

СУПЕРСИММЕТРИЯ В ФИЗИКЕ ЧАСТИЦ



Алексей Гладышев
(ЛТФ ОИЯИ, Дубна)



Суперсимметрия в физике частиц

- Введение. Проблемы Стандартной модели. Возможные пути их решения с помощью суперсимметрии.
- Суперпространство и суперполя. Построение суперсимметричных лагранжианов.
- Применение суперсимметрии в физике частиц. Минимальная суперсимметричная Стандартная модель (МССМ). Хиггсовские бозоны в МССМ. Мягкое нарушение суперсимметрии.
- Ограничения на параметры МССМ (Constrained MSSM).

08/14/2

А. Гладышев

023

“Суперсимметрия в физике частиц”

2

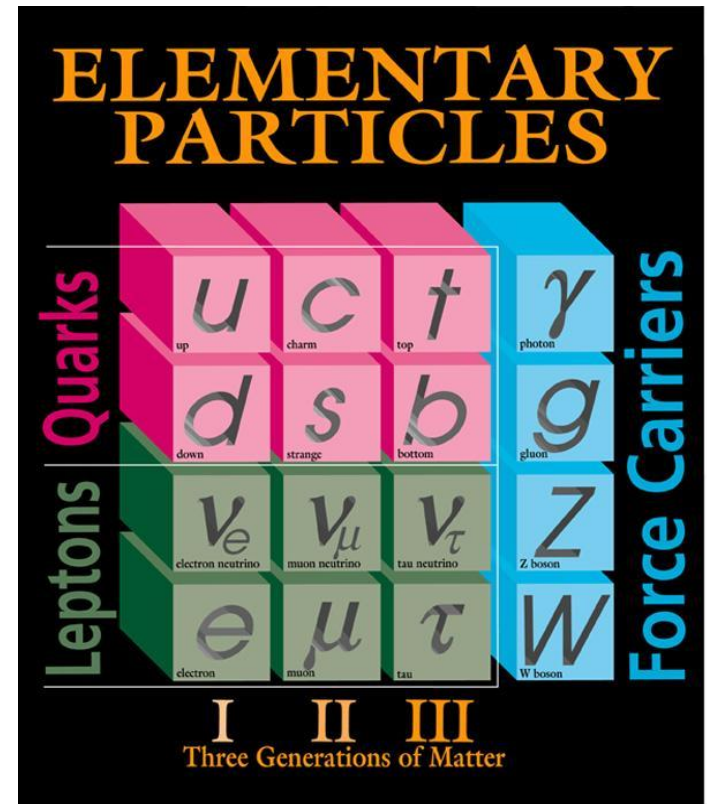
Стандартная модель

- Стандартная модель – калибровочная теория, описывающая 3 поколения фермионов – лептонов и кварков, образующих материю, и переносчиков взаимодействий – калибровочные бозоны

- Калибровочная группа

$$SU(3)_C \times SU(2)_{EW} \times U(1)_Y$$

- Электрослабая симметрия спонтанно нарушена (механизм Хиггса)



Fermilab 95-759

$$SU(2)_{EW} \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_{EM}$$

08/14/2

А. Гладышев

023

“Суперсимметрия в физике частиц”

3



Стандартная модель

- По отношению к группе SU(2) кварки и лептоны бывают дублетами и синглетами

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L, e_R, \mu_R, \tau_R$$

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L, u_R, d_R, c_R, s_R, t_R, b_R$$

- По отношению к группе SU(3) кварки являются триплетами (антитриплетами). Лептоны – синглеты по SU(3).
- Каждое взаимодействие характеризуется константой связи

08/14/2

А. Гладышев

023

“Суперсимметрия в физике частиц”

4

Стандартная модель

- Лагранжиан Стандартной Модели

$$L = L_{gauge} + L_{Yukawa} + L_{Higgs}$$

- Калибровочные взаимодействия (кинетические члены калибровочных полей, кварков, лептонов и бозонов Хиггса; самодействия калибровочных полей; взаимодействия калибровочных полей и бозонов Хиггса)

$$\begin{aligned} L_{gauge} = & -\frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G_{\mu\nu}^a - \frac{1}{4} W_{\mu\nu}^i W_{\mu\nu}^i - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B_{\mu\nu} \\ & + i\bar{L}_\alpha \gamma^\mu D_\mu L_\alpha + i\bar{Q}_\alpha \gamma^\mu D_\mu Q_\alpha + i\bar{E}_\alpha \gamma^\mu D_\mu E_\alpha \\ & + i\bar{U}_\alpha \gamma^\mu D_\mu U_\alpha + i\bar{D}_\alpha \gamma^\mu D_\mu D_\alpha + (D_\mu H)^\dagger (D_\mu H) \end{aligned}$$

08/14/2

А. Гладышев

023

“Суперсимметрия в физике частиц”

5

Стандартная модель

- Юкавские взаимодействия
(взаимодействия лептонов и кварков с бозонами Хиггса)

$$L_{Yukawa} = y_{\alpha\beta}^L \bar{L}_\alpha E_\beta H + y_{\alpha\beta}^D \bar{Q}_\alpha D_\beta H + y_{\alpha\beta}^U \bar{Q}_\alpha U_\beta \not{H}$$

Юкавские константы связи

$$\not{H} = i\tau_2 H^\dagger$$

- Скалярный потенциал (массовый член и самодействие бозонов Хиггса)

$$L_{Higgs} = -V = m^2 H^\dagger H - \frac{\lambda}{2} (H^\dagger H)^2$$

Массовый параметр

Константа самодействия

08/14/2

А. Гладышев

023

“Суперсимметрия в физике частиц”

6



Стандартная модель: недостатки

- Большое число свободных параметров:
 - калибровочные константы связи g_s, g, g'
 - 3×3 матрицы юкавских констант связи
 - константа самодействия поля Хиггса
 - массовый параметр поля Хиггса
 - углы смешивания и фазы

Как уменьшить число свободных параметров ?

- Выбор и структура калибровочной группы:
почему три независимые группы симметрии ?

$$SU(3)_C \times SU(2)_{EW} \times U(1)_Y$$

08/14/2

А. Гладышев

023

“Суперсимметрия в физике частиц”

7



Стандартная модель: недостатки

- Объединение сильных и электрослабых взаимодействий всего лишь формальное
- Почему «сильные взаимодействия» сильные, а «слабые» - слабые ?
- Число поколений полей материи: почему именно 3 ?

08/14/2

023

А. Гладышев

“Суперсимметрия в физике частиц”

8



Стандартная модель: недостатки

- Происхождение спектра масс: почему массы частиц именно такие ?
- Почему топ-кварк тяжелый, а лептоны легкие ?
- Является ли бозон Хиггса фундаментальной частицей ? Чему равна масса хиггсовского бозона ?
- Почему заряд протона в точности равен заряду электрона ?
- Как включить в рассмотрение гравитацию ?
- В рамках Стандартной Модели ответа на эти вопросы нет

08/14/2

А. Гладышев

023

“Суперсимметрия в физике частиц”

9

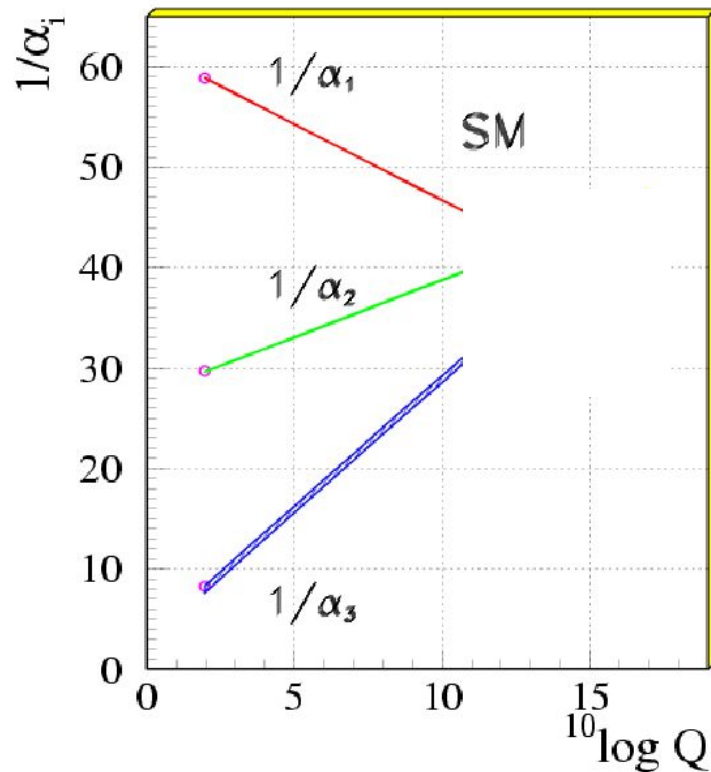


Стандартная модель: недостатки

- **ВЫВОД:** Стандартная Модель - лишь эффективная теория, справедливая в определенном приближении.
- **ВЫХОД:** рассмотрение *более симметричных* теорий
- Примеры:
 - **Теории Великого Объединения.** Сильное, слабое и электромагнитное взаимодействия описываются одной группой симметрии.
 - **Суперсимметрия.** Бозоны и фермионы описываются единым образом. Гравитация может быть объединена с другими взаимодействиями преобразованиями суперсимметрии:
спин 2 → спин 3/2 → спин 1 → спин 1/2 → спин 0

Великое Объединение

- Идея объединения основана на наблюдении, что три константы связи, описывающие Стандартную Модель, стремятся к одной точке



- Уравнения ренормгруппы (Стандартная Модель):

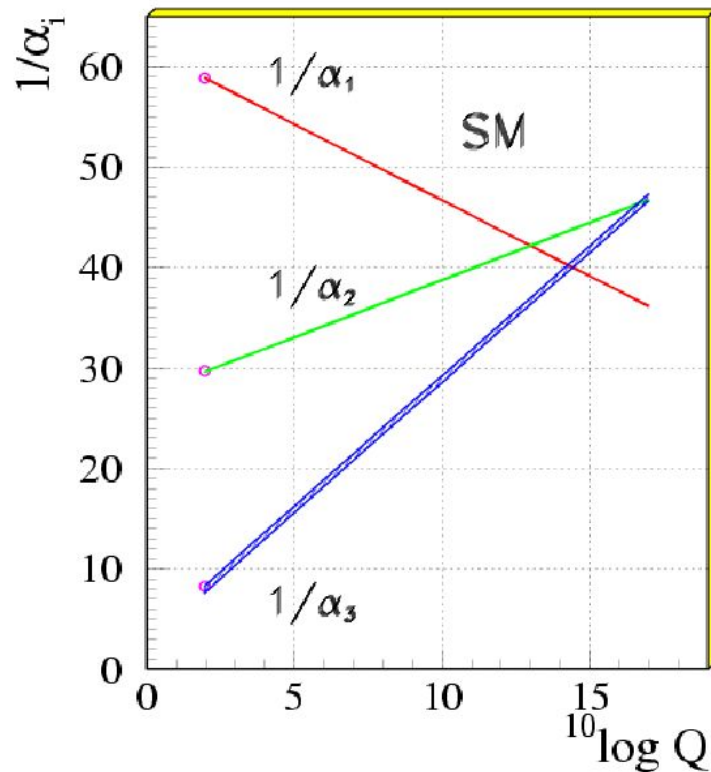
$$\frac{d\alpha_i}{dt} = b_i \tilde{\alpha}_i^2, \quad \tilde{\alpha}_i = \frac{\alpha_i}{4\pi} = \frac{g_i^2}{16\pi^2}, \quad t = \log \frac{Q^2}{\mu^2}$$

$$\frac{1}{\tilde{\alpha}_i} = \frac{1}{\tilde{\alpha}_{0i}} - b_i t$$

$$b_i = \begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \\ b_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 41/10 \\ -19/6 \\ -7 \end{pmatrix}$$

Великое Объединение

- Однако, в Стандартной модели не происходит настоящего объединения констант связи при высоких энергиях



- Уравнения ренормгруппы (Минимальная Суперсимметричная Стандартная Модель - МССМ):

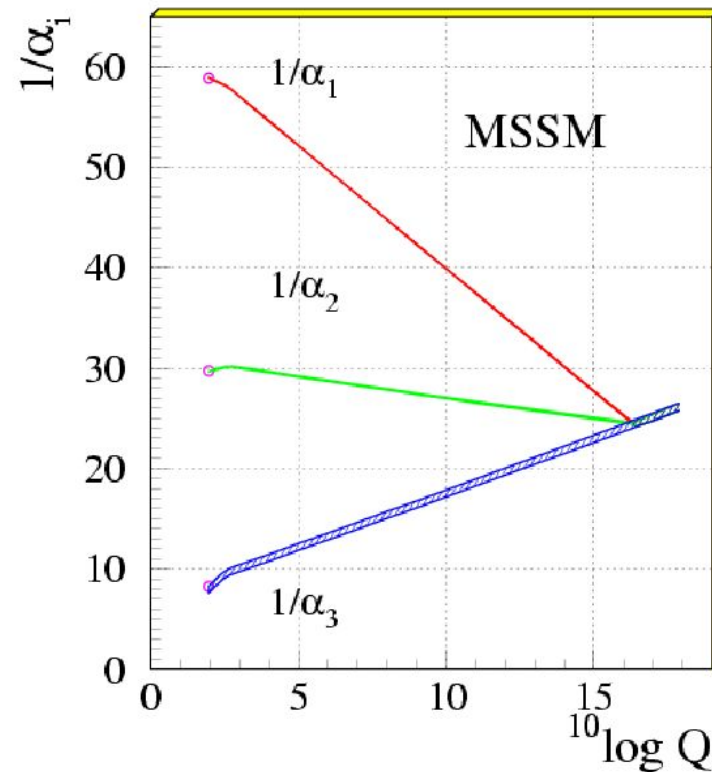
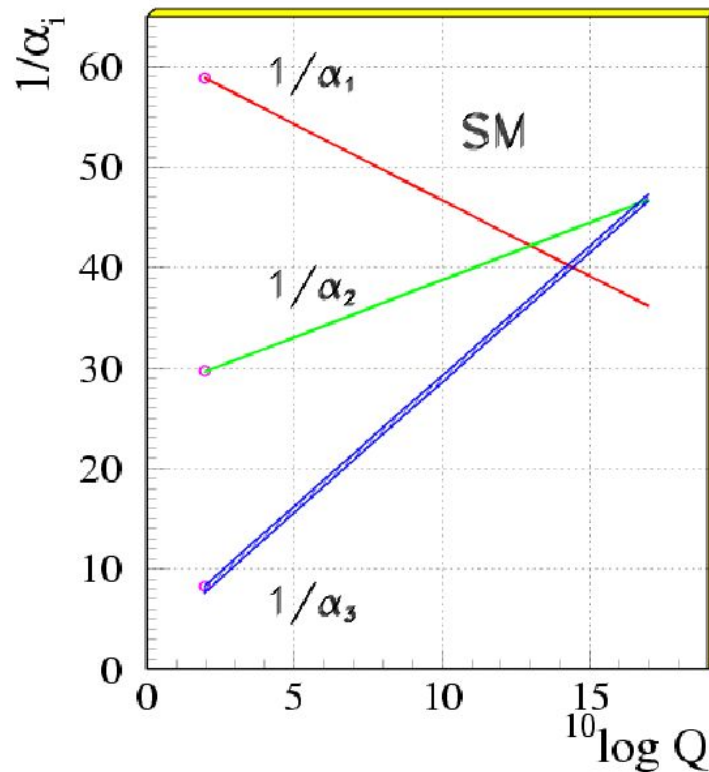
$$\frac{d\tilde{\alpha}_i}{dt} = b_i \tilde{\alpha}_i^2, \quad \tilde{\alpha}_i = \frac{\alpha_i}{4\pi} = \frac{g_i^2}{16\pi^2}, \quad t = \log \frac{Q^2}{\mu^2}$$

$$\frac{1}{\tilde{\alpha}_i} = \frac{1}{\tilde{\alpha}_{0i}} - b_i t$$

$$b_i = \begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \\ b_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 33/5 \\ 1 \\ -3 \end{pmatrix}$$

Великое Объединение

- В Минимальной Суперсимметричной Стандартной Модели (МССМ) константы связи объединяются при высоких энергиях



