

За пределами Стандартной Модели. Осталось ли место для SUSY?

А.В. Гладышев и Д.И. Казаков

*Лаборатория теоретической физики им. Н.Н. Боголюбова,
Объединённый институт ядерных исследований, Дубна*

и

Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва



(фото А.Майшева, "Русский Репортёр")

Аннотация

Суперсимметрия, новая симметрия, которая связывает бозоны и фермионы в физике элементарных частиц, по-прежнему не поддаётся обнаружению. Поиск суперсимметрии является одной из главных целей Большого адронного коллайдера. Другим возможным проявлением суперсимметрии является тёмная материя во Вселенной. Настоящие лекции содержат краткое введение в суперсимметрию 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 на Большом адронном коллайдере. Представлены современные ограничения на массы суперсимметричных частиц и показана разрешённая область пространства параметров МССМ, где возможно проявление суперсимметрии.

Содержание

1	Введение. Что такое суперсимметрия?	3
2	Мотивировка введения СУСИ в физику частиц	4
2.1	Объединение с гравитацией	4
2.2	Объединение калибровочных констант связи	4
2.3	Решение проблемы иерархий	6
2.4	Астрофизика и космология	8
2.5	Интегрируемость и суперструны	9
2.6	Где же суперсимметрия?	10
3	Основы суперсимметрии	10
3.1	Алгебра суперсимметрии	10
3.2	Суперпространство и суперполя	12
3.2.1	Построение суперсимметричных лагранжианов	14
3.2.2	Скалярный потенциал	16
4	Суперсимметричное обобщение Стандартной модели: МССМ	17
4.1	Состав полей	18
4.2	Лагранжиан МССМ	19
4.3	Свойства взаимодействий	20
4.4	Рождение и распад суперпартнёров	20
5	Нарушение суперсимметрии в МССМ	23
5.1	Мягкие члены и массовые формулы	24
5.1.1	Массы калибрино-хиггсино	24
5.1.2	Массы скварков и слептонов	25
5.2	Хиггсовский потенциал	26
5.3	Радиационное нарушение электрослабой симметрии	27
5.4	Спектр масс суперпартнёров	27
5.5	Массы хиггсовских бозонов	28
5.6	Легчайшая суперчастица	30
6	Ограниченная МССМ	32
6.1	Пространство параметров МССМ	32
6.2	Выбор ограничений	33
7	Электрослабые ограничения	34
7.1	Область, исключенная данными редкого распада $B_s \rightarrow s\gamma$	34
7.2	Область, исключенная данными редкого распада $B_s \rightarrow \mu^+\mu^-$	35
7.3	Область, исключенная данными по аномальному магнитному моменту мюона	36
7.4	Область, исключенная ограничениями на массу псевдо-скалярного бозона Хиггса m_A	38
7.5	Эффект бозона Хиггса Стандартной Модели с массой m_h около 125 GeV	39

8 Проблема тёмной материи во Вселенной	40
8.1 Суперсимметричная интерпретация тёмной материи	41
8.2 Области, исключённые из ограничения на количество тёмной материи	43
8.3 Области, исключённые из прямого поиска тёмной материи	43
9 Поиск суперсимметрии на коллайдерах	46
9.1 Экспериментальные проявления суперсимметрии на e^+e^- коллайдерах	46
9.2 Экспериментальные проявления суперсимметрии на адронных коллайдерах	47
9.3 Области, исключённые прямым поиском суперсимметрии на ЛHC	48
9.4 Области, исключённые комбинацией ограничений	53
10 Область достижимости ЛHC	54
10.1 Светимость ЛHC	54
10.2 Расчетные области достижимости ЛHC для поисков суперсимметрии	54
10.3 Последние результаты по поиску суперсимметрии	55
11 Заключение	60
Список литературы	61

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.[1, 2, 3, 4, 5]. Современный взгляд на суперсимметрию в физике элементарных частиц основан на струнной парадигме, хотя низкоэнергетические проявления суперсимметрии (СУСИ) возможно могут быть найдены на современных коллайдерах и в неускорительных экспериментах.

Суперсимметрия возникла в результате стремления обобщить алгебру Пуанкаре на представления с различным спином [1]. Это оказалось весьма проблематичным в силу теоремы, запрещающей такие перемешивания [6]. Выход был найден с помощью введения так называемых градуированных алгебр Ли, т.е. добавлением антикоммутирующих к обычным коммутаторам алгебры Лоренца. Такое обобщение, описанное ниже, 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:

$$\bar{Q}|\text{бозон}\rangle = |\text{фермион}\rangle, \quad Q|\text{фермион}\rangle = |\text{бозон}\rangle.$$

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 антикоммутирующий

$$\{Q_\alpha, \bar{Q}_{\dot{\alpha}}\} = 2\sigma_{\alpha,\dot{\alpha}}^\mu P_\mu, \tag{1}$$

где Q и \bar{Q} – генераторы суперсимметрии, а P_μ – генератор трансляций, т. е. четырёхимпульс.

В дальнейшем мы опишем СУСИ алгебру более подробно и построим её представления, которые нам понадобятся для суперсимметричного обобщения Стандартной модели фундаментальных взаимодействий (СМ). Такое обобщение основано на квантовой теории поля с мягко нарушенной суперсимметрией и содержит СМ в качестве низкоэнергетической теории.

Суперсимметрия обещает решить ряд проблем Стандартной модели и теорий Великого объединения. В дальнейшем мы опишем суперсимметричное обобщение Стандартной модели как ближайшую возможность выхода за рамки Стандартной модели на тэвной шкале энергий.

2 Мотивировка введения СУСИ в физику частиц

2.1 Объединение с гравитацией

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 $\delta_\epsilon = \epsilon^\alpha Q_\alpha$, $\bar{\delta}_\epsilon = \bar{Q}_{\dot{\alpha}} \bar{\epsilon}^{\dot{\alpha}}$, то с помощью (1) получим

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

где ϵ – параметр преобразования. Выбирая ϵ в локальном виде, т. е. функцией пространства-времени $\epsilon = \epsilon(x)$, исходя из (2) 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 [2].

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 [7]. Объединение (или расщепление) происходит при высокой энергии. Для достижения данной цели нужно рассмотреть, как константы связи изменяются с изменением энергии.

Это описывается уравнениями ренормгруппы. 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

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

где g' , g и g_s – обычные константы связи для групп $U(1)$, $SU(2)$ и $SU(3)$ соответственно, а α – постоянная тонкой структуры. Множитель $5/3$ в определении α_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 [8]

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 [8]:

$$\begin{aligned}\alpha^{-1}(M_Z) &= 128.978 \pm 0.027 \\ \sin^2 \theta_{\overline{MS}} &= 0.23146 \pm 0.00017 \\ \alpha_s &= 0.1184 \pm 0.0031,\end{aligned}\tag{4}$$

that gives

$$\begin{aligned}\alpha_1(M_Z) &= 0.017, \\ \alpha_2(M_Z) &= 0.034, \\ \alpha_3(M_Z) &= 0.118 \pm 0.003.\end{aligned}\tag{5}$$

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

$$\frac{d\tilde{\alpha}_i}{dt} = b_i \tilde{\alpha}_i^2, \quad \tilde{\alpha}_i = \frac{\alpha_i}{4\pi}, \quad t = \log\left(\frac{Q^2}{\mu^2}\right),\tag{6}$$

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

Решения уравнений (6) имеют простой вид:

$$\frac{1}{\tilde{\alpha}_i(Q^2)} = \frac{1}{\tilde{\alpha}_i(\mu^2)} - b_i \log\left(\frac{Q^2}{\mu^2}\right).\tag{7}$$

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

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

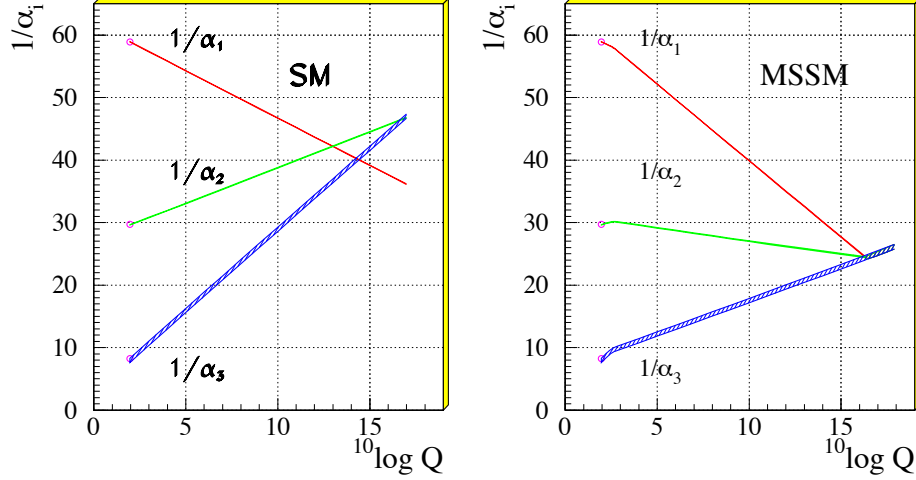


Рис. 1: Эволюция обратных констант связи в случае СМ (слева) и в случае суперсимметричного её расширения (МССМ) (справа) [9]

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.

В суперсимметричном случае наклоны РГ-кривых модифицируются. В уравнении (6) 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} [9]:

$$\begin{aligned}
 M_{SUSY} &= 10^{3.4 \pm 0.9 \pm 0.4} \text{ GeV}, \\
 M_{GUT} &= 10^{15.8 \pm 0.3 \pm 0.1} \text{ GeV}, \\
 \alpha_{GUT}^{-1} &= 26.3 \pm 1.9 \pm 1.0.
 \end{aligned} \tag{8}$$

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

$$\begin{aligned} m_H \sim v \sim 10^2 \text{ GeV} & & \frac{m_H}{m_\Sigma} \sim 10^{-14} \ll 1, \\ m_\Sigma \sim V \sim 10^{16} \text{ GeV} & & \end{aligned} \quad (9)$$

где H и Σ – 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 (9), радиационные поправки разрушат её! Чтобы увидеть это рассмотрим радиационные поправки к массе лёгкого хиггсовского бозона. Соответствующие фейнмановские диаграммы представлены на рис.2. Эти поправки, пропорциональные 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 сокращает все квадратичные поправки во всех порядках теории возмущений. Это происходит благодаря вкладам суперпартнёров обычных частиц. Вклады бозонных петель сокращаются с вкладом фермионных в силу наличия дополнительного множителя (-1) , следующего из ферми-статистики, как это показано на рис.3.

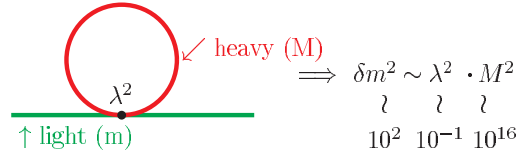


Рис. 2: Радиационные поправки к массе лёгкого хиггсовского бозона

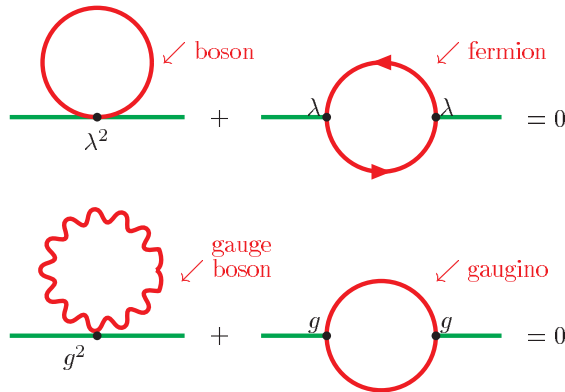


Рис. 3: Сокращение квадратичных членов (расходимостей)

Здесь существуют два типа вкладов. На верхнем рисунке представлены вклады тяжёлого хиггсовского бозона и его суперпартнёра. Сила взаимодействия определяется юкавской константой связи λ . 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 (≤ 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

$$\delta M_h^2 \sim g^2 M_{SUSY}^2 \sim M_h^2. \quad (10)$$

Значит, если $M_h \sim 10^2$ ГэВ и $g \sim 10^{-1}$, то $M_{SUSY} \sim 10^3$ ГэВ для того, чтобы соотношение (10) 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 иерархий.

2.4 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 спиральных галактик [10] (см. рис.4). Для объяснения этих кривых обычно предполагают существование галактического гало, состоящего из несветящейся материи, которая участвует в гравитационном взаимодействии. Гало имеет размер более чем вдвое превосходящий размер видимой галактики. Другим проявлением существования тёмной материи является так называемое гравитационное линзирование вызываемое невидимой гравитирующей материей [11], что приводит к появлению кольцевых отображений далёких звёзд, когда свет от них проходит сквозь темную материю.

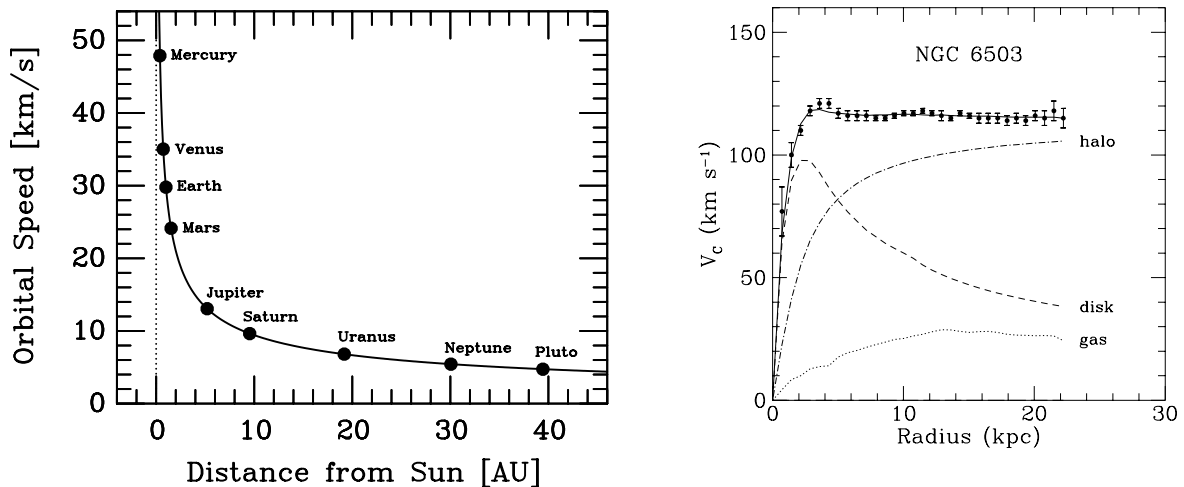


Рис. 4: Ротационные кривые для солнечной системы и для типичной спиральной галактики

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 [13]. Она является нейтральной, тяжёлой, стабильной и принимает участие в слабых взаимодействиях - как раз то, что требуется от WIMP'а.

2.5 Интегрируемость и суперструны

Значительный прогресс в суперсимметричных теориях поля, достигнутый за последние годы, показал, что они обладают рядом замечательных и притягательных свойств. Так, например, максимально расширенная $N = 4$ суперсимметричная теория Янга-Миллса имеет все черты и похоже является первой интегрируемой моделью в 4 измерениях. Эта модель, хотя и является нефизичной, привлекает сейчас много внимания. Она свободна от ультрафиолетовых расходимостей, сохраняет конформную инвариантность на квантовом уровне и, похоже, позволяет получить точные решения для амплитуд рассеяния. Дуальность этой теории с теорией струны в высших измерениях (AdS/CFT соответствие) позволяет выйти за рамки теории возмущений и перейти в режим сильной связи. Эти выделяет суперсимметричные теории по их математическим свойствам.

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 [14]. 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!

Низкоэнергетическим пределом струнной теории является супергравитация, которая является локальной суперсимметричной теорией. Помимо эйнштейновской гравитации она содержит новые взаимодействия и новые частицы, среди которых суперпартнёр гравитона – гравитино, фермион со спином $3/2$. Супергравитация сама по себе не является самосогласованной квантовой теорией поля и обычно трактуется как эффективная теория. Она используется в суперсимметричных моделях физики частиц для мягкого нарушения суперсимметрии.

2.6 Где же суперсимметрия?

После многих лет безуспешной охоты на суперсимметрию в физике частиц возникает естественный вопрос: где же суперсимметрия? Мы попытаемся ответить на этот вопрос рассказав о поисках суперсимметрии на ускорителях, в небе с помощью телескопов, а также в подземных экспериментах. Очевидно, что только прямое наблюдение суперпартнёров сможет убедить всех в открытии суперсимметрии, однако, комбинация с информацией полученной на телескопах могла бы пролить свет на спектр масс суперпартнёров и подтвердить суперсимметричную интерпретацию экспериментальных данных.

Кажется, что несмотря на отсутствие экспериментального подтверждения суперсимметрии, она остаётся главным претендентом на физику за пределами Стандартной модели. Прелесть суперсимметрии зиждется на парадигме объединения всех сил природы в окончательной теории всего. Поэтому поиск суперсимметрии продолжится на Большом адронном коллайдере и, возможно, после него.

3 Основы суперсимметрии

3.1 Алгебра суперсимметрии

В комбинации с обычной алгеброй Пуанкаре и алгеброй внутренней симметрии супер-Пуанкаре алгебра Ли содержит дополнительные СУСИ-генераторы Q_α^i и $\bar{Q}_{\dot{\alpha}}^i$ [3]:

$$\begin{aligned}
[P_\mu, P_\nu] &= 0, \\
[P_\mu, M_{\rho\sigma}] &= i(g_{\mu\rho}P_\sigma - g_{\mu\sigma}P_\rho), \\
[M_{\mu\nu}, M_{\rho\sigma}] &= i(g_{\nu\rho}M_{\mu\sigma} - g_{\nu\sigma}M_{\mu\rho} - g_{\mu\rho}M_{\nu\sigma} + g_{\mu\sigma}M_{\nu\rho}), \\
[B_r, B_s] &= i C_{rs}^t B_t, \\
[B_r, P_\mu] &= [B_r, M_{\mu\sigma}] = 0, \\
[Q_\alpha^i, P_\mu] &= [\bar{Q}_{\dot{\alpha}}^i, P_\mu] = 0, \\
[Q_\alpha^i, M_{\mu\nu}] &= \frac{1}{2}(\sigma_{\mu\nu})_\alpha^\beta Q_\beta^i, \quad [\bar{Q}_{\dot{\alpha}}^i, M_{\mu\nu}] = -\frac{1}{2}\bar{Q}_{\dot{\beta}}^i(\bar{\sigma}_{\mu\nu})_{\dot{\alpha}}^{\dot{\beta}}, \\
[Q_\alpha^i, B_r] &= (b_r)^i_j Q_\alpha^j, \quad [\bar{Q}_{\dot{\alpha}}^i, B_r] = -\bar{Q}_{\dot{\alpha}}^j (b_r)^i_j, \\
\{Q_\alpha^i, \bar{Q}_{\dot{\beta}}^j\} &= 2\delta^{ij}(\sigma^\mu)_{\alpha\dot{\beta}} P_\mu, \\
\{Q_\alpha^i, Q_\beta^j\} &= 2\epsilon_{\alpha\beta} Z^{ij}, \quad Z_{ij} = a_{ij}^r b_r, \quad Z^{ij} = Z_{ij}^+, \\
\{\bar{Q}_{\dot{\alpha}}^i, \bar{Q}_{\dot{\beta}}^j\} &= -2\epsilon_{\dot{\alpha}\dot{\beta}} Z^{ij}, \quad [Z_{ij}, \text{что угодно}] = 0, \\
\alpha, \dot{\alpha} &= 1, 2 \quad i, j = 1, 2, \dots, N.
\end{aligned} \tag{11}$$

Здесь P_μ и $M_{\mu\nu}$ являются операторами четырёхимпульса и углового момента соответственно, B_r – генераторы внутренней симметрии, Q_α^i и $\bar{Q}_{\dot{\alpha}}^i$ – спинорные СУСИ-генераторы, а Z_{ij} – так называемые центральные заряды; $\alpha, \dot{\alpha}, \beta, \dot{\beta}$ – спинорные индексы. В простейшем случае имеется один спинорный генератор Q_α (и сопряжённый с ним $\bar{Q}_{\dot{\alpha}}$), что соответствует обыкновенной или $N=1$ суперсимметрии. Когда $N > 1$, мы имеем дело с расширенной суперсимметрией.

Возникает естественный вопрос: сколько может быть генераторов суперсимметрии, т. е. чему равно число N ? Для ответа на этот вопрос рассмотрим безмассовые состояния.

Начнём с основного состояния, маркированного энергией и спиральностью, т. е. проекцией спина частицы на направление движения, и предположим, что оно обращается в нуль при действии оператора суперсимметрии Q_i :

$$\text{Вакуум} = |E, \lambda\rangle, \quad Q_i |E, \lambda\rangle = 0.$$

Тогда одно и многочастичные состояния могут быть построены действуя на вакуум операторами рождения:

<u>Состояние</u>	<u>Выражение</u>	<u># состояний</u>
вакуум	$ E, \lambda\rangle$	1
1-частичное сост.	$\bar{Q}_i E, \lambda\rangle = E, \lambda + \frac{1}{2}\rangle_i$	N
2-частичное сост.	$\bar{Q}_i \bar{Q}_j E, \lambda\rangle = E, \lambda + 1\rangle_{ij}$	$\frac{N(N-1)}{2}$
...
N -частичное сост.	$\bar{Q}_1 \dots \bar{Q}_N E, \lambda\rangle = E, \lambda + \frac{N}{2}\rangle$	1

Полное # состояний: $\sum_{k=0}^N \binom{N}{k} = 2^N = 2^{N-1}$ бозонов + 2^{N-1} фермионов.

Энергия E не меняется, так как согласно (11) операторы \bar{Q}_i коммутируют с гамильтонианом.

Таким образом, имеем последовательность бозонных и фермионных состояний, и полное число бозонов равно числу фермионов. Это является общим свойством суперсимметричных теорий. Однако из СРТ-инвариантности следует, что число состояний удваивается, потому что СРТ-преобразования изменяют знак спиральности. Следовательно, в СРТ-инвариантных теориях нужно добавить состояния с противоположной спиральностью к уже имеющимся.

Рассмотрим несколько примеров. Положим $N = 1$ и $\lambda = 0$. Тогда имеем следующие состояния:

$$\begin{array}{ccc}
 N = 1 & \lambda = 0 & \\
 \text{спиральность} & 0 \quad \frac{1}{2} & \xrightarrow{\text{CPT}} \text{спиральность} \quad 0 \quad -\frac{1}{2} \\
 \# \text{ состояний} & 1 \quad 1 & \# \text{ состояний} \quad 1 \quad 1
 \end{array}$$

Следовательно, полный $N = 1$ мультиплет имеет вид

$$\begin{array}{ccc}
 N = 1 & \text{спиральность} & -1/2 \quad 0 \quad 1/2 \\
 & \# \text{ состояний} & 1 \quad 2 \quad 1
 \end{array}$$

что соответствует одному комплексному скаляру и одному фермиону с двумя состояниями спиральности.

Это есть пример так называемого самосопряжённого мультиплета. Существуют также самосопряжённые мультиплеты с $N > 1$, соответствующие расширенной суперсимметрии. Два нижеследующих примера отвечают $N = 4$ суперсимметричному янг-миллсовскому мультиплету и $N = 8$ мультиплету супергравитации:

$$N = 4 \quad \text{SUSY YM} \quad \lambda = -1$$

спиральность	-1	-1/2	0	1/2	1				
# состояний	1	4	6	4	1				
$N = 8$ SUGRA $\lambda = -2$									
-2	-3/2	-1	-1/2	0	1/2	1	3/2	2	
1	8	28	56	70	56	28	8	1	

Как видно, мультиплеты расширенной суперсимметрии весьма велики и содержат большое число частиц.

