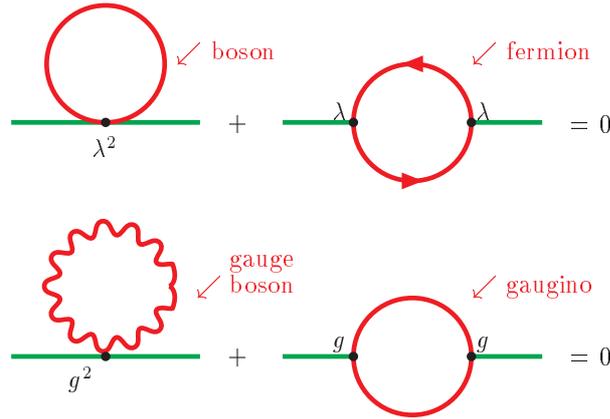


Рис 3: Сокращение квадратичных членов (расходимостей)

рисунке представлены вклады тяжёлого хиггсовского бозона и его суперпартнёра. Сила взаимодействия определяется юкавской константой связи  $\lambda$ . На нижнем рисунке представлены вклады тяжёлого калибровочного бозона и тяжёлого калибрино, пропорциональные калибровочной константе связи  $g$ .

В обоих случаях имеет место сокращение квадратичных членов. Оно справедливо с точностью до шкалы нарушения суперсимметрии,  $M_{SUSY}$ , которая не должна быть слишком большой ( $\leq 1$  ТэВ), чтобы тонкая подстройка была естественной. Действительно, рассмотрим массу хиггсовского бозона. Требуя для самосогласованности теории возмущений, чтобы радиационные поправки к массе не превосходили саму массу, получим

$$\delta M_h^2 \sim g^2 M_{SUSY}^2 \sim M_h^2. \quad (2.9)$$

Значит, если  $M_h \sim 10^2$  ГэВ и  $g \sim 10^{-1}$ , то  $M_{SUSY} \sim 10^3$  ГэВ для того, чтобы соотношение (2.9) было справедливо. Следовательно, мы опять получаем ту же оценку шкалы нарушения суперсимметрии  $M_{SUSY} \sim 1$  ТэВ, что и из условия объединения констант связи.

Поэтому обычно говорят, что суперсимметрия решает проблему иерархий. Мы покажем ниже, что суперсимметрия может также объяснить и

происхождение иерархии.

## 2.4 Радиационное нарушение электрослабой симметрии.

Как известно, в СМ нарушение электрослабой симметрии достигается за счёт механизма Хиггса, когда специально введённое в теорию скалярное поле выпадает в конденсат, который и нарушает симметрию. При этом важно какой вид имеет потенциал хиггсовского поля. В СМ он выбирается так, чтобы минимум соответствовал ненулевому значению поля. В суперсимметричном случае, как будет объяснено ниже, потенциал фиксирован требованием суперсимметрии и не имеет нетривиального минимума. Однако, "бег" хиггсовских масс приводит к явлению, известному как *радиационное нарушение электрослабой симметрии*.

Действительно, массовые параметры хиггсовского потенциала меняются при движении от шкалы Великого объединения к шкале  $M_Z$  и их значения могут даже стать отрицательными. Как результат при некотором значении  $Q^2$  у потенциала появляется нетривиальный минимум. Это вызывает спонтанное нарушение  $SU(2)$  калибровочной симметрии. Вакуумные средние хиггсовских полей приобретают ненулевые значения, что обеспечивает массы кваркам, лептонам и  $SU(2)$  калибровочным бозонам в силу эффекта Хиггса, а соответствующие суперпартнёры получают добавки к массам.

Таким образом, нарушение электрослабой симметрии не вводится волевым образом, как в Стандартной Модели, а возникает естественным путём из радиационных поправок. Отсюда следует также и объяснение того, почему две шкалы столь различны. В силу логарифмического характера "бега" параметров, требуется большое "время" чтобы они стали отрицательными, если мы стартуем с положительных значений порядка  $M_{SUSY} \sim 10^2 \div 10^3$  ГэВ на шкале объединения.

## 2.5 Астрофизика и космология

Светящаяся материя не составляет всю материю во Вселенной. Значительное количество материи составляет так называемая *тёмная материя*. Прямым указанием на существование тёмной материи являются кривые вращения галактик (см. рис.4). Измеренные скорости вращения звёзд во всех спиральных галактиках оказываются больше, чем это следует из

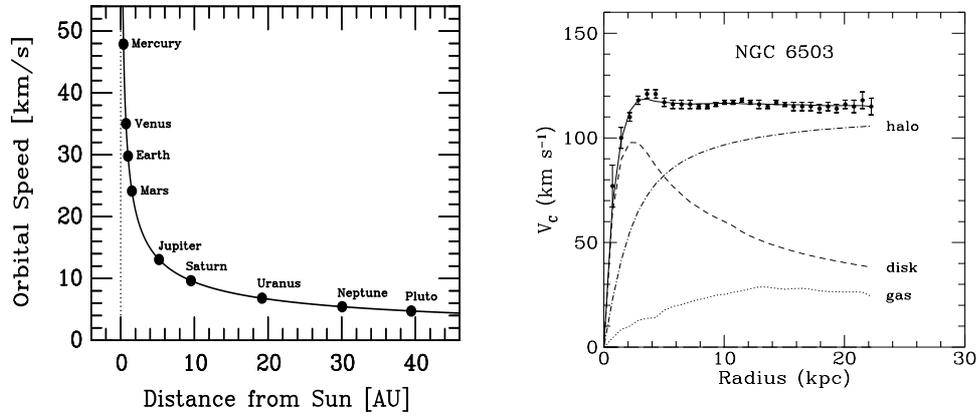


Рис 4: Ротационные кривые для солнечной системы и для типичной галактики

закона тяготения Ньютона. Для объяснения этих кривых обычно предполагают существование галактического гало, состоящего из несветящейся материи, которая участвует в гравитационном взаимодействии. Согласно последним данным [9], материя во Вселенной распределена следующим образом:

$$\Omega_{total} = 1.02 \pm 0.02$$

$$\Omega_{vacuum} = 0.73 \pm 0.04, \quad \Omega_{matter} = 0.23 \pm 0.04, \quad \Omega_{barion} = 0.044 \pm 0.004\%,$$

т. е. тёмная материя составляет значительную часть, превосходящую в 6 раз долю видимой материи.

Существуют два возможных вида тёмной материи: горячая тёмная материя, состоящая из лёгких релятивистских частиц, и холодная, состоящая из массивных слабо взаимодействующих частиц (Weakly Interacting Massive Particles — WIMPs). Горячая тёмная материя могла бы состоять из нейтрино, но это проблематично с точки зрения механизма образования галактик. Нейтрино также слишком легки для образования достаточного количества тёмной материи. Что касается холодной тёмной материи, то в СМ нет подходящей для этой цели частицы.

В то же время суперсимметрия предлагает прекрасного кандидата на роль холодной материи, а именно: нейтралино, легчайшую суперсимметричную частицу [10]. Она стабильна (или почти стабильна), так что реликтовые нейтралино могли бы сохраниться во Вселенной со времени Большого взрыва. Так что суперсимметричные теории практически предсказывают существование тёмной материи. Ниже мы покажем как в них получить

нужное количество тёмной материи, какие ограничения это накладывает на параметры и как это согласуется с другими требованиями.

## 2.6 За пределами ТВО: суперструны

Другим мотивом для введения суперсимметрии является ещё более радикальное изменение основных положений, связанное с конечной целью построения единой теории. В настоящий момент имеется только одна жизнеспособная концепция, а именно теория суперструн [11]. В этой теории фундаментальными объектами выступают струны; замкнутые или открытые, они являются нелокальными по своей природе. Обычные частицы рассматриваются как моды возбуждения струн. Взаимодействия струн носят локальный характер и генерируют соответствующие взаимодействия обычных частиц, включая гравитационное.

Для того чтобы быть самосогласованной, теория струн должна быть конформно-инвариантной на 2-мерной мировой поверхности струны и иметь стабильный вакуум. Первое требование справедливо в классической теории, но может нарушаться квантовыми аномалиями. Сокращение квантовых аномалий возможно, если размерность пространства-времени равна критической, что есть  $D_c = 26$  для бозонной струны и  $D_c = 10$  для фермионной. Второе требование означает, что безмассовые струнные возбуждения (частицы СМ) устойчивы. Это подразумевает отсутствие тахионов, состояний с мнимой массой, что можно гарантировать лишь в суперсимметричных струнных теориях!

Все эти аргументы в пользу суперсимметрии всё равно являются косвенными, и мы не знаем, реализуется ли суперсимметрия в физике частиц. Для её описания была построена суперсимметричная модель обобщающая СМ, которая получила название Минимальной суперсимметричной стандартной модели (МССМ). В рамках этой модели и проводится поиск суперсимметрии.

## 3 Суперсимметричное обобщение Стандартной модели: МССМ

При всей сложности математического аппарата суперсимметричных теорий, суперсимметричное обобщение Стандартной модели обладает рядом простых черт, не зависящих от деталей конкретной модели.

Прежде всего, в суперсимметричных теориях число бозонных степеней

свободы равно числу фермионных. В то же время, в СМ имеется только 28 бозонных и 90 фермионных степеней свободы (с безмассовыми нейтрино, иначе - 96). Поэтому СМ в высшей степени несуперсимметрична. Добавляя новые частицы для суперсимметризации СМ, следует иметь в виду следующее:

- в СМ нет фермионов с квантовыми числами калибровочных бозонов;
- хиггсовские поля, имеющие ненулевые вакуумные средние, не могут быть суперпартнёрами кварков и лептонов, поскольку это привело бы к нарушению барионного и лептонного чисел;
- требуется по крайней мере два комплексных киральных дублета хиггсовских полей, чтобы дать массы верхним и нижним кваркам.

Последнее является следствием формы суперпотенциала и киральности суперполей материи. Действительно, суперпотенциал должен быть инвариантным относительно калибровочной группы  $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ . Если посмотреть на юкавские взаимодействия в СМ, то видно, что они, действительно,  $U(1)$ -инвариантны, так как сумма гиперзарядов в каждой вершине равна нулю. В случае верхних кварков это достигается при помощи сопряжённого хиггсовского дублета  $\tilde{H} = i\tau_2 H^\dagger$  вместо  $H$ . Однако в суперсимметричных теориях  $H$  есть киральное суперполе и, следовательно, суперпотенциал, который построен из киральных полей, может содержать только  $H$ , но не  $\tilde{H}$ , который есть антикиральное суперполе.

Другая причина, по которой необходим второй хиггсовский дублет, связана с киральными аномалиями. Известно, что киральные аномалии разрушают калибровочную инвариантность и, следовательно, перенормируемость теории. Они сокращаются в СМ между кварками и лептонами в каждом поколении. Однако, если ввести киральное хиггсовское суперполе, оно содержит поле хиггсина, являющееся киральным фермионом, и приводит к аномалиям. Для их сокращения необходимо добавить второй хиггсовский дублет с противоположным гиперзарядом. Поэтому хиггсовский сектор в суперсимметричных моделях с необходимостью расширен, он содержит чётное количество дублетов.

Таким образом, следствием суперсимметрии является удвоение числа частиц: каждая частица Стандартной Модели, будь то кварк или лептон или переносчики взаимодействий фотон, глюон и  $SU(2)$  бозоны, приобретают партнёра с теми же квантовыми числами, но со спином отличающимся на  $1/2$ . Такие частицы называют суперпартнёрами. При этом, стандартные частицы не могут быть партнёрами друг друга. Поэтому в СУСИ-моделях суперсимметрия связывает *известные* бозоны с *новыми*

фермионами и *известные* фермионы с *новыми* бозонами.

Другим важным свойством модели является нарушение суперсимметрии. Если бы этого не было, суперпартнёры были бы вырождены по массе с обычными частицами, чего не наблюдается. При нарушении суперсимметрии это вырождение исчезает и суперпартнёры приобретают большие массы, чем и объясняется их ненаблюдение в настоящий момент. Однако след существования суперсимметрии остаётся, что проявляется в связи между амплитудами различных процессов (с участием обычных частиц и суперпартнёров) и вкладе суперпартнёров в радиационные поправки в подпороговой области. При этом конкретные предсказания зависят от деталей нарушения суперсимметрии, но механизм этого нарушения в настоящий момент неизвестен.

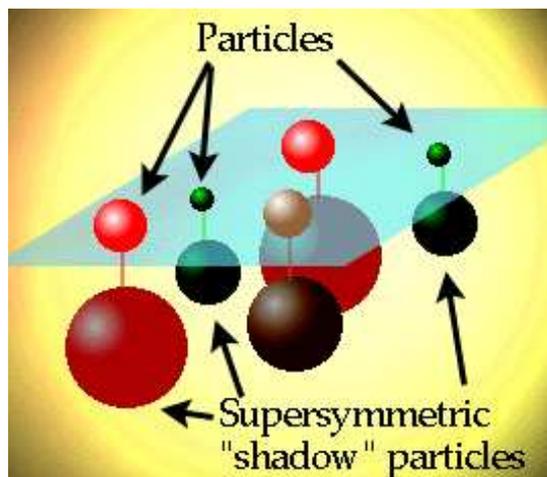


Рис 5: Теневой мир суперсимметричных частиц

### 3.1 Состав полей

Рассмотрим состав полей Минимальной суперсимметричной стандартной модели (МССМ) [12]. Согласно предыдущей дискуссии, в минимальной версии мы удваиваем число частиц (вводя суперпартнёра для каждой частицы) и добавляем второй хиггсовский дублет (со своим суперпартнёром). Таким образом, характерной особенностью суперсимметричного обобщения СМ является присутствие суперпартнёров (см. рис. 5) [13]. Они

имеют те же квантовые числа, что и частицы Стандартной модели, но отличаются значением спина на  $1/2$  и имеют бóльшие массы.

Состав полей МССМ выглядит следующим образом:

### Состав полей МССМ

Супер	Бозоны		Фермионы		$SU(3)$	$SU(2)$	$U_Y(1)$
<b>Вектор</b>							
$\mathbf{G}^a$	глюон	$g^a$	глюино	$\tilde{g}^a$	8	0	0
$\mathbf{V}^k$	слабые	$W^k (W^\pm, Z)$	вино, зино	$\tilde{w}^k (\tilde{w}^\pm, \tilde{z})$	1	3	0
$\mathbf{V}'$	гиперзаряд	$B (\gamma)$	бино	$\tilde{b}(\tilde{\gamma})$	1	1	0
<b>Материя</b>							
$\mathbf{L}_i$	слептоны	$\left\{ \begin{array}{l} \tilde{L}_i = (\tilde{\nu}, \tilde{e})_L \\ \tilde{E}_i = \tilde{e}_R \end{array} \right.$	лептоны	$\left\{ \begin{array}{l} L_i = (\nu, e)_L \\ E_i = e_R \end{array} \right.$	1	2	-1
$\mathbf{E}_i$					1	1	2
$\mathbf{Q}_i$	скварки	$\left\{ \begin{array}{l} \tilde{Q}_i = (\tilde{u}, \tilde{d})_L \\ \tilde{U}_i = \tilde{u}_R \\ \tilde{D}_i = \tilde{d}_R \end{array} \right.$	кварки	$\left\{ \begin{array}{l} Q_i = (u, d)_L \\ U_i = u_R^c \\ D_i = d_R^c \end{array} \right.$	3	2	1/3
$\mathbf{U}_i$					3*	1	-4/3
$\mathbf{D}_i$					3*	1	2/3
<b>Хиггс</b>							
$\mathbf{H}_1$	хиггс	$\left\{ \begin{array}{l} H_1 \\ H_2 \end{array} \right.$	хиггсино	$\left\{ \begin{array}{l} \tilde{H}_1 \\ \tilde{H}_2 \end{array} \right.$	1	2	-1
$\mathbf{H}_2$					1	2	1

Здесь и далее тильда над символом обозначает суперпартнёра обычной частицы. Как видно, в МССМ имеются два дублета хиггсовских бозонов с квантовыми числами  $(1,2,-1)$  и  $(1,2,1)$  соответственно:

$$H_1 = \begin{pmatrix} H_1^0 \\ H_1^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} v_1 + \frac{S_1 + iP_1}{\sqrt{2}} \\ H_1^- \end{pmatrix}, \quad H_2 = \begin{pmatrix} H_2^+ \\ H_2^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} H_2^+ \\ v_2 + \frac{S_2 + iP_2}{\sqrt{2}} \end{pmatrix},$$

где  $v_i$  – вакуумные средние нейтральных компонент. Следовательно, имеем  $8=4+4=5+3$  степеней свободы. Как и в случае СМ, 3 степени свободы могут быть откалиброваны и останется 5 физических состояний по сравнению с 1 в СМ. Поэтому в МССМ, как и в любой двухдублетной модели, присутствуют пять физических хиггсовских бозонов: два нейтральных СР-чётных, один нейтральный СР-нечётный и два заряженных. Ниже мы рассмотрим собственные массовые состояния.

В приведённой таблице отсутствуют переносчики гравитационных взаимодействий. В простейшей теории супергравитации к полям МССМ следует добавить также пару гравитон и гравитино, частицу со спином  $3/2$ .

Поскольку квантовой версии гравитации и супергравитации всё ещё не существует, ниже мы не будем касаться этого вопроса и остановимся исключительно на суперсимметричном обобщении Стандартной Модели.

## 3.2 Лагранжиан МССМ

Лагранжиан МССМ состоит из двух частей: первая часть есть суперсимметричное обобщение СМ, а вторая осуществляет нарушение суперсимметрии, упомянутое выше:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{SUSY} + \mathcal{L}_{Breaking}. \quad (3.1)$$

В суперполевых обозначениях лагранжиан записывается следующим образом

$$\mathcal{L}_{SUSY} = \mathcal{L}_{Gauge} + \mathcal{L}_{Yukawa}, \quad (3.2)$$

где

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{Gauge} = & \sum_{SU(3), SU(2), U(1)} \frac{1}{4} \left( \int d^2\theta \operatorname{Tr} W^\alpha W_\alpha + \int d^2\bar{\theta} \operatorname{Tr} \bar{W}^{\dot{\alpha}} \bar{W}_{\dot{\alpha}} \right) \\ & + \sum_{Matter} \int d^2\theta d^2\bar{\theta} \Phi_i^\dagger e^{g_3 \hat{V}_3 + g_2 \hat{V}_2 + g_1 \hat{V}_1} \Phi_i, \end{aligned} \quad (3.3)$$

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = \int d^2\theta (\mathcal{W}_R + \mathcal{W}_{NR}) + .c. \quad (3.4)$$

Индекс  $R$  у суперпотенциала относится к так называемой  $R$ -чётности [14], специальной симметрии, которая была введена для запрещения нежелательных взаимодействий (см. ниже). Первая часть суперпотенциала  $\mathcal{W}_R$   $R$ -симметрична:

$$W_R = \epsilon_{ij} (y_{ab}^U Q_a^j U_b^c H_2^i + y_{ab}^D Q_a^j D_b^c H_1^i + y_{ab}^L L_a^j E_b^c H_1^i + \mu H_1^i H_2^j), \quad (3.5)$$

где  $i, j = 1, 2, 3$  – индексы группы  $SU(2)$ , а  $a, b = 1, 2, 3$  – индексы поколений; цветовые индексы опущены. Эта часть лагранжиана почти полностью повторяет СМ за исключением того, что теперь поля – это суперполя, а не обычные поля СМ. Единственная разница состоит в том последнем члене, который описывает смешивание хиггсовских полей. Он отсутствует в СМ, поскольку там имеется только один хиггсовский дублет.

Вторая часть суперпотенциала  $\mathcal{W}_{NR}$   $R$ -несимметрична:

$$W_{NR} = \epsilon_{ij} (\lambda_{abd}^L L_a^i L_b^j E_d^c + \lambda_{abd}^{L'} L_a^i Q_b^j D_d^c + \mu'_a L_a^i H_2^j) + \lambda_{abd}^B U_a^c D_b^c D_d^c. \quad (3.6)$$

Подобные взаимодействия отсутствуют в СМ. Причина проста: невозможно заменить суперполя в уравнении (3.6) на обычные поля, как в (3.5) из-за требования лоренц инвариантности. Роль этих членов другая. Они нарушают лептонное (первые три слагаемых в (3.6)) или барионное (последнее слагаемое) число. Так как оба эффекта не наблюдаются в природе, то эти члены должны быть подавлены или исключены. Можно избавиться от таких членов, введя специальную симметрию, называемую  $R$ -симметрией. Это глобальная  $U(1)_R$ -симметрия

$$U(1)_R : \theta \rightarrow e^{i\alpha\theta}, \quad \Phi \rightarrow e^{in\alpha}\Phi, \quad (3.7)$$

которая редуцируется до дискретной подгруппы  $Z_2$ , называемой  $R$ -чётностью [15]. Квантовые числа по  $R$ -чётности для частиц спина  $S$  выглядят как

$$R = (-1)^{3(B-L)+2S}. \quad (3.8)$$

Следовательно, все обычные частицы имеют  $R$ -чётность  $R = +1$ , в то время как суперпартнёры имеют  $R$ -чётность  $R = -1$ .  $R$ -чётность, очевидно, запрещает  $W_{NR}$  часть суперпотенциала. Однако вполне возможно, что эти члены присутствуют, хотя экспериментальные пределы на такие константы связи весьма жёстки [16]:

$$\lambda_{abc}^L, \quad \lambda_{abc}^{Ll} < 10^{-4}, \quad \lambda_{abc}^B < 10^{-9}.$$

### 3.3 Свойства взаимодействий

Если предположить, что  $R$ -чётность сохраняется, то взаимодействия суперпартнёров по существу являются точно такими же, как в СМ, только две из трёх частиц, участвующих во взаимодействии в любой вершине, должны быть заменены на их суперпартнёров. Сохранение  $R$ -чётности имеет два следствия:

- суперпартнёры рождаются парами;
- легчайшая суперчастица (LSP) стабильна. Обычно это фотино  $\tilde{\gamma}$ , суперпартнёр фотона с некоторой примесью нейтрального хиггсина.

Типичные вершины взаимодействия показаны на рис. 6. Тильда над буквой обозначает соответствующего суперпартнёра. Отметим, что константа связи остаётся той же самой во всех вершинах, включающих суперпартнёров.

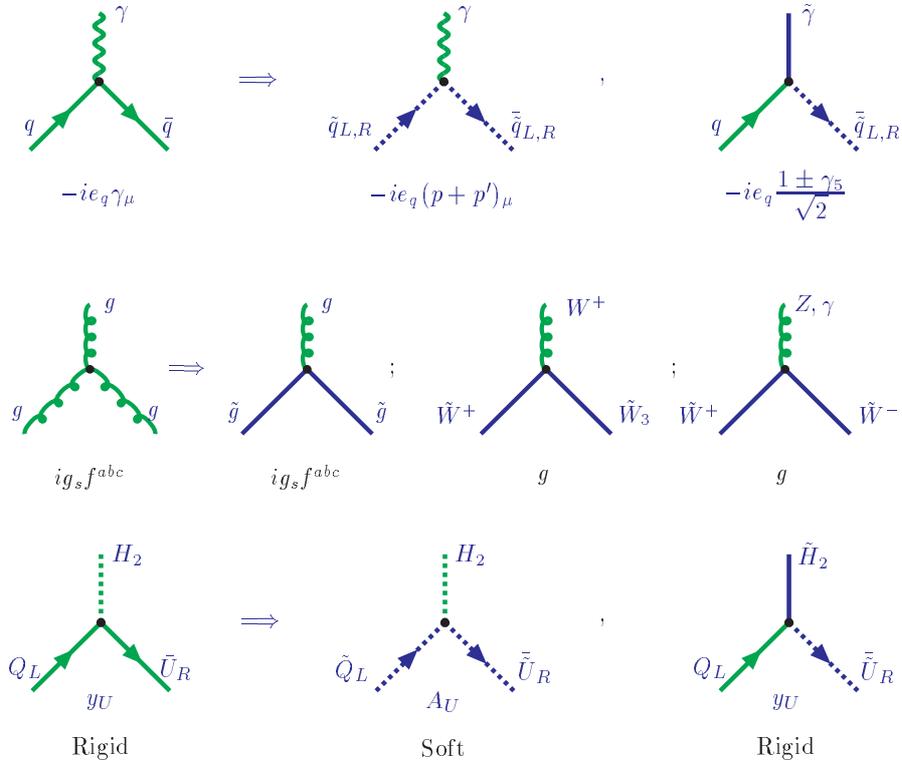


Рис 6: Взаимодействие калибровочных полей с полями материи, самодействие калибровочных полей и юкавское взаимодействие в МССМ

### 3.4 Рождение и распад суперпартнёров

Отмеченное выше правило для построения вершин взаимодействия суперпартнёров вместе с правилами Фейнмана для СМ позволяют нарисовать диаграммы, описывающие рождение и распад суперпартнёров. Одним из многообещающих процессов является процесс электрон-позитронной аннигиляции (см. рис. 7).