Великое Объединение

□ Вывод: для объединения необходима суперсимметрия

□ Зная начальные условия при «низких» энергиях ('93)

$$\alpha^{-1}(M_Z) = 128.978 \pm 0.027$$

$$\sin^2 \theta_{MS} = 0.23146 \pm 0.00017$$

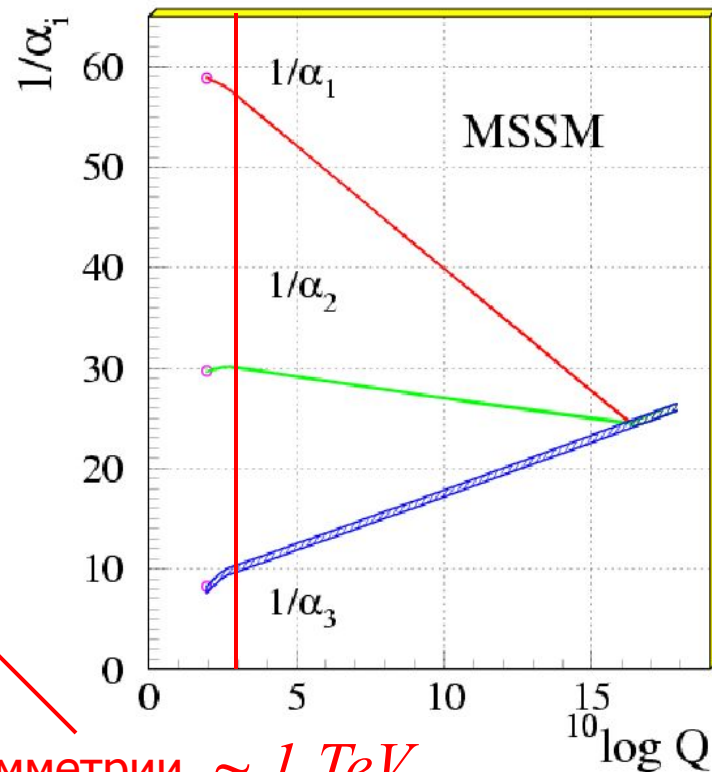
$$\alpha_s(M_Z) = 0.1184 \pm 0.0031$$

МОЖЕМ ВЫЧИСЛИТЬ

$$M_{SUSY} = 10^{3.4 \pm 0.9 \pm 0.4} \text{ GeV}$$

$$M_{GUT} = 10^{15.8 \pm 0.3 \pm 0.1} \text{ GeV}$$

$$\alpha_{GUT}^{-1} = 26.3 \pm 1.9 \pm 1.0$$



□ Масштаб нарушения суперсимметрии $\sim 1 \text{ TeV}$



Проблема иерархий

- **Проблема иерархий** – существование энергетических масштабов, различающихся между собой на много порядков
 - Масштаб нарушения электрослабой симметрии ($M_W \sim 100 \text{ GeV}$)
 - Масштаб Великого объединения ($M_{GUT} \sim 10^{15-16} \text{ GeV}$)
и / или планковский масштаб ($M_{Pl} \sim 10^{19} \text{ GeV}$)
- Возможное решение: постулировать (разрешить) такую иерархию (пусть это и неестественно)

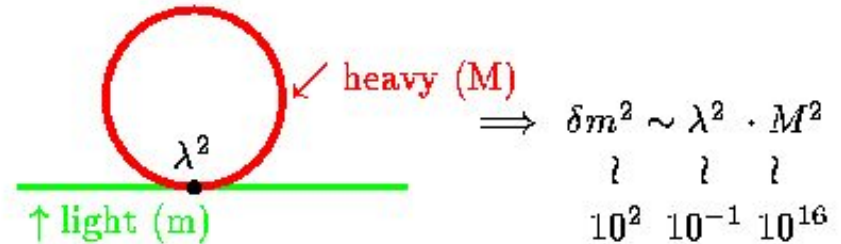
Проблема иерархий

- Другая сторона проблемы: **разрушение иерархии радиационными поправками**

Рассмотрим поправку к массе легкого хиггсовского бозона

$$m_H \sim v \sim 10^2 \text{ GeV}$$

$$M_\Sigma \sim V \sim 10^{16} \text{ GeV}$$

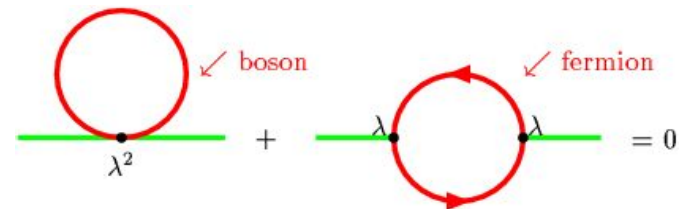


Даже если по каким-то причинам иерархия была изначально, она будет разрушена радиационными поправками (если они не сокращаются с точностью 10^{-14})

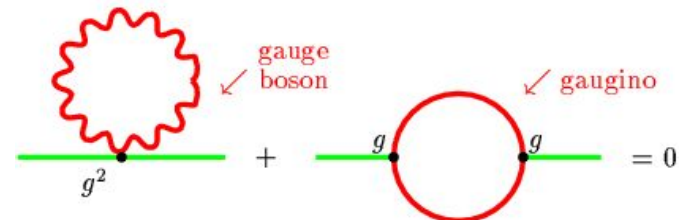
Проблема иерархий

- Суперсимметрия помогает решить проблему иерархий

- Добавим «суперпартнера» - частицу с той же массой, но с другим спином. Тогда квадратичная расходимость в точности сократится.



- «Точность» сокращения расходимостей контролируется разностью квадратов масс



$$m_{boson}^2 - m_{fermion}^2 = M_{SUSY}^2$$

- Если поправка к массе не превышает самой массы, то

$$\delta m_h^2 \ll g^2 M_{SUSY}^2 \ll m_h^2 \ll 10^4 GeV \Rightarrow M_{SUSY} \ll 10^3 GeV$$

08/14/2

А. Гладышев

023

“Суперсимметрия в физике частиц”

17



Суперсимметрия: мотивация

- Самосогласованность теорий Великого объединения – объединение калибровочных констант связи
- Решение проблемы иерархий
- Суперсимметрия населяет «Великую пустыню» - предсказывает новые частицы и их массы
- Возможное решение проблемы темной материи во Вселенной
- Радиационное нарушение электрослабой симметрии. Ограничение сверху на массу хиггсовского бозона

08/14/2

А. Гладышев

023

“Суперсимметрия в физике частиц”

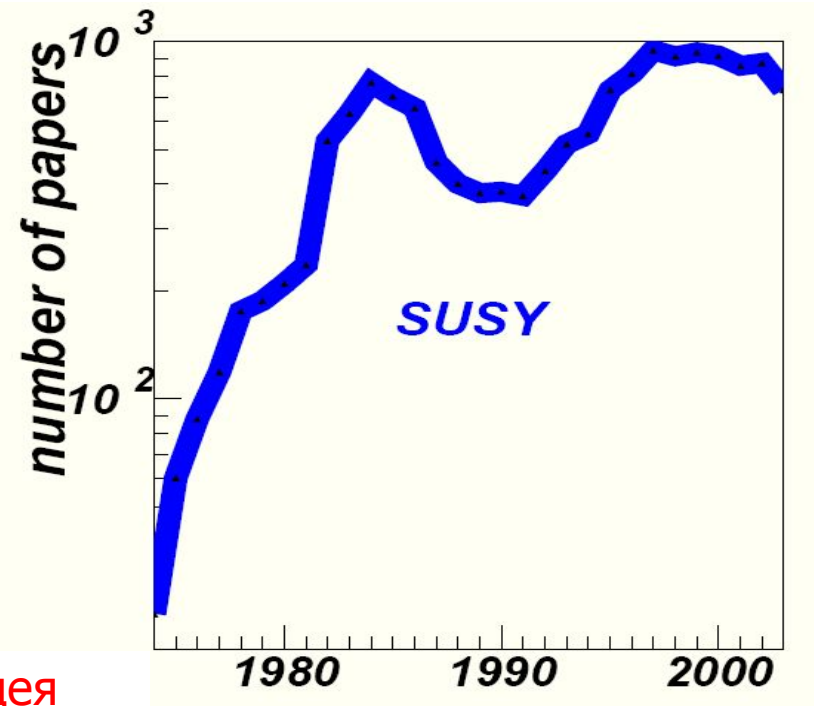
18

Суперсимметрия: мотивация

- Суперсимметрия может быть проверена экспериментально на ускорителях ближайшего будущего

- Объединение физики частиц и гравитации (супергравитация).

- Суперструны



- SUSY – наиболее популярная идея за пределами Стандартной Модели



Суперсимметрия

- Суперсимметрия – симметрия между бозонами и фермионами
- Преобразования суперсимметрии генереруются фермионным оператором Q

$$Q | boson \rangle = | fermion \rangle$$

$$Q | fermion \rangle = | boson \rangle$$

- Оператор Q коммутирует с операторами энергии и импульса:

$$[Q, P] = [Q, E] = 0$$

- Частицы, связанные преобразованием суперсимметрии, имеют одинаковую массу



Суперсимметрия

- Операторов Q может быть несколько. Это –расширенная суперсимметрия. Сколько может быть «суперсимметрий» ?
- Рассмотрим основное состояние с определенной энергией и спиральностью

$$|E, \lambda\rangle, \quad Q_i |E, \lambda\rangle = 0, \quad i = 1, \dots, N$$

энергия спиральность оператор уничтожения

- Далее будем последовательно действовать на это состояние операторами рождения, чтобы получить 1-частичное, 2-частичное и т.д. состояния



Суперсимметрия

$$|E, \lambda\rangle \quad 1$$

$$\bar{Q}_i |E, \lambda\rangle = |E, \lambda + 1/2\rangle_i \quad N = \binom{N}{1}$$

$$\bar{Q}_i \bar{Q}_j |E, \lambda\rangle = |E, \lambda + 1\rangle_{ij} \quad \frac{N(N-1)}{2} = \binom{N}{2}$$

⊠

$$\bar{Q}_1 \bar{Q}_2 \dots \bar{Q}_N |E, \lambda\rangle = |E, \lambda + N/2\rangle \quad 1 = \binom{N}{N}$$

Всего состояний

$$\sum_{k=0}^N \binom{N}{k} = 2^N = \underbrace{2^{N-1}}_{\text{бозоны}} + \underbrace{2^{N-1}}_{\text{фермионы}}$$

08/14/2

А. Гладышев

023

“Суперсимметрия в физике частиц”

22



Суперпространство

- Требование перенормируемости и согласованности с теорией гравитации приводит к ограничениям
 - $N \leq 4$ для калибровочных теорий в плоском пространстве
 - $N \leq 8$ для супергравитации

- $N=4$ мультиплет:

-1	$-1/2$	0	$1/2$	1
1	4	6	4	1

- $N=8$ мультиплет:

-2	$-3/2$	-1	$-1/2$	0	$1/2$	1	$3/2$	2
1	8	28	56	70	56	28	8	1

08/14/2

А. Гладышев

023

“Суперсимметрия в физике частиц”

23



Суперпространство

- Для феноменологии пригодна N=1 суперсимметрия. Элегантную формулировку можно получить на языке суперпространства
- **Суперпространство** – обобщение пространства Минковского путем добавления двух новых **грассмановых** (т.е. антикоммутирующих) координат

$$x_\mu \rightarrow x_\mu, \theta_\alpha, \bar{\theta}_{\dot{\alpha}}$$

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

Суперпространство

- Преобразования суперсимметрии образуют группу. Групповой элемент

$$G(x_\mu, \theta_\alpha, \bar{\theta}_\alpha) = e^{i(-x^\mu P_\mu + \theta_\alpha Q_\alpha + \bar{\theta}_\alpha \bar{Q}_\alpha)}$$

обобщение трансляций в пространстве Минковского генерирует супертрансляции

$$x_\mu \rightarrow x_\mu + i\theta_\alpha \sigma_\mu \bar{\varepsilon}_\alpha + i\varepsilon_\alpha \sigma_\mu \bar{\theta}_\alpha$$

$$\theta_\alpha \rightarrow \theta_\alpha + \varepsilon_\alpha$$

$$\bar{\theta}_\alpha \rightarrow \bar{\theta}_\alpha + \bar{\varepsilon}_\alpha$$

грассмановы параметры преобразований суперсимметрии



Суперпространство

- **Суперполя** – поля, определённые на суперпространстве. Разложения суперполей в ряд Тейлора по грассмановым переменным содержат лишь несколько первых членов.

$$\begin{aligned} F(x, \theta, \bar{\theta}) = & f(x) + i\theta\chi(x) + \bar{\theta}\bar{\chi}(x) \\ & + \theta\theta m(x) + \bar{\theta}\bar{\theta}n(x) + \theta\sigma^\mu\bar{\theta}v_\mu(x) \\ & + \theta\theta\bar{\theta}\bar{\lambda}(x) + \bar{\theta}\bar{\theta}\theta\psi(x) + \theta\theta\bar{\theta}\bar{\theta}d(x) \end{aligned}$$

$$\theta\theta\theta = \bar{\theta}\bar{\theta}\bar{\theta} = \dots = 0$$

Суперполя

- Простейший пример – общее скалярное суперполе $F(x, \theta, \bar{\theta})$
- Определим **киральное суперполе**, подчиняющееся условию

$$\bar{D}_\alpha F(x, \theta, \bar{\theta}) = 0 \quad \bar{D}_\alpha = -\frac{\partial}{\partial \bar{\theta}_\alpha} - i(\theta \sigma^\mu)_\alpha \partial_\mu$$

- Грассманово разложение для кирального суперполя имеет вид

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

где $y = x + i\theta\sigma\bar{\theta}$

08/14/2

А. Гладышев

023

“Суперсимметрия в физике частиц”

27



Суперполя

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

- Коэффициенты разложения (функции от x , т.е. обычные поля) называются **компонентными полями**
- $A(x)$ – комплексное скалярное поле (2 бозонных степени свободы),
 $\psi(x)$ – вейлевское спинорное поле (2 бозонных степени свободы)
- Поле $F(x)$ (**вспомогательное поле**) не имеет физического смысла и может быть исключено с помощью уравнений движения.



Суперполя

- Под действием преобразований суперсимметрии компонентные поля переходят друг в друга

$$\delta_\varepsilon A = \sqrt{2}\varepsilon\psi,$$

$$\delta_\varepsilon \psi = i\sqrt{2}\sigma^\mu \bar{\varepsilon} \partial_\mu A + \sqrt{2}\varepsilon F,$$

$$\delta_\varepsilon F = i\sqrt{2}\bar{\varepsilon}\sigma^\mu \partial_\mu \psi$$

- Заметим, что вариация вспомогательного поля $F(x)$ есть полная производная, которая исчезает при интегрировании по пространству-времени
- **Киральное суперполе используется для описания материи**



Суперполя

- Аналогично определяется **антикиральное суперполе**:

$$D_\alpha \Phi^\dagger = 0 \quad D_\alpha = \frac{\partial}{\partial \theta_\alpha} + i(\sigma^\mu \bar{\theta})_\alpha \partial_\mu$$

- Произведение киральных (антикиральных) суперполей

$$\Phi^2, \Phi^3, \dots \quad (\Phi^{\dagger 2}, \Phi^{\dagger 3}, \dots)$$

также есть киральное (антикиральное) суперполе.

- Произведение кирального и антикирального суперполя $\Phi^\dagger \Phi$ есть общее суперполе



Суперполя

- Рассмотрим произвольную функцию киральных суперполей и её разложение в ряд по грассмановым переменным

$$\begin{aligned} W(\Phi) &= W(A + \sqrt{2}\theta\psi + \theta\theta F) \\ &= W(A) + \frac{\partial W}{\partial A} \sqrt{2}\theta\psi + \theta\theta \left(\frac{\partial W}{\partial A} F - \frac{1}{2} \frac{\partial^2 W}{\partial A^2} \psi\psi \right) \end{aligned}$$

- Функцию W будем называть **суперпотенциалом**, который заменяет обычный потенциал для скалярных полей

Суперпотенциал понадобится позже для построения суперсимметричных лагранжианов.

08/14/2

А. Гладышев

023

“Суперсимметрия в физике частиц”

31



Суперполя

- Для построения калибровочной теории нам необходимо **действительное векторное суперполе** $V = V^+$.