Ограничение на число СУСИ-генераторов следует из требования самосогласованности соответствующей КТП. Число суперсимметрий и максимальный спин частиц в супермультиплете связаны между собой:

$$N \leq 4S,$$

где S – максимальный спин. Так как теории со спином больше 1 неперенормируемы, а теории со спином больше $5/2$ не согласованы с гравитацией, то отсюда следует ограничение на число СУСИ-генераторов

$$\begin{aligned} N \leq 4 & \quad \text{для ренормируемых теорий (ЯМ),} \\ N \leq 8 & \quad \text{для (супер)гравитации.} \end{aligned}$$

В дальнейшем мы будем рассматривать простейшую суперсимметрию, или $N = 1$ суперсимметрию в отличие от расширенной суперсимметрии с $N > 1$. В этом случае имеются следующие типы супермультиплетов, которые используются для построения суперсимметричного расширения СМ

(ϕ, ψ)	(λ, A_μ)
$Spin = 0, Spin = 1/2$	$Spin = 1/2, Spin = 1$
скаляр	киральные майорановский вектор
	фермион фермион

Каждый из них содержит два физических состояния, один бозон и один фермион. Эти мультиплеты называются киральным и векторным мультиплетом, соответственно. Для того, чтобы построить суперсимметричное расширение СМ, необходимо поместить все частицы в эти мультиплеты. Например, кварки следует поместить в киральные мультиплеты, а фотон - в векторный.

3.2 Суперпространство и суперполя

Элегантную формулировку преобразований суперсимметрии и суперинвариантов можно получить на языке суперпространства [4]. Суперпространство отличается от обычного Евклидова (Минковского) пространства добавлением двух новых координат, θ_α и $\bar{\theta}_{\dot{\alpha}}$, которые являются грассмановыми, т. е. антикоммутирующими переменными:

$$\begin{aligned} \{\theta_\alpha, \theta_\beta\} = 0, \quad \{\bar{\theta}_{\dot{\alpha}}, \bar{\theta}_{\dot{\beta}}\} = 0, \quad \theta_\alpha^2 = 0, \quad \bar{\theta}_{\dot{\alpha}}^2 = 0, \\ \alpha, \beta, \dot{\alpha}, \dot{\beta} = 1, 2. \end{aligned}$$

Таким образом, мы переходим от пространства к суперпространству:

$$\begin{array}{ccc} \text{Пространство} & \implies & \text{Суперпространство} \\ x_\mu & & x_\mu, \theta_\alpha, \bar{\theta}_{\dot{\alpha}} \end{array}$$

Групповой элемент, отвечающий суперсимметрии, может быть построен в суперпространстве таким же способом, как и обыкновенная трансляция в обычном пространстве:

$$G(x, \theta, \bar{\theta}) = e^{i(-x^\mu P_\mu + \theta Q + \bar{\theta} \bar{Q})}. \quad (12)$$

Это приводит к супертрансляции в суперпространстве:

$$\begin{aligned} x_\mu &\rightarrow x_\mu + i\theta\sigma_\mu\bar{\varepsilon} - i\varepsilon\sigma_\mu\bar{\theta}, \\ \theta &\rightarrow \theta + \varepsilon, \\ \bar{\theta} &\rightarrow \bar{\theta} + \bar{\varepsilon}, \end{aligned} \quad (13)$$

где ε и $\bar{\varepsilon}$ – грассманы параметры преобразования. Из уравнения (13) можно легко получить представления для суперзарядов (11), действующих в суперпространстве,

$$Q_\alpha = \frac{\partial}{\partial\theta^\alpha} - i\sigma_{\alpha\dot{\alpha}}^\mu\bar{\theta}^{\dot{\alpha}}\partial_\mu, \quad \bar{Q}_{\dot{\alpha}} = -\frac{\partial}{\partial\bar{\theta}^{\dot{\alpha}}} + i\theta_\alpha\sigma_{\alpha\dot{\alpha}}^\mu\partial_\mu. \quad (14)$$

Для определения полей на суперпространстве рассмотрим представления группы супер-Пуанкаре (11) [3]. Простейшими $N = 1$ суперсимметричными мультиплетами, которые мы обсуждали ранее, являются киральный мультиплет $\Phi(y, \theta)$ ($y = x + i\theta\sigma\bar{\theta}$) и векторный мультиплет $V(x, \theta, \bar{\theta})$. Будучи разложенными в ряд Тейлора по степеням грассмановых переменных θ и $\bar{\theta}$, они дают:

$$\begin{aligned} \Phi(y, \theta) &= A(y) + \sqrt{2}\theta\psi(y) + \theta\theta F(y) = \\ &= A(x) + i\theta\sigma^\mu\bar{\theta}\partial_\mu A(x) + \frac{1}{4}\theta\theta\bar{\theta}\bar{\theta}\square A(x) \\ &\quad + \sqrt{2}\theta\psi(x) - \frac{i}{\sqrt{2}}\theta\theta\partial_\mu\psi(x)\sigma^\mu\bar{\theta} + \theta\theta F(x). \end{aligned} \quad (15)$$

Коэффициенты являются обыкновенными функциями от x , будучи обычными полями. Они называются *компонентами* суперполя. В (15) имеются 2 бозонных (комплексное скалярное поле A) и 2 фермионных (вейлевское спинорное поле ψ) степени свободы. Компонентные поля A и ψ называются *суперпартнёрами*. Поле F является вспомогательным полем, оно имеет "неправильную" размерность и не имеет физического содержания. Это поле требуется для замыкания алгебры (11) и может быть исключено с использованием уравнения движения.

Таким образом, суперполе содержит равное число бозонных и фермионных степеней свободы. Под действием преобразования суперсимметрии они переходят друг в друга:

$$\begin{aligned} \delta_\varepsilon A &= \sqrt{2}\varepsilon\psi, \\ \delta_\varepsilon\psi &= i\sqrt{2}\sigma^\mu\bar{\varepsilon}\partial_\mu A + \sqrt{2}\varepsilon F, \\ \delta_\varepsilon F &= i\sqrt{2}\bar{\varepsilon}\sigma^\mu\partial_\mu\psi. \end{aligned} \quad (16)$$

Заметим, что вариация F -компоненты есть полная производная, т. е. исчезает при интегрировании по пространству-времени.

Векторное суперполе - действительно. Оно имеет следующее грассманово разложение:

$$\begin{aligned}
V(x, \theta, \bar{\theta}) &= C(x) + i\theta\chi(x) - i\bar{\theta}\bar{\chi}(x) + \frac{i}{2}\theta\theta[M(x) + iN(x)] \\
&\quad - \frac{i}{2}\bar{\theta}\bar{\theta}[M(x) - iN(x)] - \theta\sigma^\mu\bar{\theta}v_\mu(x) + i\theta\theta\bar{\theta}[\lambda(x) + \frac{i}{2}\bar{\sigma}^\mu\partial_\mu\chi(x)] \\
&\quad - i\bar{\theta}\bar{\theta}\theta[\lambda + \frac{i}{2}\sigma^\mu\partial_\mu\bar{\chi}(x)] + \frac{1}{2}\theta\theta\bar{\theta}\bar{\theta}[D(x) + \frac{1}{2}\square C(x)].
\end{aligned} \tag{17}$$

Физические степени свободы, соответствующие действительному векторному суперполю V , – векторное калибровочное поле v_μ и майорановское спинорное поле λ . Все другие компоненты являются нефизическими и их можно исключить. Действительно, выбирая калибровку вида $C = \chi = M = N = 0$ (калибровка Весса-Зумино) мы остаёмся только с физическими степенями свободы за исключением вспомогательного поля D . В этой калибровке

$$\begin{aligned}
V &= -\theta\sigma^\mu\bar{\theta}v_\mu(x) + i\theta\theta\bar{\theta}\bar{\lambda}(x) - i\bar{\theta}\bar{\theta}\theta\lambda(x) + \frac{1}{2}\theta\theta\bar{\theta}\bar{\theta}D(x), \\
V^2 &= -\frac{1}{2}\theta\theta\bar{\theta}\bar{\theta}v_\mu(x)v^\mu(x), \\
V^3 &= 0, \quad etc.
\end{aligned} \tag{18}$$

Можно также определить тензор напряжённости поля (аналог $F_{\mu\nu}$ в калибровочных теориях)

$$W_\alpha = -\frac{1}{4}\bar{D}^2 e^V D_\alpha e^{-V}, \quad \bar{W}_{\dot{\alpha}} = -\frac{1}{4}D^2 e^V \bar{D}_{\dot{\alpha}} e^{-V}, \tag{19}$$

Здесь D и \bar{D} суть суперковариантные производные. Тензор напряжённости является полиномом по полям в калибровке Весса-Зумино

$$W_\alpha = T^a \left(-i\lambda_\alpha^a + \theta_\alpha D^a - \frac{i}{2}(\sigma^\mu\bar{\sigma}^\nu\theta)_\alpha F_{\mu\nu}^a + \theta^2(\sigma^\mu D_\mu\bar{\lambda}^a)_\alpha \right), \tag{20}$$

где

$$F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu v_\nu^a - \partial_\nu v_\mu^a + f^{abc}v_\mu^b v_\nu^c, \quad D_\mu\bar{\lambda}^a = \partial\bar{\lambda}^a + f^{abc}v_\mu^b\bar{\lambda}^c.$$

В абелевом случае уравнения (19) упрощаются и принимают вид

$$W_\alpha = -\frac{1}{4}\bar{D}^2 D_\alpha V, \quad \bar{W}_{\dot{\alpha}} = -\frac{1}{4}D^2 \bar{D}_{\dot{\alpha}} V.$$

3.2.1 Построение суперсимметричных лагранжианов

Начнём с лагранжиана, который не имеет калибровочной симметрии. В суперполевых обозначениях СУСИ-инвариантный лагранжиан является полиномом по суперполям. Так же как обычное действие есть интеграл по пространству-времени от лагранжевой плотности, так и в суперсимметричном случае действие есть интеграл по суперпространству. Пространственно-временная лагранжева плотность тогда может быть записана как интеграл по грассмановым координатам [3, 4]:

$$\mathcal{L} = \int d^2\theta d^2\bar{\theta} \Phi_i^\dagger \Phi_i + \int d^2\theta \left[\lambda_i \Phi_i + \frac{1}{2} m_{ij} \Phi_i \Phi_j + \frac{1}{3} y_{ijk} \Phi_i \Phi_j \Phi_k \right] + h.c. \tag{21}$$

где первое слагаемое – кинетический член, а второе – суперпотенциал \mathcal{W} . Здесь вместо взятия соответствующих компонент мы использовали интегрирование по суперпространству согласно правилам грасманова интегрирования [15]:

$$\int d\theta_\alpha = 0, \quad \int \theta_\alpha d\theta_\beta = \delta_{\alpha\beta}.$$

Производя непосредственное интегрирование по грасмановым параметрам, мы получаем из (21)

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & i \partial_\mu \bar{\psi}_i \bar{\sigma}^\mu \psi_i + A_i^* \square A_i + F_i^* F_i \\ & + \left[\lambda_i F_i + m_{ij} \left(A_i F_j - \frac{1}{2} \psi_i \psi_j \right) + y_{ijk} (A_i A_j F_k - \psi_i \psi_j A_k) + h.c. \right]. \end{aligned} \quad (22)$$

Последние два слагаемых представляют собой взаимодействие. Чтобы получить лагранжиан в привычной форме, мы должны разрешить связи

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial F_k^*} &= F_k + \lambda_k^* + m_{ik}^* A_i^* + y_{ijk}^* A_i^* A_j^* = 0, \\ \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial F_k} &= F_k^* + \lambda_k + m_{ik} A_i + y_{ijk} A_i A_j = 0. \end{aligned} \quad (23)$$

Выражая вспомогательные поля F и F^* из этих уравнений, окончательно получим

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & i \partial_\mu \bar{\psi}_i \bar{\sigma}^\mu \psi_i + A_i^* \square A_i - \frac{1}{2} m_{ij} \psi_i \psi_j - \frac{1}{2} m_{ij}^* \bar{\psi}_i \bar{\psi}_j \\ & - y_{ijk} \psi_i \psi_j A_k - y_{ijk}^* \bar{\psi}_i \bar{\psi}_j A_k^* - V(A_i, A_j), \end{aligned} \quad (24)$$

где скалярный потенциал имеет вид $V = F_k^* F_k$. Мы вернёмся к обсуждению скалярного потенциала в суперсимметричных теориях ниже.

Рассмотрим теперь калибровочно-инвариантные суперсимметричные лагранжианы. Они должны содержать калибровочно инвариантное взаимодействие материальных полей, а также кинетический член и самодействие для самих калибровочных полей.

Начнём с кинетического члена для калибровочных полей. В калибровке Весса–Зумино имеем

$$W^\alpha W_\alpha |_{\theta\theta} = -2i\lambda\sigma^\mu D_\mu \bar{\lambda} - \frac{1}{2} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + \frac{1}{2} D^2 + \frac{i}{4} F^{\mu\nu} F^{\rho\sigma} \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma}, \quad (25)$$

где $D_\mu = \partial_\mu + ig[v_\mu,]$ – обычная ковариантная производная, а последний, так называемый топологический член – полная производная. Калибровочно-инвариантный лагранжиан теперь принимает знакомый вид:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= \frac{1}{4} \int d^2\theta W^\alpha W_\alpha + \frac{1}{4} \int d^2\bar{\theta} \bar{W}^{\dot{\alpha}} \bar{W}_{\dot{\alpha}} \\ &= \frac{1}{2} D^2 - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} - i\lambda\sigma^\mu D_\mu \bar{\lambda}. \end{aligned} \quad (26)$$

Для получения калибровочно-инвариантного взаимодействия с киральными суперполями материи рассмотрим калибровочные (абелевы) преобразования последних:

$$\Phi_i^+ \Phi_i \implies \Phi_i^+ e^{gV} \Phi_i. \quad (27)$$

Полный суперсимметрично- и калибровочно-инвариантный лагранжиан принимает вид

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{SUSY YM} = & \frac{1}{4} \int d^2\theta \operatorname{Tr}(W^\alpha W_\alpha) + \frac{1}{4} \int d^2\bar{\theta} \operatorname{Tr}(\bar{W}^\alpha \bar{W}_\alpha) \\ & + \int d^2\theta d^2\bar{\theta} \bar{\Phi}_{ia} (e^{gV})_b^a \Phi_i^b + \int d^2\theta \mathcal{W}(\Phi_i) + \int d^2\bar{\theta} \bar{\mathcal{W}}(\bar{\Phi}_i), \end{aligned} \quad (28)$$

где \mathcal{W} – суперпотенциал, который должен быть инвариантным относительно группы симметрии конкретной модели.

В терминах компонент приведённый выше лагранжиан принимает вид

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{SUSY YM} = & -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu} - i \lambda^a \sigma^\mu D_\mu \bar{\lambda}^a + \frac{1}{2} D^a D^a \\ & + (\partial_\mu A_i - i g v_\mu^a T^a A_i)^\dagger (\partial_\mu A_i - i g v_\mu^a T^a A_i) - i \bar{\psi}_i \bar{\sigma}^\mu (\partial_\mu \psi_i - i g v_\mu^a T^a \psi_i) \\ & - D^a A_i^\dagger T^a A_i - i \sqrt{2} A_i^\dagger T^a \lambda^a \psi_i + i \sqrt{2} \bar{\psi}_i T^a A_i \bar{\lambda}^a + F_i^\dagger F_i \\ & + \frac{\partial \mathcal{W}}{\partial A_i} F_i + \frac{\partial \bar{\mathcal{W}}}{\partial A_i^\dagger} F_i^\dagger - \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \mathcal{W}}{\partial A_i \partial A_j} \psi_i \psi_j - \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \bar{\mathcal{W}}}{\partial A_i^\dagger \partial A_j^\dagger} \bar{\psi}_i \bar{\psi}_j. \end{aligned} \quad (29)$$

Избавляясь от вспомогательных полей D^a и F_i , мы воспроизводим обычное выражение для лагранжиана физических компонент.

3.2.2 Скалярный потенциал

В отличие от СМ, где скалярный потенциал произволен и ограничивается только требованиями калибровочной инвариантности, в суперсимметричных теориях он полностью определяется суперпотенциалом. Он состоит из вкладов, возникающих от D - и F -членов. Кинетическая энергия калибровочных полей (см. (26)) содержит член вида $1/2 D^a D^a$, а взаимодействие полей материи с калибровочными полями даёт (см.(29)) $g D^a T_{ij}^a A_i^* A_j$. Вместе они приводят к следующему выражению:

$$\mathcal{L}_D = \frac{1}{2} D^a D^a + g D^a T_{ij}^a A_i^* A_j. \quad (30)$$

Отсюда следует уравнение движения для вспомогательного поля D

$$D^a = -g T_{ij}^a A_i^* A_j. \quad (31)$$

Подставляя его обратно в (30), получаем вклад D -члена в потенциал:

$$\mathcal{L}_D = -\frac{1}{2} D^a D^a \implies V_D = \frac{1}{2} D^a D^a, \quad (32)$$

где D^a имеет вид (31).

Вклад F -члена получается из самодействия полей материи (22). Для суперпотенциала \mathcal{W} общего вида имеем

$$\mathcal{L}_F = F_i^* F_i + \left(\frac{\partial \mathcal{W}}{\partial A_i} F_i + h.c. \right). \quad (33)$$

Используя уравнения движения для вспомогательных полей F_i

$$F_i^* = -\frac{\partial \mathcal{W}}{\partial A_i} \quad (34)$$

получаем

$$\mathcal{L}_F = -F_i^* F_i \implies V_F = F_i^* F_i, \quad (35)$$

где F даётся уравнением (34). Полный потенциал есть сумма этих двух вкладов:

$$V = V_D + V_F. \quad (36)$$

Таким образом, форма лагранжиана практически фиксирована требованиями симметрии. Единственная свобода состоит в выборе набора полей материи, значения калибровочной константы связи g , юкавских констант связи y_{ijk} и масс частиц. В силу требования перенормируемости $V \leq A^4$ суперпотенциал должен быть ограничен кубичными членами $\mathcal{W} \leq \Phi^3$, как в (21). При этом все члены супермультиплета имеют одно и то же значение массы, т. е. бозоны и фермионы вырождены по массе. Это свойство суперсимметричных теорий противоречит феноменологии и требует нарушения суперсимметрии.

4 Суперсимметричное обобщение Стандартной модели: МССМ

Как уже упоминалось, 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 [16].

$$\text{Tr } Y^3 = 3 \times \left(\frac{1}{27} + \frac{1}{27} - \frac{64}{27} + \frac{8}{27} \right) - 1 - 1 + 8 = 0$$

color u_L d_L u_R d_R ν_L e_L e_R

Однако, если ввести киральное хиггсовское суперполе, оно содержит поле хиггсино, 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.

Conclusion: в СУСИ-моделях суперсимметрия связывает *известные* бозоны с *новыми* фермионами и *известные* фермионы с *новыми* бозонами.

4.1 Состав полей

Рассмотрим состав полей Минимальной суперсимметричной стандартной модели (МССМ) [18]. 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) [20]. Если суперсимметрия не нарушена, суперпартнёры обычных частиц должны иметь те же массы, что и сами частицы, и должны наблюдаться. Считается, что их отсутствие при современных энергиях объясняется тем фактом, что они заметно тяжелее, т. е. суперсимметрия должна быть нарушена. Следовательно, если увеличить энергию ускорителей, то суперпартнёры должны рождаться.

Состав полей МССМ представлен в Таблице 4.1. Здесь и далее тильда над символом обозначает суперпартнёра обычной частицы.

Присутствие дополнительного Хиггсовского бозона в суперсимметричной модели есть новое свойство теории. Как видно, в МССМ имеются два дублета хиггсовских бозонов с квантовыми числами (1,2,-1) и (1,2,1) соответственно:

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

$$H_2 = \begin{pmatrix} H_2^+ \\ H_2^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} H_2^+ \\ v_2 + \frac{S_2 + iP_2}{\sqrt{2}} \end{pmatrix},$$

где v_i – вакуумные средние нейтральных компонент.

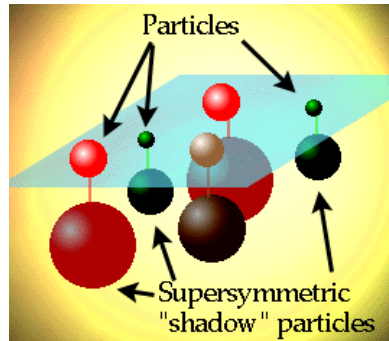


Рис. 5: The shadow world of SUSY particles.

Суперполе	Бозоны		Фермионы		$SU(3)$	$SU(2)$	$U_Y(1)$
Вектор							
\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
Материя							
\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	$\left\{ \begin{array}{l} L_i = (\nu, e)_L \\ E_i = e_R^c \end{array} \right.$	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
Хиггс							
\mathbf{H}_1	Higgses	$\left\{ \begin{array}{l} H_1 \\ H_2 \end{array} \right.$	хиггсино	$\left\{ \begin{array}{l} \tilde{H}_1 \\ \tilde{H}_2 \end{array} \right.$	1	2	-1
\mathbf{H}_2					1	2	1

Таблица 1: Состав полей МССМ

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.

4.2 Лагранжиан МССМ

Теперь мы можем построить лагранжиан МССМ. Он состоит из двух частей: первая часть есть суперсимметричное обобщение СМ, а вторая осуществляет нарушение суперсимметрии, упомянутое выше:

$$\mathcal{L}_{MSSM} = \mathcal{L}_{SUSY} + \mathcal{L}_{Breaking}, \quad (37)$$

где

$$\mathcal{L}_{SUSY} = \mathcal{L}_{Gauge} + \mathcal{L}_{Yukawa}. \quad (38)$$

Мы не будем описывать здесь калибровочно инвариантные кинетические члены, а сконцентрируемся на юкавских взаимодействиях.

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = \epsilon_{ij} \left(y_{ab}^U Q_a^j U_b^c H_2^i + y_{ab}^D Q_a^j D_b^c H_1^i + y_{ab}^L L_a^j E_b^c H_1^i + \mu H_1^i H_2^j \right), \quad (39)$$

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.

Однако, можно написать и другие юкавские взаимодействия

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = \epsilon_{ij} \left(\lambda_{abd}^L L_a^i L_b^j E_d^c + \lambda_{abd}^{L'} L_a^i Q_b^j D_d^c + \mu_a' L_a^i H_2^j \right) + \lambda_{abd}^B U_a^c D_b^c D_d^c. \quad (40)$$

Подобные взаимодействия отсутствуют в СМ. Причина проста: невозможно заменить суперполя в уравнении (40) на обычные поля, как в (39) из-за требования лоренц инвариантности. Роль этих членов другая. Они нарушают лептонное (первые три слагаемых в (40)) 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

$$U(1)_R: \theta \rightarrow e^{i\alpha}\theta, \quad \Phi \rightarrow e^{in\alpha}\Phi, \quad (41)$$

которая редуцируется до дискретной подгруппы Z_2 , называемой R -чётностью [21]. Квантовые числа по R -чётности для частиц спина S выглядят как

$$R = (-1)^{3(B-L)+2S} \quad (42)$$

для частиц со спином S . 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:

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

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. Это есть кандидат на частицу тёмной материи, которая должна быть нейтральной и выжить со времени Большого взрыва.

4.3 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. Причиной этого является R -чётность.

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.