При этом имеют место обычные кинематические ограничения; в системе центра масс  $m_{sparticle}^{max} \leq \frac{\sqrt{s}}{2}$ . Подобные процессы происходят и на адронных коллайдерах с заменой электронов и позитронов на кварки, антикварки и глюоны.

Рождение суперпартнёров может сопровождаться рождением обычных частиц. Мы рассмотрим различные экспериментальные проявления суперпартнёров на  $e^+e^-$  и адронных коллайдерах ниже. Они существенным об-

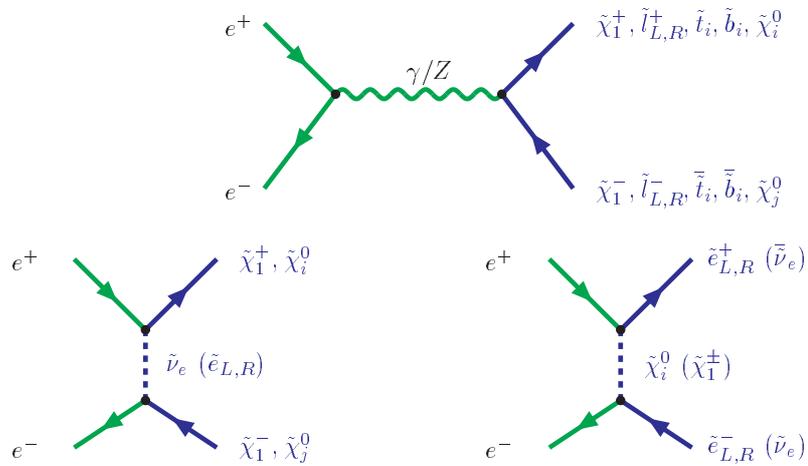


Рис 7: Рождение суперпартнёров

разом зависят от специфики нарушения суперсимметрии и спектра масс суперпартнёров.

Особенности распада суперпартнёров также зависят от их масс. Для кварковых и лептонных суперпартнёров основные процессы распада показаны на рис.8.

Когда  $R$ -чётность сохраняется, новые частицы в конце концов распадаются и остаются одни легчайшие нейтральные суперчастицы, чьи взаимодействия сравнимы с взаимодействиями нейтрино, и они избегают детектирования, унося с собой энергию и импульс. Следовательно, характерной особенностью этих процессов будет недостающая энергия и поперечный импульс. Поэтому, если суперсимметрия существует в природе и если она нарушена на шкале порядка 1 ТэВ, будет возможно обнаружить её в ближайшем будущем, изучая процессы с недостающей энергией и поперечным импульсом.

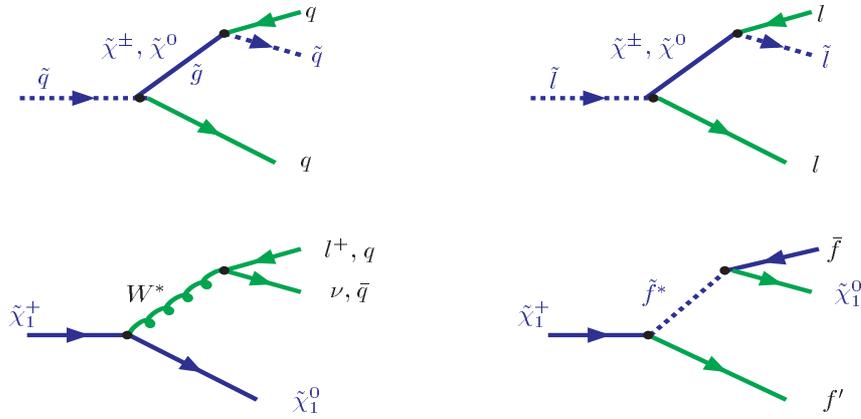


Рис 8: Распад суперпартнёров

*Примеры.* Рассмотрим конкретные примеры распада суперпартнёров:

скварки :	$\tilde{q}_{L,R} \rightarrow q + \tilde{\chi}_i^0$	(кварк + фотино)
	$\tilde{q}_L \rightarrow q' + \tilde{\chi}_i^\pm$	(кварк + чарджино)
	$\tilde{q} \rightarrow q + \tilde{g}$	(кварк + глюино) для $m_{\tilde{q}} > m_{\tilde{g}}$
	$\tilde{t}_1 \rightarrow c + \tilde{\chi}_1^0$	(основная мода) 2 струи + $\cancel{E}_T$
	$\tilde{t}_1 \rightarrow b + \tilde{\chi}_1^+$	2 b струи + 2 лептона + $\cancel{E}_T$
	$\hookrightarrow \tilde{\chi}_1^0 f \bar{f}'$	( $f \bar{f}' = l \bar{\nu}, q \bar{q}$ ) (4 струи) + $\cancel{E}_T$

слептоны :	$\tilde{l} \rightarrow l + \tilde{\chi}_i^0$	(лептон + фотино)
	$\tilde{l}_L \rightarrow \nu_l + \tilde{\chi}_i^\pm$	(нейтрино + чарджино)
глюино :	$\tilde{g} \rightarrow q + \bar{q} + \tilde{\gamma}$	(кварк + антикварк + фотино)
	$\tilde{g} \rightarrow g + \tilde{\gamma}$	(глюон + фотино)
чарджино :	$\tilde{\chi}_i^\pm \rightarrow e + \nu_e + \tilde{\chi}_i^0$	(электрон + нейтрино + фотино)
	$\tilde{\chi}_i^\pm \rightarrow q + \bar{q}' + \tilde{\chi}_i^0$	(кварк + антикварк + фотино)
нейтралино :	$\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + X$	

В последнем случае существует много возможных каналов распада, видимых и невидимых.

<u>Видимые каналы</u>	<u>Конечные состояния</u>
$\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 l^+ l^- \quad (l = e, \mu, \tau)$	
$\rightarrow \tilde{\chi}_1^\pm l^\mp \nu_l$	$l^+ l^- + \cancel{E}_T$
$\hookrightarrow \tilde{\chi}_1^0 l^\pm \nu_l$	
$\rightarrow \tilde{\chi}_1^0 q \bar{q}$	2 струи + $\cancel{E}_T$
$\rightarrow \tilde{\chi}_\gamma^0$	$\gamma + \cancel{E}_T$
$\rightarrow \tilde{\chi}_1^\pm q \bar{q}'$	
$\hookrightarrow \tilde{\chi}_1^0 l^\pm q \bar{q}'$	2 струи + $\cancel{E}_T$
$\rightarrow \tilde{\chi}_1^\pm l^\mp \nu_l$	
$\hookrightarrow \tilde{\chi}_1^0 q \bar{q}'$	$l^\pm + 2 \text{ струи} + \cancel{E}_T$
$\rightarrow \tilde{\chi}_1^\pm q \bar{q}'$	
$\hookrightarrow \tilde{\chi}_1^0 l^\pm \nu_l$	$l^\pm + 2 \text{ струи} + \cancel{E}_T$
<u>Невидимый канал</u>	<u>Конечное состояние</u>
$\rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \nu_l \bar{\nu}_l$	$\cancel{E}_T$

## 4 Нарушение суперсимметрии в МССМ

Так как ни одно из полей МССМ не может иметь отличное от нуля вакуумное среднее, требующееся для нарушения СУСИ, не нарушая при этом калибровочной инвариантности, предполагается, что спонтанное нарушение суперсимметрии происходит с помощью каких-то других полей. Наиболее распространённым сценарием для получения низкоэнергетической нарушенной суперсимметрии является так называемый сценарий *скрытого сектора* [17]. Согласно ему, существуют два сектора: обычная материя принадлежит "видимому" сектору, в то время как второй, "скрытый" сектор содержит поля, которые приводят к нарушению суперсимметрии. Эти два сектора взаимодействуют друг с другом путём обмена некоторыми полями, называемыми "посредниками". Они переносят нарушение суперсимметрии из скрытого сектора в видимый. Посредниками могут служить различные поля: гравитоны, калибровочные бозоны и т. д. Скрытый сектор представляет собой наиболее уязвимую часть МССМ. В нём содержится большой произвол, что ведёт к неопределённости в предсказаниях МССМ, которые мы рассмотрим ниже.

В настоящий момент существуют четыре основных механизма переноса нарушения суперсимметрии из скрытого в видимый сектор. Посредниками при этом выступают:

- гравитоны (супергравитация) [18];
- калибровочные поля [19];
- аномалии [20];
- калибрино [21].

Все четыре механизма мягкого нарушения суперсимметрии различаются в деталях, но сходятся в результатах. Они генерируют нарушающие суперсимметрию калибровочно-инвариантные операторы размерности  $< 4$ :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{soft} = & - \sum_i m_i^2 |A_i|^2 - \sum_i M_i (\lambda_i \lambda_i + \bar{\lambda}_i \bar{\lambda}_i) \\ & - \sum_{ij} B_{ij} A_i A_j - \sum_{ijk} A_{ijk} A_i A_j A_k + .c., \end{aligned} \quad (4.1)$$

которые включают все возможные операторы, не разрушающие перенормируемость теории и сохраняющие суперсимметричные тождества Уорда [22]. По этой причине их принято называть *мягкими* операторами.

Предсказания спектра масс зависят от механизма нарушения суперсимметрии. Для сравнения четырёх упомянутых механизмов мы представили на рис.9 типичный спектр масс в каждом случае нормированный на массу калибрино  $M_2$  [23].

Для вычисления спектра масс суперпартнёров необходимо знать явный вид нарушающих суперсимметрию членов. В случае МССМ и при сохранении  $R$ -чётности они имеют вид

$$\begin{aligned} -\mathcal{L}_{Breaking} = & \sum_i m_{0i}^2 |\varphi_i|^2 + \left( \frac{1}{2} \sum_{\alpha} M_{\alpha} \tilde{\lambda}_{\alpha} \tilde{\lambda}_{\alpha} + B H_1 H_2 \right. \\ & \left. + A_{ab}^U \tilde{Q}_a \tilde{U}_b^c H_2 + A_{ab}^D \tilde{Q}_a \tilde{D}_b^c H_1 + A_{ab}^L \tilde{L}_a \tilde{E}_b^c H_1 + .c. \right), \end{aligned} \quad (4.2)$$

где  $SU(2)$ -индексы опущены. Здесь  $\varphi_i$  – все скалярные поля,  $\tilde{\lambda}_{\alpha}$  – поля калибрино,  $\tilde{Q}, \tilde{U}, \tilde{D}$  и  $\tilde{L}, \tilde{E}$  – скварковые и слептонные поля соответственно, а  $H_{1,2}$  –  $SU(2)$ -дублеты хиггсовских полей.

Лагранжиан (4.2) содержит огромное число свободных параметров, которые снижают предсказательную силу модели. Для уменьшения их числа мы примем так называемую гипотезу *универсальности*, т. е. предположим,

## SPARTICLE SPECTRA

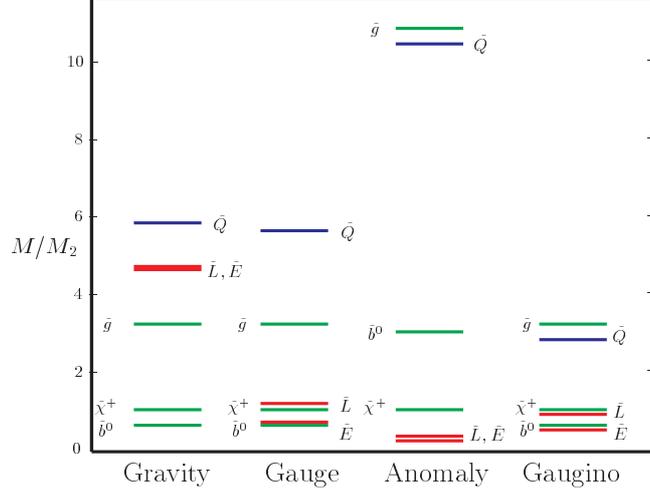


Рис 9: Спектр масс суперчастиц для различных механизмов нарушения суперсимметрии

универсальность или равенство различных мягких параметров при высоких энергиях, а именно: положим массы всех частиц спина 0 равными универсальному значению  $m_0$ , массы всех частиц спина 1/2 (калибрино) равными  $m_{1/2}$ , а все кубические и квадратичные члены, пропорциональные  $A$  и  $B$ , повторяющими структуру юкавского суперпотенциала (3.5), в свою очередь, фиксированного требованием калибровочной инвариантности. Эти дополнительные требования мотивированы супергравитационным механизмом нарушения суперсимметрии. Универсальность не есть необходимое требование, вполне можно рассматривать и неуниверсальные члены. Однако это не приведёт к качественным различиям в предсказаниях. Поэтому ниже мы рассмотрим универсальные граничные условия. В этом случае, лагранжиан (4.2) принимает вид

$$\begin{aligned}
 -\mathcal{L}_{Breaking} = & m_0^2 \sum_i |\varphi_i|^2 + \left( \frac{1}{2} m_{1/2} \sum_\alpha \tilde{\lambda}_\alpha \tilde{\lambda}_\alpha \right. \\
 & \left. + A[y_{ab}^U \tilde{Q}_a \tilde{U}_b^c H_2 + y_{ab}^D \tilde{Q}_a \tilde{D}_b^c H_1 + y_{ab}^L \tilde{L}_a \tilde{E}_b^c H_1] + B[\mu H_1 H_2] + .c. \right).
 \end{aligned}
 \tag{4.3}$$

Мягкие члены непосредственно нарушают суперсимметрию. Как будет показано ниже, они приводят к спектру масс, отличающемуся от спектра

масс обычных частиц. Напомним, что массы кварков и лептонов остаются нулевыми до тех пор, пока  $SU(2)$ -симметрия остаётся ненарушенной.

Тем самым Минимальная суперсимметричная Стандартная Модель имеет следующий набор свободных параметров: 1) три калибровочных константы связи  $\alpha_i$ ; 2) три матрицы юкавских констант связи  $y_{ab}^i$ , где  $i = L, U, D$ ; 3) параметр смешивания хиггсовских полей  $\mu$ ; 4) параметры мягкого нарушения суперсимметрии. По сравнению со Стандартной Моделью здесь есть дополнительный параметр смешивания хиггсовских полей, но зато их константа самодействия, которая была произвольна в Стандартной Модели, теперь фиксирована суперсимметрией. Главная неопределённость предсказаний возникает за счёт неизвестных параметров мягкого нарушения суперсимметрии.

При гравитационном способе нарушения суперсимметрии в рамках гипотезы универсальности остаётся следующий набор из пяти свободных параметров, которые определяют шкалу масс:

$$\mu, m_0, m_{1/2}, A \text{ и } B \leftrightarrow \tan \beta = \frac{v_2}{v_1}.$$

Вместо параметра  $B$  обычно используют параметр  $\tan \beta$ , равный отношению вакуумных средних хиггсовских полей. Выбирая определённые значения свободных параметров можно предсказать спектр масс суперпартнёров и сечения процессов с их участием.

## 4.1 Мягкие члены и массовые формулы

Существуют два основных источника массовых членов в лагранжиане: так называемые  $D$ -члены, возникающие при решении уравнений для вспомогательных полей в ненарушенной теории, и мягкие члены. Имея значения параметров  $m_0, m_{1/2}, \mu, Y_t, Y_b, Y_\tau, A$  и  $B$ , можно построить массовые матрицы для всех частиц. Зная значения параметров на шкале ТВО, можно решить соответствующие РГ-уравнения и вычислить их значения на электрослабой шкале. Подставляя эти значения в массовые матрицы, можно предсказать спектр масс суперпартнёров [24, 25].

### 4.1.1 Массы калибрино-хиггсино

Массовые матрицы для калибрино, суперпартнёров калибровочных бозонов, и для хиггсино, суперпартнёров хиггсовских бозонов, недиагональны,

что ведёт к смешиванию этих полей. Массовые члены выглядят следующим образом:

$$\mathcal{L}_{Gaugino-Higgsino} = -\frac{1}{2}M_3\bar{\lambda}_a\lambda_a - \frac{1}{2}\bar{\chi}M^{(0)}\chi - (\bar{\psi}M^{(c)}\psi + .c.), \quad (4.4)$$

где  $\lambda_a$ ,  $a = 1, 2, \dots, 8$ , – майорановские поля калибрино, а

$$\chi = \begin{pmatrix} \tilde{B}^0 \\ \tilde{W}^3 \\ \tilde{H}_1^0 \\ \tilde{H}_2^0 \end{pmatrix}, \quad \psi = \begin{pmatrix} \tilde{W}^+ \\ \tilde{H}^+ \end{pmatrix} \quad (4.5)$$

– соответственно майорановские поля нейтралино и дираковские поля чарджино.

Массовая матрица нейтралино имеет размерность  $4 \times 4$ :

$$M^{(0)} = \begin{pmatrix} M_1 & 0 & -M_Z \cos \beta \sin_W & M_Z \sin \beta \sin_W \\ 0 & M_2 & M_Z \cos \beta \cos_W & -M_Z \sin \beta \cos_W \\ -M_Z \cos \beta \sin_W & M_Z \cos \beta \cos_W & 0 & -\mu \\ M_Z \sin \beta \sin_W & -M_Z \sin \beta \cos_W & -\mu & 0 \end{pmatrix}, \quad (4.6)$$

где  $\tan \beta = v_2/v_1$  есть отношение вакуумных средних двух хиггсовских полей, а  $\sin_W = \sin \theta_W$  – обычный синус электрослабого угла смешивания. Физические значения масс нейтралино  $M_{\tilde{\chi}_i^0}$  являются собственными значениями матрицы (4.6).

Для чарджино имеем  $2 \times 2$  матрицу:

$$M^{(c)} = \begin{pmatrix} M_2 & \sqrt{2}M_W \sin \beta \\ \sqrt{2}M_W \cos \beta & \mu \end{pmatrix}. \quad (4.7)$$

Данная матрица имеет два собственных состояния  $\tilde{\chi}_{1,2}^\pm$  с собственными значениями

$$M_{1,2}^2 = \frac{1}{2} \left[ M_2^2 + \mu^2 + 2M_W^2 \mp \sqrt{(M_2^2 - \mu^2)^2 + 4M_W^4 \cos^2 2\beta + 4M_W^2 (M_2^2 + \mu^2 + 2M_2\mu \sin 2\beta)} \right]. \quad (4.8)$$

#### 4.1.2 Массы скварков и слептонов

Неисчезающие юкавские взаимодействия приводят к смешиванию между электрослабыми собственными значениями и массовыми собственными значениями для третьего поколения частиц. Массовые матрицы для

$\tilde{m}_t^2, \tilde{m}_b^2$  и  $\tilde{m}_\tau^2$  имеют вид

$$\begin{pmatrix} \tilde{m}_{tL}^2 & m_t(A_t - \mu \cot \beta) \\ m_t(A_t - \mu \cot \beta) & \tilde{m}_{tR}^2 \end{pmatrix}, \quad (4.9)$$

$$\begin{pmatrix} \tilde{m}_{bL}^2 & m_b(A_b - \mu \tan \beta) \\ m_b(A_b - \mu \tan \beta) & \tilde{m}_{bR}^2 \end{pmatrix}, \quad (4.10)$$

$$\begin{pmatrix} \tilde{m}_{\tau L}^2 & m_\tau(A_\tau - \mu \tan \beta) \\ m_\tau(A_\tau - \mu \tan \beta) & \tilde{m}_{\tau R}^2 \end{pmatrix}, \quad (4.11)$$

где

$$\tilde{m}_{tL}^2 = \tilde{m}_Q^2 + m_t^2 + \frac{1}{6}(4M_W^2 - M_Z^2) \cos 2\beta,$$

$$\tilde{m}_{tR}^2 = \tilde{m}_U^2 + m_t^2 - \frac{2}{3}(M_W^2 - M_Z^2) \cos 2\beta,$$

$$\tilde{m}_{bL}^2 = \tilde{m}_Q^2 + m_b^2 - \frac{1}{6}(2M_W^2 + M_Z^2) \cos 2\beta,$$

$$\tilde{m}_{bR}^2 = \tilde{m}_D^2 + m_b^2 + \frac{1}{3}(M_W^2 - M_Z^2) \cos 2\beta,$$

$$\tilde{m}_{\tau L}^2 = \tilde{m}_L^2 + m_\tau^2 - \frac{1}{2}(2M_W^2 - M_Z^2) \cos 2\beta,$$

$$\tilde{m}_{\tau R}^2 = \tilde{m}_E^2 + m_\tau^2 + (M_W^2 - M_Z^2) \cos 2\beta.$$

Массы являются собственными значениями этих массовых матриц. Для лёгких поколений смешивание несущественно.

Первые слагаемые ( $\tilde{m}^2$ ) – это мягкие члены нарушения суперсимметрии, которые вычисляются с помощью уравнений ренормгруппы, начиная с их значений на шкале ТВО или планковской шкале. Вторые представляют собой обычные массы кварков и лептонов, а последние –  $D$ -члены из потенциала.

## 4.2 Хиггсовский потенциал

Хиггсовский потенциал в МССМ, в отличие от СМ, полностью определяется суперпотенциалом (и мягкими членами). Имея в виду структуру суперпотенциала  $\mathcal{W}$  (3.5), самодействие полей хиггса определяется исключительно  $D$ -членами, в то время как  $F$ -члены дают вклад в массовую матрицу. На древесном уровне потенциал имеет вид

$$\begin{aligned} V_{tree}(H_1, H_2) &= m_1^2 |H_1|^2 + m_2^2 |H_2|^2 - m_3^2 (H_1 H_2 + .c.) \\ &+ \frac{g^2 + g'^2}{8} (|H_1|^2 - |H_2|^2)^2 + \frac{g^2}{2} |H_1^+ H_2|^2, \end{aligned} \quad (4.12)$$

где  $m_1^2 = m_{H_1}^2 + \mu^2$ ,  $m_2^2 = m_{H_2}^2 + \mu^2$ . На шкале ТВО  $m_1^2 = m_2^2 = m_0^2 + \mu_0^2$ ,  $m_3^2 = -B\mu_0$ . Заметим, что константа самодействия хиггсовских полей в (4.12) фиксирована и определяется калибровочными взаимодействиями в отличие от СМ.

Хиггсовский потенциал (4.12) в соответствии с суперсимметрией положительно определён и устойчив. Он не имеет нетривиального минимума, отличного от нуля. Действительно, запишем условия минимума потенциала (4.12):

$$\frac{1}{2} \frac{\delta V}{\delta H_1} = m_1^2 v_1 - m_3^2 v_2 + \frac{g^2 + g'^2}{4} (v_1^2 - v_2^2) v_1 = 0, \quad (4.13)$$

$$\frac{1}{2} \frac{\delta V}{\delta H_2} = m_2^2 v_2 - m_3^2 v_1 + \frac{g^2 + g'^2}{4} (v_1^2 - v_2^2) v_2 = 0, \quad (4.14)$$

где введены обозначения

$$\langle H_1 \rangle \equiv v_1 = v \cos \beta, \quad \langle H_2 \rangle \equiv v_2 = v \sin \beta, \quad v^2 = v_1^2 + v_2^2, \quad \tan \beta \equiv \frac{v_2}{v_1}.$$

Решения уравнений (4.13), (4.14) могут быть выражены в терминах  $v^2$  и  $\sin 2\beta$ :

$$v^2 = \frac{4(m_1^2 - m_2^2 \tan^2 \beta)}{(g^2 + g'^2)(\tan^2 \beta - 1)}, \quad \sin 2\beta = \frac{2m_3^2}{m_1^2 + m_2^2}. \quad (4.15)$$

Из (4.15) легко увидеть, что если  $m_1^2 = m_2^2 = m_0^2 + \mu_0^2$ , то значение  $v^2$  оказывается отрицательным, т. е. минимум не существует. В действительности положительные вещественные решения уравнений (4.13), (4.14) существуют, если выполняются следующие условия:

$$m_1^2 + m_2^2 > 2m_3^2, \quad m_1^2 m_2^2 < m_3^4, \quad (4.16)$$

что не реализуется на шкале ТВО. Это означает, что спонтанное нарушение  $SU(2)$  калибровочной инвариантности, необходимое в СМ для придания масс всем частицам, не имеет места в МССМ.