Это не киральное, а общее суперполе с разложением

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

- Физические степени свободы: калибровочное поле v_μ и спинорное поле χ . Другие компоненты нефизические и их можно исключить.
- **Векторное суперполе используется для описания переносчиков**

08/14/2 **взаимодействий**

А. Гладышев

023

“Суперсимметрия в физике частиц”

32



Суперполя

- Определим абелевы (супер)калибровочные преобразования. Под их действием суперполе V изменяется следующим образом

$$V \rightarrow V + \Phi + \Phi^\dagger$$

(Φ, Φ^\dagger – некоторые киральные суперполя). В компонентах имеем

$$C \rightarrow C + A + A^* \quad v_\mu \rightarrow v_\mu - i\partial_\mu (A - A^*)$$

$$\chi \rightarrow \chi - i\sqrt{2}\psi \quad \lambda \rightarrow \lambda$$

$$M \rightarrow M - 2iF \quad D \rightarrow D$$

- Можно выбрать калибровку Весса-Зумино, оставляющую только физические степени свободы и вспомогательное поле D

$$C = \chi = M = 0$$

А. Гладышев

08/14/2

023

“Суперсимметрия в физике частиц”

33



Суперполя

- Тогда имеем

$$V = -\theta\sigma^\mu\bar{\theta}v_\mu(x) + i\theta\theta\bar{\theta}\bar{\lambda}(x) - i\bar{\theta}\bar{\theta}\theta\lambda(x) + \frac{1}{2}\theta\theta\bar{\theta}\bar{\theta}D(x)$$

$$V^2 = -\frac{1}{2}\theta\theta\bar{\theta}\bar{\theta}v_\mu(x)v^\mu(x)$$

$$V^3 = 0$$

- Можно определить **тензор напряженности поля** (аналог $F_{\mu\nu}$)

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

который представляет из себя киральное суперполе

$$\bar{D}_\beta W_\alpha = 0 \quad D_\beta \bar{W}_\alpha = 0$$

08/14/2

А. Гладышев

023

“Суперсимметрия в физике частиц”

34



Суперполя

- В компонентах тензор напряженности поля имеет вид

$$W_\alpha = -i\lambda_\alpha + \theta_\alpha D - \frac{i}{2}(\sigma^\mu \bar{\sigma}^\nu \theta)_\alpha F_{\mu\nu} + \theta^2 \sigma^\mu \partial_\mu \bar{\lambda}$$
$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu \nu_\nu - \partial_\nu \nu_\mu$$

- В неабелевом случае

$$W_\alpha = -\frac{1}{4} \bar{D}^2 e^V D_\alpha e^{-V} \quad \bar{W}_\alpha = -\frac{1}{4} D^2 e^V \bar{D}_\alpha e^{-V}$$
$$W_\alpha = T^a \left(-i\lambda_\alpha^a + \theta_\alpha D^a - \frac{i}{2}(\sigma^\mu \bar{\sigma}^\nu \theta)_\alpha F_{\mu\nu}^a + \theta^2 (\sigma^\mu D_\mu \bar{\lambda}^a)_\alpha \right)$$
$$F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu \nu_\nu^a - \partial_\nu \nu_\mu^a + f^{abc} \nu_\mu^b \nu_\nu^c \quad D_\mu \bar{\lambda}^a = \partial_\mu \bar{\lambda}^a + f^{abc} \nu_\mu^b \bar{\lambda}^c$$



Суперсимметричные лагранжианы

- **Суперсимметричный лагранжиан** может быть записан в полной аналогии с обычной теорией поля.
- Действие есть интеграл от лагранжевой плотности по пространству-времени. В суперсимметрии действие есть **интеграл по суперпространству**.

$$Action = \int d^4x \mathbf{L} \quad \Longrightarrow \quad \int d^4x d^4\theta \mathbf{L}$$

- Правила интегрирования по грассмановым переменным

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

08/14/2

А. Гладышев

023

“Суперсимметрия в физике частиц”

36

Суперсимметричные лагранжианы

- Лагранжиан, инвариантный относительно преобразований суперсимметрии имеет вид полинома по суперполям

$$L = \int d^2\theta d^2\bar{\theta} \Phi_i^+ \Phi_i + \int d^2\theta (\lambda_i \Phi_i + \frac{1}{2} m_{ij} \Phi_i \Phi_j + \frac{1}{3} y_{ijk} \Phi_i \Phi_j \Phi_k) + h.c.]$$

Кинетический член (общее скалярное суперполе). После разложения по компонентным полям даст обычные кинетические члены

Суперпотенциал (киральное суперполе). После разложения по компонентным полям даст члены взаимодействия

$$L = i\partial_\mu \bar{\psi}_i \bar{\sigma}^\mu \psi_i + A_i^* \Box A_i - \frac{1}{2} m_{ij} \psi_i \psi_j - \frac{1}{2} m_{ij}^* \bar{\psi}_i \bar{\psi}_j$$

Скалярный потенциал

$$-y_{ijk} \psi_i \psi_j A_k - y_{ijk}^* \bar{\psi}_i \bar{\psi}_j A_k^* - V(A_i, A_j)$$

$$V = F_k^* F_k$$

08/14/2

А. Гладышев

023

“Суперсимметрия в физике частиц”

37

Суперсимметричные лагранжианы

- Лагранжиан, содержащий калибровочные поля имеет вид (в калибровке Весса-Зумино)

$$L = \frac{1}{4} \int d^2\theta W^\alpha W_\alpha + \int d^2\bar{\theta} \bar{W}^\alpha \bar{W}_\alpha = \frac{1}{2} D^2 - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} - i\lambda \sigma^\mu D_\mu \bar{\lambda}$$

- Полный лагранжиан (абелевой теории) в терминах суперполей

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

Суперсимметричные лагранжианы

- Полный лагранжиан в компонентах

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

- Избавившись от вспомогательных полей F и D с помощью уравнений движения воспроизведем известное выражение для лагранжиана



Суперсимметричные лагранжианы

- **Скалярный потенциал** состоит из двух частей
 - F -член (происходит из суперсимметрично-инвариантной части лагранжиана – взаимодействия полей материи)
 - D -член (происходит из калибровочно-инвариантной части лагранжиана для калибровочных полей и материи)
- Окончательно получаем

$$V = \frac{1}{2} D^a D^a + F_i^\dagger F \qquad D^a = -g A_i^\dagger T^a A_i, \quad F_i = -\frac{\partial W}{\partial A_i}$$

- Вид скалярного потенциала не произволен, а жестко фиксирован суперсимметрией



Суперсимметричные лагранжианы

- Вид лагранжиана оказался полностью фиксированным требованиями симметрии (константа самодействия в потенциале – калибровочная !)
- Оставшаяся свобода
 - Выбор полей материи
 - Значения калибровочных констант связи
 - Значения юкавских констант связи
 - Массовые параметры
- В силу требования перенормируемости суперпотенциал должен быть ограничен кубическими членами (степень потенциала должна быть не выше 4)

$$D^a = -gA_i^\dagger T^a A_i, \quad F_i = -\frac{\partial W}{\partial A_i}, \quad V = \frac{1}{2} D^a D^a + F_i^\dagger F_i$$

08/14/2

А. Гладышев

023

“Суперсимметрия в физике частиц”

41



Суперсимметричные лагранжианы

- **Общий рецепт построения суперсимметричной теории:**
 - Определить состав полей материи и калибровочных полей, которые мы хотим описать
 - Построить тензор напряженности для векторных суперполей
 - Построить кинетический член и суперпотенциал из киральных и антикиральных суперполей (полей материи)
 - Записать полный лагранжиан в терминах суперполей
 - Проинтегрировать по грассмановым переменным
 - Избавиться от вспомогательных полей с помощью уравнений движения
- В результате получим лагранжиан, описывающий наши поля и суперпартнеров

08/14/2

А. Гладышев

023

“Суперсимметрия в физике частиц”

42

Минимальная суперсимметричная стандартная модель (МССМ)

- В суперсимметричных теориях число бозонных степеней свободы равно числу фермионных степеней свободы

- В Стандартной модели

- 28 бозонных степеней свободы:

$$(4 + 8) \times 2 + 2 \times 2$$

векторные поля (γ, Z, W⁺, W⁻ и глюоны) дублет комплексных скалярных полей Хиггса

- 90 фермионных степеней свободы:

$$(6 \times 3 + 3) \times 4 + 3 \times 2$$

кварки и лептоны нейтрино

- Стандартная модель несуперсимметрична

08/14/2

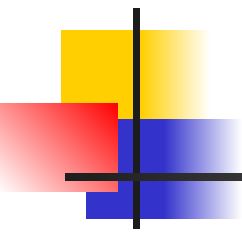
А. Гладышев

023

“Суперсимметрия в физике частиц”

43

	Бозоны	Фермионы	SU(3)	SU(2)	U(1)
Поля материи					
L_i		лептоны $\left\{ \begin{array}{l} L_i = \begin{pmatrix} \nu \\ e \end{pmatrix}_L \\ E_i = e_R \end{array} \right.$	1	2	-1
E_i			1	1	2
Q_i		кварки $\left\{ \begin{array}{l} Q_i = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L \\ U_i = u_R \\ D_i = d_R \end{array} \right.$	3	2	1/3
U_i			3*	1	-4/3
D_i			3*	1	2/3
Переносчики взаимодействий					
G^a	глюоны g^a		8	0	0
V^k	W^\pm, Z бозоны		1	3	0
V'	фотон γ		1	1	0
Поля Хиггса					
H_1	бозон Хиггса H_1		1	2	-1
08/14/2	А. Гладышев				
023	“Суперсимметрия в физике частиц”				44



Минимальная суперсимметричная стандартная модель (МССМ)

- Для суперсимметризации Стандартной модели необходимо добавить новые поля (суперпартнеры)
 - В Стандартной модели нет фермионов с квантовыми числами калибровочных полей
 - Несмотря на то что дублет лептонов и дублет полей Хиггса имеют одинаковые квантовые числа $(1,2,-1)$, у них разные лептонные числа
- Вместо обычных полей будем использовать суперполя

	Бозоны	Фермионы	SU(3)	SU(2)	U(1)
Поля материи					
L_i	слептоны $\left\{ \begin{array}{l} \tilde{L}_i = \begin{pmatrix} \nu \\ e \end{pmatrix}_L \\ \tilde{E}_i = \tilde{e}_R \end{array} \right.$	лептоны $\left\{ \begin{array}{l} L_i = \begin{pmatrix} \nu \\ e \end{pmatrix}_L \\ E_i = e_R \end{array} \right.$	1	2	-1
E_i			1	1	2
Q_i	скварки $\left\{ \begin{array}{l} \tilde{Q}_i = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L \\ \tilde{U}_i = \tilde{u}_R \\ \tilde{D}_i = \tilde{d}_R \end{array} \right.$	кварки $\left\{ \begin{array}{l} Q_i = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L \\ U_i = u_R \\ D_i = d_R \end{array} \right.$	3	2	1/3
U_i			3*	1	-4/3
D_i			3*	1	2/3
Переносчики взаимодействий					
G^a	глюоны g^a	глюино \tilde{g}^a	8	0	0
V^k	W^\pm, Z бозоны фотон γ	вино \tilde{W}^\pm , зино \tilde{Z} , фотино $\tilde{\gamma}$	1	3	0
V'			1	1	0
Поля Хиггса					
	бозон Хиггса H_1	хиггсино \tilde{H}_1			
H_2	бозон Хиггса H_2	хиггсино \tilde{H}_2	1	2	-1
H_3	"Суперсимметрия в физике частиц"		1	2	-1
H_4			1	2	-1
H_5			1	2	-1
H_6			1	2	-1
H_7			1	2	-1
H_8			1	2	-1
H_9			1	2	-1
H_{10}			1	2	-1
H_{11}			1	2	-1
H_{12}			1	2	-1
H_{13}			1	2	-1
H_{14}			1	2	-1
H_{15}			1	2	-1
H_{16}			1	2	-1
H_{17}			1	2	-1
H_{18}			1	2	-1
H_{19}			1	2	-1
H_{20}			1	2	-1
H_{21}			1	2	-1
H_{22}			1	2	-1
H_{23}			1	2	-1
H_{24}			1	2	-1
H_{25}			1	2	-1
H_{26}			1	2	-1
H_{27}			1	2	-1
H_{28}			1	2	-1
H_{29}			1	2	-1
H_{30}			1	2	-1
H_{31}			1	2	-1
H_{32}			1	2	-1
H_{33}			1	2	-1
H_{34}			1	2	-1
H_{35}			1	2	-1
H_{36}			1	2	-1
H_{37}			1	2	-1
H_{38}			1	2	-1
H_{39}			1	2	-1
H_{40}			1	2	-1
H_{41}			1	2	-1
H_{42}			1	2	-1
H_{43}			1	2	-1
H_{44}			1	2	-1
H_{45}			1	2	-1
H_{46}			1	2	-1
H_{47}			1	2	-1
H_{48}			1	2	-1
H_{49}			1	2	-1
H_{50}			1	2	-1
H_{51}			1	2	-1
H_{52}			1	2	-1
H_{53}			1	2	-1
H_{54}			1	2	-1
H_{55}			1	2	-1
H_{56}			1	2	-1
H_{57}			1	2	-1
H_{58}			1	2	-1
H_{59}			1	2	-1
H_{60}			1	2	-1
H_{61}			1	2	-1
H_{62}			1	2	-1
H_{63}			1	2	-1
H_{64}			1	2	-1
H_{65}			1	2	-1
H_{66}			1	2	-1
H_{67}			1	2	-1
H_{68}			1	2	-1
H_{69}			1	2	-1
H_{70}			1	2	-1
H_{71}			1	2	-1
H_{72}			1	2	-1
H_{73}			1	2	-1
H_{74}			1	2	-1
H_{75}			1	2	-1
H_{76}			1	2	-1
H_{77}			1	2	-1
H_{78}			1	2	-1
H_{79}			1	2	-1
H_{80}			1	2	-1
H_{81}			1	2	-1
H_{82}			1	2	-1
H_{83}			1	2	-1
H_{84}			1	2	-1
H_{85}			1	2	-1
H_{86}			1	2	-1
H_{87}			1	2	-1
H_{88}			1	2	-1
H_{89}			1	2	-1
H_{90}			1	2	-1
H_{91}			1	2	-1
H_{92}			1	2	-1
H_{93}			1	2	-1
H_{94}			1	2	-1
H_{95}			1	2	-1
H_{96}			1	2	-1
H_{97}			1	2	-1
H_{98}			1	2	-1
H_{99}			1	2	-1
H_{100}			1	2	-1

Минимальная суперсимметричная стандартная модель (МССМ)

□ Почему необходим второй дублет полей Хиггса ?

□ **Массы фермионов** (верхних и нижних кварков)

В Стандартной модели массы фермионов возникали из юкавских взаимодействий

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = y_{\alpha\beta}^L \bar{L}_\alpha E_\beta H + y_{\alpha\beta}^D \bar{Q}_\alpha D_\beta H + y_{\alpha\beta}^U \bar{Q}_\alpha U_\beta \tilde{H}$$

□ В суперсимметрии H – киральное суперполе. Суперпотенциал также киральное суперполе и не может содержать антикиральное суперполе

$$\tilde{H} = i\tau_2 H^\dagger$$

08/14/2

А. Гладышев

023

“Суперсимметрия в физике частиц”

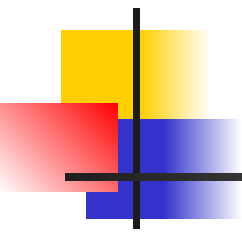
47

Минимальная суперсимметричная стандартная модель (МССМ)

- Почему необходим второй дублет полей Хиггса ?
- Вторая причина – **сокращение аномалий**. Аномалии разрушают калибровочную инвариантность и перенормируемость. В Стандартной модели все ОК:

$$\begin{array}{cccccccc} \text{Tr } Y^3 = & 3 & \left(\frac{1}{27} + \frac{1}{27} - \frac{64}{27} + \frac{8}{27} \right) & -1 & -1 & +8 & = & 0 \\ & \uparrow & \uparrow & \uparrow & \uparrow & \uparrow & \uparrow & \uparrow \\ & \text{colour} & u_L & d_L & u_R & d_R & \nu_L & e_L & e_R \end{array}$$

- В суперсимметричной версии Стандартной модели появился новый фермион – **хиггсино**. Для сокращения аномалии нужно второе хиггсино с противоположным гиперзарядом.