4.4 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

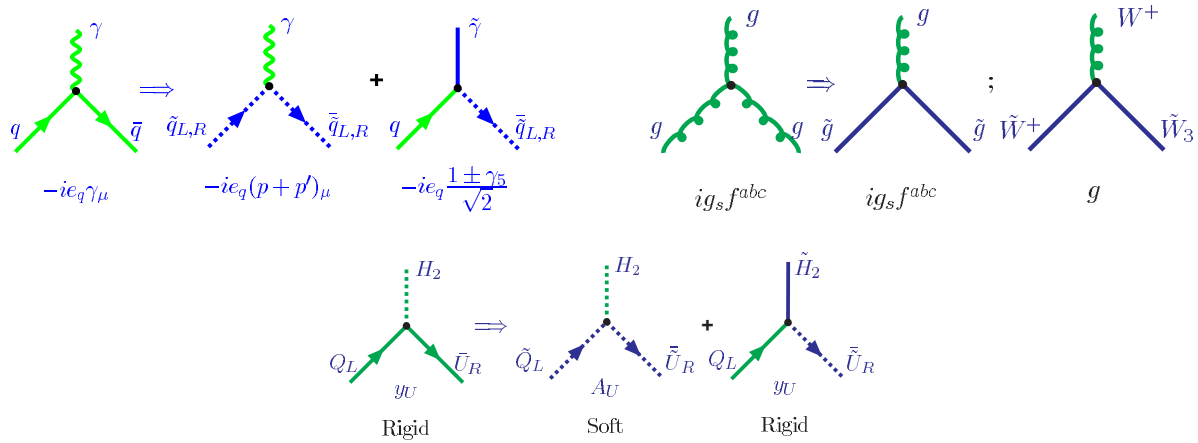


Рис. 6: Взаимодействие калибровочных полей с полями материи, самодействие калибровочных полей и юкавское взаимодействие в МССМ

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

Экспериментальные проявления на адронных коллайдерах похожи на электронные, но имеется больше возможностей. Помимо аннигиляции имеются многочисленные каналы глюонного слияния, кварк-антикваркового и кварк-глюонного рассеяния (см. Fig. 8).

Рождение суперпартнёров может сопровождаться рождением обычных частиц. Мы рассмотрим различные экспериментальные проявления суперпартнёров на e^+e^- и адронных коллайдерах ниже. Они существенным образом 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.9.

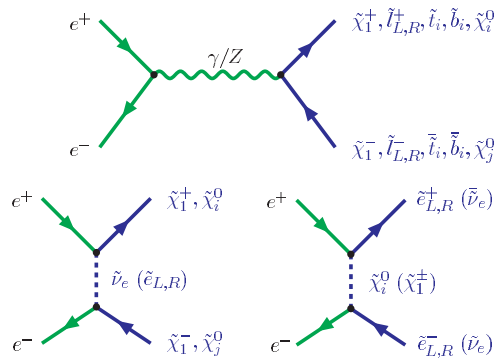


Рис. 7: Рождение суперпартнёров на электрон-позитронных коллайдерах

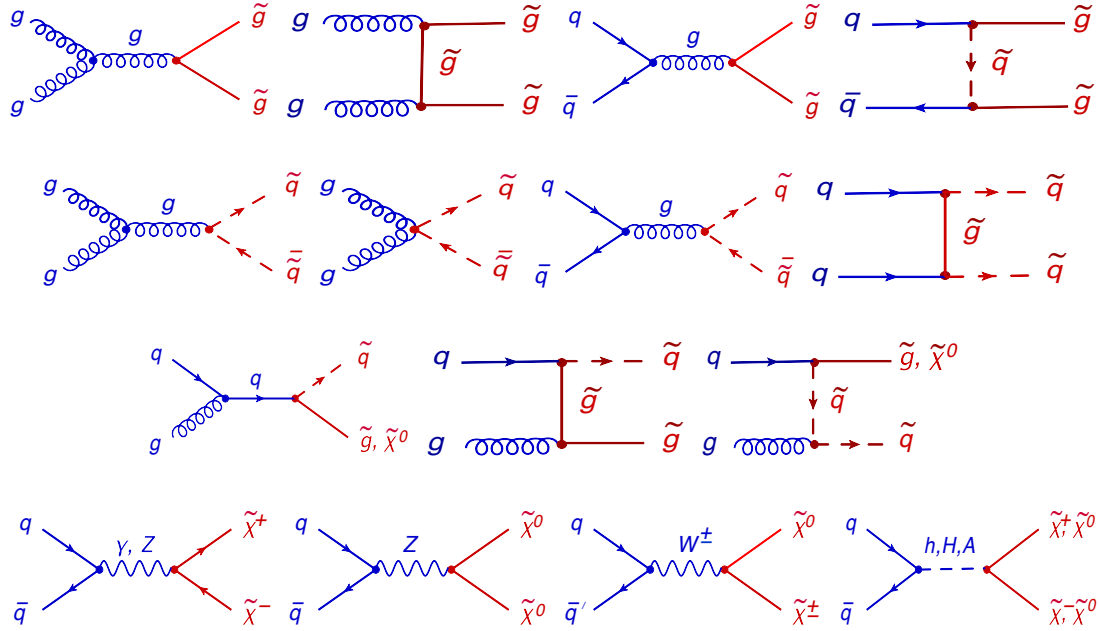


Рис. 8: Примеры диаграмм описывающих рождение суперсимметричных частиц в сильных (верхние ряды) и слабых (нижний ряд) взаимодействиях

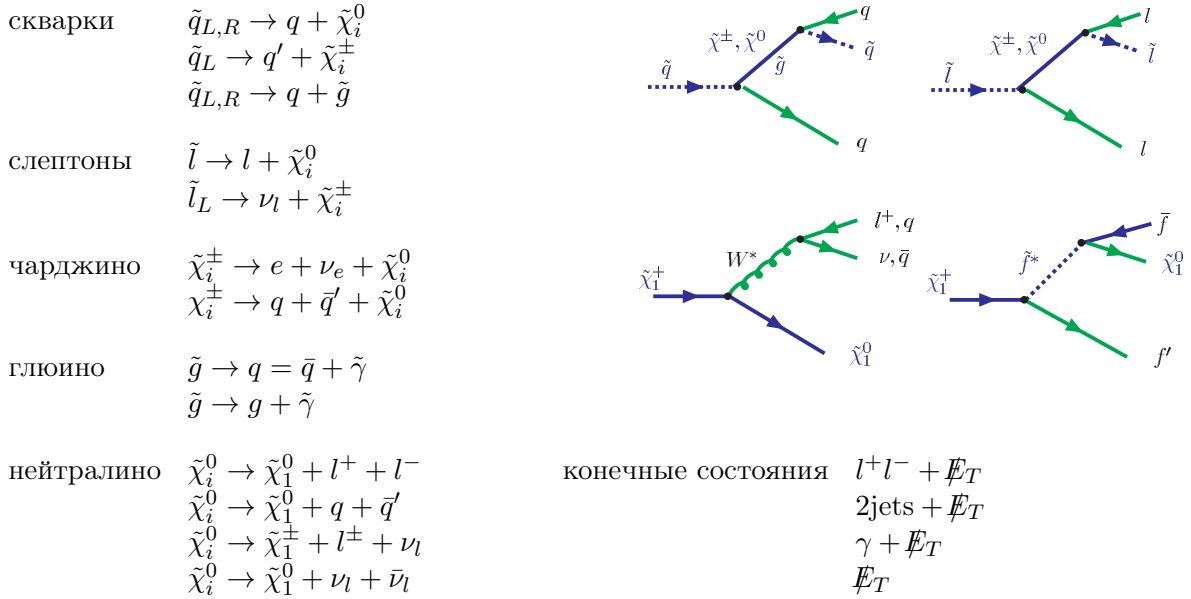


Рис. 9: Распад суперпартнёров

5 Нарушение суперсимметрии в МССМ

Обычно предполагается, что суперсимметрия нарушена спонтанно, т.е. за счёт вакуумных средних каких-то полей. Однако, в случае суперсимметрии, это не могут быть скалярные поля типа хиггсовского поля, они не приводят к нарушению суперсимметрии. Зато, это могут быть вспомогательные поля, присутствующих в супермультиплетах. Существуют два основных механизма спонтанного нарушения суперсимметрии: механизм Файе-Иллиопулоса (или D -типа) [22], основанный на вспомогательных полях D из векторного мультиплета, и механизм О'Райферти (или F -типа) [23], основанный на вспомогательных полях F из кирального мультиплета. К сожалению, нельзя непосредственно воспользоваться этими механизмами в МССМ, поскольку ни одно из полей МССМ не может получить ненулевое вакуумное среднее и при этом не нарушить калибровочную инвариантность. Поэтому спонтанное нарушение суперсимметрии осуществляется за счёт других полей.

Наиболее распространённым сценарием для получения низкоэнергетической нарушенной суперсимметрии является так называемый сценарий *скрытого сектора* [24]. 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) [25];
- калибровочные поля [26];
- аномалии [27];
- калибрино [28].

Все четыре механизма мягкого нарушения суперсимметрии различаются в деталях, но сходятся в результатах. Они генерируют нарушающие суперсимметрию калибровочно-инвариантные операторы размерности < 4 . Для вычисления спектра масс суперпартнёров необходимо знать явный вид нарушающих суперсимметрию членов. В случае МССМ и при сохранении R -чётности они имеют вид

$$\begin{aligned}
 & -\mathcal{L}_{\text{Breaking}} = \\
 & = \sum_i m_{0i}^2 |\varphi_i|^2 + \left(\frac{1}{2} \sum_{\alpha} M_{\alpha} \tilde{\lambda}_{\alpha} \tilde{\lambda}_{\alpha} + B H_1 H_2 + A_{ab}^U \tilde{Q}_a \tilde{U}_b^c H_2 + A_{ab}^D \tilde{Q}_a \tilde{D}_b^c H_1 + A_{ab}^L \tilde{L}_a \tilde{E}_b^c H_1 \right),
 \end{aligned} \tag{43}$$

где $SU(2)$ -индексы опущены. Здесь φ_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 (43) содержит огромное число свободных параметров, которые снижают предсказательную силу модели. Для уменьшения их числа мы примем так называемую гипотезу *универсальности*, т. е. предположим, 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 кубичные и квадратичные члены, пропорциональные A и B , повторяющими структуру юкавского суперпотенциала (39), 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 (43) принимает вид

$$\begin{aligned}
& -\mathcal{L}_{\text{Breaking}} = \tag{44} \\
& = m_0^2 \sum_i |\varphi_i|^2 + \left(\frac{m_{1/2}}{2} \sum_\alpha \tilde{\lambda}_\alpha \tilde{\lambda}_\alpha + B\mu H_1 H_2 + A[y_{ab}^U \tilde{Q}_a \tilde{U}_b^c H_2 + y_{ab}^D \tilde{Q}_a \tilde{D}_b^c H_1 + y_{ab}^L \tilde{L}_a \tilde{E}_b^c H_1] \right).
\end{aligned}$$

Таким образом, имеем пять свободных параметров, а именно, $m_0, m_{1/2}, A, B$ и μ против двух параметров в хиггсовском потенциале СМ, m^2 и λ . В суперсимметричной модели хиггсовской потенциал не является произвольным, а вычисляется из юкавских и калибровочных членов в лагранжиане, как будет показано ниже.

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.

5.1 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 [29, 30].

5.1.1 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:

$$\mathcal{L}_{\text{Gaugino-Higgsino}} = -\frac{1}{2} M_3 \bar{\lambda}_a \lambda_a - \frac{1}{2} \bar{\chi} M^{(0)} \chi - (\bar{\psi} M^{(c)} \psi + h.c.), \tag{45}$$

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

$$\chi = \begin{pmatrix} \tilde{B}^0 \\ \tilde{W}^3 \\ \tilde{H}_1^0 \\ \tilde{H}_2^0 \end{pmatrix}, \quad \psi = \begin{pmatrix} \tilde{W}^+ \\ \tilde{H}^+ \end{pmatrix} \quad (46)$$

– соответственно майорановские поля нейтралино и дираковские поля чарджино.

Массовая матрица нейтралино имеет размерность 4×4 :

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

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 (5.1.1).

Для чарджино имеем 2×2 матрицу:

$$M^{(c)} = \begin{pmatrix} M_2 & \sqrt{2}M_W \sin \beta \\ \sqrt{2}M_W \cos \beta & \mu \end{pmatrix}. \quad (47)$$

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

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

5.1.2 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}_τ^2 имеют вид

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

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

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

где

$$\begin{aligned}
\tilde{m}_{tL}^2 &= \tilde{m}_Q^2 + m_t^2 + \frac{1}{6}(4M_W^2 - M_Z^2) \cos 2\beta, \\
\tilde{m}_{tR}^2 &= \tilde{m}_U^2 + m_t^2 - \frac{2}{3}(M_W^2 - M_Z^2) \cos 2\beta, \\
\tilde{m}_{bL}^2 &= \tilde{m}_Q^2 + m_b^2 - \frac{1}{6}(2M_W^2 + M_Z^2) \cos 2\beta, \\
\tilde{m}_{bR}^2 &= \tilde{m}_D^2 + m_b^2 + \frac{1}{3}(M_W^2 - M_Z^2) \cos 2\beta, \\
\tilde{m}_{\tau L}^2 &= \tilde{m}_L^2 + m_\tau^2 - \frac{1}{2}(2M_W^2 - M_Z^2) \cos 2\beta, \\
\tilde{m}_{\tau R}^2 &= \tilde{m}_E^2 + m_\tau^2 + (M_W^2 - M_Z^2) \cos 2\beta
\end{aligned}$$

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.

5.2 Хиггсовский потенциал

Хиггсовский потенциал в МССМ, в отличие от СМ, полностью определяется суперпотенциалом (и мягкими членами). Имея в виду структуру суперпотенциала \mathcal{W} (39), самодействие полей хиггса определяется исключительно D -членами, в то время как F -члены дают вклад в массовую матрицу. На древесном уровне потенциал имеет вид

$$V_{tree} = m_1^2 |H_1|^2 + m_2^2 |H_2|^2 - m_3^2 (H_1 H_2 + h.c.) + \frac{g^2 + g'^2}{8} (|H_1|^2 - |H_2|^2)^2 + \frac{g^2}{2} |H_1^* H_2|^2, \quad (48)$$

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 (48) фиксирована и определяется калибровочными взаимодействиями в отличие от СМ.

Хиггсовский потенциал (48) в соответствии с суперсимметрией положительно определён и устойчив. Он не имеет нетривиального минимума, отличного от нуля. Действительно, запишем условия минимума потенциала (48):

$$\begin{aligned}
\frac{1}{2} \frac{\delta V}{\delta H_1} &= m_1^2 v_1 - m_3^2 v_2 + \frac{g^2 + g'^2}{4} (v_1^2 - v_2^2) v_1 = 0, \\
\frac{1}{2} \frac{\delta V}{\delta H_2} &= m_2^2 v_2 - m_3^2 v_1 + \frac{g^2 + g'^2}{4} (v_1^2 - v_2^2) v_2 = 0,
\end{aligned} \quad (49)$$

где введены обозначения

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

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

$$v^2 = \frac{4(m_1^2 - m_2^2 \tan^2 \beta)}{(g^2 + g'^2)(\tan^2 \beta - 1)}, \quad \sin 2\beta = \frac{2m_3^2}{m_1^2 + m_2^2}. \quad (50)$$

Из (??) 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 (??), (??) существуют, если выполняются следующие условия:

$$m_1^2 + m_2^2 > 2m_3^2, \quad m_1^2 m_2^2 < m_3^4, \quad (51)$$

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 место в МССМ.

Это сильное утверждение справедливо, однако, только на шкале ТВО. Если двигаться ниже по энергии, параметры потенциала (48) перенормируются. Они становятся так называемыми "бегущими" параметрами, причём их энергетическая зависимость описывается уравнениями ренормгруппы.

5.3 Радиационное нарушение электрослабой симметрии

"Бег" хиггсовских масс приводит к явлению, известному как *радиационное нарушение электрослабой симметрии*. Действительно, как видно из рис. 10 массовый параметр хиггсовского потенциала m_2^2 (или оба m_1^2 и m_2^2) 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.

5.4 Спектр масс суперпартнёров

Спектр масс суперпартнёров определяется низкоэнергетическими параметрами. Для вычисления низкоэнергетических значений мягких членов можно воспользоваться уравнениями РГ [31]. 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 (8), находим поток ренормгруппы для мягких масс, показанный на рис. 10 [29, 30].

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

- 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.
- 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.
- Хиггсовские массы (или по крайней мере одна из них) изменяются очень быстро и их значения могут стать отрицательными.

Типичная зависимость спектра масс от начальных условий (m_0) показана на рис. 11 [32]. 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 нейтрино и чарджино, а также стоп-кварк могут быть весьма лёгкими.

5.5 Массы хиггсовских бозонов

В том случае, когда условия (51) выполняются, можно вычислить массы хиггсовских бозонов, вычисляя вторые производные от потенциала (48) по отношению к реальной и мнимой части хиггсовских полей ($H_i = S_i + iP_i$) в точке минимума. Массовые матрицы на древесном уровне принимают вид:

CP -нечётные нейтральные компоненты P_1 and P_2 :

$$\mathcal{M}^{odd} = \frac{\partial^2 V}{\partial P_i \partial P_j} \Big|_{H_i=v_i} = \begin{pmatrix} \tan \beta & 1 \\ 1 & \cot \beta \end{pmatrix} m_3^2, \quad (52)$$

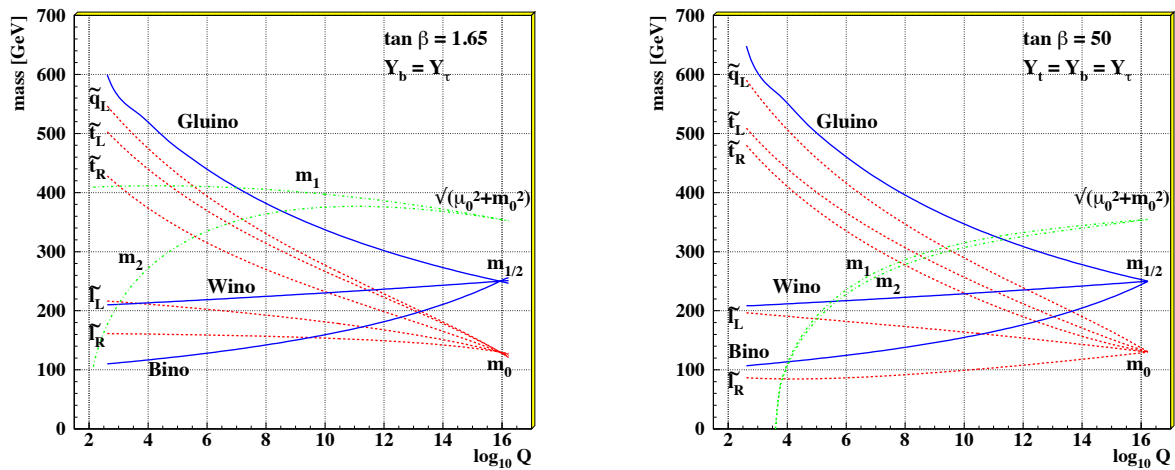


Рис. 10: Типичная эволюция масс суперпартнёров и параметров мягкого нарушения суперсимметрии $m_1^2 = m_{H_1}^2 + \mu^2$ и $m_2^2 = m_{H_2}^2 + \mu^2$ для малого (слева) и большого (справа) значения $\tan \beta$

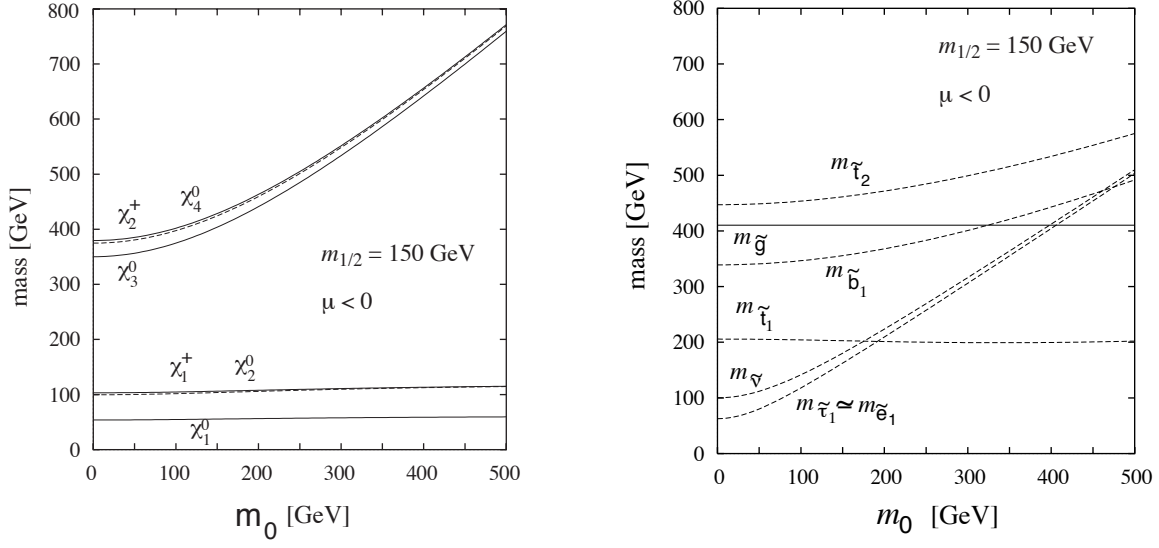


Рис. 11: Массы суперчастиц как функции начального значения m_0

CP -чётные нейтральные компоненты S_1 and S_2 :

$$\mathcal{M}^{even} = \left. \frac{\partial^2 V}{\partial S_i \partial S_j} \right|_{H_i=v_i} = \begin{pmatrix} \tan \beta & -1 \\ -1 & \cot \beta \end{pmatrix} m_3^2 + \begin{pmatrix} \cot \beta & -1 \\ -1 & \tan \beta \end{pmatrix} M_Z^2 \frac{\sin 2\beta}{2}, \quad (53)$$

заряженные компоненты H^- and H^+ :

$$\mathcal{M}^{ch} = \left. \frac{\partial^2 V}{\partial H_i^+ \partial H_j^-} \right|_{H_i=v_i} = \begin{pmatrix} \tan \beta & 1 \\ 1 & \cot \beta \end{pmatrix} (m_3^2 + M_W^2 \frac{\sin 2\beta}{2}). \quad (54)$$

Диагоналируя массовые матрицы, мы приходим к следующим собственным состояниям:

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

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

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

де угол смешивания α 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 [18]:

CP -нечётный нейтральный хиггс A :

$$m_A^2 = m_1^2 + m_2^2, \quad (55)$$

заряженные хиггсы H^\pm :

$$m_{H^\pm}^2 = m_A^2 + M_W^2, \quad (56)$$

CP -чётные нейтральные хиггсы H, h :

$$m_{H,h}^2 = \frac{1}{2} \left[m_A^2 + M_Z^2 \pm \sqrt{(m_A^2 + M_Z^2)^2 - 4m_A^2 M_Z^2 \cos^2 2\beta} \right], \quad (57)$$

где, как обычно,

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

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

$$\begin{aligned} m_{H^\pm} &\geq M_W, \quad m_h \leq m_A \leq M_H, \\ m_h &\leq M_Z |\cos 2\beta| \leq M_Z, \\ m_h^2 + m_H^2 &= m_A^2 + M_Z^2. \end{aligned} \quad (58)$$

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 имеет вид:

$$m_h^2 = M_Z^2 \cos^2 2\beta + \frac{3g^2 m_t^4}{16\pi^2 M_W^2} \log \frac{\tilde{m}_{t_1}^2 \tilde{m}_{t_2}^2}{m_t^4} + \dots \quad (59)$$

что приводит к возрастанию массы почти на 40 ГэВ [34]. Двухпетлевая поправка отрицательна и мала [35].

Интересно, что верхняя граница на массу хиггсовского бозона существенно зависит от некоторых параметров модели и почти не зависит от остальных. Например, изменение массы топ-кварка на 1 ГэВ приводит к изменению массы хиггсовского бозона на ~ 1 ГэВ. Зависимость верхней границы массы хиггсовского бозона от шкалы нарушения суперсимметрии M_S показана на рис. 12 [36] для различных сценариев нарушения суперсимметрии. Ширина полосы соответствует изменению массы топ кварка в пределах 170–176 ГэВ.