Это сильное утверждение справедливо, однако, только на шкале ТВО. Если двигаться ниже по энергии, параметры потенциала (4.12) перенормируются. Они становятся так называемыми "бегущими" параметрами, причём их энергетическая зависимость описывается уравнениями ренорм-группы. Это приводит к замечательному явлению, называемому *радиационным спонтанным нарушением симметрии*, которое мы обсудим ниже.

В том случае, когда условия (4.16) выполняются, массовые матрицы на древесном уровне принимают вид:

CP-нечётные компоненты  $P_1$  и  $P_2$  :

$$\mathcal{M}^{odd} = \frac{\partial^2 V}{\partial P_i \partial P_j} \Big|_{H_i=v_i} = \begin{pmatrix} \tan \beta & 1 \\ 1 & \cot \beta \end{pmatrix} m_3^2; \quad (4.17)$$

CP-чётные нейтральные компоненты  $S_1$  и  $S_2$ :

$$\mathcal{M}^{even} = \frac{\partial^2 V}{\partial S_i \partial S_j} \Big| = \begin{pmatrix} \tan \beta & -1 \\ -1 & \cot \beta \end{pmatrix} m_3^2 + \begin{pmatrix} \cot \beta & -1 \\ -1 & \tan \beta \end{pmatrix} M_Z^2 \frac{\sin 2\beta}{2}; \quad (4.18)$$

заряженные компоненты  $H^-$  и  $H^+$ :

$$\mathcal{M}^{ch} = \frac{\partial^2 V}{\partial H_i^+ \partial H_j^-} \Big|_{H_i=v_i} = \begin{pmatrix} \tan \beta & 1 \\ 1 & \cot \beta \end{pmatrix} (m_3^2 + M_W^2 \cos \beta \sin \beta). \quad (4.19)$$

Диагонализируя массовые матрицы, мы приходим к следующим собственным состояниям:

$$\begin{cases} G^0 & = -\cos \beta P_1 + \sin \beta P_2, & \rightarrow Z_0, \\ A & = \sin \beta P_1 + \cos \beta P_2, & CP = -1, \end{cases}$$

$$\begin{cases} G^+ & = -\cos \beta (H_1^-)^* + \sin \beta H_2^+, & \rightarrow W^+, \\ H^+ & = \sin \beta (H_1^-)^* + \cos \beta H_2^+, & , \end{cases}$$

$$\begin{cases} h & = -\sin \alpha S_1 + \cos \alpha S_2, & CP = 1, \\ H & = \cos \alpha S_1 + \sin \alpha S_2, & \text{дополнительный тяжёлый хиггс,} \end{cases}$$

где угол смешивания  $\alpha$  имеет вид

$$\tan 2\alpha = \tan 2\beta \left( \frac{m_A^2 + M_Z^2}{m_A^2 - M_Z^2} \right).$$

Физические хиггсовские бозоны приобретают следующие массы [12]:

$$\begin{aligned} \text{CP-нечётный нейтральный хиггс } A : & \quad m_A^2 = m_1^2 + m_2^2, & (4.20) \\ \text{заряженные хиггсы } H^\pm : & \quad m_{H^\pm}^2 = m_A^2 + M_W^2, \end{aligned}$$

CP-чётные нейтральные хиггсы  $H, h$ :

$$m_{H,h}^2 = \frac{1}{2} \left[ m_A^2 + M_Z^2 \pm \sqrt{(m_A^2 + M_Z^2)^2 - 4m_A^2 M_Z^2 \cos^2 2\beta} \right], \quad (4.21)$$

где, как обычно,  $M_W^2 = \frac{g^2}{2}v^2$ ,  $M_Z^2 = \frac{g^2+g'^2}{2}v^2$ .

Это приводит к знаменитым СУСИ-условиям на значения масс хиггсовских бозонов

$$\begin{aligned} m_{H^\pm} &\geq M_W, \quad m_h \leq m_A \leq M_H, \\ m_h &\leq M_Z |\cos 2\beta| \leq M_Z, \quad m_h^2 + m_H^2 = m_A^2 + M_Z^2. \end{aligned} \quad (4.22)$$

Таким образом, легчайший хиггсовский бозон оказывается легче  $Z$ -бозона, что отличает его от хиггсовского бозона СМ, ибо хотя мы и не знаем значение массы хиггсовского бозона в СМ, существуют различные косвенные ограничения, приводящие к нижней границе  $m_h^{SM} \geq 135$  ГэВ. После включения радиационных поправок, масса легчайшего хиггсовского бозона,  $m_h$ , в МССМ возрастает. Мы рассмотрим этот вопрос более подробно ниже.

### 4.3 Ренормгрупповой анализ

Для вычисления низкоэнергетических значений мягких параметров мы используем уравнения ренормгруппы. В однопетлевом приближении РГ-уравнения для констант связи МССМ имеют вид [26]

$$\begin{aligned} \frac{d\tilde{\alpha}_i}{dt} &= b_i \tilde{\alpha}_i^2, \quad t \equiv \log Q^2/M_{GUT}^2, \\ \frac{dY_U}{dt} &= -Y_L \left( \frac{16}{3}\tilde{\alpha}_3 + 3\tilde{\alpha}_2 + \frac{13}{15}\tilde{\alpha}_1 - 6Y_U - Y_D \right), \\ \frac{dY_D}{dt} &= -Y_D \left( \frac{16}{3}\tilde{\alpha}_3 + 3\tilde{\alpha}_2 + \frac{7}{15}\tilde{\alpha}_1 - Y_U - 6Y_D - Y_L \right), \\ \frac{dY_L}{dt} &= -Y_L \left( 3\tilde{\alpha}_2 + \frac{9}{5}\tilde{\alpha}_1 - 3Y_D - 4Y_L \right), \end{aligned} \quad (4.23)$$

где мы использовали обозначения  $\tilde{\alpha} = \alpha/4\pi = g^2/16\pi^2$ ,  $Y = y^2/16\pi^2$ .

Для мягких параметров находим [26, 27]

$$\begin{aligned} \frac{dM_i}{dt} &= b_i \tilde{\alpha}_i M_i, \\ \frac{dA_U}{dt} &= \frac{16}{3}\tilde{\alpha}_3 M_3 + 3\tilde{\alpha}_2 M_2 + \frac{13}{15}\tilde{\alpha}_1 M_1 + 6Y_U A_U + Y_D A_D, \\ \frac{dA_D}{dt} &= \frac{16}{3}\tilde{\alpha}_3 M_3 + 3\tilde{\alpha}_2 M_2 + \frac{7}{15}\tilde{\alpha}_1 M_1 + 6Y_D A_D + Y_U A_U + Y_L A_L, \\ \frac{dA_L}{dt} &= 3\tilde{\alpha}_2 M_2 + \frac{9}{5}\tilde{\alpha}_1 M_1 + 3Y_D A_D + 4Y_L A_L, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\frac{dB}{dt} &= 3\tilde{\alpha}_2 M_2 + \frac{3}{5}\tilde{\alpha}_1 M_1 + 3Y_U A_U + 3Y_D A_D + Y_L A_L, \\
\frac{d\tilde{m}_Q^2}{dt} &= - \left[ \left( \frac{16}{3}\tilde{\alpha}_3 M_3^2 + 3\tilde{\alpha}_2 M_2^2 + \frac{1}{15}\tilde{\alpha}_1 M_1^2 \right) \right. \\
&\quad \left. - Y_U(\tilde{m}_Q^2 + \tilde{m}_U^2 + m_{H_2}^2 + A_U^2) - Y_D(\tilde{m}_Q^2 + \tilde{m}_D^2 + m_{H_1}^2 + A_D^2) \right], \\
\frac{d\tilde{m}_U^2}{dt} &= - \left[ \left( \frac{16}{3}\tilde{\alpha}_3 M_3^2 + \frac{16}{15}\tilde{\alpha}_1 M_1^2 \right) - 2Y_U(\tilde{m}_Q^2 + \tilde{m}_U^2 + m_{H_2}^2 + A_U^2) \right], \\
\frac{d\tilde{m}_D^2}{dt} &= - \left[ \left( \frac{16}{3}\tilde{\alpha}_3 M_3^2 + \frac{4}{15}\tilde{\alpha}_1 M_1^2 \right) - 2Y_D(\tilde{m}_Q^2 + \tilde{m}_D^2 + m_{H_1}^2 + A_D^2) \right], \\
\frac{d\tilde{m}_L^2}{dt} &= - \left[ 3(\tilde{\alpha}_2 M_2^2 + \frac{1}{5}\tilde{\alpha}_1 M_1^2) - Y_L(\tilde{m}_L^2 + \tilde{m}_E^2 + m_{H_1}^2 + A_L^2) \right], \\
\frac{d\tilde{m}_E^2}{dt} &= - \left[ \left( \frac{12}{5}\tilde{\alpha}_1 M_1^2 \right) - 2Y_L(\tilde{m}_L^2 + \tilde{m}_E^2 + m_{H_1}^2 + A_L^2) \right], \\
\frac{d\mu^2}{dt} &= -\mu^2 \left[ 3(\tilde{\alpha}_2 + \frac{1}{5}\tilde{\alpha}_1) - (3Y_U + 3Y_D + Y_L) \right], \tag{4.24} \\
\frac{dm_{H_1}^2}{dt} &= - \left[ 3(\tilde{\alpha}_2 M_2^2 + \frac{1}{5}\tilde{\alpha}_1 M_1^2) - 3Y_D(\tilde{m}_Q^2 + \tilde{m}_D^2 + m_{H_1}^2 + A_D^2) \right. \\
&\quad \left. - Y_L(\tilde{m}_L^2 + \tilde{m}_E^2 + m_{H_1}^2 + A_L^2) \right], \\
\frac{dm_{H_2}^2}{dt} &= - \left[ 3(\tilde{\alpha}_2 M_2^2 + \frac{1}{5}\tilde{\alpha}_1 M_1^2) - 3Y_U(\tilde{m}_Q^2 + \tilde{m}_U^2 + m_{H_2}^2 + A_U^2) \right].
\end{aligned}$$

Имея все РГ-уравнения, можно найти поток ренормгруппы для мягких параметров. Выбирая начальные данные для мягких масс на шкале ТВО в интервале  $10^2 \div 10^3$  ГэВ, что согласуется со шкалой нарушения СУСИ, получаемой из объединения калибровочных констант (2.7), находим поток ренормгруппы для мягких масс, показанный на рис. 10 [24, 25].

Отметим следующие общие черты "бега" мягких параметров, независимые от выбора начальных данных.

1. Массы калибрино повторяют "бег" калибровочных констант связи и расщепляются при низких энергиях, причём масса глюино изменяется быстрее остальных. Глюино является обычно самой тяжёлой частицей из калибрино из-за того, что оно участвует в сильных взаимодействиях.

2. Массы скварков и слептонов также расщепляются при низких энергиях, причём стопы (и сботтомы) оказываются легче остальных скварков из-за относительно больших юкавских констант связи у третьего поколения.

3. Хиггсовские массы (или по крайней мере одна из них) изменяют-

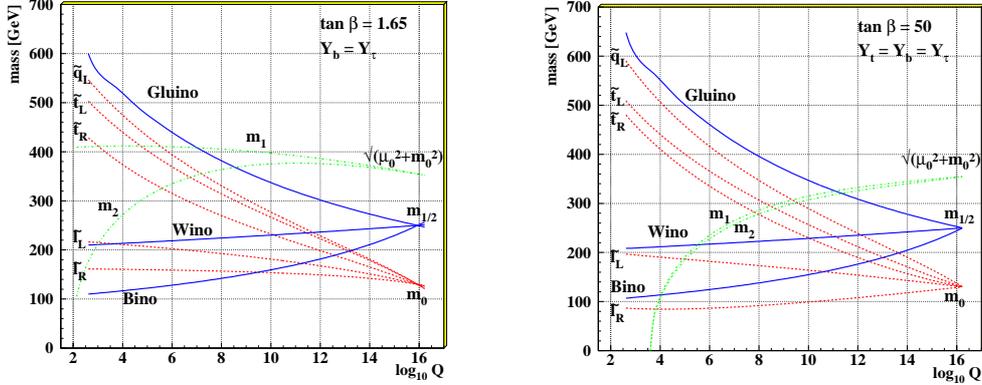


Рис 10: Типичная эволюция масс суперпартнёров и параметров мягкого нарушения суперсимметрии  $m_1^2 = m_{H_1}^2 + \mu^2$  и  $m_2^2 = m_{H_2}^2 + \mu^2$  для малого (слева) и большого (справа) значения  $\tan \beta$

ся очень быстро и их значения могут стать отрицательными. Последнее обстоятельство приводит, как уже говорилось, к явлению радиационного нарушения электрослабой симметрии.

Типичная зависимость спектра масс от начальных условий ( $m_0$ ) показана на рис. 11 [28]. Для фиксированного значения  $m_{1/2}$  масса легчайших частиц практически не зависит от  $m_0$ , в то время как масса тяжёлых частиц возрастает с  $m_0$  монотонно. Как видно, легчайшие нейтралино и чарджино, а также стоп-кварк могут быть весьма лёгкими.

## 5 Ограниченная МССМ

### 5.1 Пространство параметров МССМ

Чтобы делать конкретные предсказания в МССМ можно действовать двумя способами:

- 1) выбрать низкоэнергетические параметры, например массы суперчастиц  $\tilde{m}_{t1}, \tilde{m}_{t2}, m_A, \tan \beta$ , параметры смешивания  $X_{stop}, \mu$  и т. д., в качестве исходных данных и вычислить сечения взаимодействия и пр. как функции этих параметров. В этом случае имеется довольно-таки большой произвол и теряется связь между параметрами нарушения суперсимметрии и спектром масс суперпартнёров, зато анализ проводится в терминах

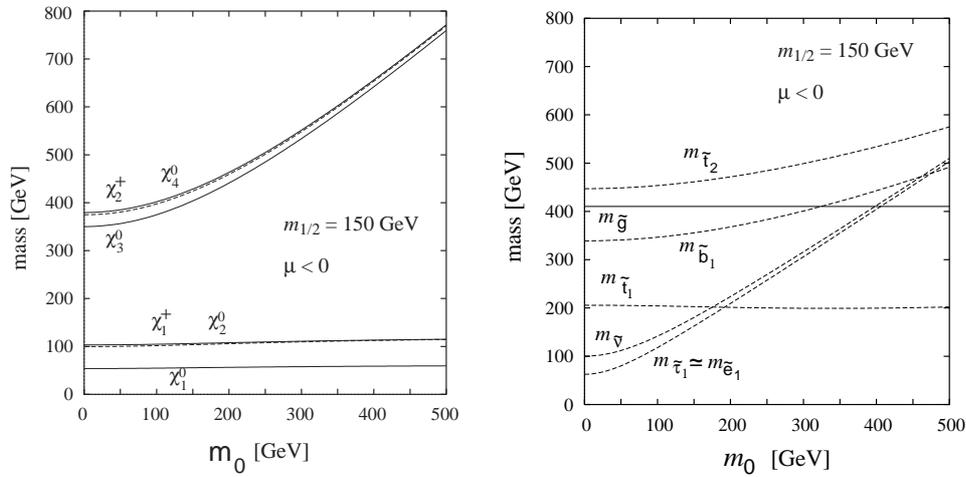


Рис 11: Массы суперчастиц как функции начального значения  $m_0$

физических наблюдаемых.

2) выбрать высокоэнергетические параметры, типа указанных выше пяти мягких параметров нарушения суперсимметрии, решить уравнения ренормгруппы и определить их низкоэнергетические значения. Теперь все вычисления проводятся в терминах малого числа начальных параметров, но они не являются непосредственно наблюдаемыми. Экспериментальные ограничения достаточны, чтобы найти допустимые значения этих параметров, хотя и с большой неопределённостью.

Ниже мы будем следовать второму пути и примем гравитационный сценарий нарушения суперсимметрии.

## 5.2 Выбор ограничений

При наложении различных требований на пространство параметров МС-СМ, пожалуй, наиболее замечательным фактом является то, что все они могут выполняться одновременно. В нашем анализе мы накладываем следующие экспериментальные и теоретические ограничения.

- Объединения калибровочных констант связи.

Это одно из наиболее жёстких ограничений, которое мы обсуждали в разд. 2. Оно фиксирует шкалу нарушения суперсимметрии порядка 1 ТэВ.

- Масса  $Z$ -бозона  $M_Z$ .

Радиационный механизм нарушения электрослабой симметрии (см. (4.15))

определяет массу  $Z$ -бозона как

$$\frac{M_Z^2}{2} = \frac{m_{H_1}^2 - m_{H_2}^2 \tan^2 \beta}{\tan^2 \beta - 1} - \mu^2. \quad (5.1)$$

Из этого условия находится параметр  $\mu$  для данных значений  $m_0$  и  $m_{1/2}$ . Знак  $\mu$  остается неопределенным, но может быть зафиксирован из других соображений.

- Объединение юкавских констант связи.

Массы топ и боттом кварков, а также  $\tau$ -лептона могут быть получены из низкоэнергетических значений юкавских констант связи согласно формулам

$$m_t = y_t v \sin \beta, \quad m_b = y_b v \cos \beta, \quad m_\tau = y_\tau v \cos \beta. \quad (5.2)$$

Они могут быть переписаны через полюсные массы с учётом радиационных поправок. Полюсные массы для третьего поколения частиц имеют следующие значения [7]:

$$\begin{aligned} M_t &= 174.3 \pm 5.1 \text{ ГэВ}/c^2, \\ M_b &= 4.94 \pm 0.15 \text{ ГэВ}/c^2, \\ M_\tau &= 1.7771 \pm 0.0005 \text{ ГэВ}/c^2. \end{aligned} \quad (5.3)$$

Требование объединения  $b$  и  $\tau$  юкавских констант связи на шкале ТВО сильно ограничивает возможные решения в плоскости  $m_t$  и  $\tan \beta$  [29], как это видно на рис. 12. Однако подобное ограничение работает только для третьего поколения тяжёлых кварков и лептонов. Для лёгких поколений требуется модификация, которая зависит от конкретных моделей Великого объединения. Чтобы не привязываться к какой-либо конкретной модели, это требование часто опускают.

- Точные измерения вероятностей распадов.

Радиационные поправки от суперпартнёров могут существенно влиять на вероятности распадов даже в подпороговой области. Характерным примером является относительная вероятность распада  $BR(b \rightarrow s\gamma)$ , которая измерялась коллаборациями BaBar, CLEO и BELLE, и дало мировое среднее  $Br(B \rightarrow X_s \gamma) = (3.43 \pm 0.36) \cdot 10^{-4}$  [30]. В Стандартной Модели получается несколько меньший результат, оставляя, таким образом, место для суперсимметрии. Требование соответствия с экспериментом довольно сильно ограничивает пространство параметров, особенно в случае больших значений  $\tan \beta$ .

- Аномальный магнитный момент мюона.

Недавнее измерение аномального магнитного момента мюона указывает

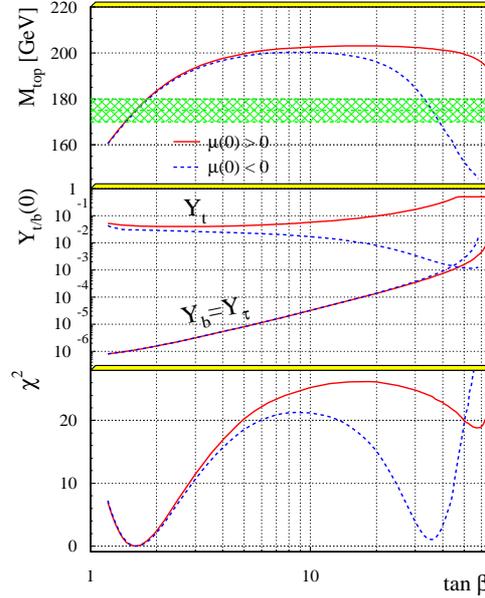


Рис 12: Сверху показана масса топ-кварка как функция  $\tan \beta$  для  $m_0 = 600$  ГэВ,  $m_{1/2} = 400$  ГэВ, в середине показаны значения юкавских констант связи на шкале ГВО, на нижней части рисунка приведены соответствующие значения  $\chi^2$

на небольшое отклонение от предсказаний Стандартной Модели — порядка  $2\sigma$ :  $\Delta a_\mu = a_\mu^{\text{exp}} - a_\mu^{\text{theo}} = (27 \pm 10) \cdot 10^{-10}$ . Недостаток может быть легко заполнен вкладом суперсимметрии, который пропорционален параметрам  $\mu$  и  $\tan \beta$ . Это требует положительного знака  $\mu$ , что закрывает половину пространства параметров МССМ [31].

- Экспериментальные ограничения на массы суперчастиц.

Суперпартнёры не наблюдались в эксперименте и из поисков суперсимметрии на LEP известны ограничения снизу на массы заряженных лептонов и чарджино. Они составляют около половины суммарной энергии в системе центра масс [32]. Ограничение на массу нейтрино примерно в два раза меньше. Существуют также ограничения на массы скварков и глюино, полученные на коллайдере Тэватрон [33]. Эти ограничения накладывают требования на минимальные значения параметров нарушения суперсимметрии.

- Тёмная материя.

Астрофизические ограничения на количество тёмной материи во Вселен-

ной на уровне 23 % определяют количество реликтовых нейтрино, если предположить, что тёмная материя состоит из суперсимметричных частиц. Полагая, что постоянная Хаббла  $h_0 \sim 0.7$ , находим, что вклад каждой реликтовой частицы  $\chi$  должен удовлетворять условию  $\Omega_\chi h_0^2 \sim 0.11 \pm 0.02$ . Это служит очень сильным ограничением на пространство параметров [34].

Имея в виду упомянутые выше ограничения, можно найти наиболее вероятную область пространства параметров, минимизируя функцию  $\chi^2$ . Для целей настоящего анализа мы использовали следующее определение  $\chi^2$  [25]:

$$\begin{aligned}
\chi^2 = & \sum_{i=1}^3 \frac{(\alpha_i^{-1}(M_Z) - \alpha_{MSSM_i}^{-1}(M_Z))^2}{\sigma_i^2} \\
& + \frac{(M_Z - 91.18)^2}{\sigma_Z^2} + \frac{(M_t - 174)^2}{\sigma_t^2} \\
& + \frac{(M_b - 4.94)^2}{\sigma_b^2} + \frac{(M_\tau - 1.7771)^2}{\sigma_\tau^2} \\
& + \frac{(Br(b \rightarrow s\gamma) - 3.14 \times 10^{-4})^2}{\sigma(b \rightarrow s\gamma)^2} \\
& + \frac{(\Omega h^2 - 0.11)^2}{\sigma_\Omega^2} \\
& + \frac{(\Delta a_\mu - 4.3 \cdot 10^{-10})^2}{\sigma_{a_\mu}^2} \\
& + \frac{(\tilde{M} - \tilde{M}_{exp})^2}{\sigma_{\tilde{M}}^2} \quad (\tilde{M} < \tilde{M}_{exp}) \\
& + \frac{(\tilde{m}_{LSP} - \tilde{m}_\chi)^2}{\sigma_{LSP}^2} \quad (\text{для заряженной } \tilde{m}_{LSP}).
\end{aligned} \tag{5.4}$$

Потребовав выполнения всех этих ограничений одновременно, получаем разрешённые области пространства параметров. Однако, не все из приведенных выше параметров одинаково важны для предсказаний. Кроме того, некоторые из них практически не являются свободными, поскольку достаточно жестко ограничены. Например, как уже отмечалось, параметр смешивания хиггсовских полей  $\mu$  связан с параметрами  $m_0$ ,  $m_{1/2}$  и массой  $Z$ -бозона. Параметр  $A$  во многих случаях является несущественным, поэтому часто его значение на масштабе Великого объединения кладут равным  $A_0 = 0$ . Требование объединения юкавских констант связи наклад-

дывает определенные ограничения на параметр  $\tan\beta$ . При этом возможны два различных сценария — сценарий с малым  $\tan\beta$  ( $\tan\beta \approx 1 \div 3$ ) и сценарий с большим  $\tan\beta$  ( $\tan\beta \approx 30 \div 70$ ) [29]. Эти сценарии достаточно сильно различаются с точки зрения феноменологии, поскольку разрешенными оказываются различные области в пространстве параметров. К сожалению, последние данные LEP практически исключили сценарий с малым  $\tan\beta$ , так как в этом случае масса легчайшего хиггсовского бозона находится гораздо ниже экспериментальной нижней границы. Кроме того, астрофизические ограничения также говорят в пользу большого  $\tan\beta$ . Таким образом, из набора свободных параметров модели у нас в руках осталось два независимых —  $m_0$  и  $m_{1/2}$ . И именно в плоскости  $(m_0, m_{1/2})$  удобно изобразить те теоретические и экспериментальные ограничения, о которых сказано выше. Поскольку масштаб нарушения суперсимметрии находится в области 1 ТэВ, это означает что такого же порядка будут и массы суперпартнеров, которые как раз и определяются значениями параметров  $m_0$  и  $m_{1/2}$ .