Минимальная суперсимметричная стандартная модель (МССМ)

- Лагранжиан МССМ

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{gauge} + \mathcal{L}_{Yukawa} + \mathcal{L}_{SoftBreaking}$$

- Юкавские взаимодействия – взаимодействия полей материи (кварков и лептонов) и полей Хиггса (суперпотенциал):

$$W_R = y_U Q_L H_2 U_R + y_D Q_L H_1 D_R + y_L L_L H_1 E_R + \mu H_1 H_2$$

- Переписав все в компонентах мы получим юкавские взаимодействия Стандартной модели + взаимодействия с суперпартнерами и вторым хиггсовским полем

Минимальная суперсимметричная стандартная модель (МССМ)

- Суперсимметрия разрешает также суперпотенциал

$$W_{NR} = \lambda_L L_L L_L E_R + \lambda'_L L_L Q_L D_R + \mu' L_L H_2 + \lambda_B U_R D_R D_R$$

- Такие взаимодействия в Стандартной модели отсутствуют. Они приводят к нарушению лептонного и барионного числа.
- Избавиться от нежелательных взаимодействий можно потребовав сохранения новой симметрии – R-симметрии
- R-четность определяется как

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

08/14/2

А. Гладышев

023

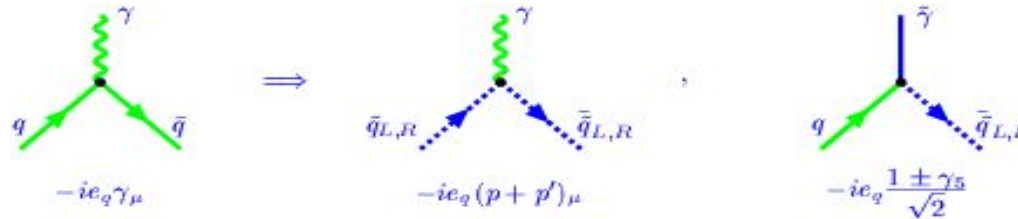
“Суперсимметрия в физике частиц”

50

Минимальная суперсимметричная стандартная модель (МССМ)

- Все частицы Стандартной модели имеют R-четность +1, суперпартнеры имеют R-четность -1.
- Следствия сохранения R-четности:
 - Взаимодействия суперпартнеров являются точно такими же, как в Стандартной модели, только две из трех частиц в вершине должны быть заменены на их суперпартнеров

В



- Суперпартнеры рождаются парами
- Легчайшая суперчастица стабильна

08/14/2

А. Гладышев

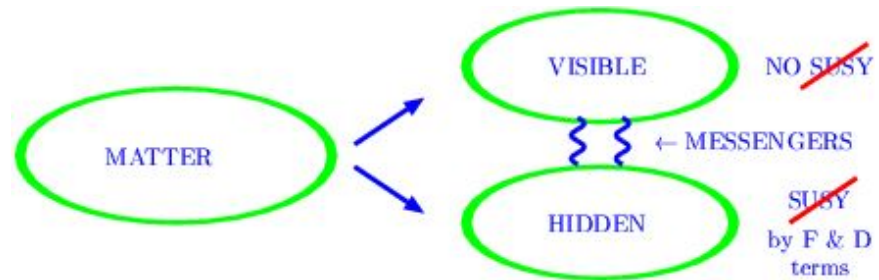
023

“Суперсимметрия в физике частиц”

51

Минимальная суперсимметричная стандартная модель (МССМ)

- Поскольку суперпартнеры пока не обнаружены, суперсимметрия может существовать только как нарушенная симметрия
- В МССМ используют т.н. **мягкое нарушение суперсимметрии**. Считается, что оно происходит в скрытом секторе. Переносчиками нарушения суперсимметрии из скрытого сектора в видимый могут выступать
 - Гравитоны (SUGRA)
 - Калибровочные поля
 - Суперпартнеры калибровочных полей



08/14/2 (различие только в деталях) А. Гладышев

Минимальная суперсимметричная стандартная модель (МССМ)

- Мягкое нарушение суперсимметрии можно запараметризовать небольшим числом разрешенных структур

- Массовый член для скалярных компонент киральных суперполей

$$m_{ij} A_i^* A_j$$

- Массовый член для фермионных компонент векторных суперполей

$$M \lambda \lambda$$

- Билинейный член мягкого нарушения суперсимметрии

$$B_{ij} \mu_{ij} A_i A_j$$

- Трилинейный член мягкого нарушения суперсимметрии

$$A_{ijk} \lambda_{ijk} A_i A_j A_k \text{ нарушения}$$

- Суперсимметрия явно разрушается, т.к. компоненты одного и того же суперполя теперь имеют разные массы

Минимальная суперсимметричная стандартная модель (МССМ)

- Часть лагранжиана МССМ, ответственная за нарушение суперсимметрии

$$\begin{aligned} -L_{SoftBreaking} = & \sum_{scalars} m_i^2 |A_i|^2 + \sum_{gauge} M_i (\lambda_i \lambda_i + \bar{\lambda}_i \bar{\lambda}_i) \\ & + A_U y_U Q_L H_2 U_R + A_U y_D Q_L H_1 D_R + A_U y_L L_L H_1 E_R + B\mu H_1 H_2 \end{aligned}$$

- Получилось слишком много новых свободных параметров
- Теперь можно вычислить спектр масс суперчастиц

Минимальная суперсимметричная стандартная модель (МССМ)

- Спектр масс суперпартнеров
 - gaugino – higgsino часть лагранжиана

$$L_{\text{gaugino-higgsino}} = -\frac{1}{2} M_3 \bar{\lambda}_a \lambda_a - \frac{1}{2} \bar{\chi} M^{(0)} \chi - (\bar{\psi} M^{(c)} \psi + h.c.)$$

gluino neutralino chargino

- gluino $m_{g_i} = M_3 \quad i = 1, \dots, 8$

источник: мягкое нарушение суперсимметрии

Минимальная суперсимметричная стандартная модель (МССМ)

- Спектр масс суперпартнеров
 - chargino

$$\psi = \begin{pmatrix} \tilde{W}^+ \\ \tilde{H}^+ \end{pmatrix} \quad M^{(c)} = \begin{pmatrix} M_2 & \sqrt{2}M_W \sin \beta \\ \sqrt{2}M_W \cos \beta & \mu \end{pmatrix}$$

источники: мягкое нарушение суперсимметрии
суперпотенциал
взаимодействие калибровочных полей и материи

$$M_{\tilde{\chi}_{1,2}^\pm} = \frac{1}{2} \left[M_2^2 + \mu^2 + 2M_W^2 \boxtimes \right.$$

$$\left. \boxtimes \sqrt{(M_2^2 - \mu^2)^2 + 4M_W^4 \cos^2 2\beta + 4M_W^2 (M_2^2 + \mu^2 + 2M_2^2 \mu \sin 2\beta)} \right]$$

Минимальная суперсимметричная стандартная модель (МССМ)

- Спектр масс суперпартнеров

- neutralino

$$\chi = \begin{pmatrix} \tilde{B}^0 \\ \tilde{W}^3 \\ \tilde{H}_1^0 \\ \tilde{H}_2^0 \end{pmatrix} \quad M^{(0)} = \begin{pmatrix} M_1 & 0 & -M_Z c_\beta s_W & M_Z s_\beta s_W \\ 0 & M_2 & M_Z c_\beta c_W & -M_Z s_\beta c_W \\ -M_Z c_\beta s_W & M_Z c_\beta c_W & 0 & -\mu \\ M_Z s_\beta s_W & -M_Z s_\beta c_W & -\mu & 0 \end{pmatrix}$$

источники: мягкое нарушение суперсимметрии
суперпотенциал
взаимодействие калибровочных полей и материи

- Массы физических состояний – собственные значения $M^{(0)}$

Минимальная суперсимметричная стандартная модель (МССМ)

- Спектр масс суперпартнеров
 - neutralino
 - Если $M_1, M_2, \mu \ll M_Z$

$$\chi = \begin{pmatrix} \tilde{B}^0 \\ \tilde{W}^3 \\ \tilde{H}_1^0 \\ \tilde{H}_2^0 \end{pmatrix} \quad \begin{array}{l} \tilde{\chi}_1^0 \propto \tilde{B} \\ \tilde{\chi}_2^0 \propto \tilde{W} \\ \tilde{\chi}_3^0 \propto (\tilde{H}_1 + \tilde{H}_2)/\sqrt{2} \\ \tilde{\chi}_4^0 \propto (\tilde{H}_1 - \tilde{H}_2)/\sqrt{2} \end{array} \quad \begin{array}{l} \text{bino} \\ \text{zino} \\ \text{higgsino 1} \\ \text{higgsino 2} \end{array} \quad \begin{array}{l} M_1 \\ M_2 \\ \mu \\ \mu \end{array}$$

Минимальная суперсимметричная стандартная модель (МССМ)

- Спектр масс суперпартнеров
 - скварки и слептоны (пример: топ-скварк)

источники: суперпотенциал $W = y^U Q U H_2 + \mu H_1 H_2 + \dots$

$$\left| \frac{\partial W}{\partial H_2} \right|^2 \propto y^U \mu \tilde{v}_1 \tilde{t}_L \tilde{t}_R + \dots$$

$$\left| \frac{\partial W}{\partial Q} \right|^2 \propto y^{U2} v_2^2 \tilde{t}_R \tilde{t}_R + \dots$$

$$\left| \frac{\partial W}{\partial U} \right|^2 \propto y^{U2} v_2^2 \tilde{t}_L \tilde{t}_L$$

08/14/2

А. Гладышев

023

“Суперсимметрия в физике частиц”

59

Минимальная суперсимметричная стандартная модель (МССМ)

- Спектр масс суперпартнеров
 - скварки и слептоны (пример: топ-скварк)

мягкое нарушение суперсимметрии

$$L_{soft} = m_Q^2 \tilde{t}_L t_L + m_U^2 \tilde{t}_R t_R + \dots + Ay^U \mu \tilde{\nu}_1 \tilde{t}_L t_R \nu_2 + \dots$$

взаимодействие калибровочных полей и материи (D-член)

$$L = \frac{1}{6} (M_W^2 - M_Z^2) \cos 2\beta \tilde{t}_L t_L - \frac{2}{3} (M_W^2 - M_Z^2) \cos 2\beta \tilde{t}_R t_R + \dots$$

Минимальная суперсимметричная стандартная модель (МССМ)

- Спектр масс суперпартнеров
 - скварки и слептоны (пример: топ-скварк)
 - массовая матрица

$$\begin{pmatrix} \tilde{m}_Q^2 + m_t^2 + \frac{1}{6}(4M_W^2 - M_Z^2) \cos 2\beta & m_t(A_t - \mu \cot \beta) \\ m_t(A_t - \mu \cot \beta) & \tilde{m}_U^2 + m_t^2 - \frac{2}{3}(M_W^2 - M_Z^2) \cos 2\beta \end{pmatrix}$$

- Массы двух физических состояний получаются диагонализацией
- Для легких поколений недиагональные члены пренебрежимо малы, хотя могут быть важны в петлевых поправках при рассмотрении редких процессов

	Бозоны	Фермионы	SU(3)	SU(2)	U(1)
Поля материи					
L_i	заряженные слептоны $\tilde{\ell}_i, i=1, \dots, 6$	лептоны $\left\{ \begin{array}{l} L_i = \begin{pmatrix} \nu \\ e \end{pmatrix}_L \\ E_i = e_R \end{array} \right.$	1	2	-1
E_i	нейтрино $\tilde{\nu}_i, i=1, 2, 3$		1	1	2
Q_i	скварки $\tilde{u}_i, i=1, \dots, 6$ скварки $\tilde{d}_i, i=1, \dots, 6$	кварки $\left\{ \begin{array}{l} Q_i = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L \\ U_i = u_R \\ D_i = d_R \end{array} \right.$	3	2	1/3
U_i			3*	1	-4/3
D_i			3*	1	2/3
Переносчики взаимодействий					
G^a	глюоны g^a	глюино \tilde{g}^a	8	0	0
V^k	W^\pm, Z бозоны фотон γ	чарджино $\tilde{\chi}_1^\pm, \tilde{\chi}_2^\pm,$	1	3	0
V'			1	1	0
Поля Хиггса заряженные H_1^\pm, H_2^\pm			нейтралино $\tilde{\chi}_1^0, \tilde{\chi}_2^0, \tilde{\chi}_3^0, \tilde{\chi}_4^0$		
$H_{1,2}$	нейтральные h, H, A бозоны Хиггса	1			
A_2	"Суперсимметрия в физике частиц"			2	62

А. Гладышев

Бозоны Хиггса в МССМ

- На древесном уровне потенциал полей Хиггса имеет вид

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

причем константа самодействия полей Хиггса фиксирована и определяется калибровочными взаимодействиями в отличие от Стандартной модели

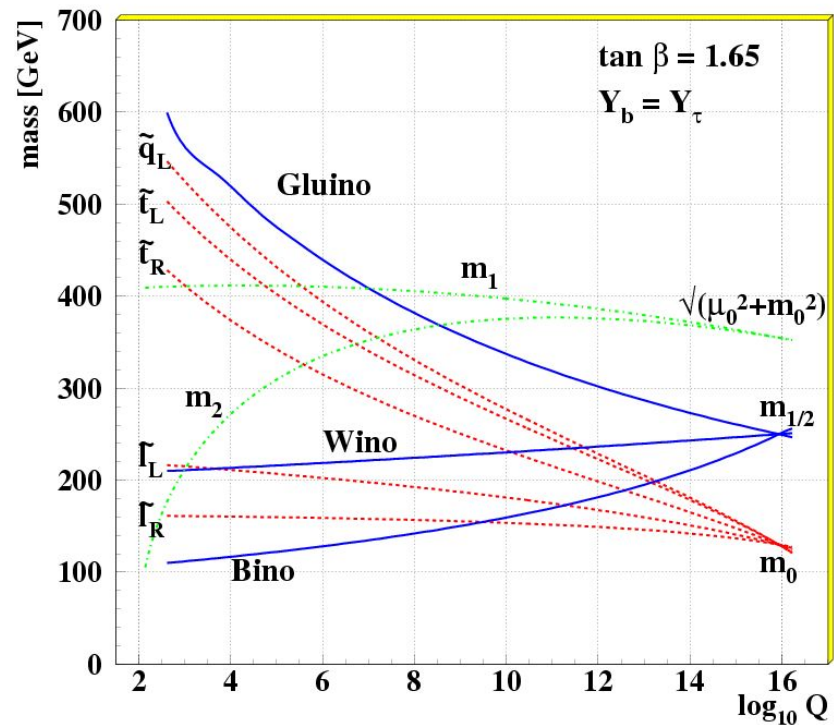
- Хиггсовский потенциал в соответствие с суперсимметрией положительно определен и устойчив. Он не имеет нетривиального минимума отличного от нуля.

Бозоны Хиггса в МССМ

- «Бег» хиггсовских масс приводит к явлению, известному как **радиационное нарушение электрослабой симметрии**.

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

- Возникают условия для спонтанное нарушение электрослабой симметрии



08/14/2

А. Г.