На правой панели на рис. 12 показана зависимость массы хиггсовского бозона от $\tan \beta$ для фиксированного значения массы топ кварка $m_t = 173$ GeV при том, что другие параметры модели варьируются в пределах [37]:

$$\begin{aligned} \text{mSUGRA:} \quad & 50 \text{ GeV} \leq m_0 \leq 3 \text{ TeV}, \quad 50 \text{ GeV} \leq m_{1/2} \leq 3 \text{ TeV}, \quad |A_0| \leq 9 \text{ TeV}; \\ \text{GMSB:} \quad & 10 \text{ TeV} \leq \Lambda \leq 1000 \text{ TeV}, \quad 1 \leq M_{\text{mess}}/\Lambda \leq 10^{11}, \quad N_{\text{mess}} = 1; \\ \text{AMSB:} \quad & 1 \text{ TeV} \leq m_{3/2} \leq 100 \text{ TeV}, \quad 50 \text{ GeV} \leq m_0 \leq 3 \text{ TeV}. \end{aligned}$$

5.6 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.

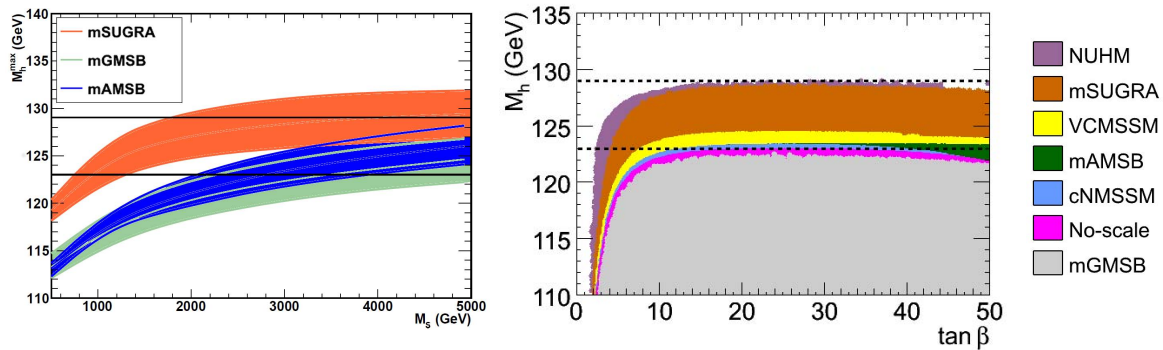


Рис. 12: Масса хиггсовского бозона в ограниченной MSSM для различных механизмов нарушения суперсимметрии (mSUGRA, mAMSB и mGMSB) как функция шкалы суперсимметрии M_S (слева) и как функция $\tan\beta$ (справа) при вариации массы топ кварка в пределах $m_t = 170\text{--}176$ ГэВ

- 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 β -распада и т. п.

Экспериментальные пределы на значения массы LSP следуют из ненаблюдения соответствующих событий. Современный нижний предел составляет около 40 ГэВ.

6 Ограниченная МССМ

6.1 Пространство параметров МССМ

Стандартная модель имеет следующий набор свободных параметров:

- i) три калибровочных константы связи α_i ;
- ii) три (или четыре, если ввести дираковскую массу у нейтрино) матрицы юкавских констант связи y_{ab}^i , где $i = U, D, L(N)$;
- iii) два параметра хиггсовского потенциала (λ и m^2).

Вместо параметров юкавского сектора обычно рассматриваются массы, углы смешивания и фазы соответствующих матриц смешивания.

В МССМ мы имеем тот же набор параметров за исключением параметров хиггсовского потенциала, которые фиксируются суперсимметрией, но в добавлении к этому имеются

- iv) параметр смешивания хиггсовских полей μ ;
- v) параметры мягкого нарушения суперсимметрии.

Главная неопределённость возникает за счёт неизвестных мягких параметров. В рамках гипотезы универсальности остаётся следующий набор из пяти свободных параметров, которые определяют шкалу масс:

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

Выбирая определённые значения свободных параметров и делая предсказания, можно действовать двумя способами:

- i) выбрать низкоэнергетические параметры, например массы суперчастиц $\tilde{m}_{t1}, \tilde{m}_{t2}, m_A$, $\tan \beta$, параметры смешивания X_{stop} , μ и т. д., в качестве исходных данных и вычислить сечения взаимодействия и пр. как функции этих параметров; Недостком этого подхода является большое число свободных параметров.
- ii) 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. Преимуществом является малое число этих параметров. Типичная область их изменения

$$100 \text{ GeV} \leq m_0, m_{1/2}, \mu \leq 3 \text{ TeV}, \\ -3m_0 \leq A_0 \leq 3m_0, \quad 1 \leq \tan \beta \leq 70.$$

Экспериментальные ограничения достаточны, чтобы найти допустимые значения этих параметров, хотя и с большой неопределённостью.

6.2 Выбор ограничений

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

- Нижние экспериментальные пределы на массы СУСИ частиц, полученные на LEP II;
- Ограничения, полученные из поисков бозона Хиггса;
- Ограничения, полученные из прецизионного измерения редких распадов ($B_s \rightarrow s\gamma$, $B_s \rightarrow \mu^+\mu^-$, $B_s \rightarrow \tau\nu$);
- Количество реликтовой тёмной материи во Вселенной;
- Прямые поиски тёмной материи;
- Аномальный магнитный момент мюона;
- Радиационное нарушение электрослабой симметрии;
- Объединение калибровочных констант связи;
- Нейтральность легчайшей суперчастицы;
- Ограничения на массы суперчастиц с Тэватрона и ЛНС..

В нашем анализе мы используем экспериментальные данные показанные в Таблице 2.

Ограничение	Экс. данные	ссылка
Ωh^2	0.113 ± 0.004	[38]
$b \rightarrow s\gamma$	$(3.55 \pm 0.24) \cdot 10^{-4}$	[39]
$b \rightarrow \tau\nu$	$(1.68 \pm 0.31) \cdot 10^{-4}$	[39]
Δa_μ	$(290 \pm 63(exp) \pm 61(theor)) \cdot 10^{-11}$	[40]
$B_s \rightarrow \mu\mu$	$B_s \rightarrow \mu\mu < 4.5 \cdot 10^{-9}$	[41]
m_h	$m_h > 114.4 \text{ GeV}$	[42]
m_A	$m_A > 510 \text{ GeV for } \tan\beta \approx 50$	[43]
ATLAS	$\sigma_{had}^{SUSY} < 0.001 - 0.03 \text{ pb}$	[44]
CMS	$\sigma_{had}^{SUSY} < 0.003 - 0.03 \text{ pb}$	[45]
XENON100	$\sigma_{\chi N} < 1.8 \cdot 10^{-45} - 6 \cdot 10^{-45} \text{ cm}^2$	[46]

Таблица 2: Список всех ограничений используемых в фите данных для определения запрещённой области пространства параметров МССМ

Имея в виду упомянутые выше ограничения, можно найти наиболее вероятную область пространства параметров, минимизируя функцию χ^2 [30]. Так как пространство параметров пятимерное, невозможно изобразить его на графике и мы вынуждены рассматривать различные проекции. Мы примем следующую стратегию: сначала мы фиксируем значение параметра μ из требования радиационного нарушения электрослабой симметрии, а затем

рассмотрим плоскость параметров $m_0 - m_{1/2}$ подгоняя оставшиеся параметры A_0 и $\tan \beta$ в каждой точке, минимизируя χ^2 . Мы представим ограничения следующие из различных требований на плоскости $m_0 - m_{1/2}$.

Наиболее вероятные области пространства параметров определяются минимумом χ^2_{min} . При этом 95% (90%) уровень достоверности достигается при значениях χ^2 равных 5.99 (4.61), соответственно. Функция χ^2 определяется как

$$\begin{aligned} \chi^2 = & \frac{(\Omega h^2 - 0.1131)^2}{\sigma_{\Omega h^2}^2} + \frac{(b \rightarrow s\gamma - 3.55 \cdot 10^{-4})^2}{\sigma_{b \rightarrow s\gamma}^2} \\ & + \frac{(b \rightarrow \tau\nu - 1.68 \cdot 10^{-4})^2}{\sigma_{b \rightarrow \tau\nu}^2} + \frac{(\Delta a_\mu - 302 \cdot 10^{-11})^2}{\sigma_{\Delta a_\mu}^2} \\ & + \chi_{B_s \rightarrow \mu\mu}^2 + \chi_{m_h}^2 + \chi_{CMS}^2 + \chi_{ATLAS}^2 + \chi_{m_A}^2 + \chi_{DDMS}^2 \end{aligned} \quad (60)$$

В дальнейшем мы увидим влияние различных ограничений и определим разрешённую область пространства параметров с 95% уровнем достоверности.

7 Электрослабые ограничения

7.1 Область, исключенная данными редкого распада $B_s \rightarrow s\gamma$

Два первых ограничения, которые мы рассмотрим, связаны с редкими распадами, в амплитуды которых суперсимметрия может давать вклад. Первый — это распад $b \rightarrow s\gamma$, который в Стандартной Модели описывается диаграммами, представленными на рис. 13, относительная вероятность распада дается выражением [47]:

$$BR^{SM}(b \rightarrow s\gamma) = (3.15 \pm 0.23) \cdot 10^{-4}$$

в то время как экспериментальное значение [39]

$$BR^{exp}(b \rightarrow s\gamma) = (3.55 \pm 0.24) \cdot 10^{-4}.$$

Эти два значения практически совпадают, тем не менее допуская суперсимметричные вклады.

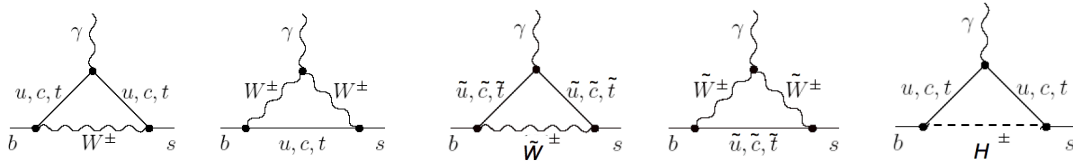


Рис. 13: Диаграммы, дающие вклад в амплитуду распада $b \rightarrow s\gamma$ в Стандартной Модели и в МССМ.

Вклад суперсимметрии описывается тремя последними диаграммами на рис. 13. Усиленные за счет $\tan \beta$ поправки к вкладам чарджино и заряженного бозона Хиггса можно представить в виде: вклад чарджино в $BR(b \rightarrow s\gamma)$ дается выражением [48]

$$BR^{SUSY}(b \rightarrow s\gamma) \Big|_{\chi^\pm} \propto \mu A_t \tan \beta f(\tilde{m}_{t_1}^2, \tilde{m}_{t_1}^2, m_{\chi^\pm}) \frac{m_b}{v(1 + \delta m_b)}, \quad (61)$$

где все лидирующие поправки высших порядков включены в δm_b , а f — значение интеграла, возникающего в однопетлевой диаграмме. Соответствующий вклад заряженного бозона Хиггса в $BR(b \rightarrow s\gamma)$ при большом $\tan\beta$ имеет вид [48]

$$BR^{SUSY}(b \rightarrow s\gamma)\Big|_{H^\pm} \propto \frac{m_b(h_t \cos\beta - \delta h_t \sin\beta)}{v \cos\beta(1 + \delta m_b)} g(m_{H^\pm}, m_t), \quad (62)$$

где g — значение петлевого интеграла в диаграмме.

Влияние этого ограничения на пространство параметров показано ниже вместе с ограничением, следующим из распада $B_s \rightarrow \mu^+\mu^-$.

7.2 Область, исключенная данными редкого распада $B_s \rightarrow \mu^+\mu^-$

Второй пример — распад $B_s \rightarrow \mu^+\mu^-$. В Стандартной Модели распад описывается первыми двумя диаграммами на рис. 14. Его относительная вероятность [49]

$$BR^{SM}(B_s \rightarrow \mu^+\mu^-) = (3.23 \pm 0.27) \cdot 10^{-9},$$

в то время как последние экспериментальные данные дают лишь нижнюю границу [50]¹

$$BR^{exp}(B_s \rightarrow \mu^+\mu^-) < 4.5 \cdot 10^{-9}.$$

В МССМ имеются дополнительные диаграммы, однако главный вклад, усиленный множителем $\tan^6\beta$ (!), происходит из диаграммы, показанной справа на рис. 14.

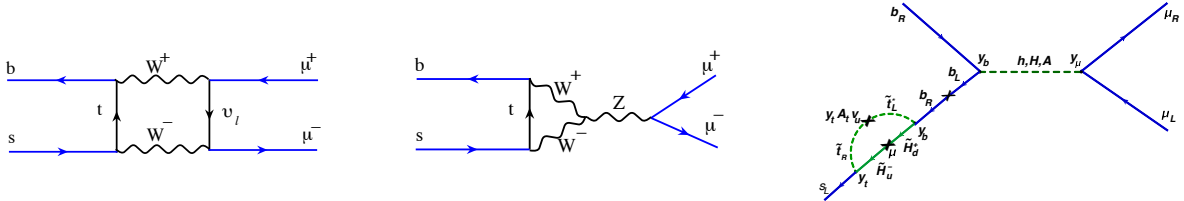


Рис. 14: Диаграммы, дающие вклад в амплитуду распада $B_s \rightarrow \mu^+\mu^-$ в Стандартной Модели и в МССМ.

Относительная вероятность распада $B_s \rightarrow \mu^+\mu^-$ дается следующим выражением [52, 53]

$$BR(B_s \rightarrow \mu^+\mu^-) = \frac{2\tau_B M_B^5}{64\pi} f_{B_s}^2 \sqrt{1 - \frac{4m_l^2}{M_B^2}} \times \left[\left(1 - \frac{4m_l^2}{M_B^2}\right) \left| \frac{(C_S - C'_S)}{(m_b + m_s)} \right|^2 + \left| \frac{(C_P - C'_P)}{(m_b + m_s)} + 2 \frac{m_\mu}{M_{B_s}^2} (C_A - C'_A) \right|^2 \right] \quad (63)$$

¹Во время подготовки лекций появились первые свидетельства наблюдения распада $B_s \rightarrow \mu^+\mu^-$, основанные на 1.1 fb^{-1} данных 2012 года при $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ [51]. В данных обнаружено превышение количества событий по отношению к фону на уровне 3.5σ . Обработка данных дает значение $BR(B_s \rightarrow \mu^+\mu^-) = (3.2_{-1.2}^{+1.5}) \cdot 10^{-9}$, находящееся в согласии с предсказаниями Стандартной Модели, оставляя таким образом меньше места для суперсимметричного вклада.

где f_{B_s} — константа распада B_s -мезона, M_B — масса B -мезона, τ_B — его среднее время жизни и m_l — масса лептона. Множители C_S , C'_S , C_P , C'_P включают в себя суперсимметричные поправки, соответствующие диаграммам топ-скварком, чарджино, sneйтрино, бозоном Хиггса и т.д. внутри петель. Для больших значений $\tan\beta$ доминирующий вклад в C_S дается приближенным выражением

$$C_S \simeq \frac{G_F \alpha}{\sqrt{2}\pi} V_{tb} V_{ts}^* \left(\frac{\tan^3 \beta}{4 \sin^2 \theta_W} \right) \left(\frac{m_b m_\mu m_t \mu}{M_W^2 M_A^2} \right) \frac{\sin 2\theta_{\tilde{t}}}{2} \left(\frac{m_{\tilde{t}_1}^2 \log(m_{\tilde{t}_1}^2/\mu^2)}{\mu^2 - m_{\tilde{t}_1}^2} - \frac{m_{\tilde{t}_2}^2 \log(m_{\tilde{t}_2}^2/\mu^2)}{\mu^2 - m_{\tilde{t}_2}^2} \right) \quad (64)$$

где $m_{\tilde{t}_{1,2}}$ — массы двух топ-скварков, а $\theta_{\tilde{t}}$ — угол вращения, с помощью которого диагонализуются матрица квадратов масс топ-скварков. Указанное выражение необходимо умножить на $1/(1+\epsilon_b)^2$ чтобы учесть суперсимметричные КХД-поправки. Величина ϵ_b пропорциональна $\mu \tan\beta$ [54]. Таким образом, при больших значениях $\tan\beta$ амплитуда растет как $\tan^6\beta$, что может привести к противоречию с экспериментом. Видно однако, что $\tan\beta$ -зависимость компенсируется сильным подавлением в последнем слагаемом, если массы топ-скварков становятся равными. Это означает, что для того чтобы получить не слишком большое значение относительной вероятности распада, массы топ-скварков должны быть вырождены.

Значения относительной вероятности распада для различных значений параметров показаны слева на рис. 15 [53], а ограничения на пространство параметров — справа.

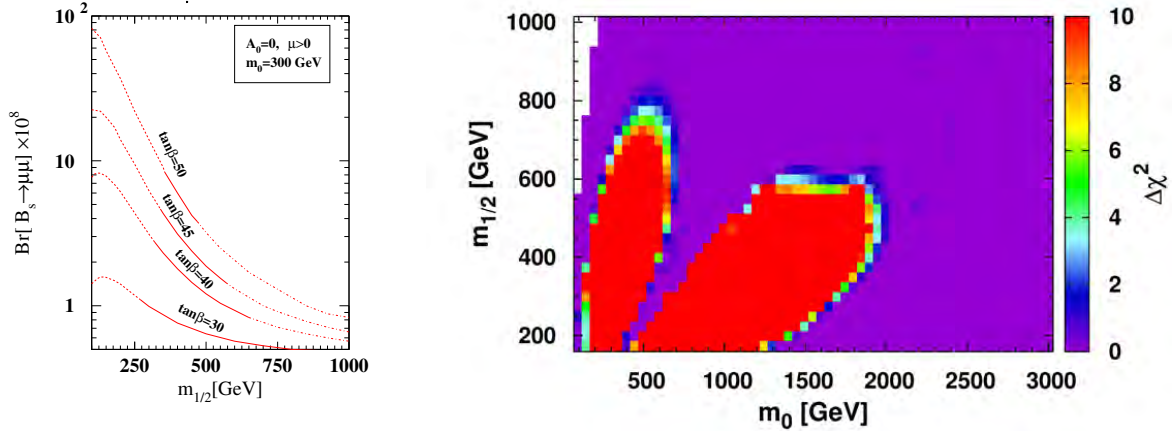


Рис. 15: Относительная вероятность распада $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$ в МССМ (слева) и ограничения на пространство параметров МССМ, следующие из электрослабых наблюдаемых (справа).

7.3 Область, исключенная данными по аномальному магнитному моменту мюона

Теоретическое значение $g - 2$ приведено в работе [55], что находится в согласии с последними данными [56]. Недавние измерения аномального магнитного момента мюона слегка

отклоняются от предсказаний Стандартной Модели на уровне 3σ [40]:

$$\begin{aligned} a_\mu^{exp} &= 11\,659\,2080(63) \cdot 10^{-11} \\ a_\mu^{SM} &= 11\,659\,1790(64) \cdot 10^{-11} \\ \Delta a_\mu &= a_\mu^{exp} - a_\mu^{theor} = (290 \pm 90) \cdot 10^{-11}, \end{aligned}$$

где вклад Стандартной Модели можно записать как

$$\begin{aligned} a_\mu^{QED} &= 11\,658\,4718.1(0.2) \cdot 10^{-11} \\ a_\mu^{weak} &= 153.2(1.8) \cdot 10^{-11} \\ a_\mu^{hadron} &= 6918.7(65) \cdot 10^{-11}. \end{aligned}$$

Таким образом точность эксперимента наконец достигла величины вклада электрослабых взаимодействий. Соответствующие диаграммы представлены на рис. 16.

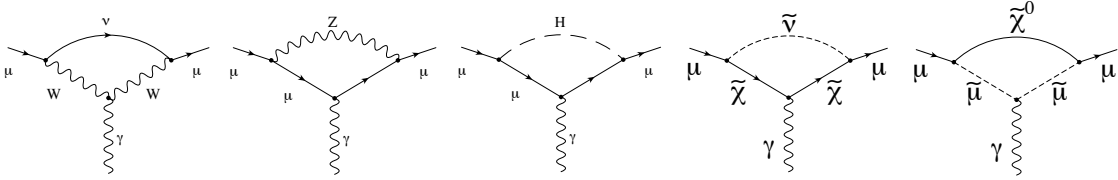


Рис. 16: Диаграммы, дающие вклад в a_μ в Стандартной Модели и в МССМ.

Недостаток легко можно заполнить суперсимметричными вкладами, соответствующими двум последним диаграммам на рис. 16. Они напоминают вклады электрослабых взаимодействий с точностью до замены векторных бозонов на чарджино и нейтралино.

Полный вклад этих диаграмм в a_μ имеет вид [57]

$$\begin{aligned} a_\mu^{SUSY} &= -\frac{g_2^2}{8\pi^2} \left\{ \sum_{\chi_i^0, \tilde{\mu}_j} \frac{m_\mu}{m_{\chi_i^0}} \left[(-1)^{j+1} \sin 2\theta B_1(\eta_{ij}) \tan \theta_W N_{i1} [\tan \theta_W N_{i1} + N_{i2}] \right. \right. \\ &+ \frac{m_\mu}{2M_W \cos \beta} B_1(\eta_{ij}) N_{i3} [3 \tan \theta_W N_{i1} + N_{i2}] \\ &+ \left. \left. \left(\frac{m_\mu}{m_{\chi_i^0}} \right)^2 A_1(\eta_{ij}) \left\{ \frac{1}{4} [\tan \theta_W N_{i1} + N_{i2}]^2 + [\tan \theta_W N_{i1}]^2 \right\} \right] \right. \\ &\left. - \sum_{\chi_j^\pm} \left[\frac{m_\mu m_{\chi_j^\pm}}{m_{\tilde{\nu}}^2} \frac{m_\mu}{\sqrt{2}M_W \cos \beta} B_2(\kappa_j) V_{j1} U_{j2} + \left(\frac{m_\mu}{m_{\tilde{\nu}}} \right)^2 \frac{A_1(\kappa_j)}{2} V_{j1}^2 \right] \right\}. \end{aligned} \quad (65)$$

где N_{ij} — элементы матрицы, диагонализующей массовую матрицу нейтралино, а U_{ij}, V_{ij} — элементы матриц, диагонализующих массовую матрицу чарджино. Функции A и B — однопетлевые интегралы, соответствующие треугольным диаграммам.

При больших $\tan \beta$ справедливо приближение [58]

$$|a_\mu^{SUSY}| \simeq \frac{\alpha(M_Z)}{8\pi \sin^2 \theta_W} \frac{m_\mu^2 \tan \beta}{m_{SUSY}^2} \left(1 - \frac{4\alpha}{\pi} \log \frac{m_{SUSY}}{m_\mu} \right) \simeq 14.0 \cdot 10^{-10} \left(\frac{100 \text{ GeV}}{m_{SUSY}} \right)^2 \tan \beta,$$

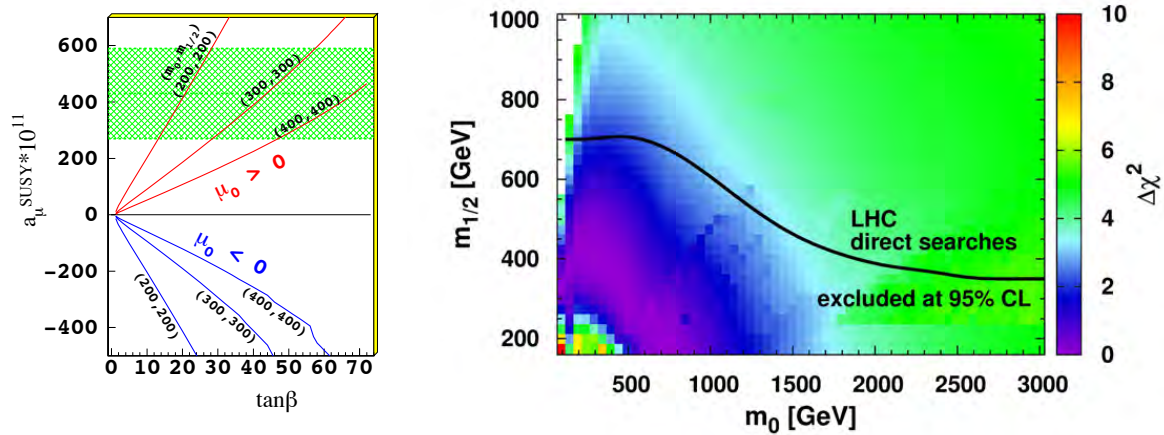


Рис. 17: Зависимость a_{μ}^{SUSY} от $\tan\beta$ для различных значений параметров мягкого нарушения суперсимметрии m_0 и $m_{1/2}$ (слева). Горизонтальная полоса отвечает разнице между экспериментальными данными и теоретическими оценками. Справа показаны разрешенные области пространства параметров. Черная линия соответствует ограничению из поисков на ЛНС.