Далее мы рассмотрим каким образом каждое из вышеупомянутых ограничений "вырезает" разрешенные области на плоскости  $(m_0, m_{1/2})$ . На рис. 13 показаны такие области для двух фиксированных значений  $\tan\beta = 35$  и  $\tan\beta = 50$  пока без учёта астрофизических требований для значений  $m_0$  и  $m_{1/2}$  в интервале от 200 до 1000 ГэВ [35].

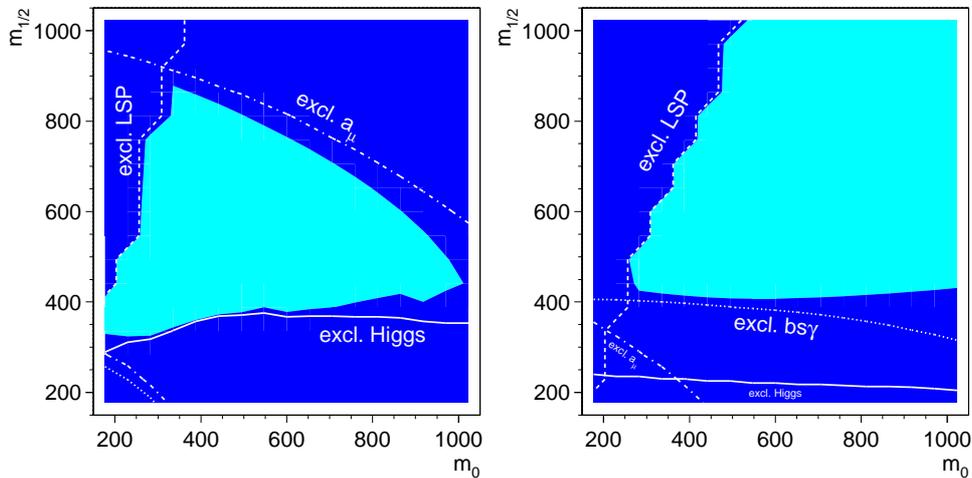


Рис 13: Разрешённые области пространства параметров суперсимметрии для сценария с большим  $\tan\beta$  без учета астрофизических ограничений (слева  $\tan\beta = 35$ , справа  $\tan\beta = 50$ ).

Начнем с рассмотрения радиационного нарушения электрослабой симметрии. Оказывается, что при очень большом  $m_0$  малые значения  $m_{1/2}$  запрещены. Из-за того, что массовые параметры скалярного потенциала стартуют с больших  $m_0$ , они просто "не успевают добежать" до значений, при которых возникают условия существования у потенциала нетривиального минимума. Таким образом, правый нижний угол плоскости  $(m_0, m_{1/2})$  из рассмотрения обычно исключают.

Примерно таким же образом работает ограничение, связанное с ненаблюдением хиггсовского бозона, которое запрещает область малых значений  $m_{1/2}$  в пространстве параметров, причем это практически не зависит от  $m_0$  при фиксированном значении  $\tan \beta$ , причём чем меньше значение  $\tan \beta$ , тем большая часть пространства параметров исключена. Этим, собственно, и определяется то, что сценарий с малым  $\tan \beta$  оказывается несовместным с существующим ограничением на массу легчайшего хиггсовского бозона  $m_h \geq 114.3$  ГэВ.

Малые значения  $m_{1/2}$  не удовлетворяют, кроме того, ограничению, следующему из относительной вероятности редкого распада  $BR(b \rightarrow s\gamma)$ . Однако, в данном случае зависимость от  $\tan \beta$  противоположна тому, что имело место для предыдущего ограничения. В случае  $\tan \beta = 35$  запрещена лишь небольшая часть пространства параметров ( $m_0, m_{1/2} \leq 300$  ГэВ), в то время как при большем  $\tan \beta = 50$  запрещенной оказывается область  $m_{1/2} \leq 300 \div 400$  ГэВ при любых значениях  $m_0$ . Данное ограничение в этом случае является гораздо более сильным, чем ограничение, связанное с ненаблюдением хиггсовского бозона.

Ограничение на экспериментальное значение аномального магнитного момента мюона оставляет разрешенной полосу на плоскости  $(m_0, m_{1/2})$ , причем ширина ее зависит от  $\tan \beta$ . Для  $\tan \beta = 35$  запрещенными оказываются левый нижний угол плоскости ( $m_0, m_{1/2} \leq 300$  ГэВ, ограничение работает практически так же как и ограничение из  $BR(b \rightarrow s\gamma)$ ) и почти вся ее правая верхняя половина. В этом случае ограниченными сверху оказываются и массы суперпартнеров, что не слишком хорошо. При  $\tan \beta = 50$  малые значения  $m_0$  и  $m_{1/2}$  также исключены, однако верхняя граница разрешенной полосы отодвигается далеко за пределы 1 ТэВ, открывая тем самым большую часть пространства параметров, где суперпартнеры тяжелее.

При условии сохранения  $R$ -четности легчайшей суперсимметричной частицей (LSP) обычно является нейтралино — суперпартнер фотона,  $Z$ -бозона и нейтральных хиггсовских бозонов, при этом легчайшая суперча-

стица стабильна! Но в достаточно большой области пространства параметров (левый верхний угол на рассматриваемой плоскости, где  $m_0 < m_{1/2}$ ) суперпартнер  $\tau$ -лептона становится еще легче, и при этом он снова должен быть стабилен. А такую *стабильную заряженную*, пусть и тяжелую частицу, мы бы уже могли зарегистрировать. Поэтому требование нейтральности легчайшей суперчастицы должно удовлетворяться. Область, которая при этом запрещена также зависит от  $\tan \beta$  – чем больше  $\tan \beta$ , тем больше эта область.

Разрешенные области в плоскости  $(m_0, m_{1/2})$ , которые остались после того как мы учли вышеперечисленные ограничения приведены на рис. 13 для двух значений  $\tan \beta = 35$  и  $\tan \beta = 50$ .

Ограничения на количество тёмной материи в пределах  $\Omega h^2 = 0.1 \div 0.3$ , в свою очередь, вырезают полосы в плоскости  $(m_0, m_{1/2})$ , как показано на рис. 14 также для различных значений  $\tan \beta$ .

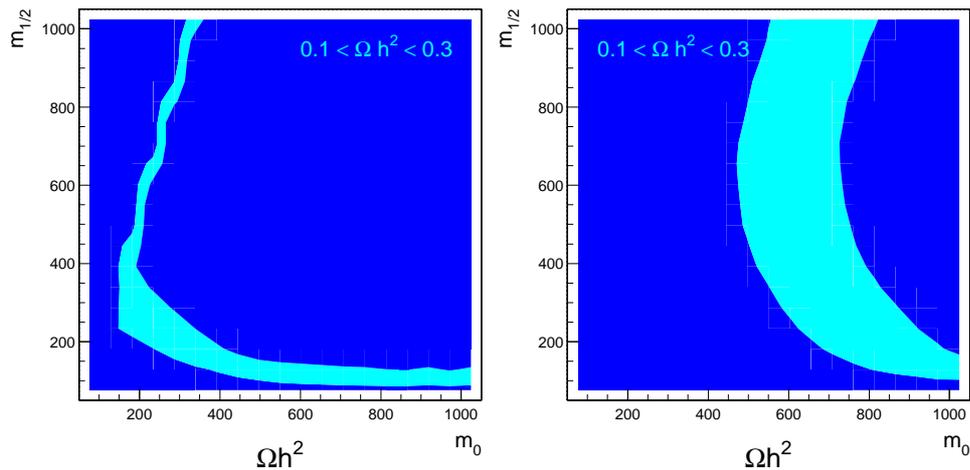


Рис 14: Ограничения на пространство параметров следующие из требования нужного количества тёмной материи (слева  $\tan \beta = 35$ , справа  $\tan \beta = 50$ ).

С учетом данных коллаборации WMAP (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe) [9] получаются гораздо более сильные ограничения. В итоге разрешённые пары значений  $(m_0, m_{1/2})$  расположились вдоль достаточно узкой полосы показанной на рис. 15. Заметим, что при этом для удовлетворения ограничения WMAP предпочтительным оказалось большие значения  $\tan \beta$ . Еще одно замечание касается того, что существенной является верх-

няя граница пределов WMAP. Нижний предел не настолько строгий, поскольку в плотность темной материи могут также давать вклад и другие частицы или невидимые макроскопические объекты.

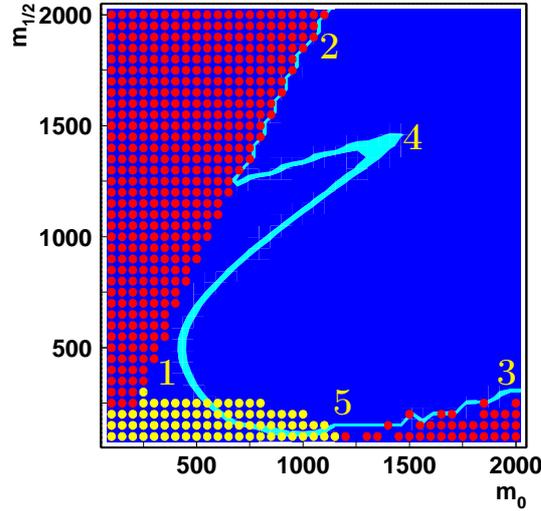


Рис 15: Светлая (голубая) полоса есть область разрешённая требованиями WMAP для  $\tan \beta = 51$ ,  $\mu > 0$  и  $A_0 = 0.5m_0$ . Исключённые области, где легчайшей суперсимметричной частицей является тау-слептон (красная в левом верхнем углу), где не работает механизм радиационного нарушения электрослабой симметрии (красная в правом нижнем углу), и где хиггсовский бозон слишком лёгок (красная в левом нижнем углу) показаны точками. Цифрами показаны: 1 — основная область аннигиляции, 2 — область коаннигиляции, 3 — область фиксированной точки, 4 — воронка, 5 — область EGRET [35].

Рассмотренная МССМ с ограничениями обладает уже достаточно большой предсказательной силой. В областях пространства параметров, где нет противоречий с экспериментом или теоретическими предположениями, можно получить спектр масс суперпартнёров и хиггсовских бозонов, таким образом указав возможности для их экспериментального поиска.

Ниже мы приводим пример спектра масс, соответствующий двум возможным вариантам выбора параметров (малый и большой  $\tan \beta$ ) [25]. Чтобы продемонстрировать зависимость масс легчайших частиц от выбора параметров, на рис. 16 показаны их значения во всей плоскости  $m_0, m_{1/2}$  [36].

Массы суперчастиц в [ГэВ]		
Символ	малый $\tan\beta$	большой $\tan\beta$
$\tilde{\chi}_1^0(\tilde{B}), \tilde{\chi}_2^0(\tilde{W}^3)$	214, 413	170, 322
$\tilde{\chi}_3^0(\tilde{H}_1), \tilde{\chi}_4^0(\tilde{H}_2)$	1028, 1016	481, 498
$\tilde{\chi}_1^\pm(\tilde{W}^\pm), \tilde{\chi}_2^\pm(\tilde{H}^\pm)$	413, 1026	322, 499
$\tilde{g}$	1155	950
$\tilde{e}_L, \tilde{e}_R$	303, 270	663, 621
$\tilde{\nu}_L$	290	658
$\tilde{q}_L, \tilde{q}_R$	1028, 936	1040, 1010
$\tilde{\tau}_1, \tilde{\tau}_2$	279, 403	537, 634
$\tilde{b}_1, \tilde{b}_2$	953, 1010	835, 915
$\tilde{t}_1, \tilde{t}_2$	727, 1017	735, 906
$h, H$	95, 1344	119, 565
$A, H^\pm$	1340, 1344	565, 571

Таблица 1: Значения масс суперпартнёров при малом и большом  $\tan\beta$

### 5.3 Возможные сценарии

Соотношение между значениями  $m_0$  и  $m_{1/2}$  вдоль рассматриваемой узкой разрешенной полосы различно в различных ее частях. Соответственно, разным будет и спектр масс суперпартнеров и хиггсовских бозонов, разные процессы рождения и распадов частиц будут доминировать, разными по величине будут сечения процессов, разные методы обработки необходимо будет применять для анализа экспериментальных данных ЛНС. При этом еще раз заметим, что часть параметров у нас практически фиксирована (точнее, можно выбрать их значения, при которых с максимальной вероятностью удовлетворяются ограничения, накладываемые на них).

В настоящее время рассматривают несколько существенно феноменологически отличных друг от друга областей на линии WMAP, т. е. допустимых с космологической точки зрения. Различие этих областей состоит в том, что для каждой из них характерен вполне определенный массовый спектр, что в свою очередь определяет основные каналы аннигиляции и/или коаннигиляции нейтралينو [37].

$\tan\beta=35$

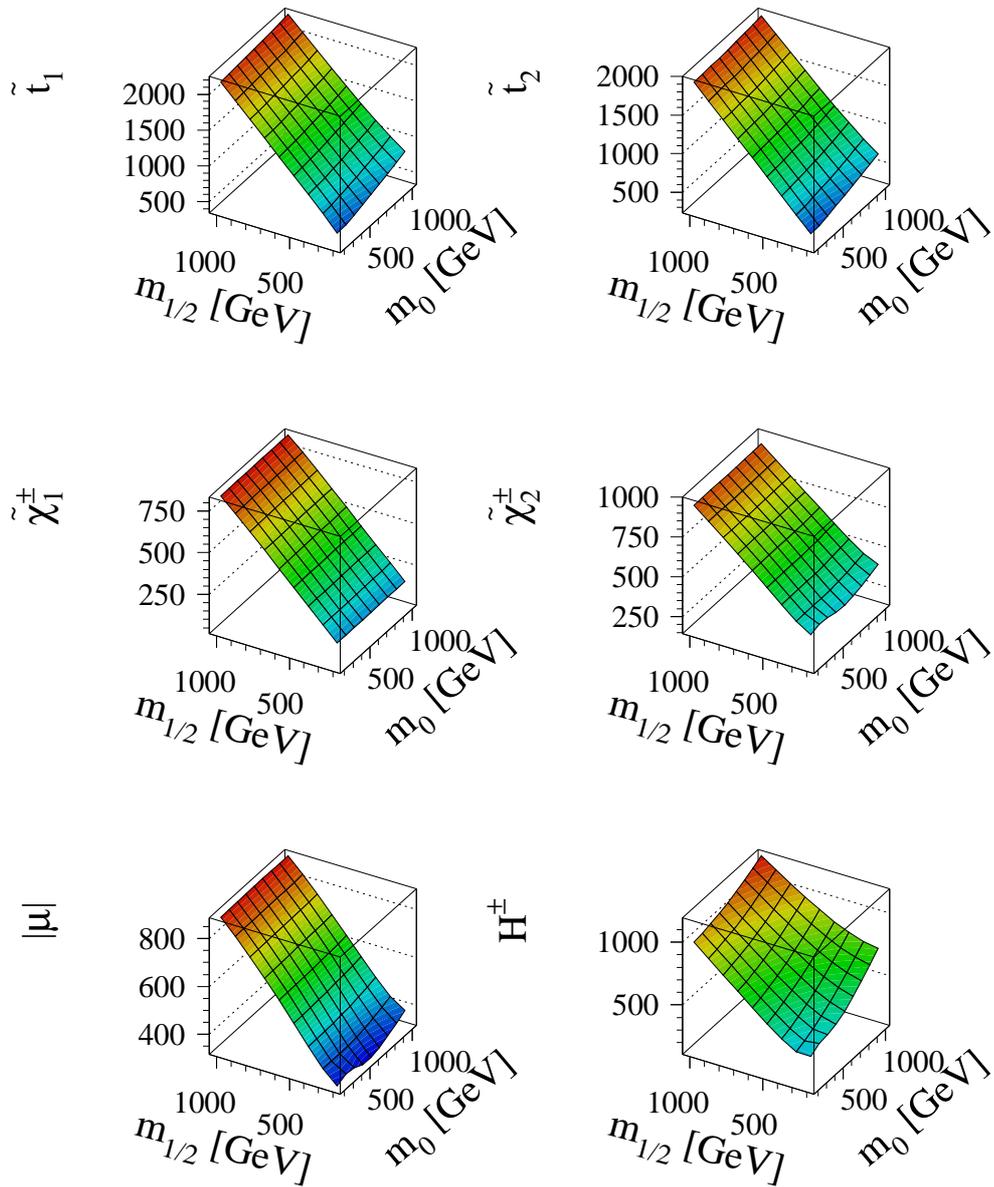


Рис 16: Значения масс частиц и параметра смешивания  $\mu$  для  $\tan\beta = 35$

- Первая, наиболее изученная область — *основная область аннигиляции* (bulk annihilation region) — это область сравнительно небольших  $m_0$  и  $m_{1/2}$  ( $m_0 \approx 50 \div 150$  ГэВ,  $m_{1/2} \approx 50 \div 350$  ГэВ). Снизу эта область граничит с областями, запрещенными ненаблюдением легкого хиггсовского бозона и отсутствием радиационного нарушения электрослабой симметрии, а также областью, несовместной с данными по относительной вероятности распада редкого распада  $b \rightarrow s\gamma$ . Слева — запрещенная область, в которой легчайшей суперчастицей является  $\tau$ -слептон.

Одним из основных процессов в этой области является аннигиляция пары нейтралино в кварки путем обмена скварком в  $t$ -канале  $\tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0 \rightarrow q\bar{q}$ , причем значения параметров таковы, что дают подходящее значение для плотности темной материи.

Размер области зависит, в частности, от  $\tan\beta$ , причем при его малых значениях эта область практически исчезает из-за того, она оказывается запрещенной, например, ненаблюдением хиггсовского бозона.

- Другая интересная область — это так называемая *область  $\tilde{\chi}^0 \tilde{\tau}$  коаннигиляции* (stau coannihilation region). Для нее характерны небольшие значения  $m_0$  и гораздо большие значения  $m_{1/2}$ , и расположена она вдоль границы, разделяющей области, где легчайшей суперчастицей являются соответственно  $\tilde{\tau}_1$ -слептон и нейтралино  $\tilde{\chi}_1^0$ . Очевидно, что это соответствует случаю, когда эти частицы практически вырождены по массе  $m_{\tilde{\chi}_1^0} \approx m_{\tilde{\tau}_1}$  и в ранней Вселенной возможны были процессы коаннигиляции  $\tilde{\chi}_1^0 \tilde{\tau}_1$  ( $\tilde{\chi}_1^0 \tilde{\tau}_1 \rightarrow \tau^* \rightarrow \tau\gamma$ ), а также коаннигиляции  $\tilde{\tau}_1 \tilde{\tau}_1$ . Нейтралино в этом случае представляет собой главным образом хиггсино, а масса его может быть достаточно большой, до 500 ГэВ, не нарушая при этом ограничений, следующих из данных WMAP.

Область коаннигиляции интересна также тем, что в ней имеет место возможность существования долгоживущих заряженных слептонов, и время жизни их может быть настолько большим, что родившись в протон-протонных столкновениях, они могут до своего распада вылететь за пределы детектора. Ясно, что такое событие не может остаться незамеченным. Однако для реализации такой возможности требуется очень тонкая подгонка параметров модели [38].

- Как уже говорилось, при очень большом  $m_0$  малые значения  $m_{1/2}$  запрещены из-за отсутствия радиационного нарушения электрослабой симметрии. Однако, вдоль границы запрещенной области, полоса, разрешенная с точки зрения WMAP, может продолжаться довольно далеко, что соответствует значениям масс скварков и слептонов до нескольких ТэВ.

При этом в этой области, называемой *областью фиксированной точки* (focus point region) малым оказывается также параметр  $|\mu| (\sim M_Z)$ . Тогда возможна ситуация, когда два легких нейтрино и легкое чарджино практически вырождены и  $m_{\tilde{\chi}_1^0} \sim m_{\tilde{\chi}_2^0} \sim m_{\tilde{\chi}_1^\pm} \sim \mu$ . Легчайшее нейтрино в этом случае представляет собой главным образом хиггсино. Основным каналом аннигиляции нейтрино является аннигиляция в пару калибровочных бозонов  $\tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0 \rightarrow ZZ$  или  $\tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0 \rightarrow W^+ W^-$ , но из-за вырождения масс нейтрино и чарджино в области фиксированной точки также возможны процессы коаннигиляции  $\tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^\pm$ ,  $\tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_2^0$ ,  $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$  и  $\tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^\pm$ .

Несмотря на то, что  $m_{1/2}$  уже может быть порядка 1 ТэВ,  $\mu$  остается маленьким, что приводит к значениям масс чарджино и нейтрино порядка нескольких сотен ГэВ. Это говорит о том, что область фиксированной точки остается в пределах досягаемости ЛНС. Даже сечение парного рождения глюино оказывается достаточным для его наблюдения.

- При больших значениях  $\tan \beta$ , что соответствует рассматриваемому случаю, возможна ситуация когда  $m_A \approx 2m_{\tilde{\chi}_1^0}$ . Точное равенство при этом необязательно, поскольку ширина распада  $CP$ -нечетного хиггсовского бозона  $A$  достаточно велика (десятки ГэВ). В этой области плоскости  $(m_0, m_{1/2})$  разрешенная полоса имеет резкий изгиб, напоминая при этом *воронку* ( $A$ -funnel region). Основной канал аннигиляции в этом случае  $\tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0 \rightarrow A \rightarrow b\bar{b}$  или  $\tau\bar{\tau}$ . Причина такого явления состоит в том, что при увеличении  $\tan \beta$  масса псевдоскалярного хиггсовского бозона  $A$  уменьшается, в то время как масса нейтрино практически не меняется. И неизбежно возникает резонансная ситуация, когда  $m_A = 2m_{\tilde{\chi}_1^0}$ . И, несмотря на то, что будучи почти фотино, легчайшее нейтрино не взаимодействует с хиггсовским бозоном  $A$ , небольшая примесь хиггсино приводит к заметному эффекту из-за довольно больших констант взаимодействия  $Abb$  и  $A\tau\bar{\tau}$ . По этой же причине здесь же может оказаться существенным и вклад канала с обменом тяжелым хиггсовским бозоном  $H$ .

Кроме того, в этой области сечение рассеяния нейтрино  $\tilde{\chi}_1^0$  на ядрах оказывается порядка  $10^{-8} \div 10^{-9}$  пб, что близко к значениям, соответствующим чувствительности современных и будущих экспериментов по прямому наблюдению темной материи.

Кроме перечисленных выше областей, существуют также небольшие более экзотические области. Например, при довольно специфическом выборе параметров (очень большие  $A_0$ , средние или большие  $m_0$ , и небольшие  $m_{1/2}$ ) в результате большого смешивания один из  $t$ -скварков становится практически вырожденным по массе с легчайшим нейтрино  $\tilde{\chi}_1^0$ . В

этом случае возможен процесс  $\tilde{\chi}_1^0 \tilde{t}_1$  коаннигиляции. При малых значениях  $m_{1/2}$  (и при соответствующем выборе других параметров) открывается возможность аннигиляции нейтралино путем обмена в  $s$ -канале легким хиггсовским бозоном  $h$ . В этом случае ситуация аналогична рассмотренному выше случаю аннигиляции через  $A$  или  $H$ .