023

“Суперсимметрия в физике частиц”

64



Бозоны Хиггса в МССМ

- В МССМ 5 физических состояний хиггсов. Два дублета комплексных полей содержат 8 степеней свободы. Из них три являются голдстоуновскими бозонами

$$G^0 = -\cos \beta P_1 + \sin \beta P_2$$

Goldstone boson $\rightarrow Z_0$

$$A = \sin \beta P_1 + \cos \beta P_2$$

Neutral CP = -1 Higgs

$$G^+ = -\cos \beta (H_1^-)^* + \sin \beta H_2^+$$

Goldstone boson $\rightarrow W^+$

$$H^+ = \sin \beta (H_1^-)^* + \cos \beta H_2^+$$

Charged Higgs

$$h = -\sin \alpha S_1 + \cos \alpha S_2$$

SM Higgs boson CP = 1

$$H = \cos \alpha S_1 + \sin \alpha S_2$$

Extra heavy Higgs boson

- В Стандартной модели от одного дублета остается лишь один хиггсовский бозон

08/14/2

А. Гладышев

023

“Суперсимметрия в физике частиц”

65

Бозоны Хиггса в МССМ

- Массы хиггсовских бозонов получаются в результате диагонализации массовых матриц.
- Нейтральный CP-нечетный и заряженные бозоны Хиггса

$$m_A^2 = m_1^2 + m_2^2$$

$$m_{H^\pm}^2 = m_A^2 + M_W^2$$

- Нейтральные CP-четные бозоны Хиггса

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

- Если $m_A \gg M_{Z'}$ то **легчайший бозон Хиггса легче Z-бозона!**

$$m_h \approx M_Z |\cos 2\beta| < M_Z$$

08/14/2

А. Гладышев

023

“Суперсимметрия в физике частиц”

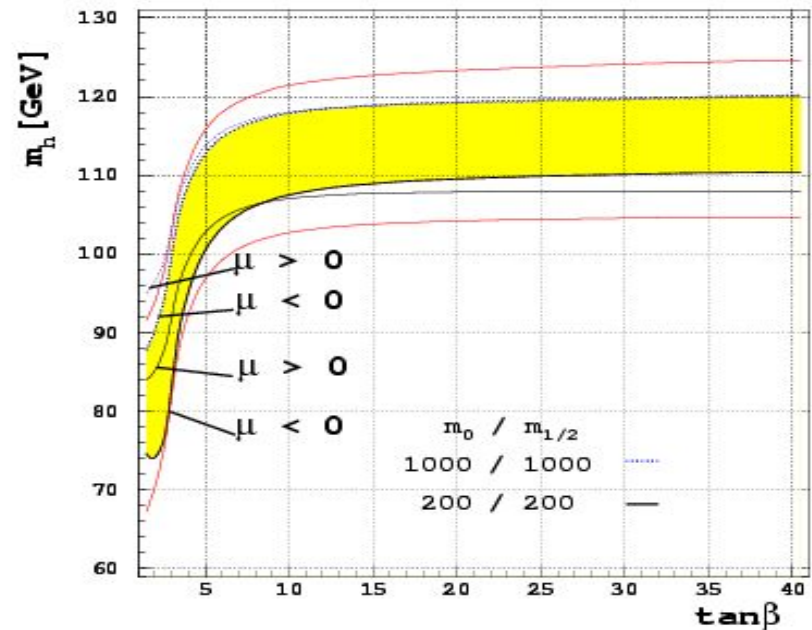
66

Бозоны Хиггса в МССМ

- Неравенство $m_h \approx M_Z |\cos 2\beta| < M_Z$ разрушается радиационными поправками

$$m_h^2 \approx M_Z^2 \cos^2 2\beta + \frac{3g^2 m_t^4}{16\pi^2 M_W^2} \log \frac{m_{t_1}^2 m_{t_2}^2}{m_t^4} + 2 \text{ loops}$$

- 1-петлевой вклад большой и положительный
- 2-петлевой вклад маленький и отрицательный





Constrained MSSM

- Параметры Минимальной Суперсимметричной Стандартной Модели
 - Калибровочные константы связи $\alpha_i, i=1,2,3$
 - Юкавские константы связи $y_{ab}^k, k = U, D, L, (E)$
 - Параметр смешивания полей Хиггса μ
 - Параметры мягкого нарушения суперсимметрии
- Константа самодействия полей Хиггса уже не произвольный параметр. Она зафиксирована суперсимметрией

$$\lambda = \frac{g^2 + g'^2}{8}$$

- Основная неопределенность возникает из-за параметров мягкого нарушения суперсимметрии

08/14/2

А. Гладышев

023

“Суперсимметрия в физике частиц”

68

Constrained MSSM

- **Гипотеза универсальности**: условие равенства параметров мягкого нарушения суперсимметрии на масштабе Великого объединения

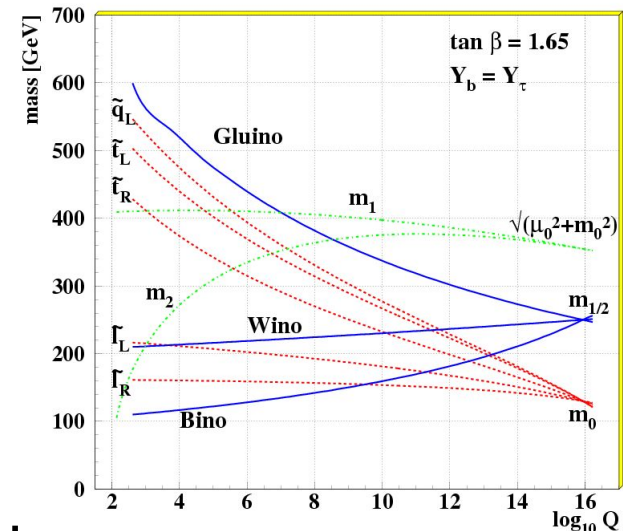
$$\begin{aligned}
 -L_{SoftBreaking} = & m_0^2 \sum_{scalars} |A_i|^2 + m_{1/2} \sum_{gauge} (\lambda_i \lambda_i + \bar{\lambda}_i \bar{\lambda}_i) \\
 & + A(y_t Q_L H_2 U_R + y_b Q_L H_1 D_R + y_L L_L H_1 E_R) + B\mu H_1 H_2
 \end{aligned}$$

- В результате остается всего **5 произвольных параметров**

$$\mu, A, m_0, m_{1/2}, B(\tan\beta)$$

против 2 в Стандартной модели

$$m, \lambda$$



08/14/2

023

А. Гладыц

“Суперсимметрия в физике частиц”

69



Constrained MSSM

- Чтобы делать какие либо предсказания можно действовать двумя способами
 - Выбрать **низкоэнергетические параметры** (массы суперпартнеров, параметры смешивания и т.д.) и вычислять сечения взаимодействия и др. как функции этих параметров
 - Выбрать **высокоэнергетические параметры**, на основе ренормгруппы определить их низкоэнергетические значения и вычислить массы суперпартнеров, параметры смешивания и т.д.). Все вычисления теперь проводятся в терминах малого числа начальных параметров

Экспериментальные ограничения достаточны для того, чтобы найти допустимые значения начальных параметров

08/14/2

А. Гладышев

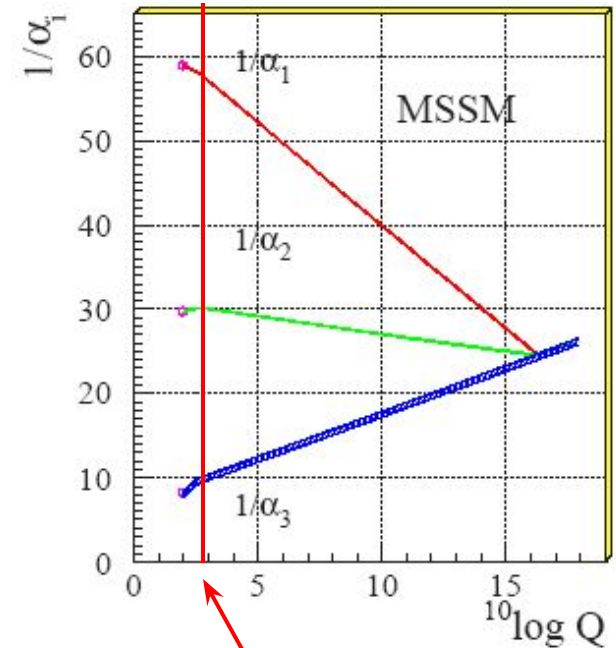
023

“Суперсимметрия в физике частиц”

70

Constrained MSSM

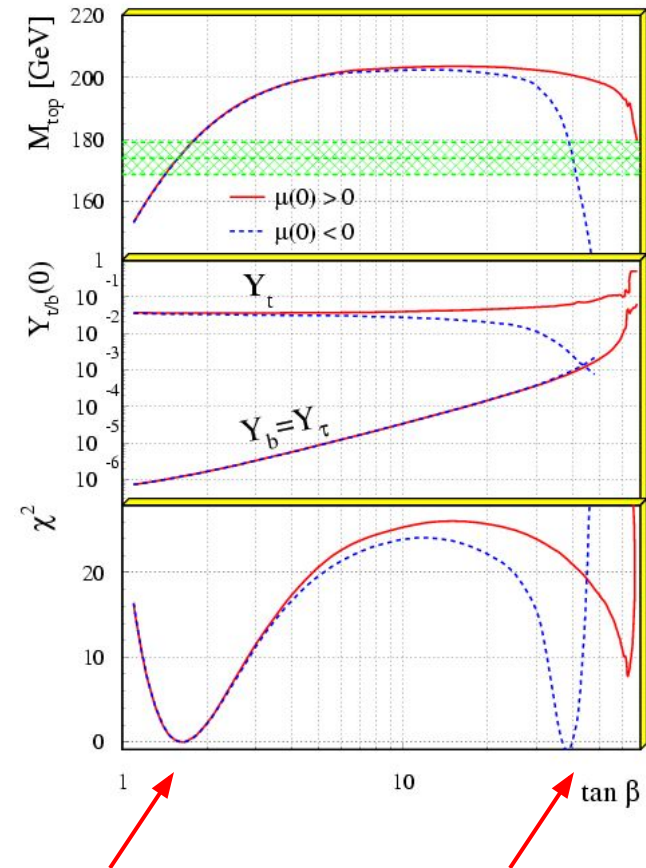
- Выбор ограничений
 - Объединение калибровочных констант связи.
Одно из наиболее жестких ограничений. Фиксирует шкалу нарушения суперсимметрии.
 - Массы суперпартнеров должны быть в ТэВной области



$$M_{SUSY} \sim 1 \text{ TeV}$$

Constrained MSSM

- Выбор ограничений
- Объединение юкавских констант связи.
Требование объединения юкавских констант связи b -кварка и τ -лептона вместе с массой t -кварка сильно ограничивает на значения $\tan \beta$.
- Сценарий с малым $\tan \beta$
- Сценарий с большим $\tan \beta$



$1 < \tan \beta < 3$

$30 < \tan \beta < 70$

08/14/2

А. Гладышев

023

“Суперсимметрия в физике частиц”

72

Constrained MSSM

□ Выбор ограничений

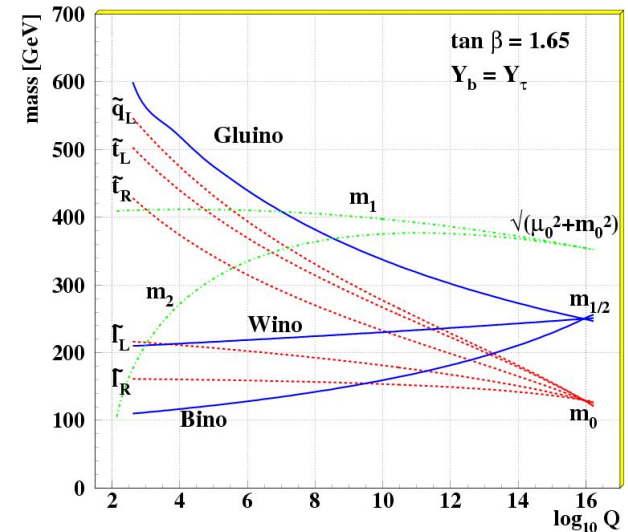
□ Радиационное нарушение электрослабой симметрии и масса Z.

Позволяет определить μ

для заданных значений m_0 .

Неопределенным остается знак μ .

$$\mu^2 = \frac{m_{H_1}^2 - m_{H_2}^2 \tan^2 \beta}{\tan^2 \beta - 1} - \frac{M_Z^2}{2} \approx -m_{H_2}^2 - \frac{M_Z^2}{2}$$



08/14/2

А. Гладышев

023

“Суперсимметрия в физике частиц”

73



Constrained MSSM

- Выбор ограничений
- Можно зафиксировать одно из возможных значений $\tan \beta$
- Параметр μ вычисляется (с точностью до знака)
- Зависимость от параметра A обычно невелика (во многих случаях можно положить $A=0$)
- Из набора параметров остаются всего 2

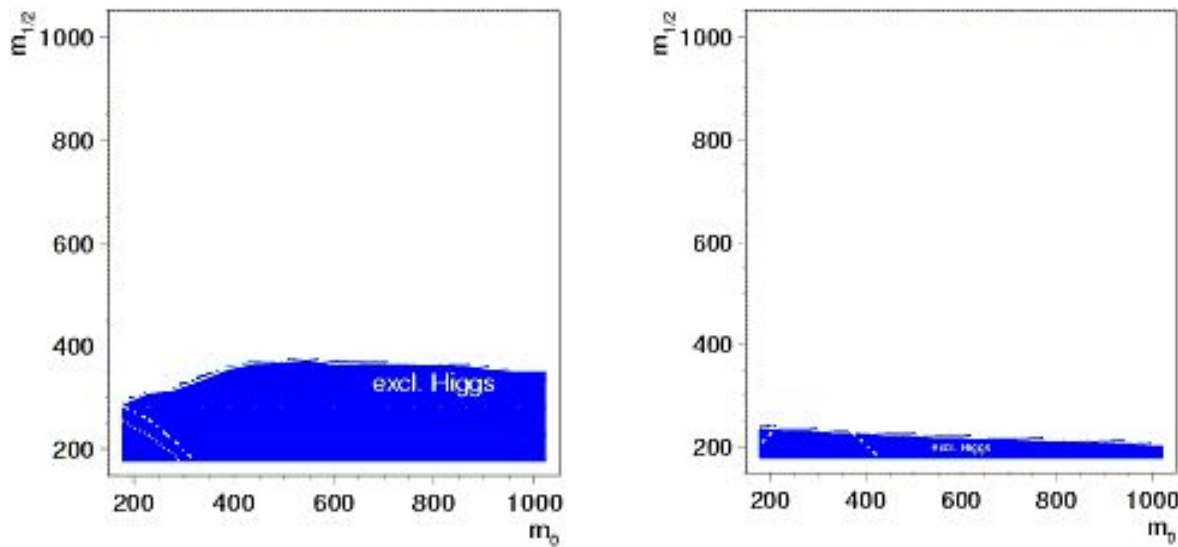
$$\mu, A, m_0, m_{1/2}, B(\tan\beta)$$

Constrained MSSM

□ Выбор ограничений

□ Экспериментальные ограничения на массу бозона Хиггса.

Экспериментальное ограничение $m_H > 114 \text{ GeV}$ исключают значения $\tan \beta$ меньше 4 (ниже $\tan \beta = 35, 50$).



08/14/2

023

А. ГЛАДЫШЕВ

“Суперсимметрия в физике частиц”

75



Constrained MSSM

- Выбор ограничений

- Точные измерения вероятностей распадов.

На вероятности распадов могут сильно влиять радиационные поправки от суперпартнеров. Пример: распад $b \rightarrow s\gamma$

$$b \rightarrow s\gamma: BF(b \rightarrow s\gamma) = (3.25 \pm 0.37) \times 10^{-4} \quad [BELLE, CLEO \text{ and } ALEPH]$$
$$2.16 \times 10^{-4} < BF(b \rightarrow s\gamma) < 4.34 \times 10^{-4} \quad (\text{at } 95\%CL, \text{ incl } 10\% \text{ theory})$$

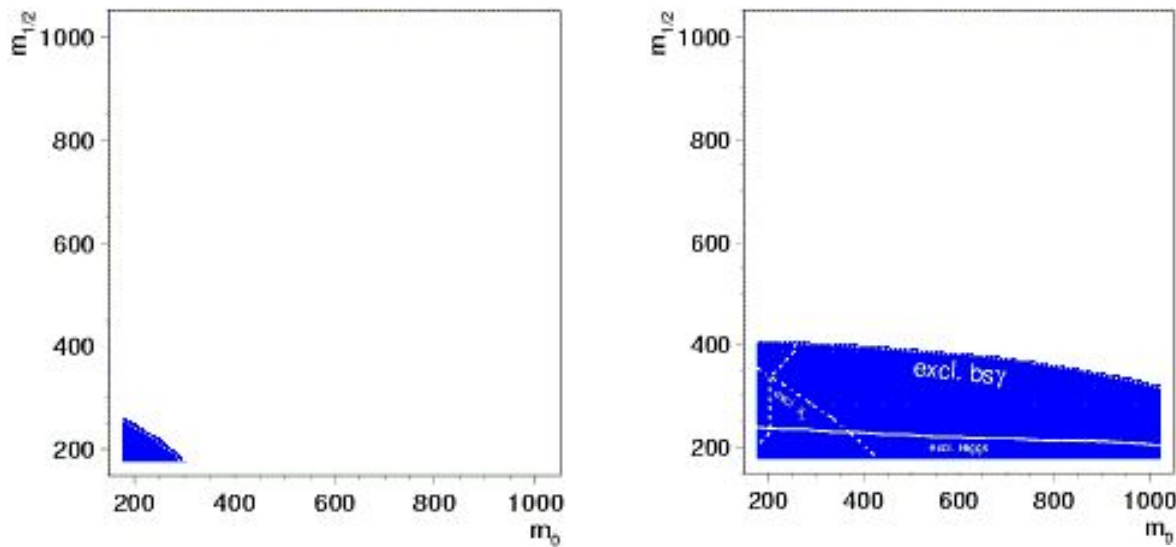
[Baer, Brhlik, Castano, Tata]

Экспериментальное значение превышает теоретические оценки в Стандартной модели, оставляя место для суперсимметрии.