где m_{μ} — масса мюона, m_{SUSY} — усредненная масса суперсимметричных частиц внутри петли (практически это масса чарджино). Выражение пропорционально μ и $\tan\beta$, требуется положительный знак μ , что закрывает половину пространства параметров МССМ [59].

Если суперсимметричные частицы достаточно легкие, они дают желаемый вклад в аномальный магнитный момент. Однако, если они слишком легкие, их вклад превышает допустимый зазор между экспериментальным значением и предсказанием Стандартной Модели. От очень тяжелых частиц вклад слишком мал. На рис. 17 слева показана зависимость a_{μ}^{SUSY} от $\tan\beta$ для различных значений параметров мягкого нарушения суперсимметрии m_0 и $m_{1/2}$. Справа показаны ограничения на пространство параметров МССМ. Разрешенная область, однако, практически исключена прямыми поисками суперсимметрии на ЛНС. Возможно, наблюдаемое отклонение от Стандартной Модели вызвано другими причинами.

7.4 Область, исключенная ограничениями на массу псевдо-скалярного бозона Хиггса m_A

Рождение псевдо-скалярного бозона Хиггса A также усилено за счет $\tan\beta$. Основные диаграммы глюонного слияния и сопутствующего рождения бозона A и b -кварка показаны на рис. 18. Там же представлены соответствующие сечения рождения.

Масса псевдо-скалярного бозона Хиггса определяется из ограничений на критическую плотность, поскольку доминирующий вклад в процесс аннигиляции нейтралино происходит от обмена A -бозоном в области вне маленькой области коаннигиляции. Ожидается, что $m_A \propto m_{1/2}$ из ограничений на критическую плотность, что может быть достигнуто при значениях $\tan\beta$ в районе 50 на всей плоскости $(m_0 - m_{1/2})$ [60]. Поскольку сечение рождения A на ЛНС пропорционально $\tan^2\beta$, ограничение на массу m_A возрастает до 496 ГэВ для больших значений $\tan\beta$, требуемых критической плотностью (см. рис. 18 справа). Соответ-

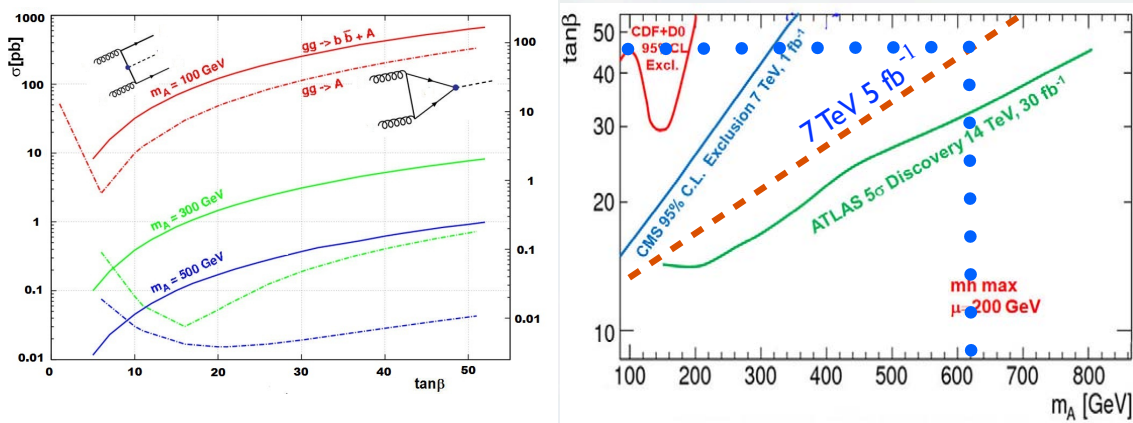


Рис. 18: Слева: Сечение рождения псевдо-скалярного бозона Хиггса A как функция $\tan\beta$, для глюонного слияния и сопутствующего рождения для различных значений массы m_A . Справа: ожидаемая область достижимости эксперимента ATLAS при 14 ТэВ и светимости 30 fb^{-1} [61]. Также показаны области уже исключенные поисками на Тэватроне [62] и ЛНС при 7 ТэВ [63]. Проекции для будущих сеансов ЛНС для детекторов ATLAS и CMS предварительные.

ствующие значения m_A показаны на рис. 19 слева, а значения m_A , исключенные поисками на ЛНС, образуют область, ограниченную контуром на рис. 19.

Довольно сильные ограничения на массу псевдо-скалярного бозона Хиггса из данных ЛНС [43, 64], особенно при больших значениях $\tan\beta$, приводят к ограничениям на $m_{1/2}$ в районе 400 ГэВ для промежуточных значений m_0 , что видно из рис. 19 слева.

7.5 Эффект бозона Хиггса Стандартной Модели с массой m_h около 125 GeV

Предел LEP на 95% уровне достоверности 114.4 ГэВ дает вклад в функцию χ^2 при малых и промежуточных значениях масс суперчастиц. Недавно коллаборации CMS [65] и ATLAS [66] заявили об открытии бозона Хиггса с массой 125 ГэВ. Если предположить, что открыт бозон Хиггса Стандартной Модели, имеющий похожие свойства, что и легчайший суперсимметричный бозон Хиггса, можно извлечь следствие этого для МССМ. Если включить массу бозона Хиггса 125 ГэВ в анализ, то минимум функции χ^2 сдвигается в область больших значений масс суперчастиц, но возникает довольно сильная напряженность между ограничениями на критическую плотность, на вероятность распада $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$ и массой бозона Хиггса, таким образом положение минимума сильно зависит от неопределенности массы бозона Хиггса, что показано справа на рис. 19. Экспериментальная неопределенность массы бозона Хиггса составляет около 2 ГэВ, в то время как теоретическая ошибка может достигать 3 ГэВ. На рисунке показаны минимумы для неопределенностей от 2 до 5 ГэВ, видно что их положение может меняться на несколько ТэВ. Очевидно, это требует более детального изучения в будущем. Стоит заметить, что фит не предполагает сценарий с максимальным смешиванием. Если исключить все другие ограничения, максимальное значение массы бозона Хиггса может достигать 125 ГэВ хотя и при больших значениях $m_{1/2}$. При отрицательном параметре смешивания μ результаты аналогичны.

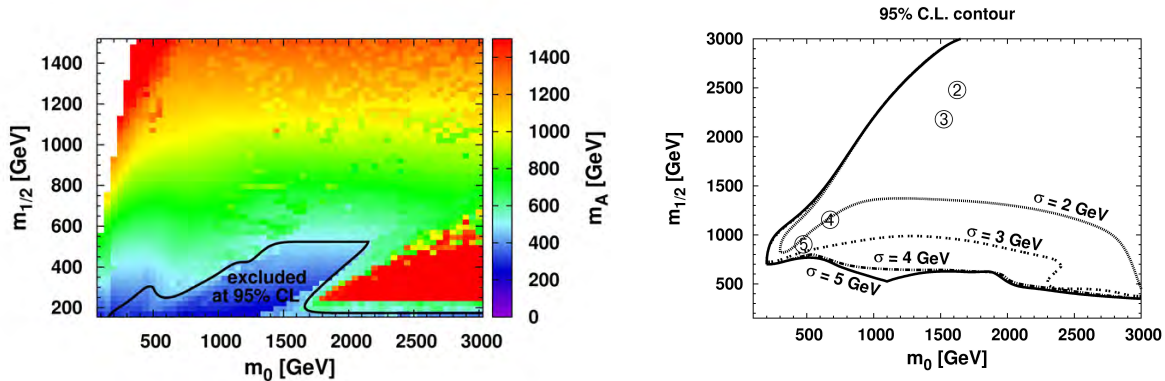


Рис. 19: Слева: значения m_A на плоскости $(m_0 - m_{1/2})$ для оптимальных значений $\tan \beta$ и A_0 . Область ниже жирной линии исключена на уровне достоверности 95%. Справа: Влияние бозона Хиггса с массой 125 ГэВ. Если включить его в анализ, минимум перемещается в область больших значений масс суперчастиц, однако ее положение сильно зависит от предполагаемой теоретической погрешности в определении массы. Погрешности указаны числами в кружках, обозначающих точки минимумов: $\Delta\chi^2 = 5.99(2\sigma)$ -контуры.

8 Проблема тёмной материи во Вселенной

Как уже указывалось, светящаяся материя не составляет всю материю во Вселенной. Согласно последним данным [67], материя во

$$\begin{aligned}\Omega &= 1.02 \pm 0.02, \\ \Omega &= 0.73 \pm 0.04, \\ \Omega &= 0.23 \pm 0.04, \\ \Omega &= 0.044 \pm 0.004,\end{aligned}$$

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

Помимо кривых вращения звёзд в спиральных галактиках тёмная материя проявляет себя в эффектах гравитационного линзирования [11] и в образовании крупномасштабных структур во Вселенной. Считается, что тёмная материя играет решающую роль в образовании таких больших структур как галактические кластеры, а обычная материя попадает в потенциальную яму под воздействием гравитационного притяжения позднее. Тёмная материя не может образовывать компактных структур как обычная материя, так как она не участвует в сильном взаимодействии и не может сбрасывать энергию путём испускания фотонов в силу своей нейтральности. По этой причине тёмная материя может захватываться только на больших масштабах типа галактик.

Вообще говоря, можно предположить существование двух возможностей: или тёмная материя взаимодействует только гравитационно, или она также принимает участие в слабом взаимодействии. Второй случай предпочтительнее, ибо в этом случае можно надеяться

задетектировать её методами физики частиц. Что заставляет нас думать, что тёмная материя является слабо взаимодействующей массивной частицей (Weakly Interacting Massive Particle - WIMP)? Это связано с тем, что сечение аннигиляции тёмной материи, которое может быть определено из наблюдаемого количества реликтовой тёмной материи во Вселенной, близко к типичному слабому сечению. Действительно, если предположить, что вся тёмная материя состоит из частиц одного типа, то количество тёмной материи можно вычислить из уравнения Больцмана [68, 69]

$$\frac{dn_\chi}{dt} + 3Hn_\chi = -\langle\sigma v\rangle(n_\chi^2 - n_{\chi,eq}^2), \quad (66)$$

где $H = \dot{R}/R$ есть постоянная Хаббла, а $n_{\chi,eq}$ обозначает равновесную концентрацию. Реликтовая плотность выражается через n_χ как

$$\Omega_\chi h^2 = \frac{m_\chi n_\chi}{\rho_c} \approx \frac{2 \cdot 10^{-27} \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1}}{\langle\sigma v\rangle}. \quad (67)$$

Имея в виду, что $\Omega_\chi h^2 \approx 0.113 \pm 0.009$ и $v \sim 300$ км/сек, получаем

$$\sigma \approx 10^{-34} \text{ cm}^2 = 100 \text{ pb}, \quad (68)$$

что является типичным слабым сечением.

8.1 Суперсимметричная интерпретация тёмной материи

Суперсимметрия предлагает несколько кандидатов на роль частицы тёмной материи. Если посмотреть на состав полей МССМ с точки зрения наличия тяжёлой нейтральной частицы, то обнаруживаются несколько таких частиц, а именно: суперпартнёры фотона (фотино $\tilde{\gamma}$), Z -бозона (частица, называемая зино \tilde{z}), нейтрино (снейтрино $\tilde{\nu}$) и суперпартнёры хиггсовских бозонов (хиггсино \tilde{H}). Тёмная материя может быть легкой из них, LSP. Другие будут распадаться с образованием LSP и частиц Стандартной модели, в то время как LSP является стабильной и сохранится во времени Большого взрыва. Как правило, легкой суперсимметричной частицей является нейтралино, частица спина 1/2, которая есть комбинация фотино, зино и двух нейтральных хиггсино и является собственным состоянием массовой матрицы

$$|\tilde{\chi}_1^0\rangle = N_1|B_0\rangle + N_2|W_0^3\rangle + N_3|H_1\rangle + N_4|H_2\rangle.$$

Таким образом, суперсимметрия фактически предсказывает существование тёмной материи. Более того, можно так подобрать параметры мягкого нарушения суперсимметрии, чтобы получить правильное количество тёмной материи. Это требование служит ограничением на выбор этих параметров и совместно с другими ограничениями следующими из физики частиц.

Поиск LSP был одной из задач LEP'а. Предположительно, LSP должны были родиться в результате распада чарджино и детектироваться по недостающей энергии и импульсу. Отрицательные результаты установили нижний предел на массу LSP, как показано на рис. 20.

Частицы тёмной материи, которые образуют гало галактики, аннигилируют и производят обычные частицы в космических лучах. Идентифицируя их с LSP суперсимметричной

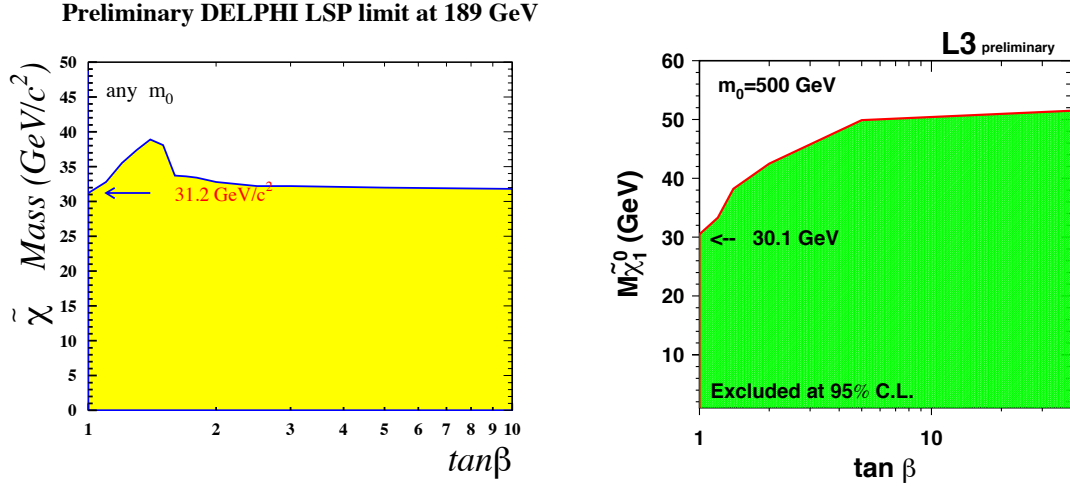


Рис. 20: Ограничения на массу LSP на детекторах коллабораций Delphi и L3 (LEP) [70].

модели, можно вычислить из сечение аннигиляции и изучить спектр вторичных частиц. Главные диаграммы, описывающие аннигиляцию нейтралино, показаны на рис. 21. Обычно, конечными состояниями являются или кварк-антикварковые пары или W и Z бозоны. Поскольку сечение аннигиляции оказывается пропорциональным массе конечных фермионов, кварки и лептоны третьего поколения являются доминантными. Конечные состояния из W и Z бозонов, образуемые в t -канале, обычно имеют меньшие сечения.

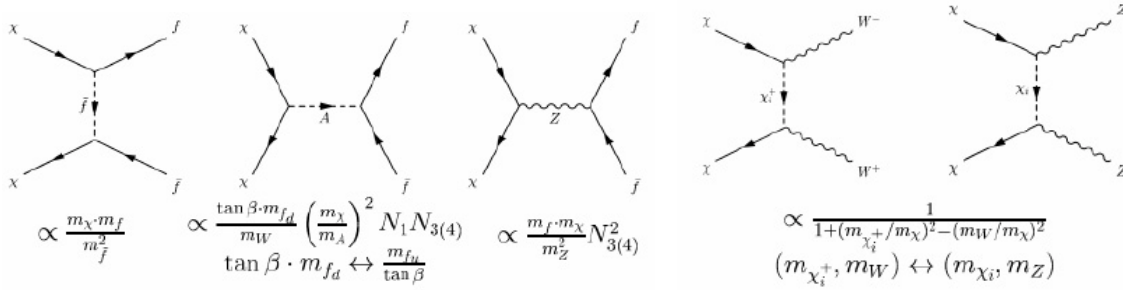


Рис. 21: Главные диаграммы, описывающие аннигиляцию нейтралино в МССМ

Главный вклад идёт из обмена A -бозоном: $\chi + \chi \rightarrow A \rightarrow b\bar{b}$. Сумма всех диаграмм должна давать $\langle\sigma v\rangle = 2 \cdot 10^{-26} \text{ см}^3/\text{с}$ для того, чтобы получить правильное количество тёмной материи.

Форма спектра вторичных частиц, образующихся от аннигиляции тёмной материи, хорошо известна из изучения фрагментации кварков получаемых в процессе электрон-позитронной аннигиляции на коллайдерах, например, LEP в ЦЕРНе, который работал на энергии порядка 200 ГэВ, что соответствует массе нейтралы вплоть до 100 ГэВ. Различные кварковые ароматы имеют примерно одинаковых спектр гамма лучей при высоких энергиях. Поэтому спектр позитронов, протонов и антипротонов известен. Относительное количество

γ, p^- и e^+ также известно. Ожидается получить порядка 37 фотонов на столкновение.

Гамма лучи от аннигиляции тёмной материи можно отличить от фона по специфической форме спектра: фон образуется главным образом от космических лучей, которые взаимодействуют с газом галактического диска и образуют обычные π^0 -мезоны, которые распадаются на два фотона. Спектр первоначальных космических лучей является степенным, что приводит к значительно более мягкому спектру гамма квантов, чем в случае фрагментации энергетичных кварков образующихся при аннигиляции тёмной материи. Форма спектра гамма лучей из фона, для заданного спектра космических лучей, хорошо известна из экспериментов на фиксированной мишени,

К сожалению, современные данные по диффузным галактическим гамма лучам не демонстрируют статистически значимых отклонений от фона. Локальное превышение над фоном, наблюдаемое в некоторых экспериментах, например, на космическом телескопе EGRET [71] или FERMI [72], находится в пределах неопределённости фона.

8.2 Области, исключённые из ограничения на количество тёмной материи

Наблюдаемое количество тёмной материи соответствует значению $\Omega h^2 = 0.113 \pm 0.004$ [38]. Это число обратно пропорционально сечению аннигиляции. Главный вклад в аннигиляцию идёт от диаграммы с обменом A -бозоном почти во всей области пространства параметров. Сечение процесса $\chi + \chi \rightarrow A \rightarrow b\bar{b}$ может быть записано как:

$$\langle\sigma v\rangle \sim \frac{M_\chi^4 m_b^2 \tan^2 \beta (N_{31} \sin \beta - N_{41} \cos \beta)^2 (N_{21} \cos \theta_W - N_{11} \sin \theta_W)^2}{\sin^4 2\theta_W M_Z^2 (4M_\chi^2 - M_A^2)^2 + M_A^2 \Gamma_A^2}. \quad (69)$$

Как уже указывалось, правильное количество тёмной материи требует $\langle\sigma v\rangle = 2 \cdot 10^{-26}$ см³/с, что означает, что сечение аннигиляции σ должно быть порядка 100 пб. Такое высокое сечение можно получить только в резонансе. На самом деле, в резонансе сечение слишком велико и нужно находиться на "хвосте" резонанса, т.е. $m_A \approx 2.2 m_\chi$ или $m_A \approx 1.8 m_\chi$. Отсюда следует, что $m_A \propto m_{1/2}$. Это требование может быть удовлетворено при $\tan \beta$ равным примерно 50 во всей области ($m_0 - m_{1/2}$), кроме узких областей коаннигиляции [60]. Это справедливо и для расширенной области значений m_0 , как показано слева на рис. 22.

8.3 Области, исключённые из прямого поиска 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, Zeplin, CDMS и Edelweiss. Из них только DAMA заявляет, что они видят эффект в сезонных модуляциях при фиксированной массе порядка 50 ГэВ [73].

Все другие эксперименты не видят его, хотя коллаборация CDMS недавно объявила о наблюдении нескольких событий желанного типа [74]. Причина расхождения может заключаться в различие методик и мишеней, так как сечение взаимодействия ядра с тёмной материей зависит от спина ядра. Набранная статистика тоже существенно различается. DAMA аккумулировала гораздо больше событий и это единственный эксперимент, который изучает сезонную модуляцию сигнала, что может иметь решающее значение.

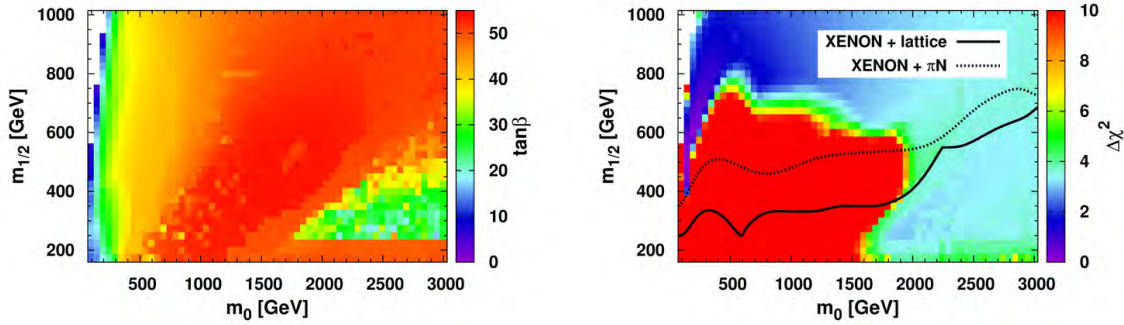


Рис. 22: Слева: фитированные значения $\tan\beta$ в плоскости $(m_0 - m_{1/2})$ после оптимизации A_0 для выполнения ограничения на количество тёмной материи и условия EWSBв каждой точке. Тёмная материя требует $\tan\beta \approx 50$ в большей части пространства параметров, где обмен превдоскалярным хигсом доминирует. На (некрасных) краях, где $\tan\beta$ становится меньше, вклад даёт коаннигиляция. Справа: распределение $\Delta\chi^2 = \chi^2 - \chi^2_{min}$ в плоскости $(m_0 - m_{1/2})$ после наложения электрослабых ограничений в сравнении с ограничениями от эксперимента XENON100 [46] по прямому поиску тёмной материи. Сечение WIMP-нуклонного взаимодействия дано для двух значений формфакторов (штриховая линия: πN рассеяние, штрих-пунктирная линия: решёточная калибровочная теория).

Сечение для прямого рассеяния WIMПов на ядрах имеет верхний экспериментальный предел порядка 10^{-8} пб, что на много порядков ниже сечения аннигиляции. В то же время, эти два сечения описываются теми же самыми диаграммами, но в разных каналах. Различие на много порядков естественным путём объясняется в суперсимметричных теориях тем фактом, что оба сечения доминируются диаграммами с обменом хиггсовским бозоном, а юкавские константы для валентных кварков в протоне и нейтроне пренебрежимо малы. Наибольший вклад в сечение рассеяния дают более тяжёлые морские кварки. Однако, плотность этих виртуальных кварков в ядрах мала, что является одной из причин малости сечения упругого рассеяния. В дополнение к этому, переданный импульс при упругом рассеянии мал, так что пропагатор приводит к сечению обратно пропорциональному четвертой степени хиггсовской массы.