- В дополнение к указанным возможностям, можно рассмотреть еще одно ограничение на пространство параметров МССМ, связанное с интерпретацией превышения потока рассеянных гамма лучей над расчетными значениями (данные представлены коллаборацией EGRET (Energetic Gamma Ray Experiment Telescope) [39]). Опуская детали, заметим, что достаточно предположить существование стабильной нейтральной слабо-взаимодействующей частицы определенной массы (WIMP). При этом оказывается, что для описания данных EGRET должно выполняться условие  $m_\chi \approx 50 - 100$  ГэВ [40]. Если в качестве этой частицы рассмотреть легчайшее нейтралино, то это сильно ограничит значения параметра  $m_{1/2}$ . Более того, это ограничение совместно с ограничением WMAP. Разрешенная область находится в районе  $m_0 \approx 1400$  ГэВ и  $m_{1/2} \approx 180$  ГэВ [41], т. е. фактически между основной областью аннигиляции и областью фиксированной точки. Мы вернёмся к обсуждению этой точки ниже.

## 5.4 Легчайшая суперчастица

Одним из критических вопросов является вопрос о свойствах легчайшей суперчастицы (LSP). Различные механизмы нарушения суперсимметрии приводят к различным экспериментальным следствиям и различным LSP.

- Гравитационный механизм.

В этом случае LSP есть легчайшее нейтралино  $\tilde{\chi}_1^0$ , которое почти на 90% фотино для решения с малым  $\tan \beta$  и содержит несколько большую примесь хиггсино для большего  $\tan \beta$ . Обычным проявлением LSP является недостающая энергия;  $\tilde{\chi}_1^0$  стабильно и представляет из себя наилучшего кандидата на роль холодной тёмной материи во Вселенной. Типичный процесс, в котором рождается LSP, заканчивается несколькими струями  $+ \cancel{E}_T$ , или лептонами  $+ \cancel{E}_T$ , или и тем и другим  $+ \cancel{E}_T$ .

- Калибровочный механизм.

В этом случае LSP – гравитино  $\tilde{G}$ , что также приводит к недостающей энергии. Здесь важнее, какая частица является следующей легчайшей частицей (NLSP). Возможны два варианта:

- 1)  $\tilde{\chi}_1^0$  есть NLSP, тогда моды распада таковы:  $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \gamma \tilde{G}, h \tilde{G}, Z \tilde{G}$ . Как

результат получаем два жёстких фотона +  $\cancel{E}_T$  или струи +  $\cancel{E}_T$ .

2)  $\tilde{l}_R$  есть NLSP, тогда основная мода распада  $\tilde{l}_R \rightarrow \tau \tilde{G}$ , и на выходе получаем заряженный лептон и недостающую энергию.

- Аномальный механизм.

В этом случае также имеются две возможности:

1)  $\tilde{\chi}_1^0$  есть LSP и подобна вино. Она почти вырождена по массе с NLSP.

2)  $\tilde{\nu}_L$  есть LSP, тогда она возникает из распада чарджино  $\tilde{\chi}^+ \rightarrow \tilde{\nu} l$  и проявляется как заряженный лептон и недостающая энергия.

- Теории с нарушенной  $R$ -чётностью.

В этом случае LSP не является стабильной частицей и может распадаться на обычные частицы. Она может быть заряженной (и даже цветной) и может приводить к редким распадам типа безнейтринного двойного  $\beta$ -распада и т. п.

Экспериментальные пределы на значения массы LSP следуют из ненаблюдения соответствующих событий. Современный нижний предел составляет около 40 ГэВ (см. рис. 17).

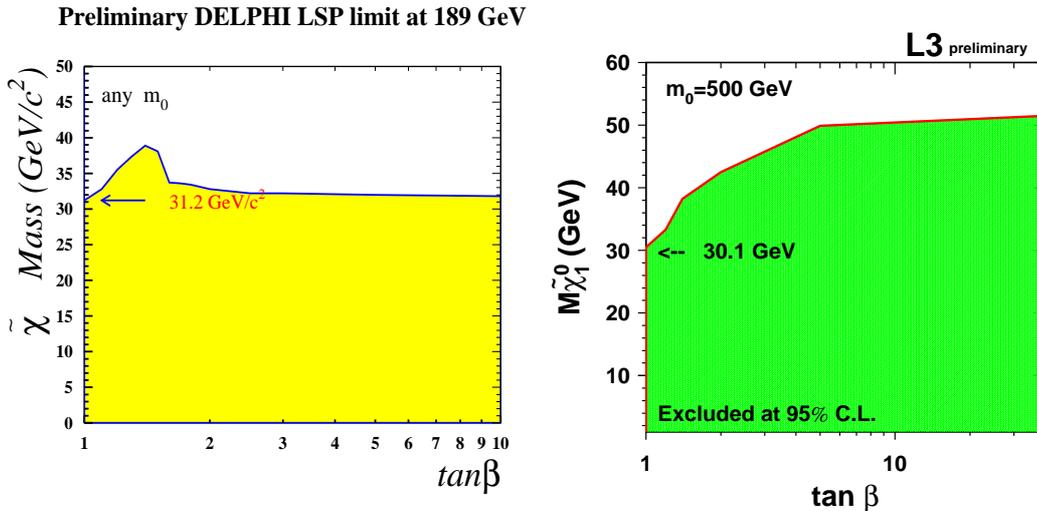


Рис 17: Пределы на значения массы легчайшей суперчастицы в МССМ [32]

## 6 Сигналы от суперсимметрии на коллайдерах

Эксперименты, наконец, начинают проникать в существенную часть пространства параметров МССМ. Мы знаем, какие есть суперчастицы и како-

вы их взаимодействия, но мы не знаем их массы и параметры смешивания. Зная спектр масс, можно вычислить сечения взаимодействия и рассмотреть возможности наблюдения новых частиц на современных ускорителях. В противном случае, можно получить ограничения на неизвестные параметры.

## 6.1 $e^+e^-$ -коллайдеры

Начнём с  $e^+e^-$ - коллайдеров. К ним относится закончивший уже работу LEP II, а также планируемый в будущем линейный коллайдер ИС. В лидирующем порядке рождение суперчастиц описывается диаграммами, представленными на рис. 7 выше. Для данной энергии в системе центра масс сечения зависят от масс рождающихся частиц и исчезают на кинематической границе. Экспериментальные проявления определяются модами распада, которые варьируются в зависимости от спектра масс. Основные экспериментальные проявления суперчастиц суммированы ниже.

<u>Рождение</u>	<u>Основные моды распада</u>	<u>Проявления</u>
• $\tilde{l}_{L,R}\tilde{l}_{L,R}$	$\tilde{l}_R^\pm \rightarrow l^\pm \tilde{\chi}_i^0 \searrow$ каскад $\tilde{l}_L^\pm \rightarrow l^\pm \tilde{\chi}_i^0 \nearrow$ распады	пара заряженных лептонов + $\cancel{E}_T$
• $\tilde{\nu}\tilde{\nu}$	$\tilde{\nu} \rightarrow l^\pm \tilde{\chi}_1^0$	$\cancel{E}_T$
• $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_1^\pm$	$\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 l^\pm \nu$ , $\tilde{\chi}_1^0 q \bar{q}'$ $\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 f \bar{f}'$ $\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow l \tilde{\nu}_l \rightarrow l \nu_l \tilde{\chi}_1^0$	изолир лептон + 2 струи + $\cancel{E}_T$ пара лептонов + $\cancel{E}_T$
• $\tilde{\chi}_i^0 \tilde{\chi}_j^0$	$\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \nu_l \tilde{l} \rightarrow \nu_l l \tilde{\chi}_1^0$ $\tilde{\chi}_i^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 X$ , $\tilde{\chi}_j^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 X'$	4 струи + $\cancel{E}_T$ $X = \nu_l \bar{\nu}_l$ невидимые = $\gamma, 2l, 2$ струи $2l + \cancel{E}_T, l + 2j + \cancel{E}_T$
• $\tilde{t}_i \tilde{t}_j$	$\tilde{t}_1 \rightarrow c \tilde{\chi}_1^0$ $\tilde{t}_1 \rightarrow b \tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow b f \bar{f}' \tilde{\chi}_1^0$	2 струи + $\cancel{E}_T$ 2 b струи + 2 лептона + $\cancel{E}_T$ 2 b струи + лептон + $\cancel{E}_T$
• $\tilde{b}_i \tilde{b}_j$	$\tilde{b}_i \rightarrow b \tilde{\chi}_1^0$ $\tilde{b}_i \rightarrow b \tilde{\chi}_2^0 \rightarrow b f \bar{f}' \tilde{\chi}_1^0$	2 b струи + $\cancel{E}_T$ 2 b струи + 2 лептона + $\cancel{E}_T$ 2 b струи + 2 струи + $\cancel{E}_T$

Характерной особенностью всех проявлений суперсимметрии является недостающая энергия и импульс, что может служить экспериментальным сигналом для её обнаружения.

Многочисленные попытки найти суперпартнёров на ускорителе LEP II не дали положительных результатов и позволили получить нижние оценки на их массы [32]. Они показаны на рис. 18.

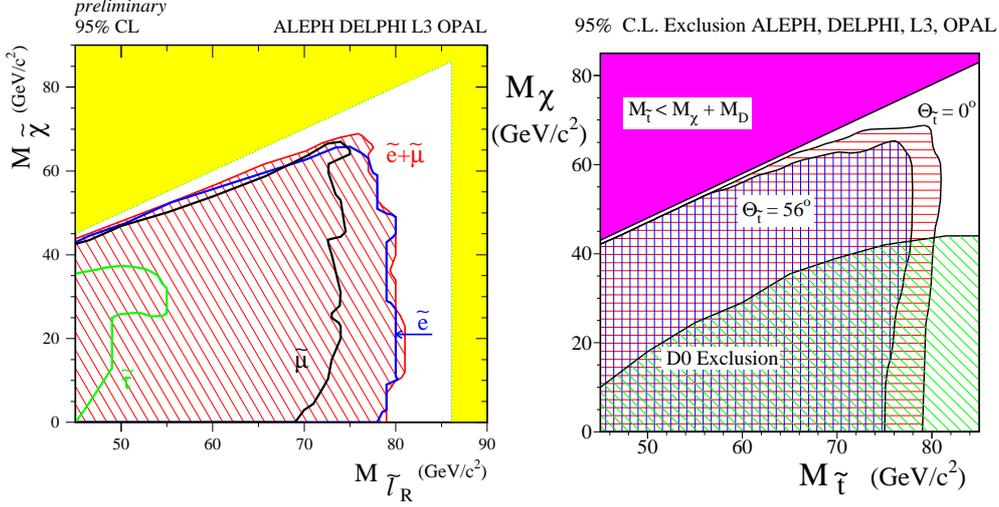


Рис 18: Исклѳенные области параметров в плоскости масс чарджино-слептон и чарджино-стоп

Типичные пределы на массы суперпартнёров, полученные на LEP II имеют вид

$$\begin{aligned}
 m_{\chi_1^0} &> 40, & m_{\tilde{e}_{L,R}} &> 105, & m_{\tilde{t}} &> 90, \\
 m_{\chi_1^\pm} &> 100, & m_{\tilde{\mu}_{L,R}} &> 100, & m_{\tilde{b}} &> 80, \\
 & & m_{\tilde{\tau}_{L,R}} &> 80.
 \end{aligned}
 \tag{6.5}$$

## 6.2 Адронные коллайдеры

К ним относятся существующий уже Тэватрон в Фермилаб (США) и строящийся LHC (ЦЕРН).

Экспериментальные проявления на адронных коллайдерах похожи на то, что мы имеем на  $e^+e^-$  машинах, однако здесь имеется гораздо больше возможностей. Помимо обычного аннигиляционного канала, аналогичного  $e^+e^-$  аннигиляции с очевидной заменой электронов на кварки (см. рис. 7), имеются многочисленные процессы глюонного слияния, кварк-антикваркового и кварк-глюонного рассеяния (см. рис. 19).

Экспериментальные проявления суперсимметрии на Тэватроне и стро-

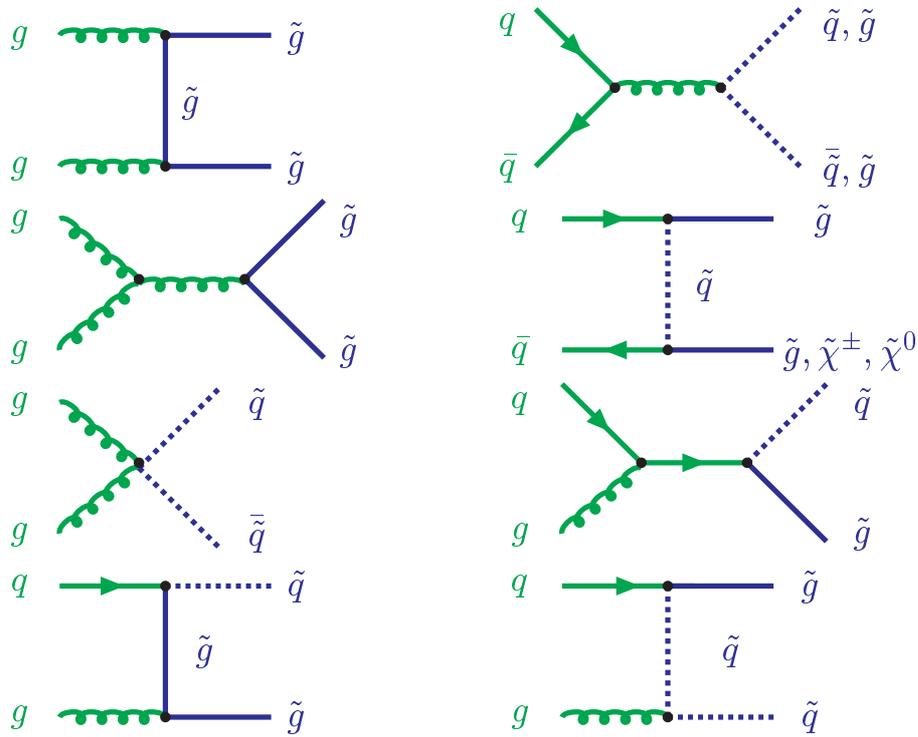


Рис 19: Глюонное слияние,  $q\bar{q}$ -рассеяние, кварк-глюонное рассеяние

ящемся Большом адронном коллайдере (ЛHC) имеют следующий вид

<u>Рождение</u>	<u>Основные моды распада</u>	<u>Проявления</u>
<ul style="list-style-type: none"> <li><math>\tilde{g}\tilde{g}, \tilde{q}\tilde{q}, \tilde{g}\tilde{q}</math></li> </ul>	$\left. \begin{array}{l} \tilde{g} \rightarrow q\bar{q}\tilde{\chi}_1^0 \\ q\bar{q}'\tilde{\chi}_1^\pm \\ g\tilde{\chi}_1^0 \end{array} \right\} m_{\tilde{q}} > m_{\tilde{g}}$ $\left. \begin{array}{l} \tilde{q} \rightarrow q\tilde{\chi}_i^0 \\ \tilde{q} \rightarrow q'\tilde{\chi}_i^\pm \end{array} \right\} m_{\tilde{g}} > m_{\tilde{q}}$	$\cancel{E}_T$ + мультиструи (+лептоны)
<ul style="list-style-type: none"> <li><math>\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0</math></li> </ul>	$\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 l^\pm \nu, \tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 ll$	трилептон + $\cancel{E}_T$
<ul style="list-style-type: none"> <li><math>\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-</math></li> </ul>	$\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 q\bar{q}', \tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 ll,$	дилептоны + струя + $\cancel{E}_T$
<ul style="list-style-type: none"> <li><math>\tilde{\chi}_i^0 \tilde{\chi}_i^0</math></li> </ul>	$\tilde{\chi}_1^+ \rightarrow l\tilde{\chi}_1^0 l^\pm \nu$	дилептон + $\cancel{E}_T$
<ul style="list-style-type: none"> <li><math>\tilde{\chi}_i^0 \tilde{\chi}_i^0</math></li> </ul>	$\tilde{\chi}_i^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 X, \tilde{\chi}_i^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 X'$	дилептон+струя + $\cancel{E}_T$

- $\tilde{t}_1 \tilde{t}_1 \rightarrow c \tilde{\chi}_1^0$  2 неколлинерных струи +  $\cancel{E}_T$   
 $\tilde{t}_1 \rightarrow b \tilde{\chi}_1^\pm, \tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 q \bar{q}$  единичный лептон +  $\cancel{E}_T + b' s$   
 $\tilde{t}_1 \rightarrow b \tilde{\chi}_1^\pm, \tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 l^\pm \nu$ , дилептон +  $\cancel{E}_T + b' s$
- $\tilde{l} \tilde{l}, \tilde{l} \tilde{\nu}, \tilde{\nu} \tilde{\nu} \rightarrow l \pm \tilde{\chi}_i^0, \tilde{l}^\pm \rightarrow \nu_i \tilde{\chi}_i^\pm$  дилептон +  $\cancel{E}_T$   
 $\tilde{\nu} \rightarrow \nu \tilde{\chi}_1^0$  единичный лептон +  $\cancel{E}_T$

Отметим опять характерные события с недостающей энергией и поперечным импульсом. В отличие от  $e^+e^-$  коллайдеров на адронных машинах фоновые процессы очень многочисленны и существенны.

## 7 Хиггсовский бозон в СМ и МССМ

Одна из основных задач экспериментальной проверки СМ – поиск хиггсовского бозона. Он является последней неоткрытой частицей СМ, и его открытие позволило бы завершить проверку СМ и подтвердить справедливость механизма спонтанного нарушения симметрии. И наоборот, отсутствие хиггсовского бозона посеяло бы сомнения в справедливости всей картины и потребовало бы новых концепций. Это может быть также окном в новую физику. Ниже мы рассмотрим свойства хиггсовского бозона в МССМ.

### 7.1 Разрешённая область масс в СМ

Экспериментальные пределы на массу хиггсовского бозона следуют из прямого поиска на LEP II и Тэватроне и из косвенных оценок подгонки точных электрослабых данных, прежде всего из радиационных поправок к массе W-бозона и топ-кварка. Комбинированный фит современных экспериментальных данных даёт [42] (см. рис. 20)

$$\begin{aligned}
 M_h &= 89_{-30}^{+42} \text{ GeV} @ 68\% \text{ CL} \\
 M_h &< 175 \text{ GeV} @ 95\% \text{ CL} \\
 \text{д } m_{top} &= 172.5 \text{ Г}
 \end{aligned} \tag{7.1}$$

В то же время, последние прямые поиски хиггсовского бозона на LEP II для энергии 209 ГэВ устанавливают значение нижнего предела в 114.7 ГэВ [42].

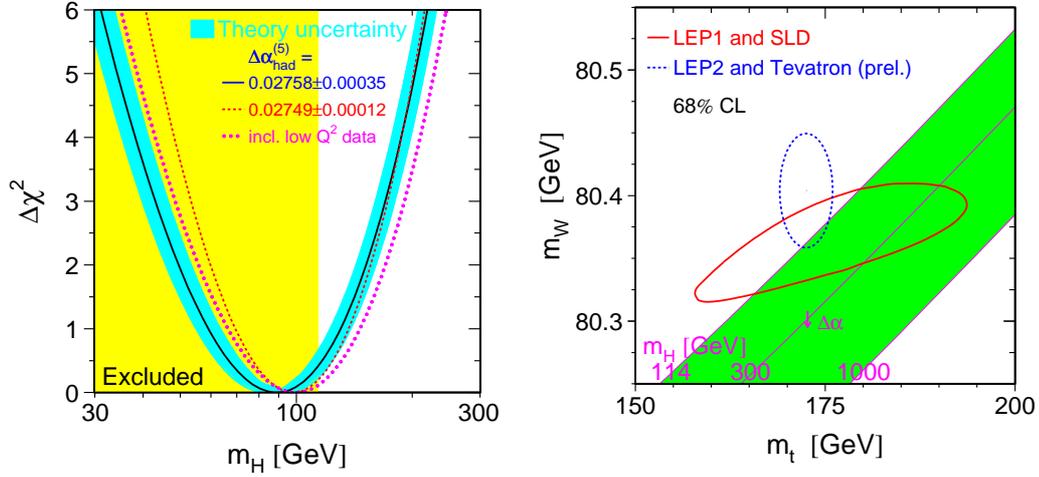


Рис 20:  $\chi^2$ -распределение как функция массы хиггсовского бозона из фита электрослабых данных и массы топ-кварка (слева). Затенённая область исключена из данных по прямому поиску хиггсовского бозона. Ограничение на массу хиггсовского бозона из прецизионных данных по измерению масс топ кварка и W-бозона (справа)

В СМ значение массы хиггсовского бозона  $m_h$  не предсказывается. Однако, можно получить границы на значения массы. Они следуют из поведения константы самодействия, которая связана с массой хиггсовского бозона уравнением  $m_h^2 = 2\lambda v$ .

На рис.21 [43] показаны значения верхнего и нижнего ограничений на массу хиггсовского бозона в СМ как функции шкалы  $\Lambda$ , до которой, предполагается, справедлива СМ. Как видно, если СМ справедлива вплоть до планковской шкалы, то значение массы хиггсовского бозона сильно ограничено и находится в области 150-200 ГэВ. Напротив, если новая физика (суперсимметрия) существует на меньших энергиях, то масса хиггсовского бозона может быть меньше. Тем самым открытие лёгкого хиггсовского бозона служило бы указанием на то, что новая физика должна появиться на шкале в несколько ТэВ.

## 7.2 Масса хиггсовского бозона в МССМ

Как уже отмечалось, в МССМ масса легчайшего хиггсовского бозона оказывается меньше, чем у Z-бозона. Это справедливо, однако, лишь на дре-

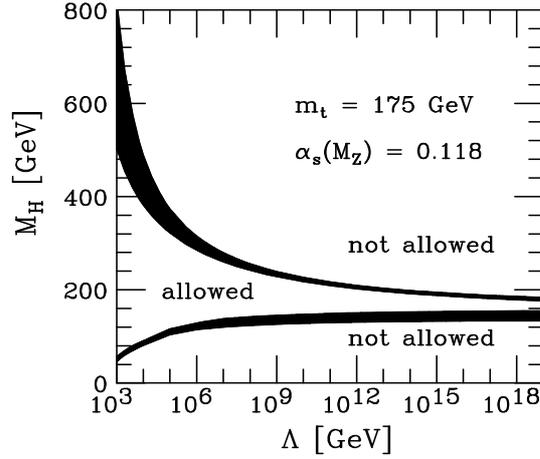


Рис 21: Ограничения на значения массы хиггсовского бозона в СМ.  $\Lambda$  обозначает шкалу энергий, до которой СМ справедлива

весном уровне и подвержено радиационным поправкам. С учётом однопетлевых радиационных поправок масса легчайшего хиггсовского бозона равна

$$m_h^2 \approx M_Z^2 \cos^2 2\beta + \frac{3g^2 m_t^4}{16\pi^2 M_W^2} \log \frac{\tilde{m}_{t_1}^2 \tilde{m}_{t_2}^2}{m_t^4}. \quad (7.2)$$

Как видно, однопетлевые поправки положительны и увеличивают значение массы бозона хиггса. Двухпетлевые поправки имеют противоположный эффект, но они малы [44].

Масса хиггсовского бозона зависит главным образом от массы топ-кварка, масс скварков, смешивания в скварковом секторе и  $\tan \beta$ . Максимальное значение получается для большого  $\tan \beta$ , для максимальных значений масс топ-кварка и скварков и при минимальном смешивании стоп-кварков. На рис. 22 и 23 представлено значение массы легчайшего хиггсовского бозона во всей плоскости  $m_0, m_{1/2}$  для случая малого и большого  $\tan \beta$  соответственно [45].

Как видно, она практически постоянна во всей плоскости и насыщается при больших значениях  $m_0$  и  $m_{1/2}$ . В случае малого  $\tan \beta$  масса хиггсовского бозона лежит в области ниже ограничения полученного на LEP при любом знаке  $\mu$ . Поэтому случай малого  $\tan \beta$  практически закрыт.