Constrained MSSM

- Выбор ограничений

Пространство параметров сильно ограничивается, особенно в случае большого $\tan \beta$ ($\tan \beta = 35, 50$).



08/14/2

023

А. И. Ладышев

“Суперсимметрия в физике частиц”

77



Constrained MSSM

- Выбор ограничений

- **Аномальный магнитный момент мюона.**

Недавние измерения указывают на небольшое отклонение от предсказаний Стандартной модели. Недостаток снова может быть заполнен суперсимметрией.

$$(g-2)_\mu/2 = 116591\,208(6) \text{ [} g\text{-2 collaboration]} \quad \leftarrow \text{Experiment}$$

$$\Delta a_\mu = (27.1 \pm 9.4) \times 10^{-10} \text{ (Davier et al.)} \quad \leftarrow \text{Theory}$$

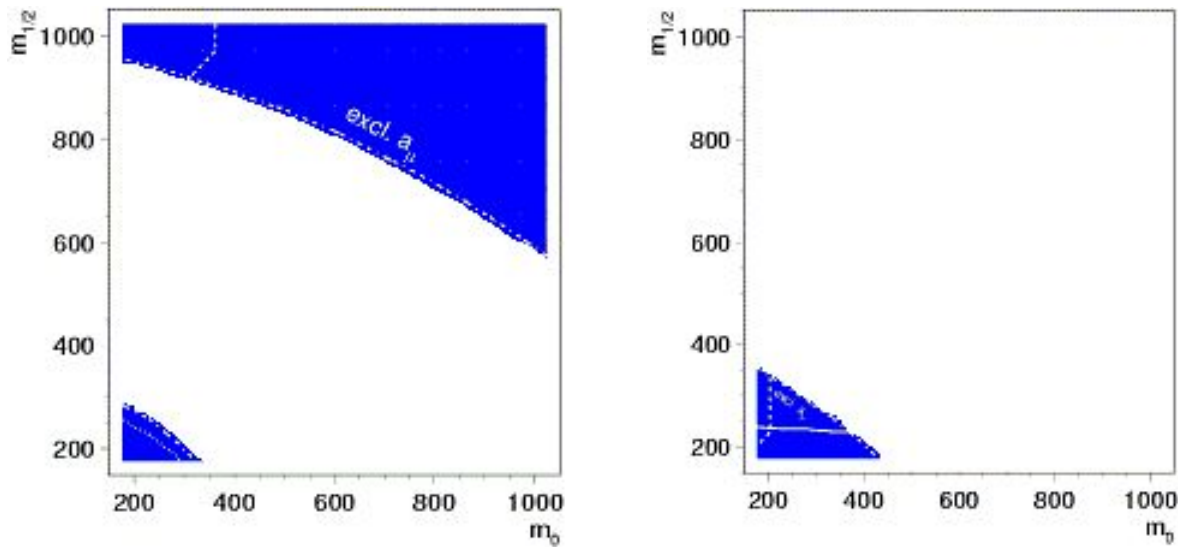
$$\Delta a_\mu = (31.7 \pm 9.5) \times 10^{-10} \text{ (Hagiwara et al.)} \quad \text{(for } e^+e^- \rightarrow \text{hadrons data)}$$

$$\text{(\tau decay data } \Delta a_\mu = (12.4 \pm 8.3) \times 10^{-10} \text{ (Davier et al.))}$$

Constrained MSSM

- Выбор ограничений

Для этого требуется $\mu > 0$, что закрывает половину пространства параметров ($\tan \beta = 35, 50$).



08/14/2

023

А. И. Ладышев

“Суперсимметрия в физике частиц”

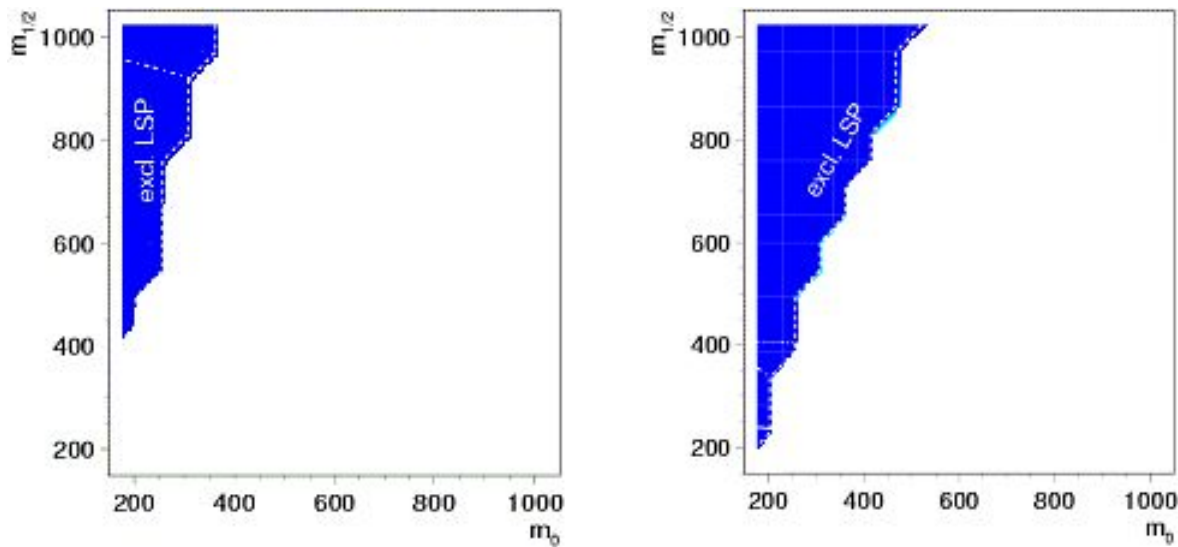
79

Constrained MSSM

- Выбор ограничений

- **Нейтральность легчайшей суперсимметричной частицы.**

Является следствием сохранения R -четности ($\tan \beta = 35, 50$).



08/14/2

023

А. И. Ладышев

“Суперсимметрия в физике частиц”

80

Constrained MSSM

- Выбор ограничений

- Экспериментальные ограничения на массы суперпартнеров

Ненаблюдение суперпартнеров устанавливает нижний предел на их массы (что приводит к ограничению снизу на параметры мягкого нарушения суперсимметрии)

LEP2 SUSY particle search

◆ *pair slepton production:*

$$e^+e^- \rightarrow \tilde{l}_{L,R}^+ \tilde{l}_{L,R}^- \rightarrow l^+ \tilde{Z}_1 l^- \tilde{Z}_1$$

$$\Rightarrow m_{\tilde{e}} > 99.6 \text{ GeV}, m_{\tilde{\mu}} > 94.6 \text{ GeV}, m_{\tilde{\tau}} > 85.9 \text{ GeV}$$

◆ *pair chargino production:*

$$e^+e^- \rightarrow \tilde{W}_1^+ \tilde{W}_1^-, \tilde{W}_1 \rightarrow \tilde{Z}_1 l \nu (\tilde{Z}_1 q q')$$

$$\Rightarrow m_{\tilde{W}_1} \gtrsim 100 \text{ GeV}$$

08/14/2

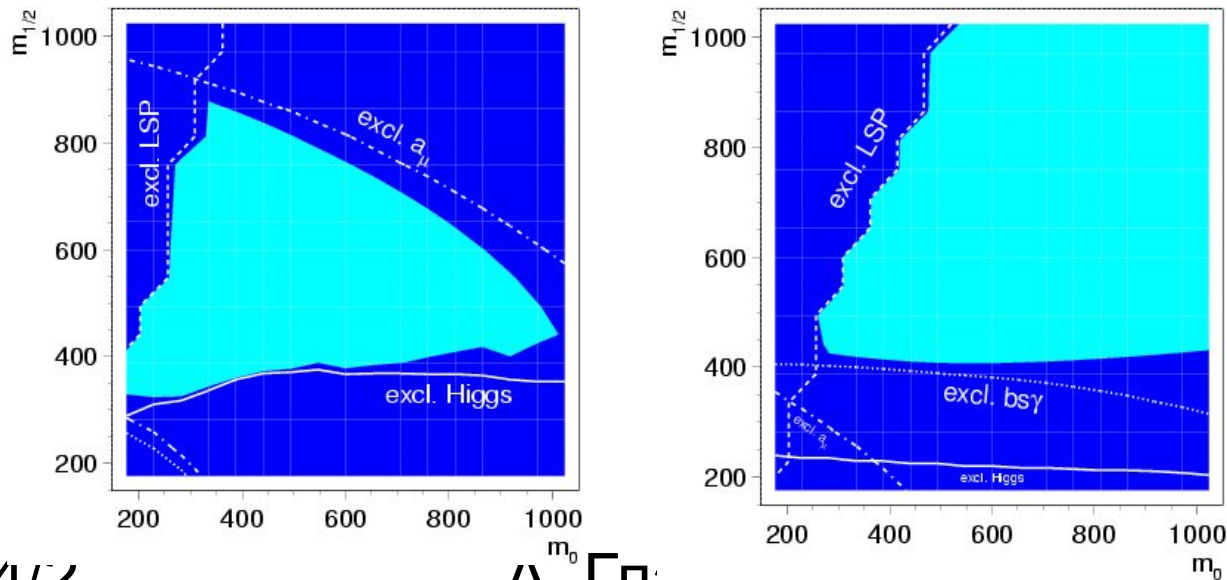
023

“Суперсимметрия в физике частиц”

81

Constrained MSSM

- Выбор ограничений
- Удивительно то, что **всем этим ограничениям можно удовлетворить одновременно**. В результате можно найти наиболее вероятные области в пространстве параметров



08/14/2

023

А. Гладышев

“Суперсимметрия в физике частиц”

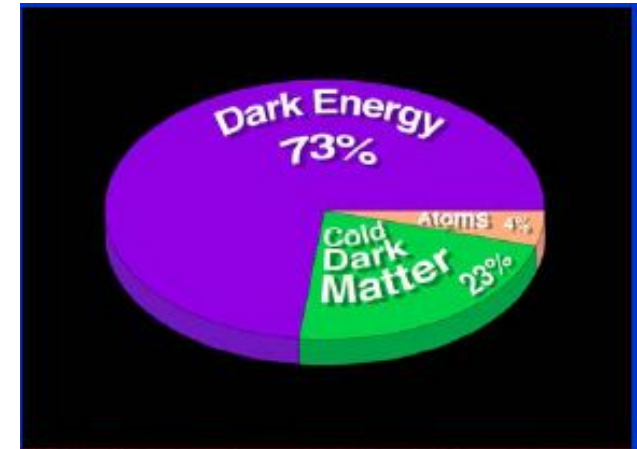
82

Constrained MSSM

- Выбор ограничений

- Темная материя во Вселенной.

Недавние астрофизические данные указывают на то, что Вселенная на четверть состоит из темной материи. Предполагая, что темная материя образована из нейтралينو, получаются жесткие ограничения на пространство параметров.



$$\rho/\rho_c \simeq 1; \quad \Omega_b = 0.044 \pm 0.004; \quad \Omega_m = 0.27 \pm 0.04; \quad \Omega_\Lambda = 0.73 \pm 0.04; \quad h = 0.71^{+0.04}_{-0.03}$$
$$0.094 < \Omega_{CDM} h^2 < 0.129 (95\%CL) \quad C. L. Bennett et al. ApJS.148:97,'03, D. N. Spergel et al. ApJS.148:175,'03$$

08/14/2

А. Гладышев

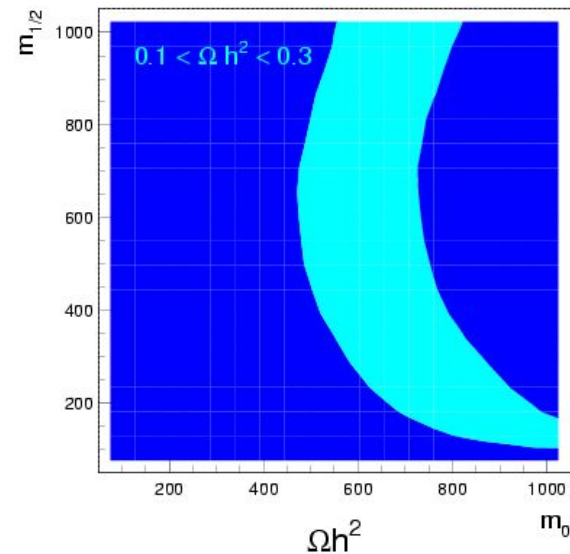
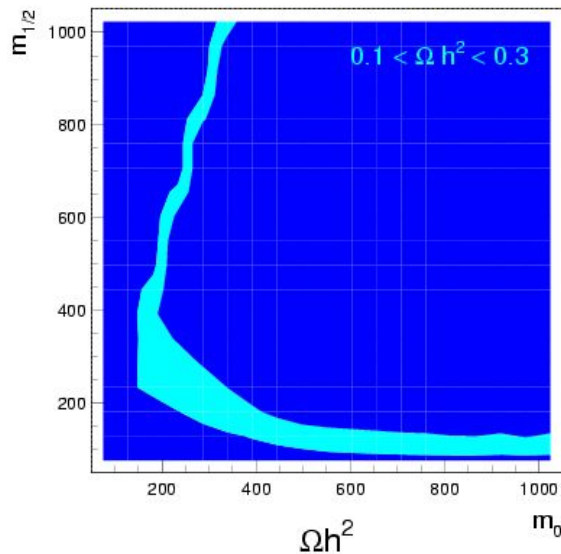
023

“Суперсимметрия в физике частиц”

83

Constrained MSSM

- Собираем все вместе. Пространство параметров, удовлетворяющее всем ограничениям ($\tan \beta = 35, 50$).