Типичные исключённые области для спин-зависимого и спин-независимого сечений показаны на рис. 23, где можно видеть перекрытие области разрешённой экспериментом DAMA с другими кривыми. И всё же сегодня не существует убедительного свидетельства в пользу прямого детектирования тёмной материи или его отсутствия. Рассеяние LSP на ядрах может происходить только за счёт упругого рассеяния при условии сохранения R -чётности [13, 68]. Соответствующие диаграммы показаны на рис. 24.

Большой тёмный овал обозначает, что мы имеем дело с низкоэнергетическим режимом, в котором протоны и нейтроны внутри ядра неразличимы. В этом случае спин-независимое рассеяние становится когерентным по всем ядрам и сечение становится пропорциональным

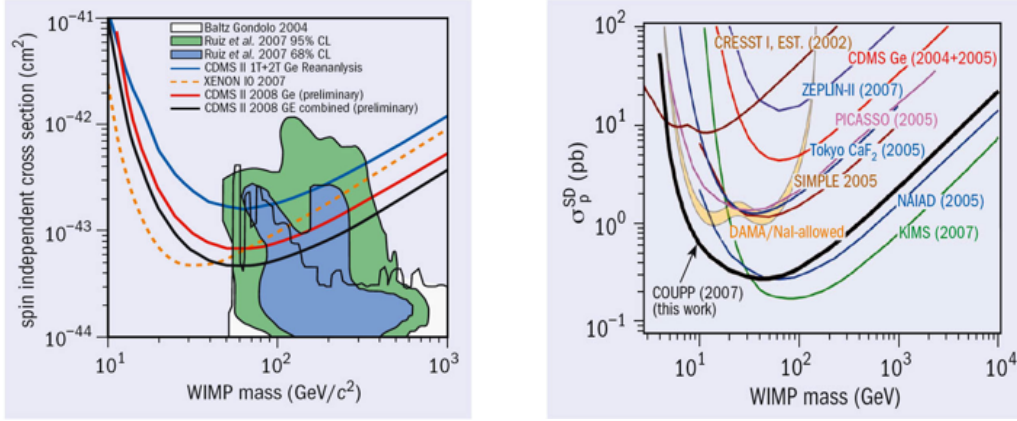


Рис. 23: Исключённые области из экспериментов по прямому детектированию тёмной материи. Спин-зависимый случай (слева) согласно Chicagoland Observatory for Underground Particle Physics (COUPP) и спин-независимый случай (справа) согласно Cryogenic Dark Matter Search (CDMS).

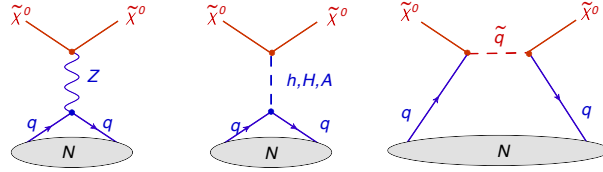


Рис. 24: Примеры диаграмм для упругого нейтрино-нуклонного рассеяния.

числу ядер:

$$\sigma = \frac{4}{\pi} \frac{m_{\text{DM}}^2 m_N^2}{(m_{\text{DM}} + m_N)^2} (Z f_p + (A - Z) f_n)^2 \quad (70)$$

где A и Z есть атомная масса и атомный номер ядер мишени, а формфакторы имеют вид [75]

$$f_{p,n} = \sum_{q=u,d,s} G_q f_{Tq}^{(p,n)} \frac{m_{p,n}}{m_q} + \frac{2}{27} f_{TG}^{(p,n)} \sum_{q=c,b,t} G_q \frac{m_{p,n}}{m_q}, \quad (71)$$

где $G_q = \lambda_{\text{DM}} \lambda_q / M^2$. Здесь M обозначает переносчик взаимодействия, а λ_{DM} , λ_f обозначают константы взаимодействия переносчика с тёмной материей и кварком. Параметры $f_{Tq}^{(p)}$ определены как

$$m_p f_{Tq}^{(p)} \equiv \langle p | m_q \bar{q} q | p \rangle \quad (72)$$

и аналогично $f_{Tq}^{(n)}$, в то время как $f_{TG}^{(p,n)} = 1 - \sum_{q=u,d,s} f_{Tq}^{(p,n)}$.

Поскольку частица, которая является переносчиком взаимодействия, обычно гораздо тяжелее, чем переданный импульс, рассеяние может быть записано в терминах эффективных вершин, которые могут быть найдены феноменологически из πN рассеяния или из решеточных КХД вычислений.

Стандартные значения эффективных вершин в программе micrOMEGAs [76] равны: $f_{T_u}^{(p)} = 0.033$, $f_{T_d}^{(p)} = 0.023$, $f_{T_s}^{(p)} = 0.26$, $f_{T_u}^{(n)} = 0.042$, $f_{T_d}^{(n)} = 0.018$, $f_{T_s}^{(n)} = 0.26$. Нижние значения из решёточных вычислений [77] слегка отличаются: $f_{T_u}^{(p)} = 0.020$, $f_{T_d}^{(p)} = 0.026$, $f_{T_s}^{(p)} = 0.02$, $f_{T_u}^{(n)} = 0.014$, $f_{T_d}^{(n)} = 0.036$, $f_{T_s}^{(n)} = 0.02$. Следовательно, наиболее важный вклад от страных кварков варьируется в пределах от 0.26 до 0.02 [78], что даёт неопределённость в сечении упругого нейтрально-нуклонного рассеяния на порядок.

Другим источником неопределённости в экспериментах по прямому детектированию тёмной материи является неопределённость в оценке локальной плотности тёмной материи, которая принимает значения в интервале $0.3 - 1.3 \text{ ГэВ/см}^3$, извлекаемой из ротационных кривых Млечного пути [79, 80, 81, 82].

Исключённая область, следующая из ограничения на сечение рассеяния полученного в эксперименте XENON100 [46] для двух вариантов выбора формфакторов, показана на рис. 22. При больших значениях параметра m_0 EWSB ведёт к возрастанию хиггсиновой компоненты WIMPa и, следовательно, к возрастанию сечения с обменом хиггсовским бозоном, которое пропорционально смешиванию бино-хиггсино. Это приводит к возрастанию исключённой области при больших m_0 и имеет чувствительность подобную LHC. Если взять менее консервативные эффективные вершины из стандартного набора программы micrOMEGAs, ограничение из эксперимента XENON100 будет на 50% выше чем предел LHC.

9 Поиск суперсимметрии на коллайдерах

9.1 Экспериментальные проявления суперсимметрии на e^+e^- коллайдерах

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

Начнём с e^+e^- -коллайдеров. 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 [19, 83]

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 [84], которые приведены ниже

$$m_{\chi_1^0} > 40 \text{ GeV}, \quad m_{\tilde{e}} > 105 \text{ GeV}, \quad m_{\tilde{t}} > 90 \text{ GeV}$$

$$m_{\chi_1^\pm} > 100 \text{ GeV}, \quad m_{\tilde{\mu}} > 100 \text{ GeV}, \quad m_{\tilde{b}} > 80 \text{ GeV}, \quad m_{\tilde{\tau}} > 80 \text{ GeV}$$

<u>Рождение</u>	<u>Основные моды распада</u>	<u>Проявления</u>
• $\tilde{l}_{L,R}, \tilde{l}_{L,R}$	$\tilde{l}_R^\pm \rightarrow l^\pm \tilde{\chi}_i^0$ $\tilde{l}_L^\pm \rightarrow l^\pm \tilde{\chi}_i^0$	пара заряженных лептонов + \cancel{E}_T
• $\tilde{\nu}\tilde{\nu}$	$\tilde{\nu} \rightarrow l^\pm \tilde{\chi}_1^0$	\cancel{E}_T
• $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_1^\pm$	$\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 l^\pm \nu$ $\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 f \bar{f}'$ $\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow l \tilde{\nu}_l$ $\rightarrow l \nu_l \tilde{\chi}_1^0$ $\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \nu_l \tilde{l}$ $\rightarrow \nu_l l \tilde{\chi}_1^0$	изолир лептон + 2 струи + \cancel{E}_T пара лептонов + \cancel{E}_T 4 струи + \cancel{E}_T
• $\tilde{\chi}_i^0 \tilde{\chi}_j^0$	$\tilde{\chi}_i^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 X$	$X = \nu_l \bar{\nu}_l$ 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
• $\tilde{b}_i \tilde{b}_j$	$\tilde{b}_i \rightarrow b \tilde{\chi}_1^0$ $\tilde{b}_i \rightarrow b \tilde{\chi}_2^0$ $\rightarrow b f \bar{f}' \tilde{\chi}_1^0$	2 b -струи + \cancel{E}_T 2 b -струи + 2 лептона + \cancel{E}_T 2 b -струи + 2 струи + \cancel{E}_T

9.2 Экспериментальные проявления суперсимметрии на адронных коллайдерах

Экспериментальные проявления суперсимметрии на Тэватроне и ЛНС очень похожи. Стратегия поиска суперсимметрии на ЛНС 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.

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 приведены ниже

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

Отметим характерные события с недостающей энергией и поперечным импульсом, что является главным отличием от фоновых процессов Стандартной Модели. В отличие от e^+e^- коллайдеров, на адронных ускорителях фоновые процессы очень разнообразны и важны. 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 3 справа.

Чарджино и нейтралино также могут рождаться парами через механизм Дрелла-Яна $pp \rightarrow \tilde{\chi}_1^\pm\tilde{\chi}_2^0$ и могут детектироваться через их лептонные распады $\tilde{\chi}_1^\pm\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow lll + \cancel{E}_T$. Поэтому главным сигналом их рождения будут изолированные лептоны и недостающая энергия, см. таб. 3 слева. 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.

9.3 Области, исключенные прямым поиском суперсимметрии на ЛНС

Фоновые процессы Стандартной Модели приводят к тем же конечным состояниям, что и интересные нас суперсимметричные процессы, однако кинематика различна. Недостающая

Процесс	Конечные состояния	Процесс	Конечные состояния
	2ℓ 2ν \cancel{ET}		2ℓ 2ν $6j$ \cancel{ET}
	ℓ ν $2j$ \cancel{ET}		2ℓ $6j$ \cancel{ET}
	3ℓ ν \cancel{ET}		2ℓ $6j$ \cancel{ET}
	ℓ 3ν \cancel{ET}		2ℓ 2ν $8j$ \cancel{ET}
	ℓ ν $2j$ \cancel{ET}		$8j$ \cancel{ET}

Таблица 3: Рождение легчайшего чарджино и второго нейтралино с последующим каскадным распадом (слева). Рождение пары глюино с последующим каскадным распадом (справа).

Процесс	Конечные состояния	Процесс	Конечные состояния
	2ℓ $2j$ \cancel{ET}		2ℓ $6j$ \cancel{ET}
	ℓ $2j$ \cancel{ET}		4ℓ $4j$ \cancel{ET}

Таблица 4: Фоновые процессы на адронных коллайдерах: процессы слабого взаимодействия (слева), и процессы сильного взаимодействия (справа).

энергия уносится легкими нейтрино. Соответствующие процессы показаны в таблице 4.

Многочисленные попытки поиска суперсимметрии были предприняты на Тэватроне. Скварки и глюино, рождающиеся парами, распадаясь дают как минимум две струи с большим поперечным импульсом и большую потерянную энергию. Конечные состояния с одним или несколькими лептонами возможны благодаря лептонным распадам $\tilde{\chi}_1^\pm$ и $\tilde{\chi}_2^0$.

В трилептонных распадах Тэватрон "чувствует" области до $m_{1/2} \leq 250$ ГэВ при $m_0 \leq 200$ ГэВ и до $m_{1/2} \leq 200$ ГэВ при $m_0 \geq 500$ ГэВ. Существующие ограничения Тэватрона на массы скварков и глюино следующие [85]: $m_{\tilde{q}} \geq 300$ ГэВ, $m_{\tilde{g}} \geq 195$ ГэВ.

Суперсимметричные частицы могут рождаться на LHC в протон-протонных столкновениях в процессах, изображенных в первых трех рядах на рис. 8, основные диаграммы, соответствующие рождению в электрослабых процессах показаны в последнем ряду. Сечения указанных процессов приведены на рис. 25 для энергии в системе центра масс 7 ТэВ. Видно, что сечения "сильного" рождения $\tilde{q}\tilde{q}$ и $\tilde{g}\tilde{g}$ большие при малых значениях m_0 и $m_{1/2}$, сечение рождения глюино $\tilde{g}\tilde{g}$ максимально при малых значениях $m_{1/2}$, а сечение рождения глюино в электрослабых процессах начинает возрастать при больших значениях m_0 . Причина роста сечения при больших m_0 — уменьшение параметра смешивания хиггсовских бозонов μ , определяемого из условия спонтанного нарушения электрослабой симметрии, что приводит к увеличению доли хиггсина в калибрино. Таким образом увеличивается константа взаимодействия калибровочных и хиггсовских бозонов и, вследствие этого, амплитуды, соответствующие диаграммам в последнем ряду рис. 8.

Процессы "сильного" рождения характеризуются большим числом струй от длинных цепочек распадов и потерянной энергией, уносимой нейтралينو. Эти характеристики могут быть использованы для эффективного подавления фона. В процессах "электрослабо-

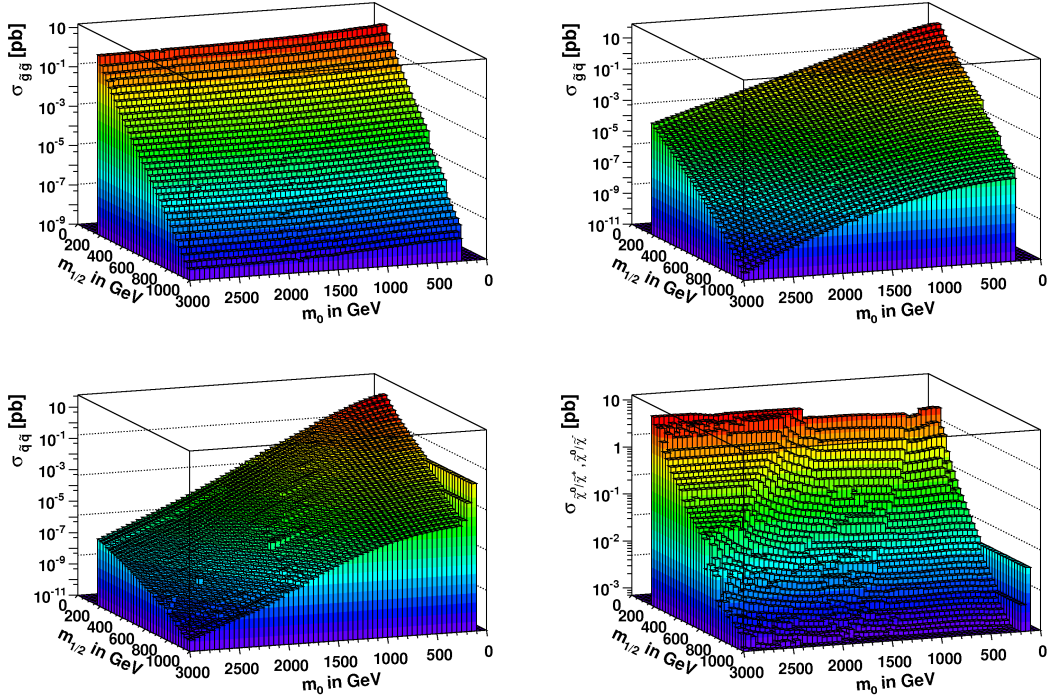


Рис. 25: Сечения рождения суперсимметричных частиц в процессах, показанных на рис. 8. По часовой стрелке: в процессах сильных взаимодействий ($\tilde{g}\tilde{g}$, $\tilde{g}\tilde{q}$ и $\tilde{q}\tilde{q}$, соответственно) и в процессах слабых взаимодействий.

го"рождения струй меньше, меньше также потерянная энергия. Таким образом, для подавления фона нужны лептонные распады, для анализа требуется бóльшая светимость, чем в процессах "сильного"рождения скварков и глюино.

На рис. 26 показаны полные сечения рождения сильно-взаимодействующих частиц, а также области, исключенные за счет анализа прямого рождения суперсимметричных частиц на ЛHC. На рисунке видно, что исключенные области (ниже сплошных линий) практически повторяют поведение полного сечения рождения, показанного в цвете. Также видно, что исключенные области соответствуют сечениям рождения в районе 0.1 – 0.2 пб.

Уменьшение исключенной области при больших значениях m_0 происходит благодаря тому, что в этой области скварки становятся тяжелыми, а это означает, что вклады диаграмм второго и третьего ряда рис. 8 начинают уменьшаться. В этой ситуации помочь может только удвоение энергии в системе центра масс с 7 до 14 ТэВ, что планируется сделать в ближайшие годы. Сечение рождения глюино в этом случае возрастает на порядок, что отражено на рис. 26 справа. Ожидаемая чувствительность ЛHC при 14 ТэВ, изображенная как граница исключенной области в случае, если ничего не будет обнаружено, предполагает те же эффективность и светимость (чуть более 1 fb^{-1} на эксперимент), что и при энергии 7 ТэВ.

Указанные ограничения могут быть представлены как ограничения на массы скварков и глюино. Начальные значения масс скварков на масштабе Великого объединения равно m_0 ,

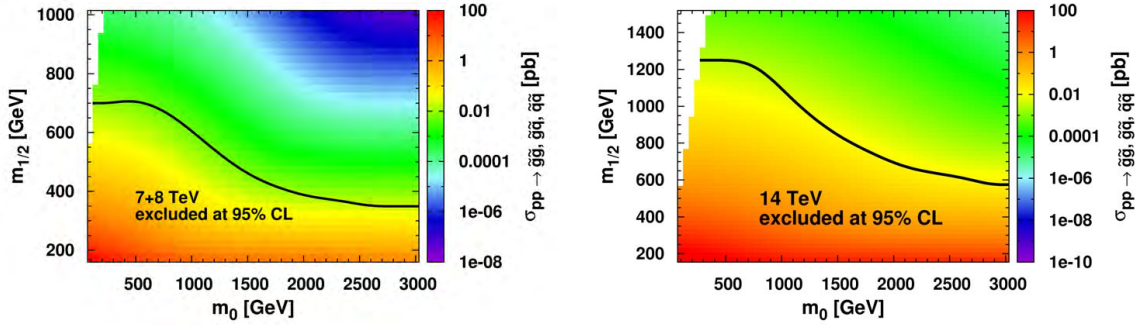


Рис. 26: Слева: Сечения рождения сильно-взаимодействующих частиц на ЛHC в сравнении с областями, исключенными данными ЛHC при энергиях 7 и 8 ТэВ. Данные экспериментов ATLAS и CMS суммированы и соответствуют интегральной светимости 1.3 и 1.1 fb^{-1} , соответственно. Видно, что сечения в области от 0.1 до 0.2 пб исключены на уровне достоверности 95%. Справа: Сечения рождения и ожидаемые исключенные области при 14 ТэВ для тех же значений сечений (от 0.1 до 0.2 пб), что и при 7 ТэВ.

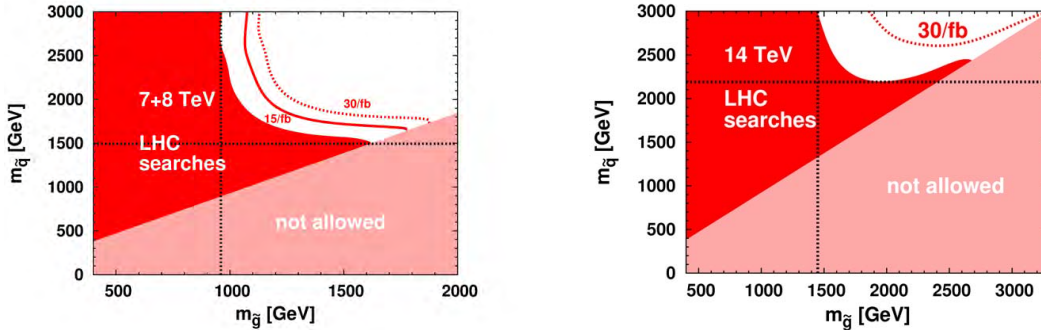


Рис. 27: То же, что и на рис. 26, но исключенные области представлены на плоскости $m_{\tilde{q}}, m_{\tilde{g}}$. Красная часть соответствует исключенной области для интегральной светимости чуть более 1 fb^{-1} ; также показаны ожидания для бóльших значений светимостей.

но имеют значительный вклад от сильного взаимодействия глюино, что приводит к значению $m_{\tilde{q}}^2 \approx m_0^2 + 6.6m_{1/2}^2$, определяемому из решения уравнений ренормгруппы [30]. Аналогично, масса глюино имеет вид $2.7m_{1/2}$. Слагаемое, пропорциональное $m_{1/2}$ в выражении для массы скварков соответствует диаграммам типа собственной энергии, предполагая таким образом тяжелое "облако глюино поэтому скварки легкими быть не могут. На рис. 27 показаны исключенные области. Заметим, что эти области запрещены в любой модели, в которой есть взаимодействие скварков и глюино, и не являются особенностью МССМ. На рис. 27 слева видно, что данными ЛHC при энергии 7 ТэВ исключены скварки с массой менее 1.1 ТэВ и глюино легче 0.62 ТэВ. Также показана ожидаемая чувствительность при бóльших светимостях при энергиях 7 и 14 ТэВ. При этом оказывается, что увеличение энергии более эффективно, нежели увеличение светимости. При энергии 14 ТэВ скварки с

массами 1.7 ТэВ и глюино с массой 1.02 ТэВ оказываются в пределах досягаемости ЛНС при светимости 1 fb^{-1} на эксперимент, что продемонстрировано на рис. 27 слева.

9.4 Области, исключенные комбинацией ограничений

Если объединить области, исключенные прямыми поисками суперсимметрии на ЛНС, количеством темной материи по данным WMAP с сильными ограничениями на массу псевдоскалярного хиггсовского бозона A и данными эксперимента XENON100, мы получим исключенную область, изображенную на рис. 28. Ограничения, следующие из $g-2$ включены в теоретическую и экспериментальную погрешности. Видно, что объединение ограничений исключает значения $m_{1/2}$ меньше, чем 525 ГэВ при $m_0 < 1500$ ГэВ в МССМ, что означает наличие нижнего предела на массу WIMP 230 ГэВ и на массу глюино 1370 ГэВ, соответственно.

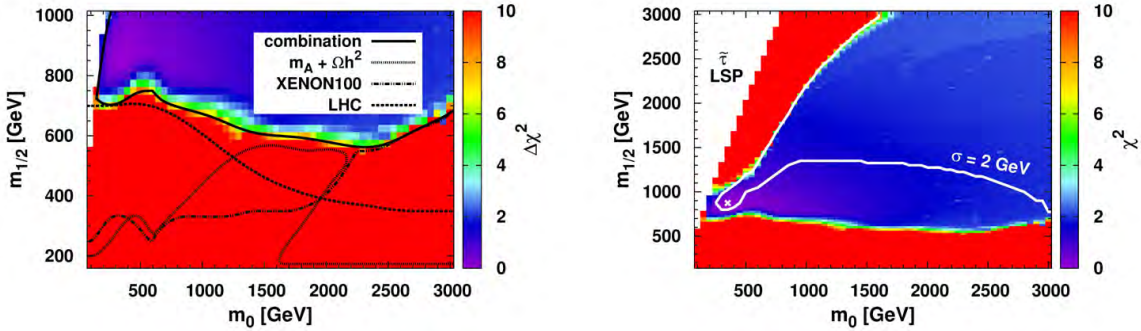


Рис. 28: Слева: Суммарные ограничения из поисков суперсимметрии на ЛНС, количества темной материи по данным WMAP, прямого поиска темной материи в эксперименте XENON100, ограничения на массы псевдоскалярного бозона Хиггса и аномального магнитного момента мюона $g-2$ (без учета 125 ГэВного бозона Хиггса). Справа: Учтены данные по наблюдению бозона Хиггса с массой 125 ГэВ с предполагаемой погрешностью определения массы 2 ГэВ. Область под белой линией исключена на уровне достоверности 95%.