Масса легчайшего хиггсовского бозона  $m_h$  как функция  $\tan \beta$  показана на рис. 24 [45]. Затенённая (жёлтая) полоса соответствует неопределённости в массе топ-кварка и смешивании при среднем значении массы топ-кварка  $m_t = 175$  ГэВ. Верхняя граница соответствует  $m_t = 170$  ГэВ, а нижняя –  $m_t = 180$  ГэВ.

$$\tan \beta = 1.65, \mu < 0 \quad \tan \beta = 1.65, \mu > 0$$

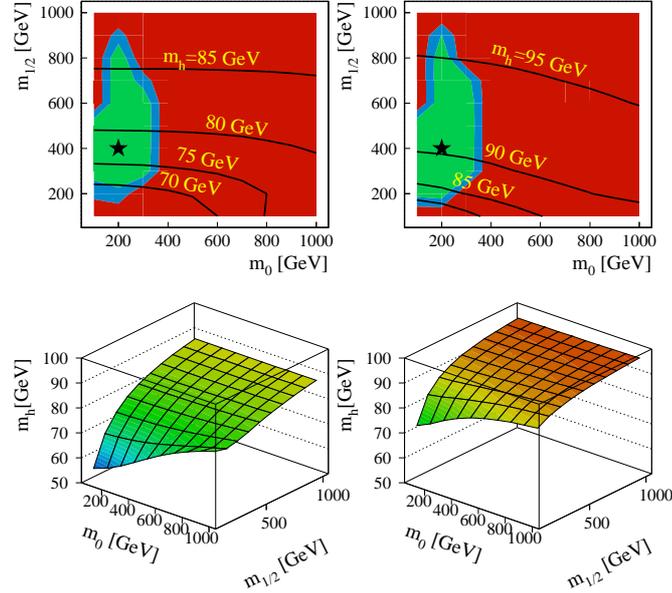


Рис 22: Масса легчайшего хиггсовского бозона для случая малого  $\tan \beta$  как функция  $m_0$  и  $m_{1/2}$ . Контурные на верхней части рисунка соответствуют фиксированному значению хиггсовской массы. На нижней части рисунка демонстрируется выход массы на постоянное значение при больших значениях параметров

Комбинируя все неопределённости, получаем следующий вывод о величине хиггсовской массы в МССМ:

- сценарий с малым  $\tan \beta$  ( $\tan \beta < 3.3$ ) исключается исходя из значения нижнего экспериментального предела на массу хиггсовского бозона в 114.7 ГэВ [7];

- в сценарии с большим  $\tan \beta$  масса хиггсовского бозона равна [45]:

$$m_h = 115 \pm 3 \text{ (stopm)} \pm 1.5 \text{ (stopmix)} \pm 2 \text{ (theory)} \pm 5 \text{ (topm)}, \quad (7.3)$$

где ошибки представляют собой стандартные отклонения от среднего значения.

Подобные пределы на значение массы хиггсовского бозона в СУСИ могут быть и не столь жёсткими, если рассмотреть неминимальные суперсимметричные модели. Так, в так называемой НМССМ (Next-to-Minimal model), которая отличается от МССМ наличием дополнительного синглетного хиггсовского поля, ур.(4.22) меняется и на древесном уровне имеет

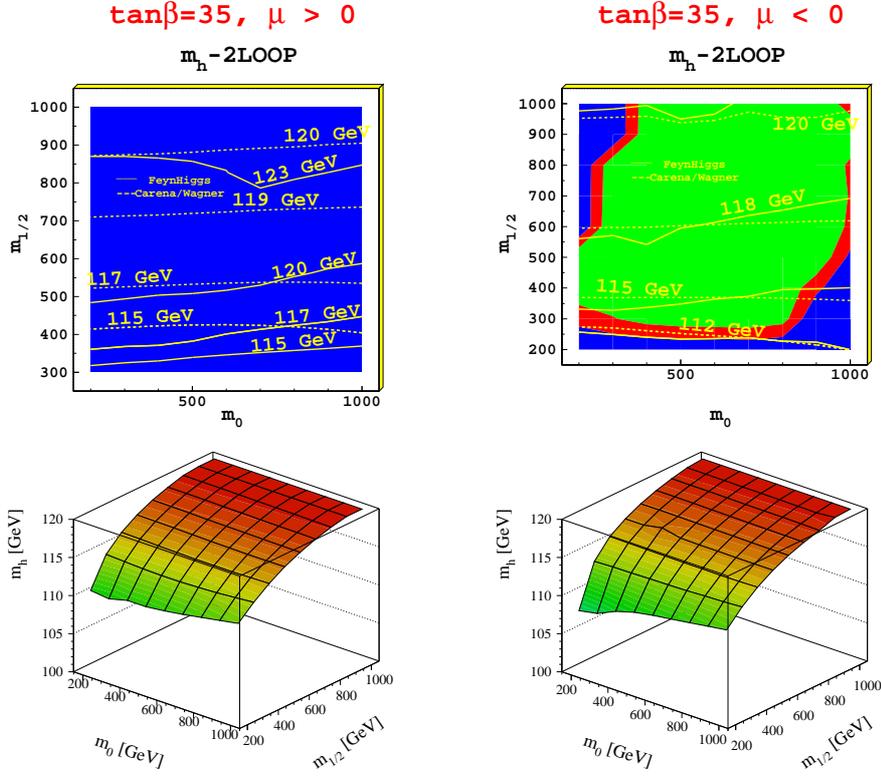


Рис 23: То же, что и на рис. 22, но при большом значении  $\tan \beta = 35$

вид [46]

$$m_h^2 \simeq M_Z^2 \cos^2 2\beta + \lambda^2 v^2 \sin^2 2\beta, \quad (7.4)$$

где  $\lambda$  есть дополнительная константа взаимодействия синглетного поля. В результате для малых значений  $\tan \beta$  верхняя граница на массу хиггсовского бозона сдвигается на 20-30 ГэВ при малом значении  $\tan \beta$ , но при большом  $\tan \beta$  получают те же значения.

Ещё большего сдвига можно добиться вводя новые представления хиггсовских полей. Такие поля появляются в сценариях с калибровочным механизмом нарушения суперсимметрии. В этом случае масса хиггсовского бозона может достигать 155 ГэВ [46] (верхняя кривая на рис.25). Но даже эти более сложные модели не меняют общих свойств СУСИ-теорий – присутствие лёгкого хиггсовского бозона.

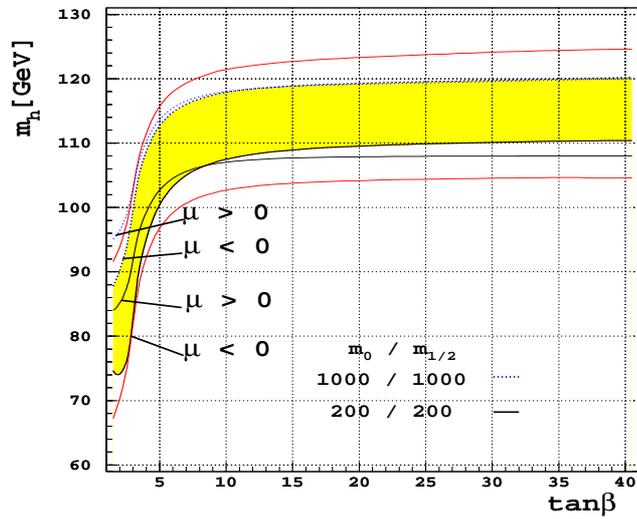


Рис 24: Масса легчайшего хиггсовского бозона в МССМ как функция  $\tan \beta$

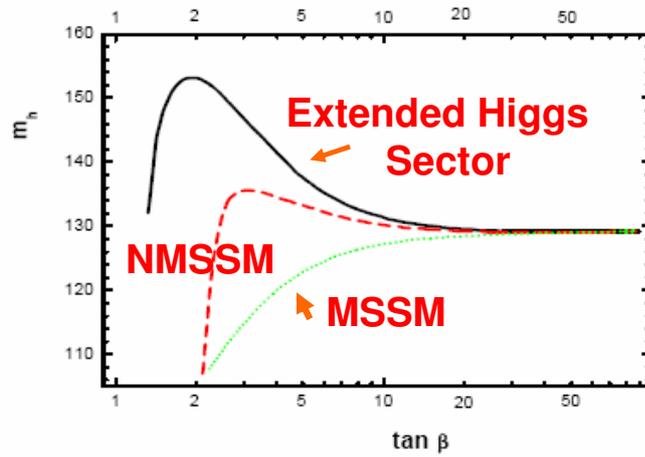


Рис 25: Зависимость верхней границы на массу легчайшего суперсимметричного хиггсовского бозона  $\tan \beta$  в МССМ (нижняя кривая), NMSSM (средняя кривая) и в расширенной ССМ (верхняя кривая)

### 7.3 Поиски хиггсовского бозона

Так как поиски хиггсовского бозона на LEP не увенчались успехом, то следующим ускорителем, который мог бы открыть хиггсовский бозон, является Тэватрон. Он имеет достаточную энергию, достигающую около 2 ТэВ в системе центра масс, но будучи адронным коллайдером, требует большой светимости из-за наличия колоссального фона. Комбинированный анализ двух коллабораций, работающих на Тэватроне (CDF и D0) показывает интегральную светимость как функцию массы хиггсовского поля, которая необходима для его исключения или обнаружения (см. рис.26 [47]). Предполагается, что необходимая светимость будет достигнута через несколько лет работы ускорителя. В конечном счёте окончательную точку поставит

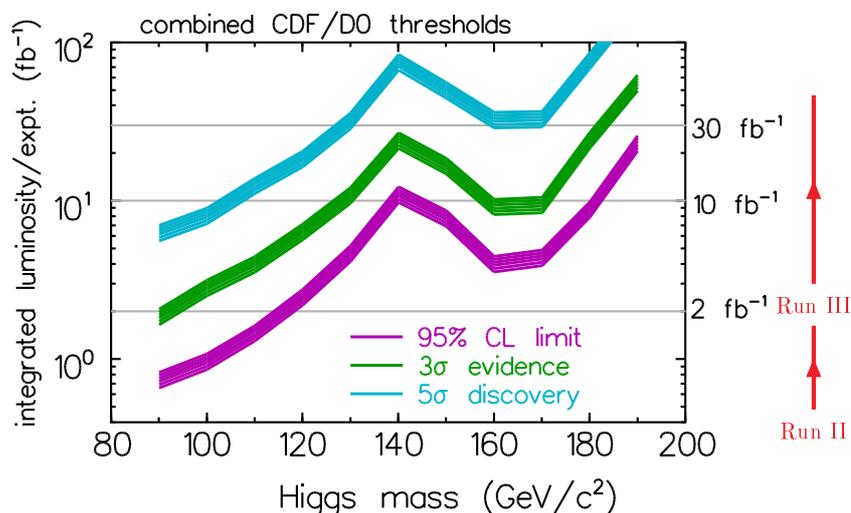


Рис 26: Интегральная светимость необходимая для исключения ( $2\sigma$ ), указания ( $3\sigma$ ) или открытия ( $5\sigma$ ) хиггсовского бозона на Тэватроне

ЛНС. Он либо откроет хиггсовский бозон, либо докажет его отсутствие. В терминах разрешённых областей пространства параметров МССМ ЛНС покрывает весь интересующий нас интервал (см. рис. 27 [48]). Различные моды распада позволяют проверить различные области, хотя фоновые процессы очень существенны.

В настоящее время разрабатываются различные альтернативные сценарии, на тот случай, если хиггсовский бозон не будет обнаружен [49, 50, 51]. Обычно в таких теориях имеется несколько хиггсовских бозонов,

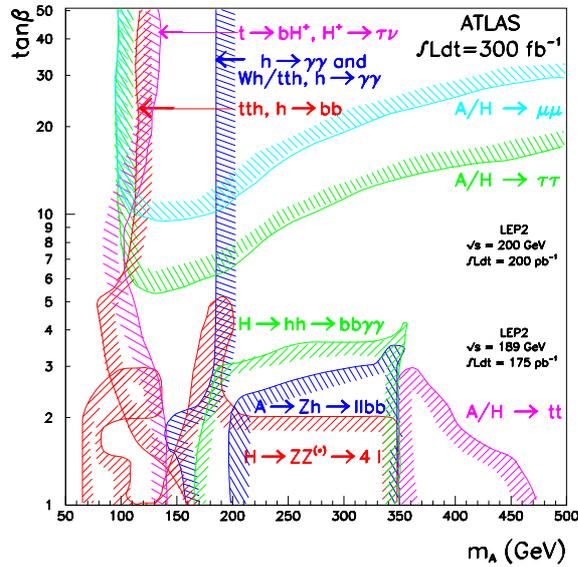


Рис 27: Области достижения коллайдера LHC по поиску хиггсовского бозона для различных мод распада

причём легчайший очень слабо взаимодействует с  $Z$ -бозоном и поэтому имеет малое сечение рождения, а обычный хиггсовский бозон является тяжёлым. Можно сделать так, чтобы такие теории не противоречили косвенным ограничениям на массу хиггсовского бозона, следующим из радиационных поправок. Однако все они являются достаточно сложными и, большей частью неперенормируемыми, так что будущее покажет окажутся ли они востребованными.

## 8 Перспективы наблюдения суперсимметрии

С закрытием LEP дальнейшие попытки открыть суперсимметрию на ускорителях связаны с адронными коллайдерами Тэватрон и LHC.

### 8.1 Тэватрон

Адронный коллайдер Тэватрон на втором этапе имеет энергию в системе центра масс равную 2 ТэВ и к концу следующего года планирует достигнуть интегральной светимости около  $10 \text{ пб}^{-1}$ . Однако, так как это адронный коллайдер, то не вся энергия уходит в столкновения, часть её уносится теми кварками в протоне, которые не участвуют во взаимодей-

ствиях. Из-за очень высокого уровня фона этому коллайдеру требуется много времени, чтобы достичь необходимой светимости для открытия суперсимметрии.

В таблице 2 [52] представлены границы возможности Тэватрона по открытию скварков третьего поколения. Также на рис. 28 [47] показаны современные исключённые области. Как видно, они всё ещё далеки от ожидаемых интервалов значений масс суперпартнёров, приведённых в таблице 1.

Распад ( $Br = 100\%$ )	Последующий распад	Конечное сост $\tilde{b}_1\tilde{b}_1$ или $\tilde{t}_1\tilde{t}_1$	Предел @20 $\text{fb}^{-1}$	достижимости (I этап)
$\tilde{b}_1 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^0$		$b\cancel{b}_T$	260 $\text{ГэВ}/c^2$	(146 $\text{ГэВ}/c^2$ )
$\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{\chi}_1^0$		$c\cancel{c}_T$	220 $\text{ГэВ}/c^2$	(116 $\text{ГэВ}/c^2$ )
$\tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{\nu}$	$\tilde{\nu} \rightarrow \nu\tilde{\chi}_1^0$	$l^+l^-b\cancel{b}_T$	240 $\text{ГэВ}/c^2$	(140 $\text{ГэВ}/c^2$ )
$\tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{\nu}\tilde{\chi}_1^0$		$l^+l^-b\cancel{b}_T$	-	(129 $\text{ГэВ}/c^2$ )
$\tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^\pm$	$\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow W^{(*)}\tilde{\chi}_1^0$	$l^+l^-b\cancel{b}_T$ ;	210 $\text{ГэВ}/c^2$	(-)
$\tilde{t}_1 \rightarrow bW\tilde{\chi}_1^0$		$l^+l^-bj\cancel{j}_T$	190 $\text{ГэВ}/c^2$	(-)

Таблица 2: Пределы достижимости для  $M_{\tilde{b}}$  и  $M_{\tilde{t}}$ , ожидаемые на II этапе

## 8.2 Большой адронный коллайдер (LHC)

Большой адронный коллайдер (LHC) предназначен для поиска новой физики на тэвной шкале. Планируется, что значение его энергии в системе центра масс достигнет 14 ТэВ со светимостью до нескольких сотен  $\text{fb}^{-1}$ . Ожидается, что LHC перекроет широкую область пространства параметров МССМ и откроет суперпартнёры со значениями масс до 2 ТэВ [53]. Это будет критическим тестом МССМ и вообще всей концепции низкоэнергетической суперсимметрии.

Стратегия поиска суперсимметрии на LHC исходит из того, что спектр масс суперпартнёров действительно лежит в районе 1 Тэв, так что суперпартнёры могут родиться на массовой поверхности, причём сечения будут достаточно велики, чтобы различить их на фоне рождения обычных частиц. Вычисление фона в рамках Стандартной модели поэтому приобретает решающее значение, ибо вторичные частицы во всех случаях будут одни и те же.

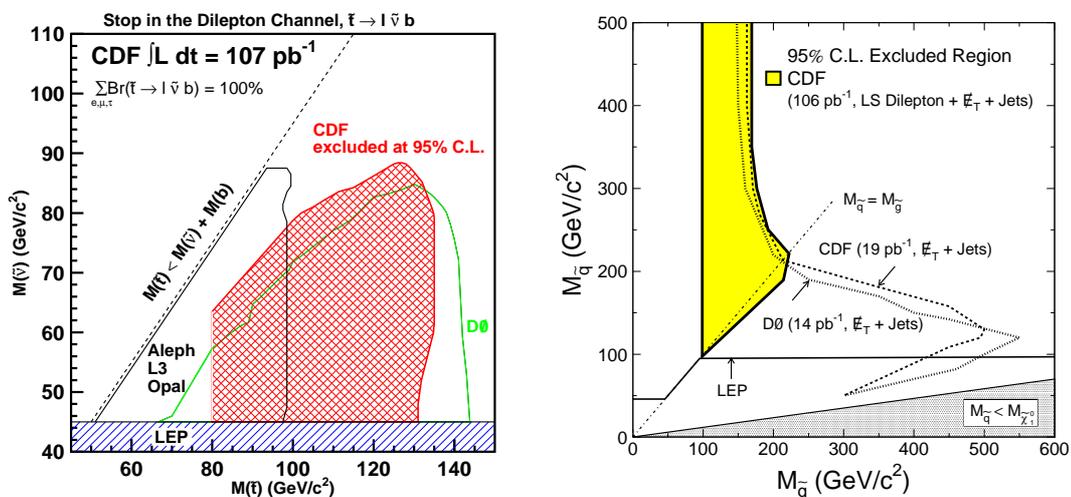


Рис 28: Исключённые области для значений масс скварков и sneйтрино (слева) и скварков и глюино (справа) на Тэватроне

Существует много возможностей для рождения суперпартнёров на адронных коллайдерах. Помимо обычного аннигиляционного канала имеются многочисленные процессы глюонного слияния, кварк-антикваркового и кварк-глюонного рассеяния. Максимальные сечения порядка нескольких пикобарн дают процессы глюонного слияния.

Как правило, все суперпартнёры короткоживущи и распадаются на обычные частицы и легчайшую суперчастицу. Основные моды распада суперпартнёров, т. е. экспериментальные проявления суперсимметрии на ЛНС приведены в таблице 3.

Отметим характерные события с недостающей энергией и поперечным импульсом, что является главным отличием от фоновых процессов Стандартной Модели, причём недостающая энергия уносится тяжёлой частицей с массой порядка 100 ГэВ, что существенно отличается от процессов с нейтрино в конечном состоянии.

В адронных столкновениях суперпартнёры всегда рождаются парами и в дальнейшем, быстро распадаясь, порождают целый каскад, в конце которого остаются обычные кварки (т. е. адронные струи) и лептоны, а также недостающая энергия. Для случая глюонного слияния с рождением глюино такие каскады показаны в таблице 4 [54].

Чарджино и нейтралино также могут рождаться парами через меха-

Рождение	Основные моды распада	Проявления
• $\tilde{g}\tilde{g}, \tilde{q}\tilde{q}, \tilde{g}\tilde{q}$	$\left. \begin{array}{l} \tilde{g} \rightarrow q\bar{q}\tilde{\chi}_1^0 \\ q\bar{q}'\tilde{\chi}_1^\pm \\ g\tilde{\chi}_1^0 \\ \tilde{q} \rightarrow q\tilde{\chi}_i^0 \\ \tilde{q} \rightarrow q'\tilde{\chi}_i^\pm \end{array} \right\} \begin{array}{l} m_{\tilde{q}} > m_{\tilde{g}} \\ m_{\tilde{g}} > m_{\tilde{q}} \end{array}$	$\cancel{E}_T$ + мультиструи (+лептоны)
• $\tilde{\chi}_1^\pm\tilde{\chi}_2^0$	$\left. \begin{array}{l} \tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \tilde{\chi}_1^0\ell^\pm\nu, \tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0\ell\ell \\ \tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \tilde{\chi}_1^0q\bar{q}', \tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0\ell\ell \end{array} \right\}$	трилептон + $\cancel{E}_T$ дилептоны + струя + $\cancel{E}_T$
• $\tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-$	$\tilde{\chi}_1^+ \rightarrow \ell\tilde{\chi}_1^0\ell^\pm\nu$	дилептон + $\cancel{E}_T$
• $\tilde{\chi}_i^0\tilde{\chi}_i^0$	$\tilde{\chi}_i^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0X, \tilde{\chi}_i^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0X'$	дилептон+струя + $\cancel{E}_T$
• $\tilde{t}_1\tilde{t}_1$	$\left. \begin{array}{l} \tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{\chi}_1^0 \\ \tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^\pm, \tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \tilde{\chi}_1^0q\bar{q}' \\ \tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^\pm, \tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \tilde{\chi}_1^0\ell^\pm\nu \end{array} \right\}$	2 неколлинеарных струи + $\cancel{E}_T$ единичный лептон + $\cancel{E}_T$ + $b's$ дилептон + $\cancel{E}_T$ + $b's$
• $\tilde{l}\tilde{l}, \tilde{l}\tilde{\nu}, \tilde{\nu}\tilde{\nu}$	$\left. \begin{array}{l} \tilde{\ell}^\pm \rightarrow \ell^\pm\tilde{\chi}_i^0, \tilde{\ell}^\pm \rightarrow \nu\tilde{\chi}_i^\pm \\ \tilde{\nu} \rightarrow \nu\tilde{\chi}_1^0 \end{array} \right\}$	дилептон + $\cancel{E}_T$ единичный лептон + $\cancel{E}_T$

Таблица 3: Рождение суперчастиц и основные моды их распада.

низм Дрелла-Яна  $pp \rightarrow \tilde{\chi}_1^\pm\tilde{\chi}_2^0$  и могут детектироваться через их лептонные распады  $\tilde{\chi}_1^\pm\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \ell\ell\ell + \cancel{E}_T$ . Поэтому главным сигналом их рождения будут изолированные лептоны и недостающая энергия (таблица 5). Основной фон в трёхлептонном канале происходит от рождения стандартных частиц  $WZ/ZZ, t\bar{t}, Zb\bar{b}$  и  $b\bar{b}$ . Возможен также и суперсимметричный фон возникающий от каскадных распадов скварков и глюино в многолептонные моды.

Сечения рождения различных суперпартнёров на ЛНС представлены на рис. 29 и, как видно, в некоторых областях могут достигать нескольких пикобарн, что при планируемой светимости ЛНС позволит обеспечить их надёжное детектирование. В случае лёгких нейтралино и чарджино и более тяжёлых скварков сечения рождения первых могут достигать сечения рождения сильновзаимодействующих частиц [54].