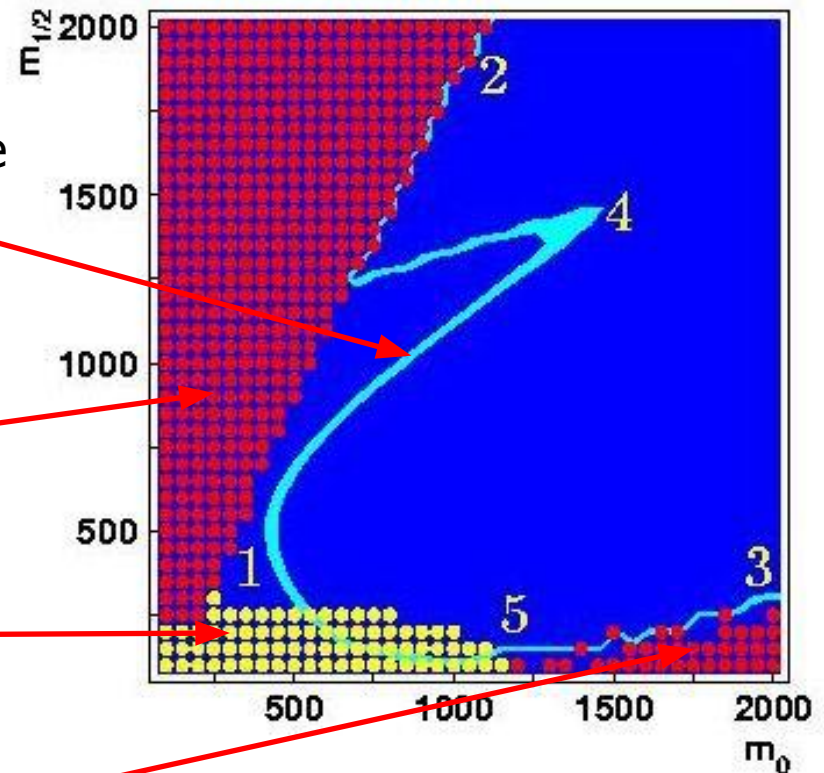
Favoured regions of parameter space

- WMAP data leave only very small allowed region as shown by the thin blue line which give acceptable neutralino relic density

- Excluded by LSP

- Excluded by Higgs searches at LEP2

- Excluded by REWSB



m_0 – common scalar mass
 $m_{1/2}$ – common gaugino mass

08/14/2

А. Гладышев

023

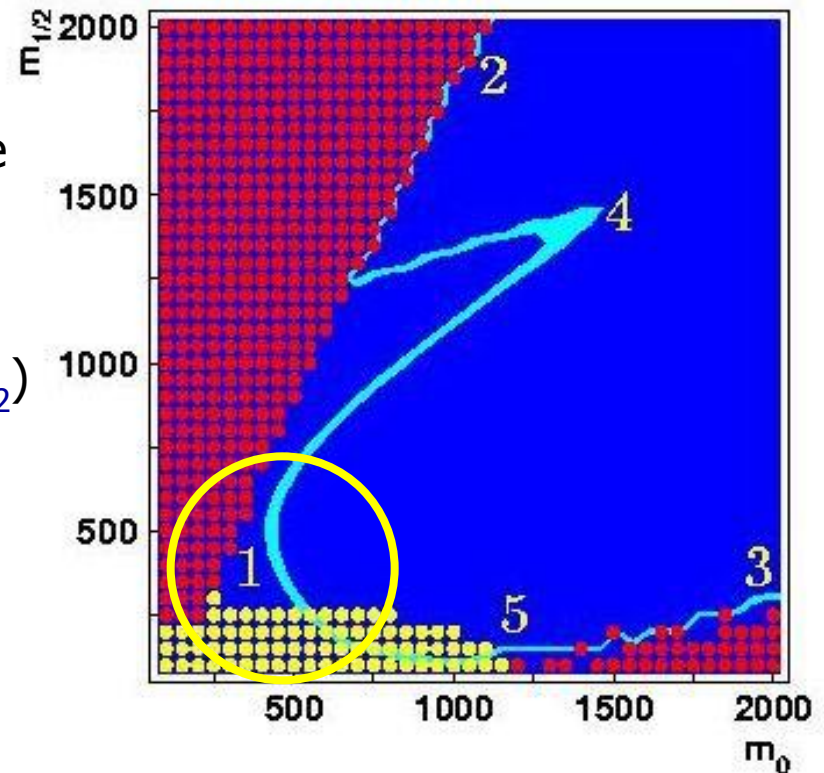
“Суперсимметрия в физике частиц”

85

Favoured regions of parameter space

- WMAP data leave only very small allowed region as shown by the thin blue line which give acceptable neutralino relic density

- **1. Bulk region** (low m_0 and low $m_{1/2}$)



08/14/2

023

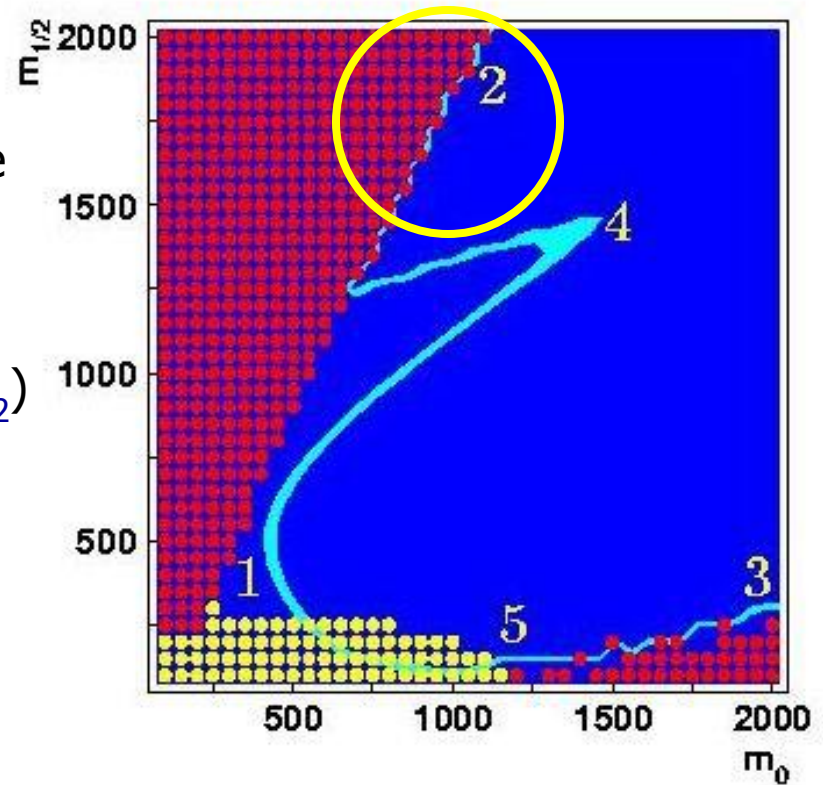
А. Гладышев

“Суперсимметрия в физике частиц”

86

Favoured regions of parameter space

- WMAP data leave only very small allowed region as shown by the thin blue line which give acceptable neutralino relic density
- **1. Bulk region** (low m_0 and low $m_{1/2}$)
- **2. Stau-coannihilation region** (moderate m_0 but large $m_{1/2}$)



08/14/2

А. Гладышев

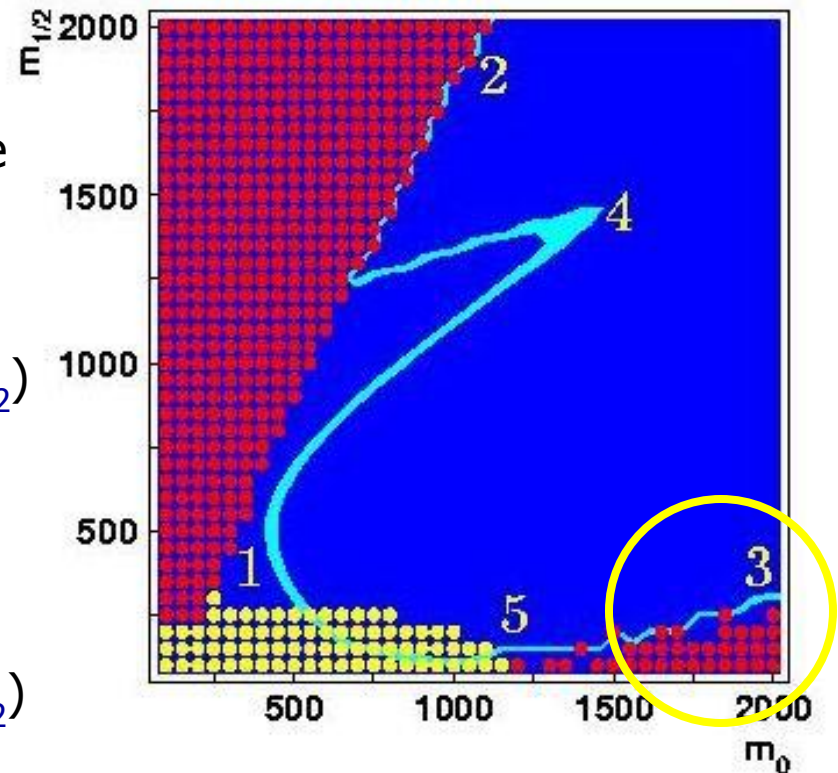
023

“Суперсимметрия в физике частиц”

87

Favoured regions of parameter space

- WMAP data leave only very small allowed region as shown by the thin blue line which give acceptable neutralino relic density
- **1. Bulk region** (low m_0 and low $m_{1/2}$)
- **2. Stau-coannihilation region** (moderate m_0 but large $m_{1/2}$)
- **3. Focus point region** (large m_0 and low to moderate $m_{1/2}$)



08/14/2

А. Гладышев

023

“Суперсимметрия в физике частиц”

88

Favoured regions of parameter space

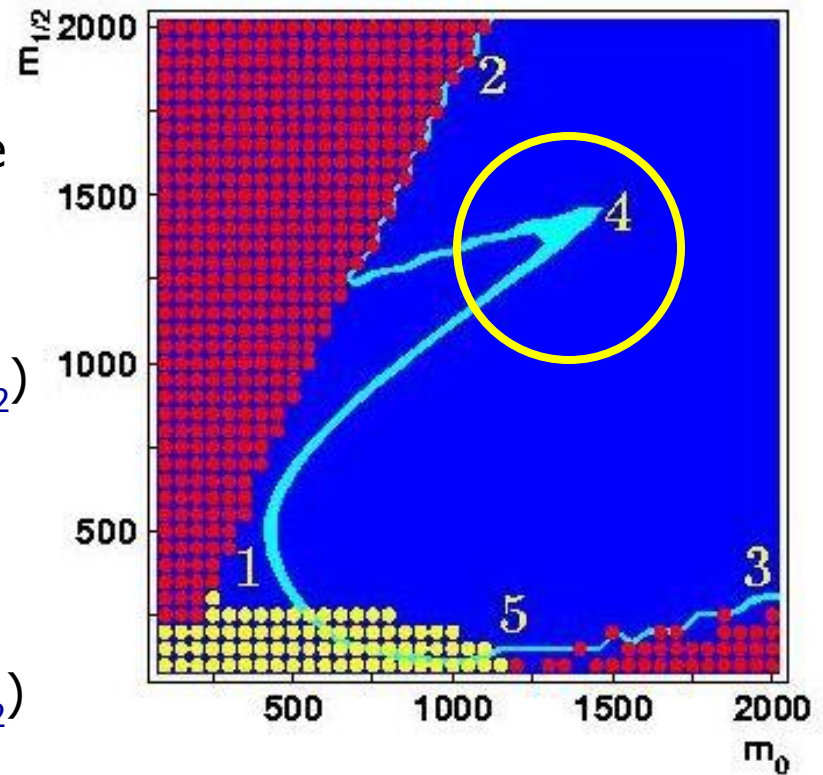
□ WMAP data leave only very small allowed region as shown by the thin blue line which give acceptable neutralino relic density

□ 1. Bulk region (low m_0 and low $m_{1/2}$)

□ 2. Stau-coannihilation region (moderate m_0 but large $m_{1/2}$)

□ 3. Focus point region (large m_0 and low to moderate $m_{1/2}$)

□ 4. A-annihilation funnel region (the region requires large $\tan \beta$)



08/14/2

А. Гладышев

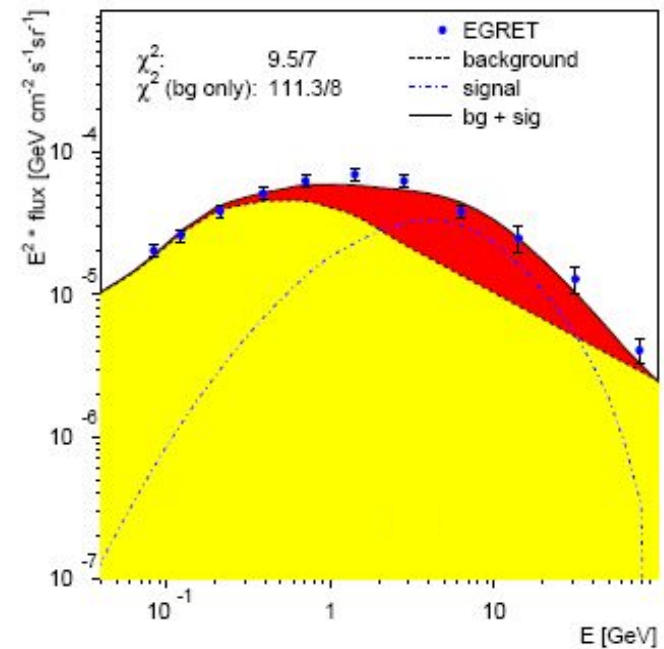
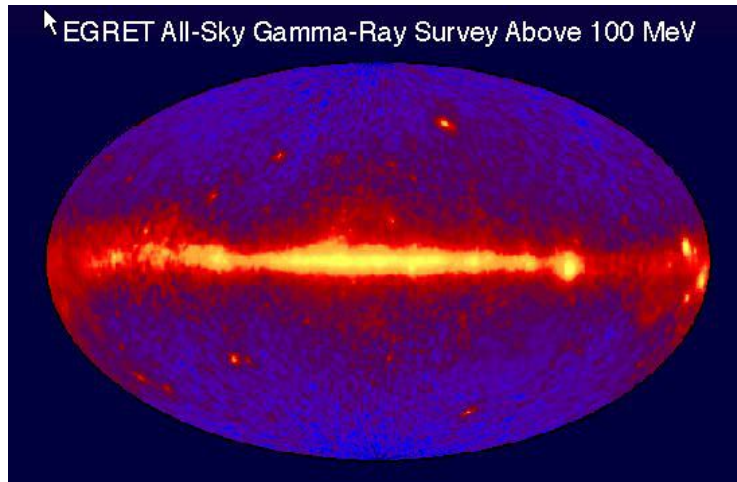
023

“Суперсимметрия в физике частиц”

89

EGRET Excess

- EGRET Data on diffuse Gamma Rays show excess in **all sky directions** with the **same energy spectrum**



- 9 yrs of data taken (1991-2000)
- Main purpose: sky map of point sources above diffuse background.

08/14/2

А. Гладышев

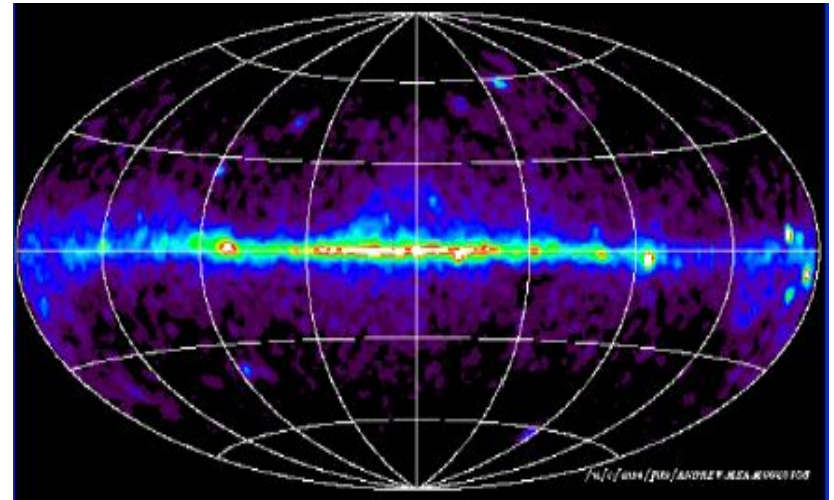
023

“Суперсимметрия в физике частиц”

90

EGRET Excess

- A: Inner Galaxy ($l = \pm 30^\circ$, $|b| < 5^\circ$)
- B: Galactic plane avoiding A ($30-330^\circ$)
- C: Outer Galaxy ($90-270^\circ$)
- D: Low latitude ($10-20^\circ$)
- E: Intermediate lat. ($20-60^\circ$)
- F: Galactic poles ($60-90^\circ$)



Region	l , degrees	$ b $, degrees
A	330–30	0–5
B	30–330	0–5
C	90–270	0–10
D	0–360	10–20
E	0–360	20–60
F	0–360	60–90

Excess has **the same shape** implying
the same source everywhere in the galaxy

08/14/2

А. Гладышев

023

“Суперсимметрия в физике частиц”

91

EGRET Excess

A: Inner Galaxy
($l = \pm 30^\circ$, $|b| < 5^\circ$)