Как уже обсуждалось, ЛНС становится довольно нечувствительным в области больших значений m_0 из-за уменьшения сечения рождения сильно-взаимодействующих частиц и большого фона к рождению глюино. Однако, в этой области чувствительность к количеству темной материи и прямым поискам темной материи увеличивается и превышает пределы достижимости ЛНС.

Если использовать данные о наблюдении бозона Хиггса с массой 125 ГэВ, разрешенная область существенно выше исключенной, но ее размер сильно зависит от предполагаемое теоретической погрешности, что показано на рис. 19. Предположив, что погрешность определения массы бозона Хиггса составляет 2 ГэВ, мы получим исключенную область, показанную на рис. 28 справа. Эта область расположена достаточно далеко от ограничений ЛНС и соответствует массам сильно-взаимодействующих суперпартнеров более 2 ТэВ. Однако, в моделях с раширенным хиггсовсим сектором, например в NMSSM [86], масса бозона Хиггса 125 ГэВ может быть получена при меньших значениях $m_{1/2}$, и в этом случае области, запрещенные в МССМ, приоткрываются.

10 Область достижимости ЛНС

10.1 Светимость ЛНС

Большой адронный коллайдер (ЛНС) — уникальная установка, предназначенная для поиска новой физики на тэвной шкале энергий. Его расчетная энергия в системе центра масс достигает 14 ТэВ, максимальная планируемая светимость — несколько сотен fb^{-1} . В настоящий момент светимость достигает значений более 20fb^{-1} . На рисунке 29 показана светимость, достигнутая на ускорителе в pp столкновениях к концу 2012 года при энергии в системе центра масс 8 ТэВ и зарегистрированная в экспериментах ATLAS [87] и CMS [88].

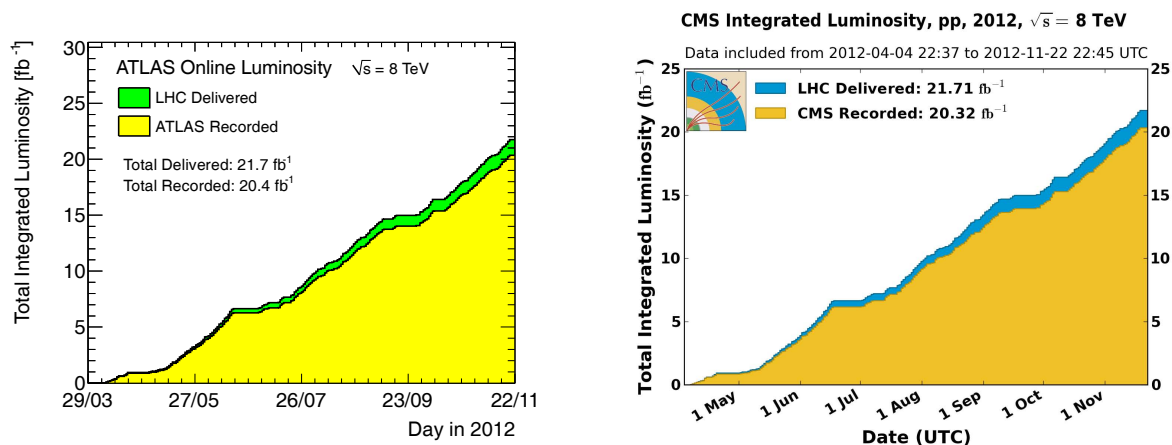


Рис. 29: Интегральная светимость, достигнутая на ЛНС, как функция времени и зарегистрированная в экспериментах ATLAS (слева) и CMS (справа) в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 8 \text{ ТэВ}$ в 2012 году по данным детекторов светимости.

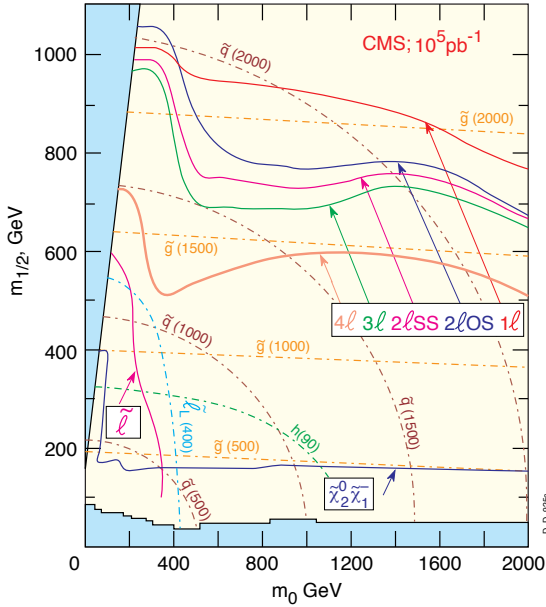
10.2 Расчетные области достижимости ЛНС для поисков суперсимметрии

Предполагается, что ЛНС перекроет значительную область пространства параметров МССМ (см. рис. ниже) и обнаружит суперпартнеры с массами в пределах 2 ТэВ. Это будет критической проверкой как МССМ, так и вообще всей концепции низкоэнергетической суперсимметрии. Потенциал ЛНС открытия суперсимметрии широко обсуждается в литературе [89, 90].

Для описания областей достижимости ЛНС в различных каналах удобно использовать плоскость в пространстве параметров мягкого нарушения суперсимметрии m_0 и $m_{1/2}$. В этом случае предполагается, что в процессе работы ускорителя будет достигнута соответствующая светимость. Так, например, на рис. 30 показаны области достижимости для различных каналов. Линии, соответствующие определенной массе скварков, представляяют собой дуги, аналогичные линии для глюино практически горизонтальны. Кривые соответствуют областям достижимости для различных каналов рождения вторичных частиц. Теоретические кривые получены в рамках МССМ при определенном выборе значений других параметров мягкого нарушения суперсимметрии. Легко видеть, что при благоприят-

Expected sparticle reach in various channels

m SUGRA; $\tan \beta = 2$ (about the same up to ~ 5), $A_0 = 0$, $\mu < 0$
 5σ contours ($\sigma = N_{\text{sig}} / \sqrt{N_{\text{sig}} + N_{\text{bkgd}}}$) for 10^5pb^{-1}



Explorable domain in \tilde{q}, \tilde{g} searches in n leptons + $E_T^{\text{miss}} + \geq 2$ jets final states

m SUGRA, $A_0 = 0$, $\tan \beta = 35$, $\mu > 0$
 5σ contours; non-isolated muons

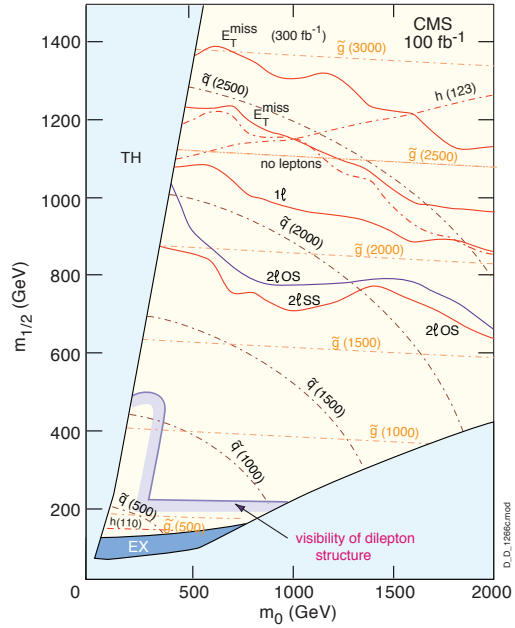


Рис. 30: Ожидаемые области достижимости ЛНС для суперпартнеров в различных каналах (слева) и расчетные области поиска скварков и глюино (справа) [91].

ных обстоятельствах может быть исследована значительная область пространства параметров, соответствующая массам скварков до 2 ТэВ. ЛНС сможет обнаружить суперсимметрию, если массы скварков и глюино находятся в пределах до $2 \div 2.5$ ТэВ при светимости $L_{\text{tot}} = 100 \text{fb}^{-1}$. Скварки и глюино, вероятнее всего, могут быть обнаружены в событиях с большим количеством адронных струй, однако вероятность зависит от соотношения масс скварков, глюино и легчайшей суперчастицы и уменьшается с возрастанием массы последней. То же верно и для слептонов. Типичные сигналы для обнаружения слептонов — образование лептонных пар и недостающая энергия, без адронных струй. При светимости $L_{\text{tot}} = 100 \text{fb}^{-1}$ ЛНС имеет возможность обнаружить слептоны с массами до 400 ГэВ [89, 90].

10.3 Последние результаты по поиску суперсимметрии

В результате поисков суперпартнеров на ЛНС в различных каналах были установлены нижние пределы на их массы, главным образом на массы глюино и скварков первых двух поколений, таким образом была пройдена тэвная область. С другой стороны, ограничения на массы суперчастиц третьего поколения достаточно слабы, что допускает массы порядка нескольких сотен ГэВ. Относительно небольшие массы скварков третьего поколения также согласуются с недавним обнаружением бозона Хиггса с массой в районе 125 ГэВ.

Мы приведем несколько примеров поиска суперчастиц в различных сценариях, изобра-

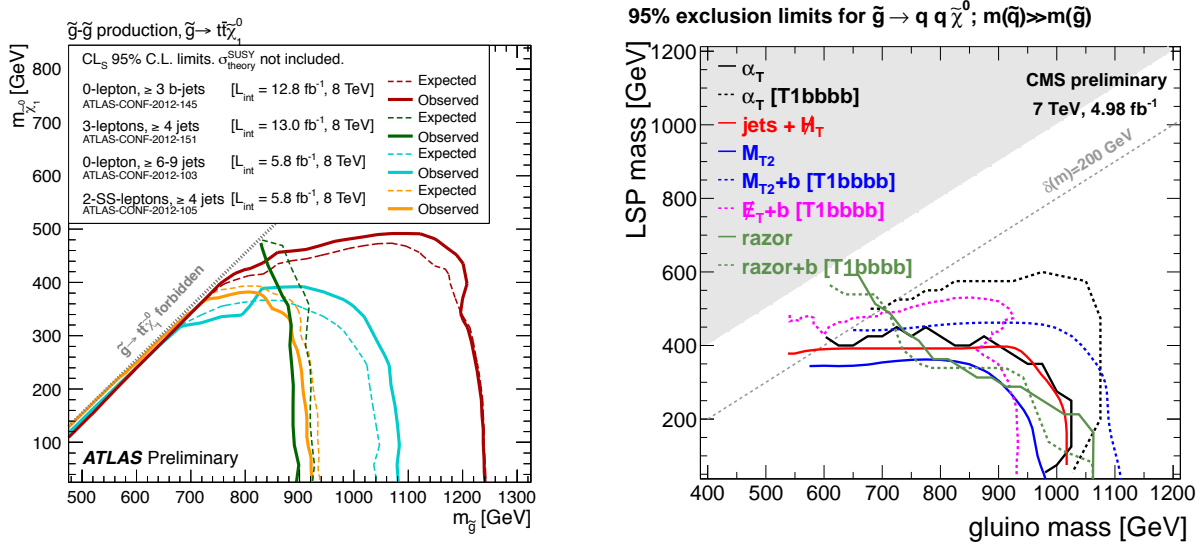


Рис. 31: Слева: Области, исключенные на эксперименте ATLAS при анализе данных, полученных при энергии 8 ТэВ, на уровне достоверности 95%, на плоскости $m_{\tilde{g}} - m_{\tilde{\chi}_1^0}$ для упрощенной Gtt модели в случае, когда пара глюино виртуально распадается на четыре топ-кварка и два нейтралино (ЛСЧ). Справа: Области, исключенные на эксперименте CMS при анализе данных распада $\tilde{g} \rightarrow qq\tilde{\chi}_1^0$, полученных при энергии 7 ТэВ, на уровне достоверности 95%, в предположении $m_{\tilde{q}} \gg m_{\tilde{g}}$.

женных как исключенные области. На всех графиках исключенные области находятся под соответствующими кривыми, это отвечает меньшим значениям масс и параметров модели.

Первый пример — парное рождение глюино $pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}$ и последующий распад $\tilde{g} \rightarrow t\bar{t}\tilde{\chi}_1^0$ в рамках так называемой упрощенной Gtt модели. В данном случае рассмотрены четыре различных конечных состояния: 0 лептонов и ≥ 3 b -струй [92], 3 лептона и ≥ 4 струи [93], 0 лептонов $\geq 6-9$ струй [94], пара лептонов одного знака заряда и более 4 струй [95]. Первые два случая проанализированы на основе данных, полученных при светимости 12.8 fb^{-1} и 13.0 fb^{-1} , последние два случая — при светимости 5.8 fb^{-1} . Количественно результаты слегка различаются, однако можно сделать вывод о ненаблюдении глюино с массой меньше 900 ГэВ (консервативный предел) и даже меньше 1200 ГэВ при массе легчайшего нейтралино меньше 300 ГэВ.

Другой пример это результаты по поиску парного рождения топ-скварков в pp столкновениях в эксперименте ATLAS на основе данных, полученных при энергии $\sqrt{S} = 7$ ТэВ и светимости 4.7 fb^{-1} . На плоскости $\tilde{t}_1 - \tilde{\chi}_1^0$ показаны области, исключенные на уровне достоверности 95%. Штриховая и сплошная линии соответствуют расчетным и наблюдаемым ограничениям, соответственно. В анализ включены все неопределенности, кроме теоретической неопределенности партонных распределений и неопределенности шкалы. В зависимости от массы топ-скварка возможны два сценария: в случае относительно легких топ-скварков с массой менее 200 ГэВ предполагается единственный канал распада $\tilde{t}_1 \rightarrow b + \tilde{\chi}_1^\pm$, $\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow W^* + \tilde{\chi}_1^0$ с двумя вариантами соотношений между массами: $m(\tilde{\chi}_1^\pm) = 106 \text{ GeV}$ и $m(\tilde{\chi}_1^\pm) = 2m(\tilde{\chi}_1^0)$ [96, 97], см. левую часть рис. 32. Для топ-скварков тяжелее 200 ГэВ преоб-

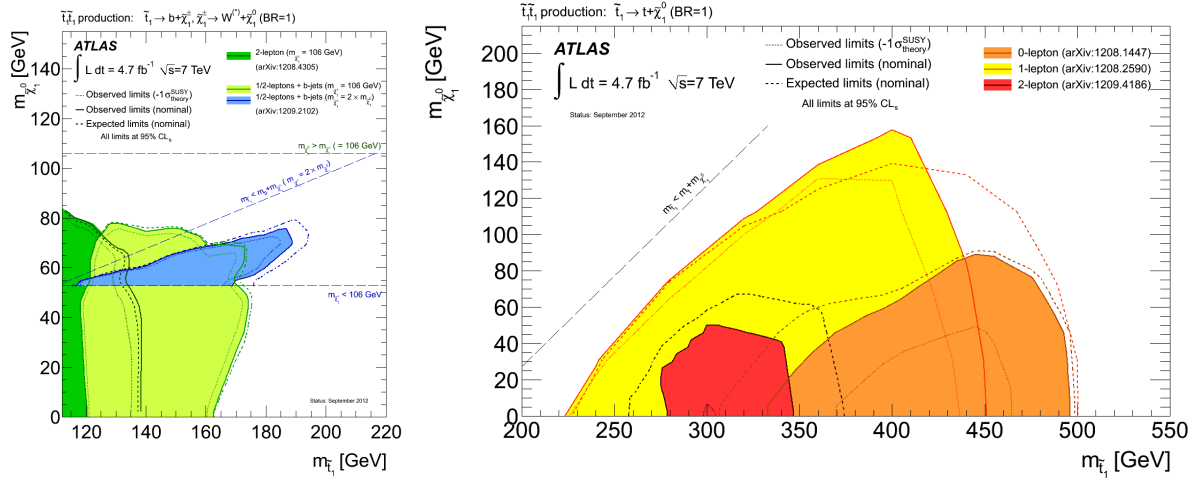


Рис. 32: Результаты поисков парного рождения топ-скварков в pp столкновениях в эксперименте ATLAS при энергии $\sqrt{s} = 7$ TeV на основе 4.7 fb^{-1} данных.

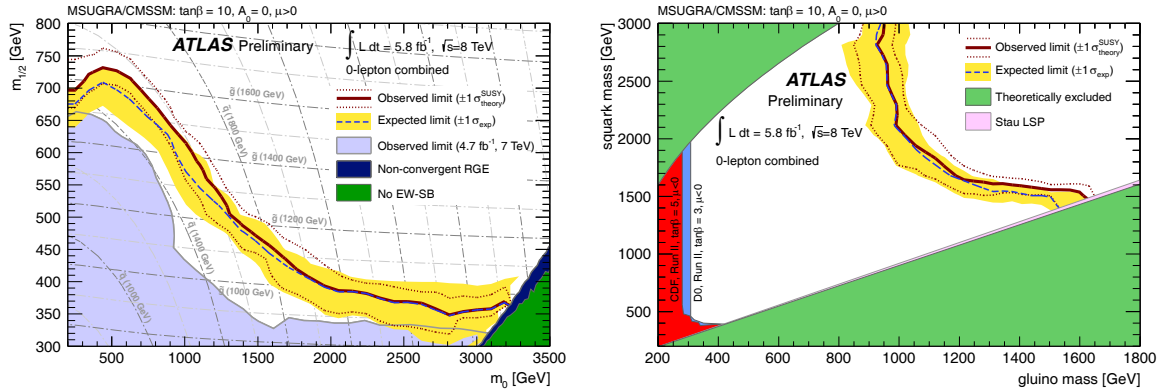


Рис. 33: Исключенные области пространства параметров моделей типа МССМ на уровне достоверности 95% CL при $\tan\beta = 10$, $A_0 = 0$ и $m_\mu > 0$ на плоскости $m_0 - m_{1/2}$ (слева) и на плоскости $m_{gluino} - m_{squark}$ (справа). Синяя штриховая линия соответствует расчетным ограничениям на уровне достоверности 95% CL, светлые (желтые) полосы указывают 1σ отклонения из-за экспериментальных неопределенностей. Наблюдаемые ограничения показаны малиновыми кривыми. Предыдущие результаты эксперимента ATLAS [101] изображены как затененные (голубые) области. Экспериментально исключенные области (зеленая и синяя) рассмотрены в [102].

ладающим считается распад $\tilde{t}_1 \rightarrow t + \tilde{\chi}_1^0$. В этом случае исключенные области изображены на правой части рис. 32 [96, 97, 98].

Обсуждаемые исключенные области приводят к ограничениям на массы суперсимметричных частиц при определенных ограничениях (ограничения на массы других частиц, преобладающие каналы распада, использование модифицированных и/или упрощенных моделей, и т.д.). Последние ограничения на массы в рамках различных моделей и для различных

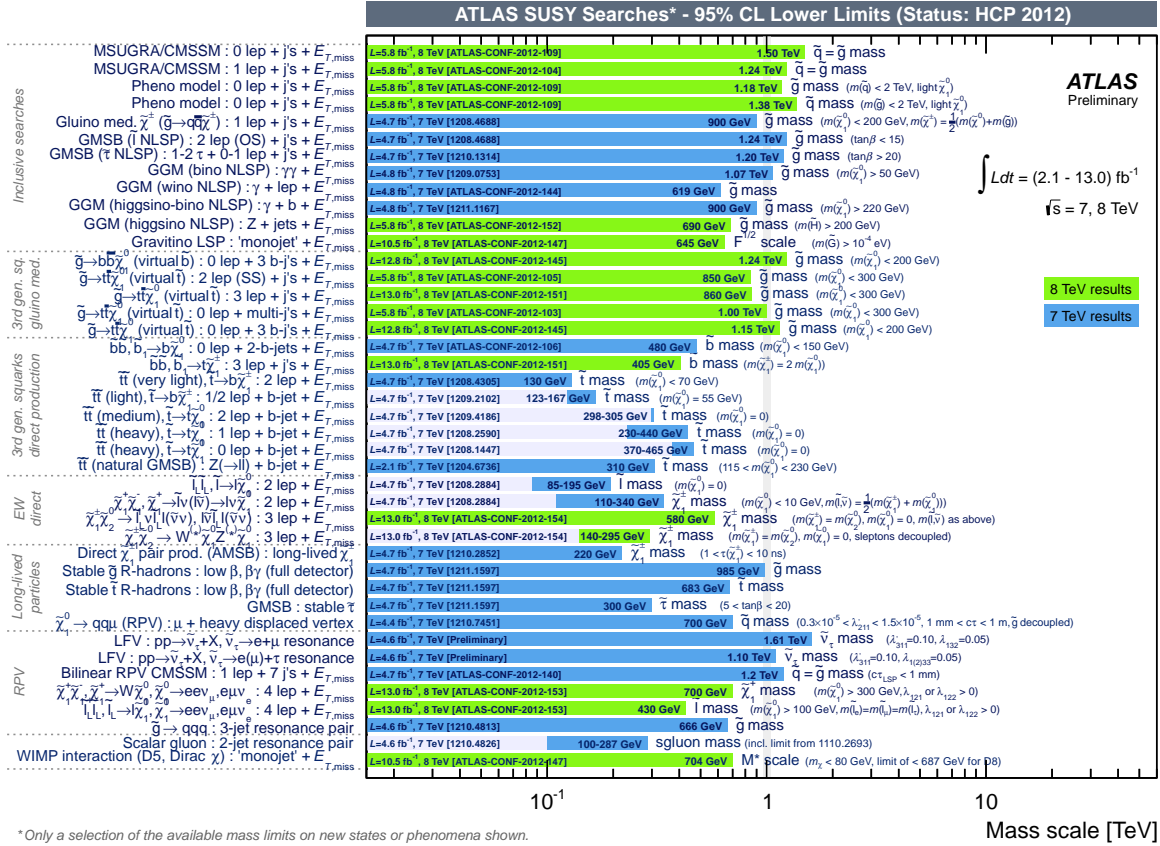


Рис. 34: Ограничения на массы суперсимметричных частиц по результатам эксперимента ATLAS (частичная выборка).

конечных состояний, полученные в эксперименте ATLAS представлены на рис. 34 [103]. На рис. 35 [104, 105] изображены ограничения, полученные в эксперименте CMS на основе 4.98 fb^{-1} данных при энергии $\sqrt{s} = 7 \text{ ТэВ}$, также на плоскости $(m_0 - m_{1/2})$ представлены наблюдаемые ограничения на значения параметров.