Представить область достижимости ускорителя ЛНС в различных каналах рождения суперчастиц удобно на той же плоскости параметров мягкого нарушения суперсимметрии  $m_0$  и  $m_{1/2}$ . При этом обычно исходят из определённой светимости, которая предположительно будет достигнута за

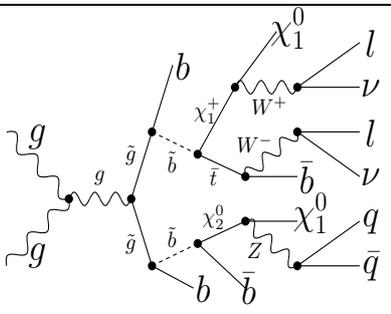
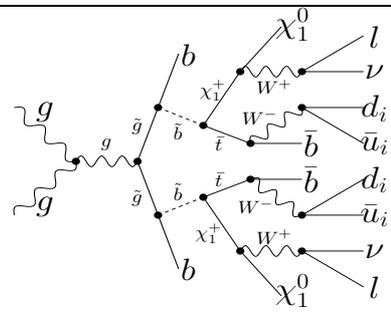
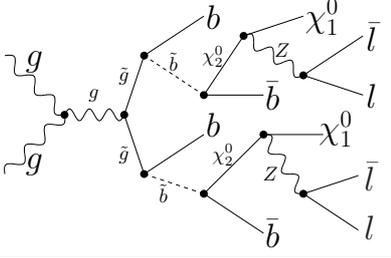
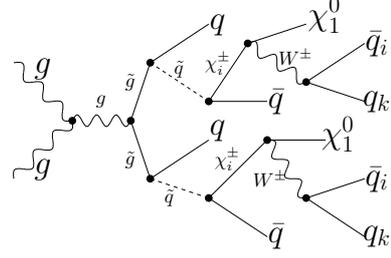
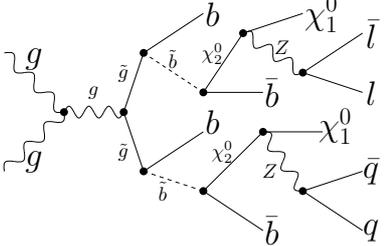
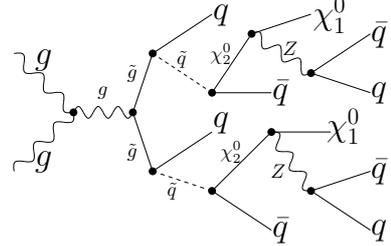
Процесс	кон. сост.	Процесс	кон. сост.
	$2\ell$ $2\nu$ $6j$ $\cancel{ET}$		$2\ell$ $2\nu$ $8j$ $\cancel{ET}$
	$4\ell$ $4j$ $\cancel{ET}$		$8j$ $\cancel{ET}$
	$2\ell$ $6j$ $\cancel{ET}$		$8j$ $\cancel{ET}$

Таблица 4: Рождение пары глюино с последующим каскадным распадом.

время работы ускорителя.

Так, например, на рис. 30 представлены области достижимости в различных каналах рождения суперпартнёров. Линии постоянной массы скварков представляют из себя дугообразные кривые, а глюино — почти горизонтальные линии. Кривые линии обозначают границы достижимости в различных каналах рождения вторичных частиц. Полученные теоретические кривые получены в рамках МССМ при определённом выборе остальных параметров мягкого нарушения суперсимметрии. На левом рисунке расчёты проведены для светимости в  $10^5$  пб<sup>-1</sup>, а на правом для светимости в  $10^2$  пб<sup>-1</sup>, которая будет достигнута на первом этапе. Как видно, при благоприятных обстоятельствах будет исследована довольно широкая

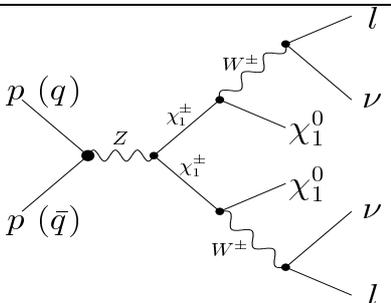
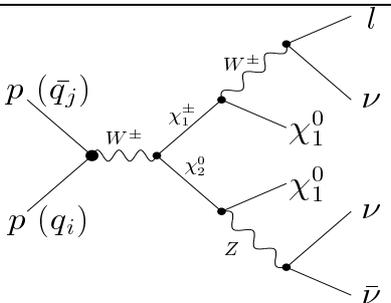
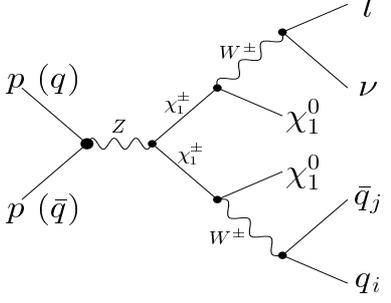
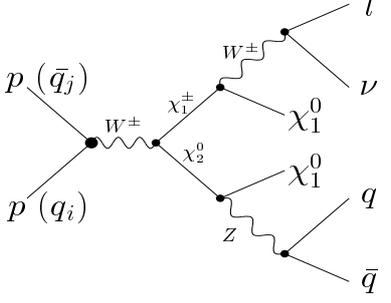
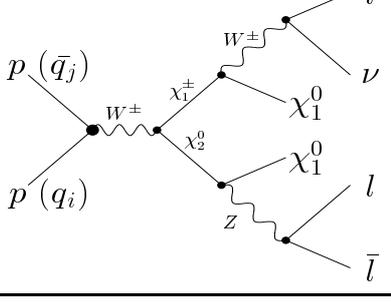
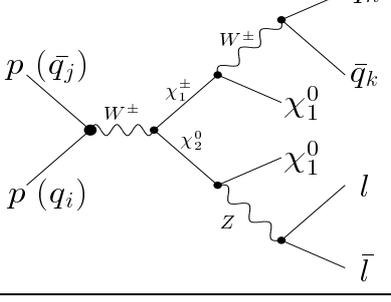
Процесс	кон. сост.	Процесс	кон. сост.
	$2l$ $2\nu$ $\cancel{E_T}$		$l$ $3\nu$ $\cancel{E_T}$
	$l$ $\nu$ $2j$ $\cancel{E_T}$		$l$ $\nu$ $2j$ $\cancel{E_T}$
	$3l$ $\nu$ $\cancel{E_T}$		$2l$ $2j$ $\cancel{E_T}$

Таблица 5: Рождение легчайшего чарджино и второго нейталино с последующим каскадным распадом.

область параметров вплоть до масс суперпартнеров порядка 2 ТэВ.

Другой пример представлен на рис. 31, где показаны области достижимости для скварков и глюино при различных светимостях. Как видно, при максимальной светимости область достижимости по скваркам и глюино достигает даже 3 ТэВ при энергии в системе центра масс равной 14 ТэВ, а при удвоении энергии даже выше.

То же самое, но в случае слептонов, показано на рис. 32. Слептонные пары рождаются с помощью механизма Дрелла-Яна  $pp \rightarrow \gamma^*/Z^* \rightarrow \tilde{\ell}^+\tilde{\ell}^-$

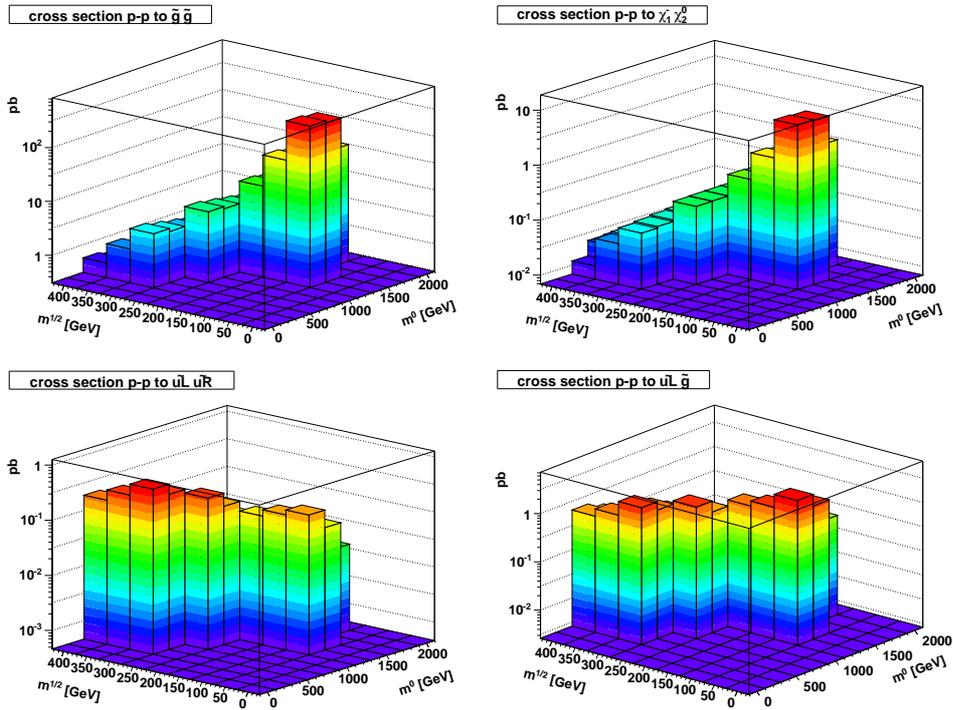


Рис 29: Сечения рождения суперпартнёров как функции  $m_{1/2}$  и  $m_0$  при  $\tan\beta = 51$ ,  $A_0 = 0$  и положительном  $\mu$ .

и могут детектироваться через лептонные распады  $\tilde{\ell} \rightarrow \ell + \tilde{\chi}_1^0$ . Типичный сигнал, используемый для детектирования слептонов — это дилептонная пара с недостающей энергией без адронных струй. Для светимости  $L_{tot} = 100 \text{ фб}^{-1}$  ЛНС будет способен открыть слептоны с массами до 400 ГэВ [53].

Мы не обсуждаем здесь различные возможности детектирования долгоживущих суперсимметричных частиц, будь то стау или суперсимметричные адроны. Само их существование требует тонкой настройки параметров. Однако, если такие частицы существуют, то при их распаде внутри детектора будет наблюдаться весьма характерный сигнал с рождением струй или заряженных лептонов в точке отстоящей от точки соударения, который может быть обнаружен.

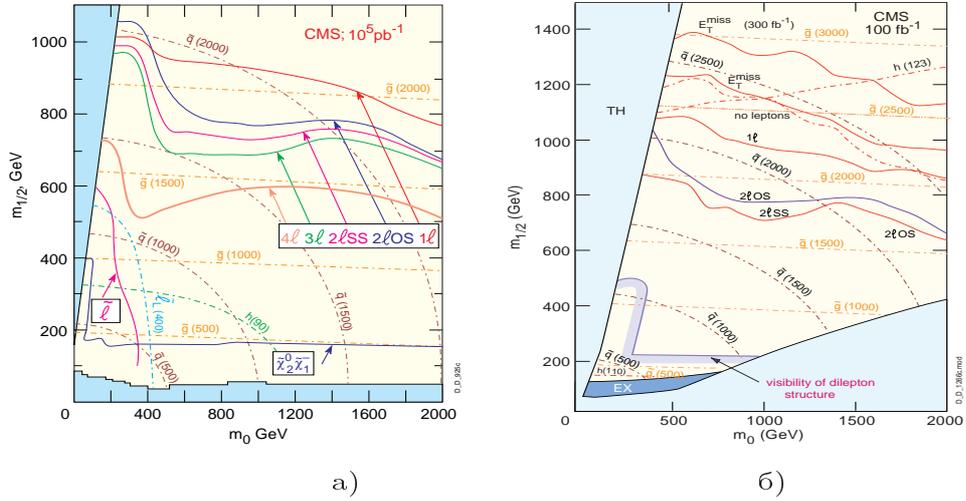


Рис 30: Ожидаемая область достижимости для суперпартнёров в различных каналах на LHC [48] при светимости  $10^5 \text{ pb}^{-1}$  ( $5\sigma$  контуры,  $\sigma = N_{sig}/\sqrt{N_{sig} + N_{bkgd}}$ ): а)  $\text{tg}\beta = 2$ ,  $A_0 = 0$ ,  $\mu < 0$ , б)  $\text{tg}\beta = 35$ ,  $A_0 = 0$ ,  $\mu > 0$ .

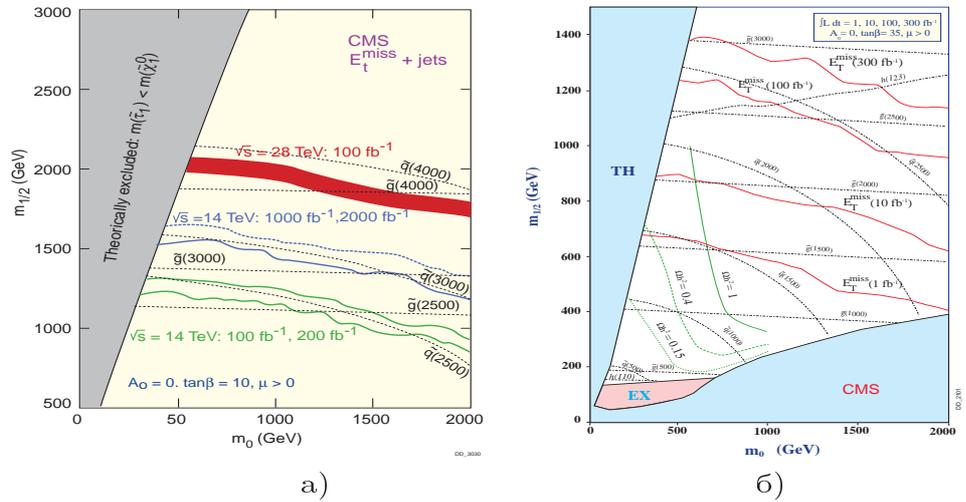


Рис 31: Ожидаемая область достижимости для скварков и глюино при различных светимостях на LHC [48]. а)  $\text{tg}\beta = 10$ ,  $A_0 = 0$ ,  $\mu > 0$ , б)  $\text{tg}\beta = 35$ ,  $A_0 = 0$ ,  $\mu > 0$ .

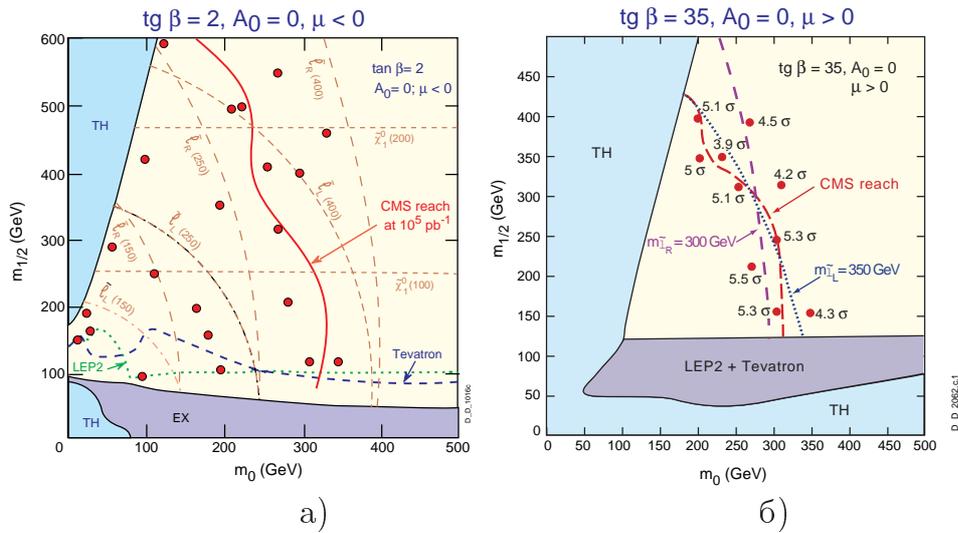


Рис 32: Ожидаемая область достижимости для слептонов на LHC [48] при светимости  $10^5 \text{ pb}^{-1}$  ( $5\sigma$  контуры): а)  $tg\beta = 10, A_0 = 0, \mu < 0$ , б)  $tg\beta = 35, A_0 = 0, \mu > 0$

Для иллюстрации возможностей коллайдера LHC в открытии суперсимметрии рассмотрим процесс рождения глюино с последующим каскадным распадом в адронные струи и мюонные пары показанный на Рис.33 (процесс №2 из Таблицы 4).

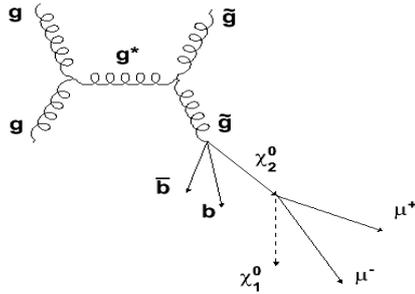


Рис 33: Топология "половины события" с 2  $b$ -струями, 2 мюонами и 2 вторичными вершинами.

Для набора параметров соответствующего области № 5 на Рис.15 сечения рождения глюино достигает 13 пб, однако относительные моды распада в мюонные пары подавлены и полное сечение оказывается порядка нескольких долей фб. В конечном состоянии глюинная пара даёт 4

$b$ -кварка ( $b$ -струи), 4 мюона и пару легчайших стабильных нейтралино  $\tilde{\chi}_1^0$ , которые уносят недостающий поперечный импульс и энергию [55].

Струи содержащие  $B$ -адроны могут иметь четыре вторичные вершины, что позволяет уменьшить фон даже на триггерном уровне. Нейтралино уносят довольно-таки большой импульс. Слева на Рис. 34 [55] показан полный поперечный импульс двух нейтралино. Тщательная реконструкция события позволит детектировать большую потерю поперечной энергии.

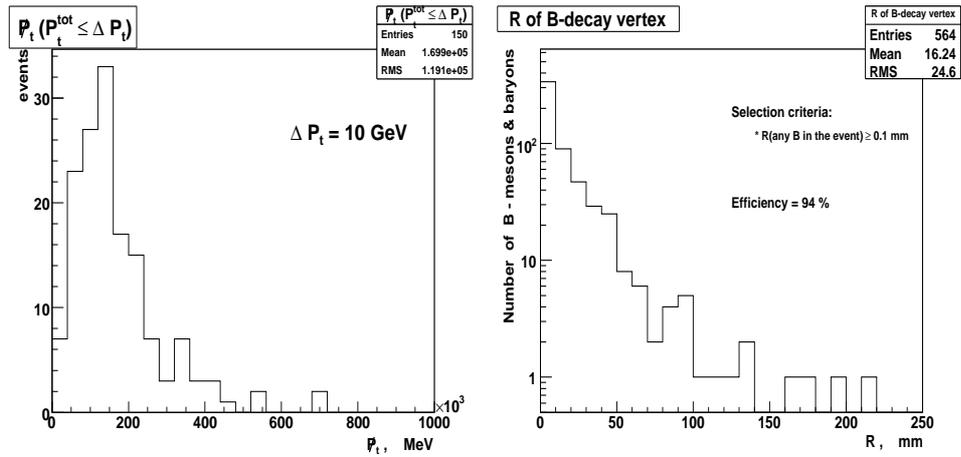


Рис 34: Полный недостающий поперечный импульс  $P_t$  двух нейтралино. Отбор событий произведён по принципу, что полный  $P_t$  глюинной пары меньше, чем 10 ГэВ (слева) и свободный пробег  $B$ -адронов перед распадом (справа)

Тагирование  $b$ -струй оказывается исключительно важным, так как  $B$ -адроны живут достаточно долго, чтобы улететь от точки рождения. В результате можно будет наблюдать вторичные вершины от  $B$ -адронов на некотором расстоянии от точки столкновения. Справа на Рис. 34 показано распределение длины свободного пробега  $B$ -адронов при условии, что все они имеют пробег более, чем 100  $\mu\text{m}$  одновременно [55]. Как видно, 94% событий удовлетворяют этому критерию.

## 9 Суперсимметричная тёмная материя

### 9.1 Детектирование тёмной материи

Существуют два способа детектирования тёмной материи: прямой и косвенный. Прямой способ предполагает, что частицы тёмной материи прилетают на Землю и взаимодействуют в ядрами мишени. В подземных экспериментах можно надеяться пронаблюдать такие события. Существуют несколько экспериментов такого типа: DAMA, Zepelin, CDMS и Edelweiss. Из них только DAMA заявляет, что они видят эффект в сезонных модуляциях при фитированной массе порядка 50 ГэВ [56]. Все другие эксперименты не видят его. Причина расхождения может заключаться в различии методик и мишеней, так как сечение взаимодействия ядра с тёмной материей зависит от спина ядра. И всё же сегодня не существует убедительного свидетельства в пользу прямого детектирования тёмной материи.

Косвенное детектирование направлено на поиск вторичных сигналов аннигиляции тёмной материи в виде дополнительных гамма лучей и заряженных частиц (антипротонов и позитронов) в космических лучах. Такие частицы должны иметь энергетический спектр, отражающий их происхождение от аннигиляции массивных частиц и отличаться от фона, протекающего от известных источников. Следовательно, можно ожидать наличия "плеча" в спектре космических лучей. Существуют несколько экспериментов этого типа: EGRET (диффузные гамма лучи), за которым последует GLAST; HEAT и AMS01 (позитроны), за которыми последует PAMELA; и BESS (антипротоны), за которым последует AMS02. Все эти эксперименты видят некоторые отклонения от фона, но экспериментальные неопределённости довольно велики.

Одним из наиболее популярных кандидатов на роль частиц тёмной материи является нейтралино, стабильная нейтральная частица, предсказываемая суперсимметрией [10]. В недавней работе [40] мы показали, что наблюдаемое превышение над фоном в спектре диффузных галактических гамма лучей имеет все необходимые черты распада  $\pi^0$  мезонов, образованных моно-энергетическими кварками возникшими от аннигиляции тёмной материи.

Форма спектра диффузных галактических гамма лучей была измерена телескопом EGRET в интервале 0.1 - 10 ГэВ. Она позволяет произвести независимый анализ в различных направлениях на небесной сфере. Сравнение данных полученных телескопом EGRET с фоном показывает, что при энергии свыше 1 ГэВ наблюдается превышение над фоном достигаю-

щее фактора два и более в направлении галактического центра. Однако, при фитировании фона вместе с сигналом от аннигиляции тёмной материи получается замечательное согласие по всем направлениям, если масса частицы тёмной материи лежит в районе 60 ГэВ, как показано на Рис.35.

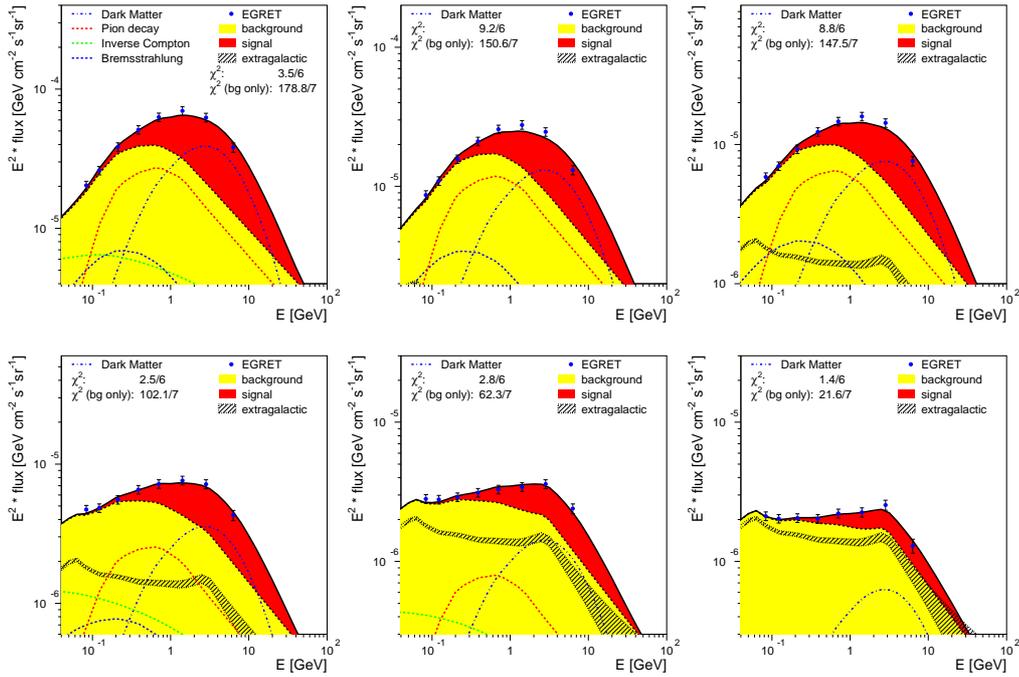


Рис 35: Энергетический спектр галактических диффузных гамма лучей для различных областей небесной сферы: верхний ряд - внутри галактического диска, нижний ряд - вне галактического диска. Светлая (жёлтая) область обозначает фон посчитанный в модели GALPROP, а тёмная (красная) область обозначает вклад от аннигиляции тёмной материи

Более детальная картина в одной из областей неба в направлении галактического центра показана на рис.36. Здесь можно видеть допустимые пределы изменения фона и вариацию массы нейтралино, используемые при фите данных. Возможные вариации фона недостаточны для объяснения данных EGRET, в то время как вариация массы WIMПов пределах от 50 до 70 ГэВ не противоречит этим данным.