11 Заключение

Суперсимметрия остается наиболее популярной идеей за пределами Стандартной Модели. Сравнение предсказаний МССМ с точными экспериментальными данными так же хорошо, как и для Стандартной Модели. В то же время, суперсимметрия укрепляет Стандартную Модель благодаря сокращению квадратичных поправок к массе бозона Хиггса. Предсказанные массы бозона Хиггса в МССМ в той самой области, на которую указывают экспериментальные данные, также можно считать аргументом в пользу суперсимметрии. Кроме того, темная материя не описывается в рамках Стандартной Модели, в то время как в МССМ имеет естественное объяснение. Замечательно и то, что сечение аннигиляции нейтрино оказывается именно таким, какое необходимо для объяснения правильного значения кри-

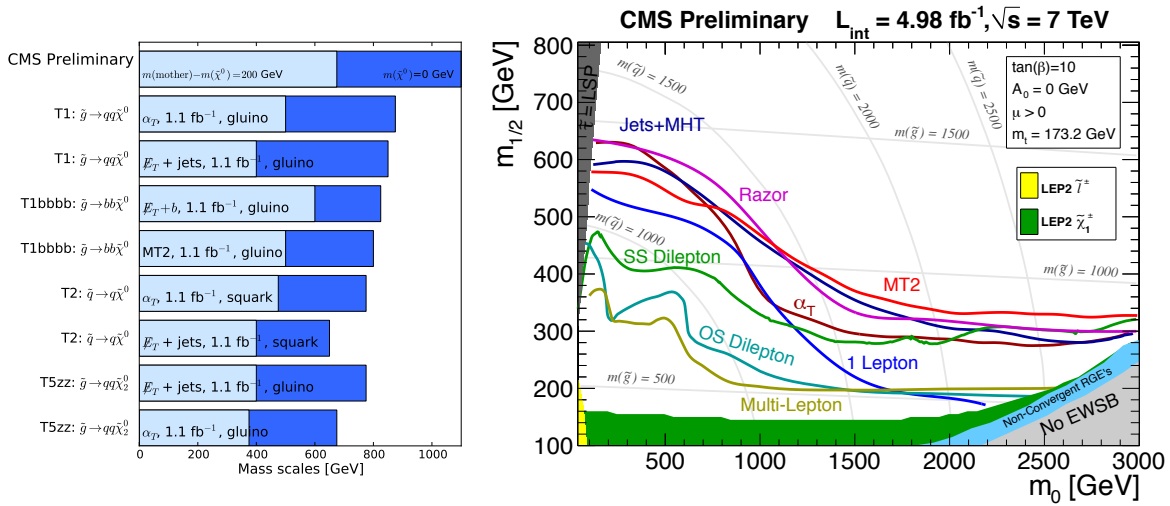


Рис. 35: Слева: Последние ограничения на массы глюино и скварков при $m_{\chi^0} = 0$ ГэВ (синяя область) и $m(\text{mother}) - m_{\chi^0} = 200$ ГэВ (голубая область), для различных топологий адронных распадов. Справа: Наблюдаемые ограничения для различных сценариев поиска суперсимметрии в эксперименте CMS на плоскости МССМ ($m_0 - m_{1/2}$).

тической плотности Вселенной.

Минимальная суперсимметричная Стандартная Модель с пятью свободными параметрами удовлетворяет всем экспериментальным и теоретическим ограничениям, хотя недавно возникла некоторая напряженность связанная с легким бозоном Хиггса. Естественным решением проблемы могло бы стать ослабление некоторых условий путем введения дополнительных свободных параметров, либо расширение минимальной модели, например, увеличение хиггсовского сектора как в NMSSM. Поскольку до конца пока не ясно какая модель верна, все возможности открыты. К сожалению нет как модельно-независимого сценария для описания экспериментальных поисков суперсимметрии, так и явно указывающих на суперсимметрию явлений, кроме обнаружения суперпартнеров в процессах с потеряннной энергией.

Сегодня, спустя 40 лет после изобретения суперсимметрии, у нас нет ни единого убедительного свидетельства реализации суперсимметрии в физике частиц. Однако она остается очень популярной в квантовой теории поля и теории струн благодаря своим исключительным свойствам, но требует экспериментального оправдания.

Вспомним еще раз все "за" и "против" суперсимметрии в физике частиц

За:

- Является естественной основой для объединения с физики частиц и гравитации
- Обеспечивает объединение констант связи (Великое объединение)
- Решает проблему иерархий
- Является непротиворечивой квантовой теорией поля
- Предлагает естественную кандидатуру на роль частицы холодной темной материи
- Предсказывает новые частицы и обеспечивает новые рабочие места

Против:

- Не проливает свет на проблемы

- * спектра масс лептонов и кварков
- * смешиваний лептонов и кварков
- * происхождения CP -нарушения
- * числа ароматов
- * барионной асимметрии Вселенной
- Удваивает количество элементарных частиц

Низкоэнергетическая суперсимметрия обещает нам новые явления уже на тэвной шкале энергий и возможность их проверки в ускорительных и астрофизических экспериментах ближайшего десятилетия. Если наши ожидания верны, очень скоро мы придем к новым открытиям, покажется целый мир суперсимметричных частиц и таблица элементарных частиц будет расти быстрыми темпами. Это стало бы большим шагом к познанию микромира.

Возвращаясь к вопросу, поставленному в заголовке данных лекций, жива ли еще пока суперсимметрия, можем сказать, что пока пространство параметров суперсимметричных моделей достаточно широко, чтобы вместить в себя все данные. Небольшие напряженности, возникающие в определенных моделях, могут быть ослаблены их расширением. Однако, существуют предсказания низкоэнергетической суперсимметрии, которые опровергаемы. Это, в первую очередь, наличие суперпартнеров на тэвной шкале энергий. По крайней мере, среди них должны быть достаточно легкие, чтобы их можно было открыть на ЛНС при максимальной энергии 14 ТэВ. Иначе, если масштаб суперсимметрии превышает несколько ТэВ, теряются главные аргументы в пользу низкоэнергетической суперсимметрии, в частности, объединение констант связи и решение проблемы иерархий. Тогда необходимость суперсимметрии становится под вопросом и возможности ее проверки едва ли осуществимы. Будущее покажет, не обманулись ли мы в наших ожиданиях.

Благодарности

Авторы выражают признательность организаторам школы за их усилия по созданию приятной рабочей атмосферы и поддержку. Работа частично поддержана Российским Фондом Фундаментальных Исследований (грант № 11-02-01177) и Министерством образования и науки Российской Федерации (грант № НШ-3802.2012.2)

Список литературы

- [1] Y. A. Golfand and E. P. Likhtman, *JETP Letters* **13** (1971) 452;
D. V. Volkov and V. P. Akulov, *JETP Letters* **16** (1972) 621;
J. Wess and B. Zumino, *Phys. Lett.* **B49** (1974) 52.
- [2] 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.
- [3] J. Wess and J. Bagger, *Supersymmetry and Supergravity*, Princeton Univ. Press, 1983.
- [4] A. Salam, J. Strathdee, *Nucl. Phys.* **B76** (1974) 477;
S. Ferrara, J. Wess, B. Zumino, *Phys. Lett.* **BS1** (1974) 239.

- [5] S. J. Gates, M. Grisaru, M. Roček and W. Siegel, *Superspace or One Thousand and One Lessons in Supersymmetry*, Benjamin & Cummings, 1983;
P. West, *Introduction to supersymmetry and supergravity*, World Scientific, 1990;
S. Weinberg, *The quantum theory of fields*, Vol. 3, Cambridge, UK: Univ. Press, 2000.
- [6] S. Coleman and J. Mandula, *Phys. Rev.* **159** (1967) 1251.
- [7] G. G. Ross, *Grand Unified Theories*, Benjamin & Cummings, 1985.
- [8] C. Amsler et al. (Particle Data Group), *Phys. Lett.* **B667** (2008) 1.
- [9] U. Amaldi, W. de Boer and H. Fürstenau, *Phys. Lett.* **B260** (1991) 447.
- [10] Y. Sofue, V. Rubin, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **39** (2001) 137, and refs therein.
- [11] C.S. Kochanek, *Astrophys. J.* **453** (1995) 545;
N.Kaiser, G.Squires, *Astrophys. J.* **404** (1993) 441.
- [12] V.A. Ryabov, V.A. Tsarev and A.M. Tskhovrebov, *Phys. Usp.* **51** (2008) 1091, and refs therein.
- [13] G. Jungman, M. Kamionkowski and K. Griest, *Phys. Rep.* **267** (1996) 195;
H. Goldberg, *Phys. Rev. Lett.* **50** (1983) 1419;
J.R. Ellis, et al., *Nucl. Phys.* **B238** (1984) 453.
- [14] M.B. Green, J.H. Schwarz and E. Witten, *Superstring Theory*, Cambridge, UK: Univ. Press, 1987.
- [15] F.A. Berezin, *The Method of Second Quantization*, Moscow, Nauka, 1965.
- [16] M. Peskin and D. Schröder, *An Introduction to Quantum Field Theory*, Addison-Wesley, 1995.
- [17] H. Baer and X. Tata, *Weak Scale Supersymmetry*, Cambridge University Press, 2006.
- [18] H.E. Haber, *Introductory Low-Energy Supersymmetry*, Lectures given at TASI 1992, (SCIPP 92/33, 1993), [hep-ph/9306207](#);
D.I. Kazakov, *Beyond the Standard Model (In search of supersymmetry)*, Lectures at the ESHEP 2000, CERN-2001-003, [hep-ph/0012288](#);
D. I. Kazakov, *Beyond the Standard Model*, Lectures at the ESHEP 2004, [hep-ph/0411064](#).
- [19] A.V. Gladyshev, D.I. Kazakov, *Supersymmetry and LHC*, *Phys. Atom. Nucl.* **70** (2007) 1553, [hep-ph/0606288](#).
- [20] <http://atlasinfo.cern.ch/Atlas/documentation/EDUC/physics14.html>
- [21] P. Fayet, *Nucl. Phys.* **B90** (1975) 104;
A. Salam and J. Srathdee, *Nucl. Phys.* **B87** (1975) 85.
- [22] P. Fayet and J. Illiopoulos, *Phys. Lett.* **B51** (1974) 461.
- [23] L. O’Raifeartaigh, *Nucl.Phys.* **B96** (1975) 331

- [24] 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.
- [25] H. P. Nilles, *Phys. Lett.* **B115** (1982) 193;
A.H. Chamseddine, R. Arnowitt and P. Nath, *Phys. Rev. Lett.* **49** (1982) 970;
A.H. Chamseddine, R. Arnowitt and P. Nath, *Nucl. Phys.* **B227** (1983) 121;
R. Barbieri, S. Ferrara and C. A. Savoy, *Phys. Lett.* **B119** (1982) 343;
N. Ohta, *Prog. Theor. Phys.* **70** (1983) 542.
- [26] M. Dine, W. Fischler and M. Srednicki, *Nucl. Phys.* **B189** (1981) 575;
S. Dimopoulos and S. Raby, *Nucl. Phys.* **B192** (1982) 353;
M. Dine and W. Fischler, *Phys. Lett.* **B110** (1982) 227;
M. Dine and W. Fischler, *Nucl. Phys.* **B204** (1982) 346;
M. Dine and A.E. Nelson, *Phys. Rev.* **D48** (1993) 1277;
M. Dine, A.E. Nelson and Y. Shirman, *Phys. Rev.* **D51** (1995) 1362.
- [27] 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.
- [28] 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.
- [29] 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.
- [30] W. de Boer, R. Ehret and D. Kazakov, *Z. Phys.* **C67** (1995) 647;
W. de Boer et al., *Z. Phys.* **C71** (1996) 415.
- [31] L.E. Ibáñez, C. Lopéz and C. Muñoz, *Nucl. Phys.* **B256** (1985) 218.
- [32] V. Barger, M.S. Berger and P. Ohman, *Phys. Rev.* **D49** (1994) 4908.
- [33] 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.
- [34] M. Carena, M. Quiros and C.E.M. Wagner, *Nucl. Phys.* **B461** (1996) 407;
A.V. Gladyshev, et al., *Nucl. Phys.* **B498** (1997) 3;
A.V. Gladyshev, D.I. Kazakov, *Mod. Phys. Lett.* **A10** (1995) 3129.
- [35] S. Heinemeyer, W. Hollik and G. Weiglein, *Phys. Lett.* **B455** (1999) 179;
S. Heinemeyer, W. Hollik and G. Weiglein, *Eur. Phys. J.* **C9** (1999) 343.
- [36] A. Arbey, M. Battaglia, A. Djouadi, F. Mahmoudi, *JHEP* **1209** (2012) 107.
- [37] A. Arbey, et al., *Phys. Lett.* **B708** (2012) 162.
- [38] E. Komatsu et al., *Astrophys. J. Suppl.* **192** (2011) 18.
- [39] <http://www.slac.stanford.edu/xorg/hfag/rare/ichep10/rad11/OUTPUT/TABLES/rad11.pdf>

- [40] Muon G-2 Collaboration, *Phys. Rev.* **D73** (2006) 072003.
- [41] LHCb collaboration, *Phys. Rev. Lett.* **108** (2012) 231801
- [42] ALEPH Collaboration, DELPHI Collaboration, L3 Collaboration, OPAL Collaborations, LEP WG for Higgs Boson Searches Collaboration, *Eur. Phys. J.* **C47** (2006) 547.
- [43] CMS Collaboration, *Phys. Lett.* **B713** (2012) 68.
ATLAS Collaboration, *Search for neutral MSSM Higgs bosons decaying to tau tau pairs in proton-proton collisions at 7 TeV with the ATLAS detector*, arXiv:1107.5003.
- [44] ATLAS Collaboration, *Search for squarks and gluinos using final states with jets and missing transverse momentum with the ATLAS detector in $\sqrt{s} = 7$ TeV proton-proton collisions*, Technical Report ATLAS-CONF-2012-033, CERN, Geneva, Mar, 2012.
- [45] ATLAS Collaboration, *Search for supersymmetry with the razor variables at CMS*, CMS-PAS-SUS-12-005
- [46] E. Aprile, et al., *Phys. Rev. Lett.* **107** (2011) 131302.
- [47] M. Misiak and M. Steinhauser, *Nucl. Phys.* **B 764** (2007) 62, [hep-ph/0609241]; *Nucl. Phys.* **B 840** (2010) 271, [1005.1173].
- [48] W. de Boer, H.J. Grimm, A. Gladyshev, D. Kazakov, *Phys. Lett.* **B438** (1998) 281;
W. de Boer, M. Huber, A. Gladyshev, D. Kazakov, *Eur. Phys. J.* **C20** (2001) 689;
W. de Boer, M. Huber, A. Gladyshev, D. Kazakov, *The $b \rightarrow X(s)\gamma$ decay rate in NLO, Higgs boson limits, and LSP masses in the Constrained Minimal Supersymmetric Model*, hep-ph/0007078, and refs therein
- [49] A. J. Buras, J. Girrbach, D. Guadagnoli, and G. Isidori, *Eur. Phys. J.* **C72** (2012) 2172.
- [50] F. Abe, et al. [CDF Collaboration], *Phys. Rev.* **D57** (1998) 3811.
- [51] R. Aaij, et al. [The LHCb Collaboration] , *First evidence for the decay $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$* , CERN-PH-EP-2012-335, LHCb-PAPER-2012-043, arXiv:1211.2674 [hep-ex].
- [52] C. Bobeth, T. Ewerth, F. Kruger and J. Urban, *Phys. Rev.* **D 64** (2001) 074014.
- [53] R.L. Arnowitt, B. Dutta, T. Kamon, and M. Tanaka, *Phys. Lett.* **B538** (2002) 121.
- [54] M.S. Carena, D. Garcia, U. Nierste et al., *Nucl. Phys.* **B577** (2000) 88.
- [55] F.Jegerlehner, A.Nyffeler, *Phys.Rep.* **477** (2009) 1-110, arXiv: 0902.3360.
- [56] M.Davier, A.Hecker, B.Malaescu, Z.Zhang, *Eur.Phys.J.* **C71** (2011) 1515, arXiv: 1010.4180.
- [57] J.L. Lopez, D. V. Nanopoulos, Xu Wang, *Phys.Rev.* **D49** (1994) 366, hep- ph/9308336
- [58] A. Czarnecki and W. Marciano, *Phys. Rev.* **D64** (2001) 013014.
- [59] W. de Boer, M. Huber, C. Sander, D.I. Kazakov, *Phys. Lett.* **B515** (2001) 283.
- [60] C. Beskidt, et al., *Phys. Lett.* **B695** (2011) 143.

- [61] ATLAS Collaboration, Note ATL-PHYS-PUB-2010-011,
<http://cdsweb.cern.ch/record/1279115/files/ATL-PHYS-PUB-2010-011.pdf>.
- [62] D. Benjamin, et al. [Tevatron New Phenomena & Higgs Working Group],
 arXiv:1003.3363 [hep-ex].
- [63] G.L. Bayatian, et al. [CMS Collaboration], *J. Phys.* **G34** (2007) 995.
- [64] CMS Collaboration, *Phys. Rev. Lett.* **106** (2011) 231801.
- [65] CMS Collaboration, *Phys. Lett.* **B710** (2012) 26.
- [66] ATLAS Collaboration, *Combined search for the Standard Model Higgs boson in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector*, arXiv:1207.0319.
- [67] C.L. Bennett, et al., *Astrophys. J. Suppl.* **148** (2003) 1;
 D.N. Spergel et al., *Astrophys. J. Suppl.* **148** (2003) 175.
- [68] E. Kolb and M.S. Turner, *The Early Universe*, Frontiers in Physics, Addison Wesley, 1990.
- [69] D.S. Gorbunov, V.A. Rubakov, *Introduction to the theory of the early Universe*, Moscow, URSS, 2008 (in Russian).
- [70] Delphi Collab., *Eur. Phys. J.* **C1** (1998) 1;
 L3 Collab., *Phys. Lett.* **B472** (2000) 420.
- [71] <http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/cgro/egret/>
- [72] <http://fermi.gsfc.nasa.gov/>
- [73] R. Bernabei, et al. [DAMA Collaboration], *Eur. Phys. J.* **C56** (2008) 333.
- [74] Z. Ahmed, et al. [CDMS Collaboration], *Science* **327** (2010) 1619;
 Z. Ahmed, et al. [CDMS Collaboration], *Phys. Rev.* **D81** (2010) 042002.
- [75] J. R. Ellis, K. A. Olive, and C. Savage, *Phys. Rev.* **D77** (2008) 065026.
- [76] G. Belanger, F. Boudjema, A. Pukhov, et al., *Comput. Phys. Commun.* **180** (2009) 747.
- [77] J. Cao, K.-i. Hikasa, W. Wang et al., *Phys. Rev.* **D82** (2010) 051701.
- [78] J. M. Alarcon, J. Martin Camalich and J. A. Oller, *Phys. Rev.* **D85** (2012) 051503.
- [79] M. Weber and W. de Boer, *Astron. Astrophys.* **509** (2010) A25.
- [80] W. de Boer and M. Weber, *JCAP* **1104** (2011) 002.
- [81] P. Salucci, F. Nesti, G. Gentile and C. F. Martins, *Astron. Astrophys.* **523** (2010) A83.
- [82] R. Catena and P. Ullio, *JCAP* **1008** (2010) 004.
- [83] D.Yu. Bogachev, A.V. Gladyshev, D.I. Kazakov, A.S. Nechaev, *Int. J. Mod. Phys.* **A21** (2006) 5221.

- [84] ALEPH Collaboration, *Phys. Lett.* **B499** (2001) 67.
- [85] D. Acosta, et al. [CDF Collaboration], *Phys. Rev. Lett.* **90** (2003) 251801;
T. Affolder et al. [CDF Collaboration], *Phys. Rev. Lett.* **87** (2003) 251803;
T.Kamon, Proc. of IX Int. Conf. "SUSY-01 WS 2001, p.196, hep-ex/0301019.
- [86] U. Ellwanger, C. Hugonie, A.M. Teixeira, *Phys. Rept.* **496** (2010) 1, and refs therein;
M. Maniatis, *Int. J. Mod. Phys.* **A25** (2010) 3505, and refs therein.
- [87] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/LuminosityPublicResults>
- [88] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/LumiPublicResults>
- [89] F.E. Paige, *SUSY Signatures in ATLAS at LHC*, hep-ph/0307342;
D.P. Roy, *Acta Phys. Polon.* **B34** (2003) 3417;
D.R. Tovey, *Phys. Lett* **B498** (2001) 1;
H. Baer, C.Balaz, A. Belyaev, T. Krupovnickas and X. Tata, *JHEP* **0306** (2003) 054;
G. Belanger, F. Boudjema, F. Donato, R. Godbole and S. Rosier-Lees, *Nucl. Phys.* **B581** (2000) 3.
- [90] O. Buchmueller et al, *Eur.Phys.J.* **C72** (2012) 1878, arXiv:1110.3568 [hep-ph];
S. Sekmen et al, *JHEP* **1202** (2012) 075, arXiv:1109.5119 [hep-ph];
S.S. AbdusSalam et al, *Eur.Phys.J.* **C71** (2011) 1835, arXiv:1109.3859 [hep-ph];
H.Baer, V.Barger, P.Huang, A.Mustafayev, *Phys.Rev.* **D84** (2011) 091701,
arXiv:1109.3197 [hep-ph];
S. Heinemeyer, *SUSY Predictions for and from the LHC*, arXiv:1103.0952 [hep-ph];
B.Altunkaynak, M.Holmes, P.Nath, B.D.Nelson, G. Peim, *Phys.Rev.* **D82** (2010) 115001,
arXiv:1008.3423 [hep-ph];
N.V. Krasnikov, V.A. Matveev, *Phys. Atom. Nucl.* **73** (2010) 191;
M. Spiropulu, *Eur.Phys.J.* **C59** (2009) 445;
D.P. Roy, *Acta Phys.Polon.* **B34** (2003) 3417, hep-ph/0303106 ;
F. E. Paige, *Czech.J.Phys.* **55** (2005) B185, hep-ph/0211017;
M.Dittmar, *SUSY discovery strategies at the LHC*, hep-ex/9901004;
MSSM Working Group, A. Djouadi et al., hep-ph/9901246.
- [91] <http://CMSinfo.cern.ch/Welcome.html> - /CMSdocuments/CMSplots
- [92] ATLAS collaboration, *Search for gluino pair production in events with missing transverse momentum and at least three b-jets using 13.0 fb⁻¹ of pp Collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS Detector*, ATLAS-CONF-2012-145.
- [93] ATLAS collaboration, *Search for supersymmetry in events with three leptons, multiple jets, and missing transverse momentum in 13.0 fb⁻¹ of pp collisions with the ATLAS detector at $\sqrt{s} = 8$ TeV*, ATLAS-CONF-2012-151.
- [94] ATLAS collaboration, *Search for new phenomena using large jet multiplicities and missing transverse momentum with ATLAS in 5.8 fb⁻¹ of $\sqrt{s}=8$ TeV proton-proton collisions*, ATLAS-CONF-2012-103.

- [95] ATLAS collaboration, *Search for Supersymmetry in final states with two same-sign leptons, jets and missing transverse momentum with the ATLAS detector in pp collisions at $\sqrt{s}=8$ TeV*, ATLAS-CONF-2012-105.
- [96] ATLAS collaboration, *Search for light scalar top quark pair production in final states with two leptons with the ATLAS detector in $\sqrt{s} = 7$ TeV proton-proton collisions*, arXiv:1208.4305.
- [97] ATLAS collaboration, *Search for light top squark pair production in final states with leptons and b-jets with the ATLAS detector in $\sqrt{s} = 7$ TeV proton-proton collisions*, arXiv:1209.2102
- [98] ATLAS collaboration, *Search for a supersymmetric partner to the top quark in final states with jets and missing transverse momentum at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector*, arXiv:1208.1447 (Accepted by PRL).
- [99] ATLAS collaboration, *Search for direct top squark pair production in final states with one isolated lepton, jets, and missing transverse momentum in $\sqrt{s} = 7$ TeV pp collisions using 4.7 fb^{-1} of ATLAS data*, arXiv:1208.2590 (Accepted by PRL).
- [100] ATLAS collaboration, *Search for direct top squark pair production in final states with one isolated lepton, jets, and missing transverse momentum in $\sqrt{s} = 7$ TeV pp collisions using 4.7 fb^{-1} of ATLAS data*, arXiv:1209.4186.
- [101] ATLAS Collaboration, *Search for squarks and gluinos with the ATLAS detector in final states with jets and missing transverse momentum using 4.7 fb^{-1} of $\sqrt{s} = 7$ TeV proton-proton collision data*, arXiv:1208.0949.
- [102] K. Matchev and R. Remington, *Updated templates for the interpretation of LHC results on supersymmetry in the context of mSUGRA*, arXiv:1202.6580.
- [103] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/CombinedSummaryPlots>
- [104] CMS Collaboration, *Interpretation of Searches for Supersymmetry with Simplified Models*, CMS-PAS-SUS-11-016.
- [105] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/SUSYSMSSummaryPlots>