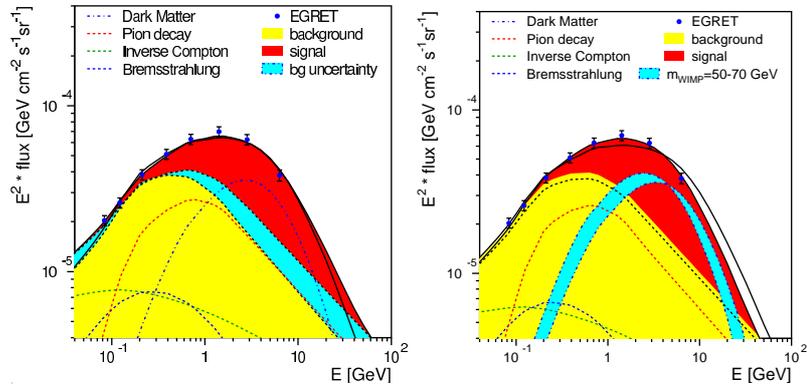


Рис 36: Спектр гамма лучей измеренный телескопом EGRET и результаты фита с учётом тёмной материи при  $m_0 = 1400$  ГэВ,  $m_{1/2} = 175$  ГэВ,  $\tan\beta = 51$ . Показаны: вариации фона (светлая голубая область слева) и вариация массы WIMPов (светлая голубая область справа)

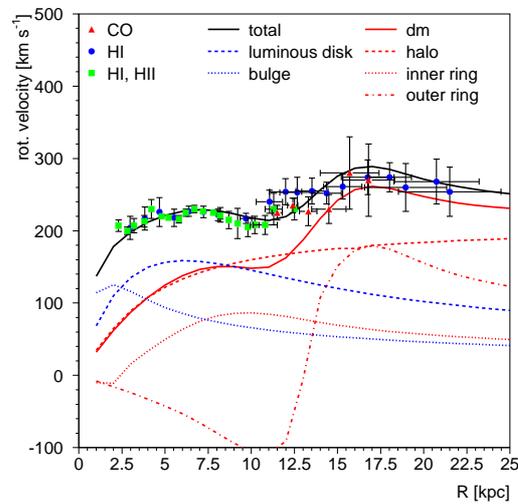


Рис 37: Ротационная кривая звёзд в Млечном пути с учётом профиля тёмной материи

Распределение диффузных галактических гамма лучей на небесной сфере измеренное телескопом EGRET позволяет реконструировать профиль тёмной материи в нашей галактике и объяснить форму ротационной кривой звёзд, которая имеет характерный плоский вид с минимумом в районе близком к Солнцу [40] (см. рис.37).

Отметим, что характерная форма ротационной кривой полученная с учётом профиля тёмной материи находится в согласии с угловым распределением гамма лучей полученном телескопом EGRET. Тем самым удаётся одновременно описать совершенно независимые астрофизические данные, предположив тёмную составляющую массы в нашей галактике [40].

## 9.2 Суперсимметричная интерпретация тёмной материи

Этот интригующий намёк на аннигиляцию тёмной материи оказывается совместным с суперсимметрией, предполагая что превышение над фоном, полученное EGRET проистекает от аннигиляции стабильных нейтральных легчайших суперсимметричных частиц, нейтралино. Их масса находится в области между 50 и 100 ГэВ ( $m_{1/2}$  между 125 и 175 ГэВ) из фита данных EGRET, что определяет и спектр других суперсимметричных частиц, если принять гипотезу универсальности на шкале Великого объединения. Комбинируя данные EGRET с другими ограничениями на пространство параметров такими как прецизионные электрослабые данные, нижние пределы на массу хиггсовских бозонов, на массу чарджино, требованием осуществления радиационного нарушения электрослабой симметрии и количеством тёмной материи во Вселенной, получаем существенно ограниченную разрешённую область, показанную на Рис.38 [41].

Выбирая точку в этой области, получим спектр масс суперсимметричных частиц с лёгкими нейтралино, чарджино и глюино и тяжёлыми скварками и слептонами (см. Таблицу 6) [41]. Как видно из таблицы, спектр масс суперчастиц в EGRET точке отвечает большому расщеплению масс между относительно лёгкими партнёрами калибровочных полей и тяжёлыми скварками и слептонами. Массы нейтралино и чарджино находятся почти на нижнем пределе экспериментально разрешённой области. То же можно сказать и о легчайшем хиггсовском бозоне.

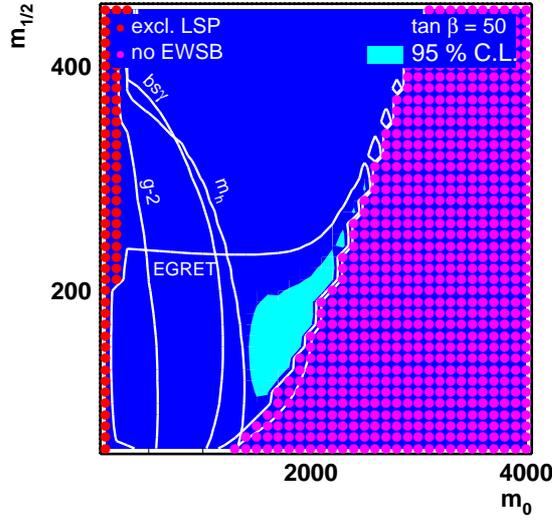


Рис 38: Разрешённые области пространства параметров mSUGRA данных EGRET. Светлая (голубая) область обозначает район разрешённый данными EGRET с 95% уровнем достоверности. Линиями показаны также и другие ограничения

Частица	Масса [ГэВ]
$\tilde{\chi}_{1,2,3,4}^0$	64, 113, 194, 229
$\tilde{\chi}_{1,2}^\pm, \tilde{g}$	110, 230, 516
$\tilde{u}_{1,2} = \tilde{c}_{1,2}$	1519, 1523
$\tilde{d}_{1,2} = \tilde{s}_{1,2}$	1522, 1524
$\tilde{t}_{1,2}$	906, 1046
$\tilde{b}_{1,2}$	1039, 1152
$\tilde{e}_{1,2} = \tilde{\mu}_{1,2}$	1497, 1499
$\tilde{\tau}_{1,2}$	1035, 1288
$\tilde{\nu}_e, \tilde{\nu}_\mu, \tilde{\nu}_\tau$	1495, 1495, 1286
$h, H, A, H^\pm$	115, 372, 372, 383
Наблюдаемая	Значение
$Br(b \rightarrow X_s \gamma)$	$3.02 \cdot 10^{-4}$
$\Delta a_\mu$	$1.07 \cdot 10^{-9}$
$\Omega h^2$	0.117

Таблица 6: Спектр масс суперсимметричных частиц в EGRET точке:  $m_0 = 1500$  ГэВ,  $m_{1/2} = 170$  ГэВ,  $A_0 = 0$ ,  $\tan \beta = 52.2$ , Знак  $\mu = +$

В этой точке легчайшее нейтралино является смешанным состоянием всех слабовзаимодействующих нейтральных частиц спина 1/2:

$$|\chi_o\rangle = N_1|B_0\rangle + N_2|W_0^3\rangle + N_3|H_1\rangle + N_4|H_2\rangle,$$

$$(N_1, N_2, N_3, N_4) = (0.95, -0.10, 0.27, -0.09)$$

и оказывается практически на 90% бино, т.е. тёмная материя является суперпартнёром космического микроволнового излучения.

Сканируя разрешённую область пространства параметров на Рис.38 и требуя чтобы масса легчайшей частицы лежала в районе 50 ГэВ, мы получаем что параметр  $\tan \beta$  должен быть в области от 50 до 55 [41]. Сильная зависимость реликтовой плотности от  $\tan \beta$  проистекает из сильной зависимости от массы псевдоскалярного хиггсовского бозона.

Зная массу нейтралино, можно посчитать сечение её взаимодействия с ядрами и сравнить его с областью, доступной современным экспериментам по прямому наблюдению тёмной материи. Такое сравнение показано на Рис.39 [57]. Как видно, получающееся сечение на два порядка ниже чувствительности сегодняшних экспериментов, но в готовящихся экспериментах эта область будет изучена.

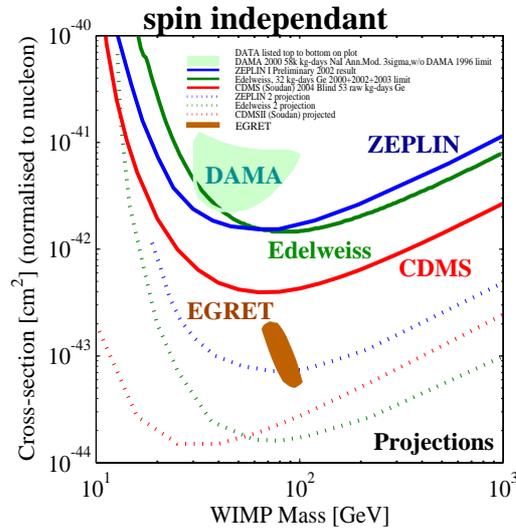


Рис 39: Сечение взаимодействия частиц тёмной материи с ядрами как функция массы этих частиц и области достижения различных экспериментов

## 10 Заключение

Ускоритель LHC будет иметь все возможности для важных открытий уже в первый год работы (один день работы LHC при светимости в  $10^{33}$  эквивалентен 10 годам работы предыдущего ускорителя). Суперсимметрия, если реализуются описанные выше сценарии, может быть открыта почти сразу же. Несколько сложнее будет обстоять дело с лёгким хиггсовским бозоном. Поэтому расчётная работа ускорителя при большой светимости является решающим фактором. Однако, для получения результата необходимы огромные усилия по обработке полученных данных и расчёту фоновых процессов в Стандартной Модели при энергии в 14 ТэВ.

Суперсимметрия является не только наиболее популярным расширением Стандартной модели. Она обещает нам, что новая физика появится уже на тэвной шкале, что позволит увидеть её уже на ускорителях ближайшего десятилетия. Если наши предсказания оправдаются, очень скоро нас ожидают новые открытия: возникнет целый мир суперсимметричных частиц, и таблица фундаментальных частиц заметно расширится. Это будет большим шагом вперёд в понимании устройства микромира.

### Благодарности

Автор признателен фонду "Династия" за предложение прочесть настоящие лекции и поддержку. Выражаю также благодарность Российскому фонду фундаментальных исследований (грант 05-02-17603) и Гранту Президента РФ по поддержке ведущих научных школ Российской Федерации (НШ-5362.2006.2).

### Литература

- [1] Ю. А. Гольфанд, Е. П. Лихтман, *Письма в ЖЭТФ* **13** (1971) 452; Д. В. Волков, В. П. Акулов, *Письма в ЖЭТФ* **16** (1972) 621; J. Wess and B. Zumino, *Phys. Lett.* **B49** (1974) 52.
- [2] Ф. А. Березин, *Метод вторичного квантования* М., Наука, 1965. S. J. Gates, M. Grisaru, M. Roček and W. Siegel, *"Superspace or One Thousand and One Lessons in Supersymmetry"* Benjamin & Cummings, 1983.
- [3] Ю. Весс и Дж. Баггер, *"Суперсимметрия и Супергравитация"* М. Мир, 1986.

- P. West, *Introduction to supersymmetry and supergravity* (World Scientific, 2nd edition, 1990);  
 S. Weinberg, *The quantum theory of fields. Vol. 3. Supersymmetry* (Cambridge Univ. Press, 2000);
- [4] P. Fayet and S. Ferrara, *Phys. Rep.* **32** (1977) 249; M. F. Sohnius, *Phys. Rep.* **128** (1985) 41; H. P. Nilles, *Phys. Rep.* **110** (1984) 1; H. E. Haber and G. L. Kane, *Phys. Rep.* **117** (1985) 75; A. B. Lahanas and D. V. Nanopoulos, *Phys. Rep.* **145** (1987) 1.
- [5] S. Coleman and J. Mandula, *Phys. Rev.* **159** (1967) 1251.
- [6] G. G. Ross, *"Grand Unified Theories"* Benjamin & Cummings, 1985.
- [7] *Review of Particle Physics*, W.-M. Yao et al., *J. Phys.* **G33** (2006) 1.
- [8] U. Amaldi, W. de Boer and H. Fürstenau, *Phys. Lett.* **B260** (1991) 447.
- [9] C.L. Bennett *et al.*, *Astrophys. J. Suppl.* **148** (2003) 1;  
 D.N. Spergel *et al.*, *Astrophys. J. Suppl.* **148** (2003) 175.
- [10] J.R. Ellis, J.S. Hagelin, D.V. Nanopoulos, K.A. Olive and M. Srednicki, *Nucl. Phys.* **B238** (1984) 453.
- [11] M. B. Green, J. H. Schwarz and E. Witten, *"Superstring Theory"* Cambridge, UK: Univ. Press, 1987. *Cambridge Monographs On Mathematical Physics*.
- [12] H. E. Haber, *"Introductory Low-Energy Supersymmetry"* Lectures given at TASI 1992, (SCIPP 92/33, 1993), [arXiv:hep-ph/9306207];  
 D. I. Kazakov, *"Beyond the Standard Model (In search of supersymmetry)"* Lectures at the European school on high energy physics, CERN-2001-003, [arXiv:hep-ph/0012288];  
 D. I. Kazakov, *Beyond the Standard Model*, Lectures at the European school on high energy physics 2004, CERN-2006-003, [arXiv:hep-ph/0411064].
- [13] <http://atlasinfo.cern.ch/Atlas/documentation/EDUC/physics14.html>
- [14] P. Fayet, *Nucl. Phys.* **B90**(1975) 104; A. Salam and J. Srahddee, *Nucl. Phys.* **B87** (1975) 85.
- [15] P. Fayet, *Phys. Lett.* **B69** (1977) 489; G. Farrar and P. Fayet, *Phys. Lett.* **B76** (1978) 575.

- [16] H. Dreiner and G. G. Ross, *Nucl. Phys.* **B365** (1991) 597, K. Enqvist, A. Masiero and A. Riotto, *Nucl. Phys.* **B373** (1992) 95, H. Dreiner and P. Morawitz, *Nucl. Phys.* **B428** (1994) 31; H. Dreiner and H. Pois, preprint NSF-ITP-95-155; [arXiv:hep-ph/9511444], V. Barger, M. S. Berger, R. J. N. Phillips and T. Wöhrmann, *Phys. Rev.* **D53** (1996) 6407.
- [17] L. Hall, J. Lykken and S. Weinberg, *Phys. Rev.* **D27** (1983) 2359; S. K. Soni and H. A. Weldon, *Phys. Lett.* **B126** (1983) 215; I. Affleck, M. Dine and N. Seiberg, *Nucl. Phys.* **B256** (1985) 557.
- [18] H. P. Nilles, *Phys. Lett.* **B115** (1982) 193; A. H. Chamseddine, R. Arnowitt and P. Nath, *Phys. Rev. Lett.* **49** (1982) 970; *Nucl. Phys.* **B227** (1983) 121; R. Barbieri, S. Ferrara and C. A. Savoy, *Phys. Lett.* **B119** (1982) 343.
- [19] M. Dine and A. E. Nelson, *Phys. Rev.* **D48** (1993) 1277, M. Dine, A. E. Nelson and Y. Shirman, *Phys. Rev.* **D51** (1995) 1362.
- [20] L. Randall and R. Sundrum, *Nucl. Phys.* **B557** (1999) 79; G. F. Giudice, M. A. Luty, H. Murayama and R. Rattazzi, *JHEP*, **9812** (1998) 027.
- [21] D. E. Kaplan, G. D. Kribs and M. Schmaltz, *Phys. Rev.* **D62** (2000) 035010; Z. Chacko, M. A. Luty, A. E. Nelson and E. Ponton, *JHEP*, **0001** (2000) 003.
- [22] L. Girardello and M. Grisaru, *Nucl. Phys.* **B194** (1982) 65.
- [23] M. E. Peskin, "Theoretical summary lecture for EPS HEP99 [arXiv:hep-ph/0002041].
- [24] G. G. Ross and R. G. Roberts, *Nucl. Phys.* **B377** (1992) 571. V. Barger, M. S. Berger and P. Ohmann, *Phys. Rev.* **D47** (1993) 1093.
- [25] W. de Boer, R. Ehret and D. Kazakov, *Z. Phys.* **C67** (1995) 647; W. de Boer et al., *Z. Phys.* **C71** (1996) 415.
- [26] L. E. Ibáñez, C. Lopéz and C. Muñoz, *Nucl. Phys.* **B256** (1985) 218.
- [27] D. I. Kazakov, *Phys. Lett.* **B449** (1998) 201, [arXiv:hep-ph/9812513]
- [28] W. Barger, M. Berger, P. Ohman, *Phys. Rev.* **D49** (1994) 4908.

- [29] V. Barger, M. S. Berger, P. Ohmann and R. Phillips, *Phys. Lett.* **B314** (1993) 351. P. Langacker and N. Polonsky, *Phys. Rev.* **D49** (1994) 1454. S. Kelley, J. L. Lopez and D.V. Nanopoulos, *Phys. Lett.* **B274** (1992) 387.
- [30] K. Abe *et al.* [Belle Collaboration], *Phys. Lett.* **B511** (2001) 151, [arXiv:hep-ex/0103042];  
S. Chen *et al.* [CLEO Collaboration], *Phys. Rev. Lett.* **87** (2001) 251807, [arXiv:hep-ex/0108032];  
B. Aubert *et al.* [BaBar Collaboration], [arXiv:hep-ex/0207076].
- [31] W. de Boer, M. Huber, C. Sander, D. I. Kazakov, *Phys.Lett.* **B515** (2001) 283.
- [32] ALEPH Collaboration, *Phys.Lett.* **B499** (2001) 67.
- [33] S. Abel *et al.* [SUGRA Working Group Collaboration], *Report of the SUGRA working group for run II of the Tevatron*, [arXiv:hep-ph/0003154].
- [34] M. Drees and M. M. Nojiri, *Phys. Rev.* **D47** (1993) 376;  
J. L. Lopez, D. V. Nanopoulos and H. Pois, *Phys. Rev.* **D47** (1993) 2468;  
P. Nath and R. Arnowitt, *Phys. Rev. Lett.* **70** (1993) 3696.
- [35] A.V.Gladyshev and D.I.Kazakov, *Supersymmetry and LHC*, Lectures given at the 9th Moscow International School of Physics (XXXIV ITEP Winter School of Physics), [arXiv:hep-ph/0606288].
- [36] W. de Boer, H. J. Grimm, A. Gladyshev, D. Kazakov, *Phys. Lett.* **B438** (1998) 281.
- [37] J. Ellis, K. Olive, Y. Santoso, V. Spanos, *Phys. Lett.* **B565** (2003) 176;  
H. Baer, C. Balazs, A. Belyaev, *JHEP* **0203** (2002) 042; H. Baer, C. Balazs, *JCAP* **05** (2003) 006;  
A. Lahanas, D. V. Nanopoulos, *Phys. Lett.* **B568** (2003) 55; A. B.Lahanas, N. E. Mavromatos, D. V. Nanopoulos, *Int. J. Mod. Phys.* **D12** (2003) 1529.
- [38] A.V.Gladyshev, D.I.Kazakov, M.G.Paucar, *Mod.Phys.Lett.* **A20** (2005) 3085.
- [39] E. B. Hughes *et al.*, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **NS-27** (1980) 364;  
G. Kanbach, *Space Sci. Rev.* **49** (1988) 69;

- D. J. Thompson *et al.*, *Astrophys. J. S.* **86** (1993) 629;  
D. L. Bertsch *et al.*, *Astrophys. J.* **416** (1993) 587;  
R. C. Hartman *et al.*, (EGRET Collaboration), *Astrophys. J. Suppl.* **123**  
(1999) 79;  
EGRET public data archive, <ftp://coss.gsfc.nasa.gov/compton/data/egret/>.
- [40] W.de Boer, C.Sander, V.Zhukov, A.Gladyshev and D.Kazakov, *Astron. Astrophys.* **444** (2005) L51 [arXiv:astro-ph/0508617];
- [41] W.de Boer, C.Sander, V.Zhukov, A.Gladyshev and D.Kazakov, *Phys.Lett.* **B636** (2006) 13, [arXiv:hep-ph/0511154];
- [42] LEP TGC Working Group, LEP EWWG/ TC/2005-01;  
<http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/plots/winter2006/>
- [43] T. Hambye, K. Reisselmann, *Phys. Rev.* **D55** (1997) 7255;  
H. Dreiner, [arXiv:hep-ph/9902347].
- [44] S. Heinemeyer, W. Hollik and G. Weiglein, *Phys. Lett.* **B455** (1999) 179;  
*Eur. Phys. J.* **C9** (1999) 343.
- [45] W. de Boer, M. Huber, A. Gladyshev, D. Kazakov, *Eur.Phys.J.* **C20**  
(2001) 689.
- [46] M. Masip, R. Muñoz-Tapia and A. Pomarol, *Phys. Rev.* **D57** (1998) 5340.
- [47] CDF Collaboration (D. Acosta *et al.*), *Phys.Rev.Lett.* **90** (2003) 251801;  
CDF Collaboration (T. Affolder *et al.*), *Phys.Rev.Lett.* **87** (2003) 251803.
- [48] CMS PTDR Vol.2, CERN-LHCC-2006/021 (2006),  
<http://CMSinfo.cern.ch/Welcome.html/CMSdocuments/CMSplots>
- [49] R.Barbieri, L.J.Hall, V.S.Rychkov, *Phys. Rev.* **D74**, (2006) 015007,  
[arXiv:hep-ph/0603188].
- [50] N. Arkani-Hamed, A. G. Cohen, and H. Georgi, *Phys. Lett.* **B513** (2001) 232, [arXiv:hep-ph/0105239];  
N. Arkani-Hamed, A.G. Cohen, T. Gregoire, E. Katz, A.E. Nelson, J.G. Wacker, *JHEP* **08** (2002) 021, [arXiv:hep-ph/0206020].  
G. Burdman, M. Perelstein, A. Pierce, *Phys. Rev. Lett.* **90** (2003) 241802,  
Erratum *ibid* **92** (2004) 049903, [arXiv:hep-ph/0212228];  
M. Perelstein, M.E. Peskin, A. Pierce, *Phys. Rev.* **D69** (2004) 075002,  
[arXiv:hep-ph/0310039].

- [51] C. Csaki, C. Grojean, L. Pilo, and J. Terning, *Phys. Rev. Lett.* **92** (2004) 101802, [arXiv:hep-ph/0308038];  
R. Barbieri, A. Pomarol, and R. Rattazzi, *Phys. Lett.* **B591** (2004) 141, [arXiv:hep-ph/0310285];  
J. L. Hewett, B. Lillie, and T. G. Rizzo, *JHEP* **10** (2004) 014, [arXiv:hep-ph/0407059];  
G. Cacciapaglia, C. Csaki, C. Grojean, and J. Terning, *Phys. Rev.* **D71** (2005) 035015, [arXiv:hep-ph/0409126];  
C. Csaki, C. Grojean, H. Murayama, L. Pilo, and J. Terning, *Phys. Rev.* **D69** (2004) 055006, [arXiv:hep-ph/0305237].
- [52] T. Kamon, hep-ex/0301019, Proc. of IX Int. Conf. "SUSY-01 WS 2001, p.196.
- [53] N. V. Krasnikov and V. A. Matveev, "Search for new physics at LHC *Usp.Fiz.Nauk* **174** (2004) 697, [arXiv:hep-ph/0309200].
- [54] D.Yu.Bogachev, A.V.Gladyshhev, D.I. Kazakov, and A.S.Nechaev, *Int.J.Mod.Phys.* **A21** (2006) 5221, [arXiv:hep-ph/0510252].
- [55] V.A.Bednyakov, J.A.Budagov, A.V. Gladyshev, D.I.Kazakov, G.D.Khoriauli, and D.I.Khubua, [arXiv:hep-ex/0608060].
- [56] Bernabei R et al., *Phys. Lett.* **B480** (2000) 23; *Riv. Nuovo Cim.* **26** (2003) 1, [arXiv:astro-ph/0307403].
- [57] R.J.Gaitskell and V.Mandic at <http://dmttools.brown.edu>;  
W.de Boer, Proc. XXXX Rencontre de Moriond, 2005, [arXiv:hep-ph/0506447].