B: Galactic plane
avoiding A

C: Outer Galaxy

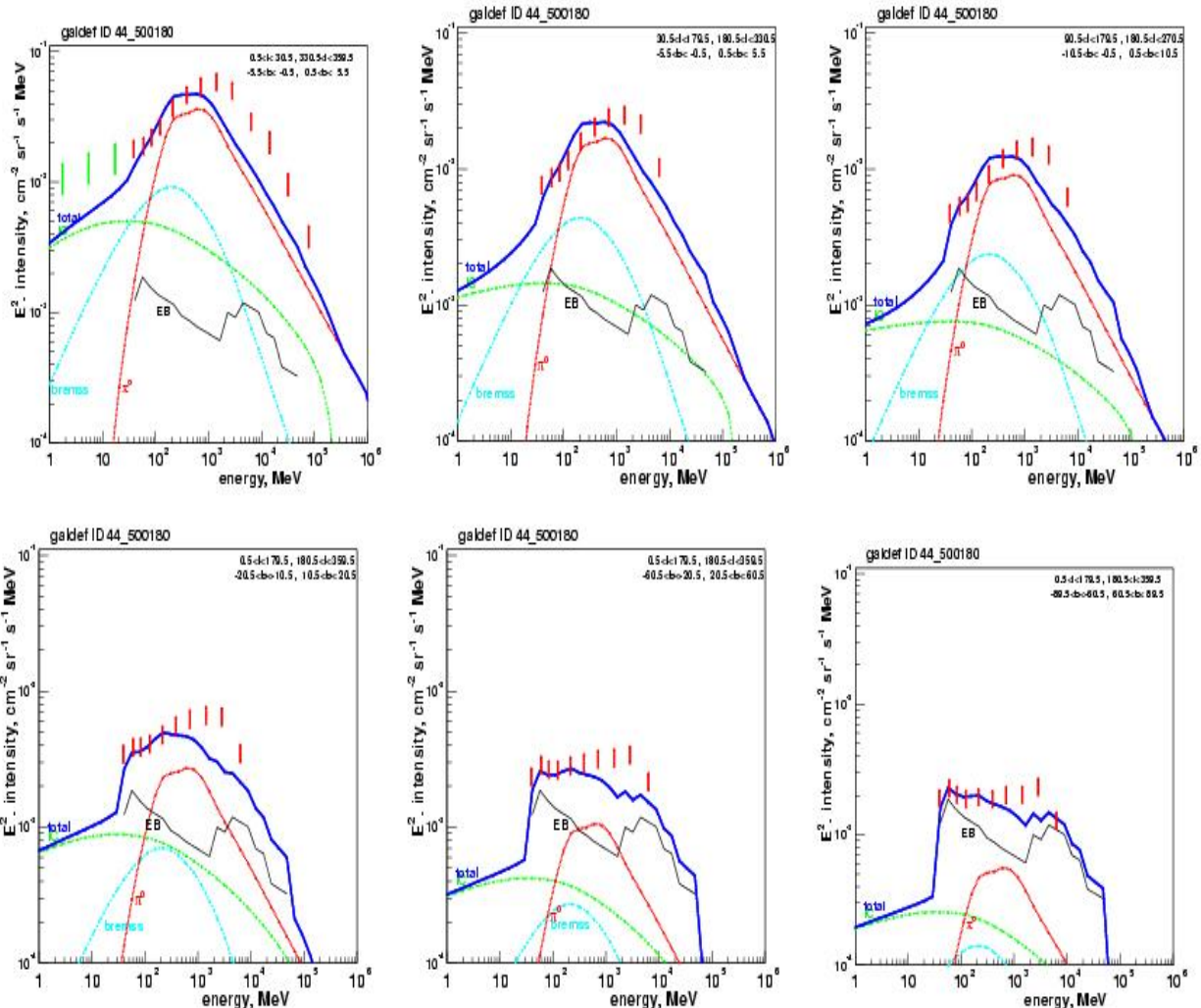
D: Low latitude
($10-20^\circ$)

E: Intermediate lat.
($20-60^\circ$)

F: Galactic poles
($60-90^\circ$)

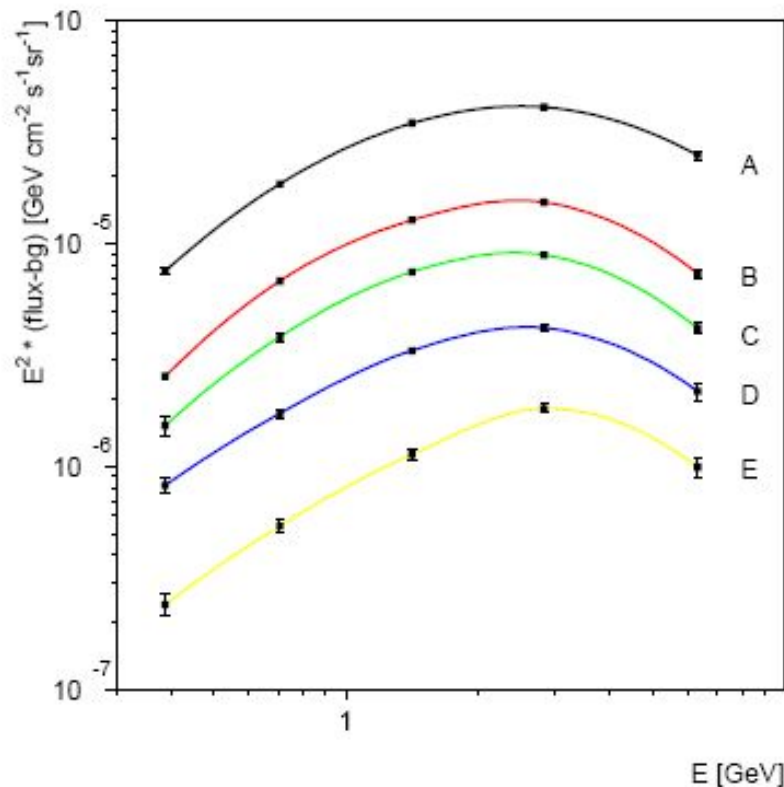
08/14/2

023



EGRET Excess

- A: Inner Galaxy ($l = \pm 30^\circ$, $|b| < 5^\circ$)
- B: Galactic plane avoiding A ($30-330^\circ$)
- C: Outer Galaxy ($90-270^\circ$)
- D: Low latitude ($10-20^\circ$)
- E: Intermediate lat. ($20-60^\circ$)
- F: Galactic poles ($60-90^\circ$)



Excess has **the same shape** implying
the same source everywhere in the galaxy

EGRET gamma excess above
extrapolated background
from data below 0.5 GeV

08/14/2

А. Гладышев

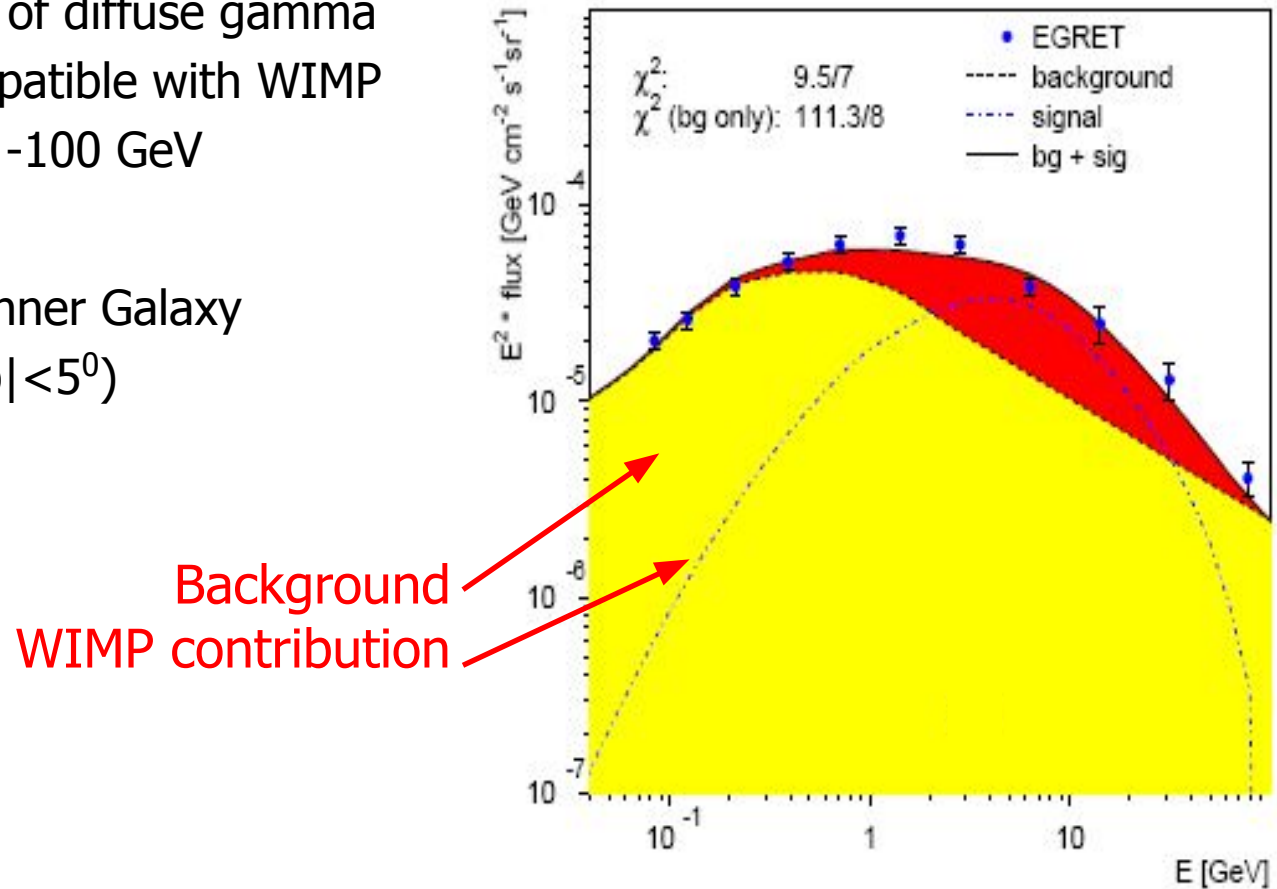
023

“Суперсимметрия в физике частиц”

93

EGRET Excess vs WIMP annihilation

- The excess of diffuse gamma rays is compatible with WIMP mass of 50 -100 GeV
- Region A: inner Galaxy ($l = \pm 30^\circ$, $|b| < 5^\circ$)



08/14/2
023

А. Гладышев
“Суперсимметрия в физике частиц”

94

EGRET Excess vs WIMP annihilation

A: inner Galaxy
($l = \pm 30^\circ$, $|b| < 5^\circ$)

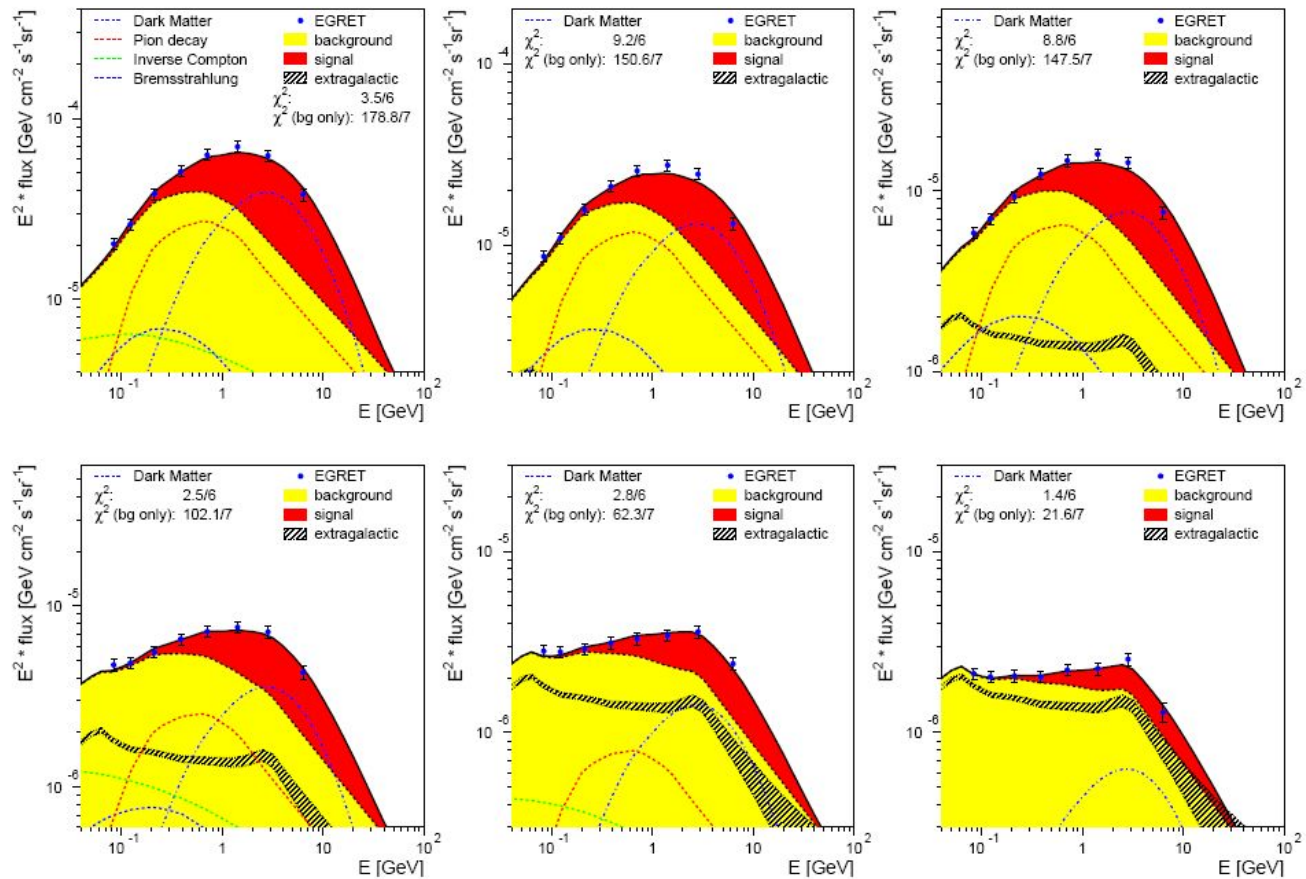
B: Galactic plane
avoiding A

C: Outer Galaxy

D: low latitude
($10-20^\circ$)

E: intermediate lat.
($20-60^\circ$)

F: Galactic poles
($60-90^\circ$)



08/14/2

023

А. Гладышев

“Суперсимметрия в физике частиц”

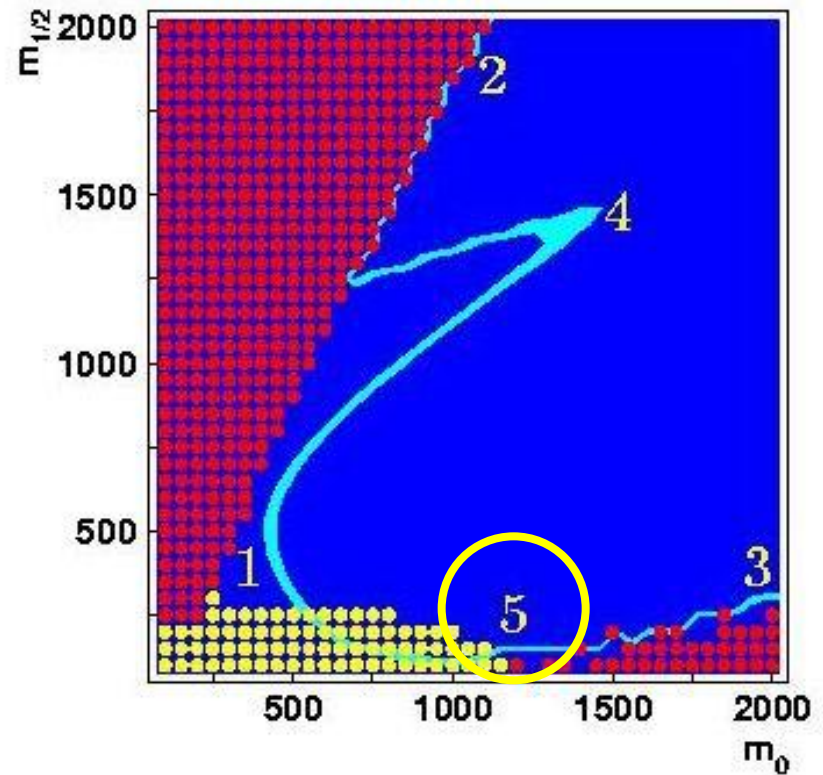
95

EGRET constraint

- EGRET region is compatible with all electroweak constraints as well as with cosmological and astrophysical constraints

- It corresponds to the best fit values of parameters

$$\begin{aligned} \tan \beta &= 51 & m_0 &= \\ 1400 \text{ GeV} & & m_{1/2} &= 180 \\ \text{GeV} & & A_0 &= 0.5 m_0 \end{aligned}$$



08/14/2

А. Гладышев

023

“Суперсимметрия в физике частиц”

96

EGRET constraint

- SUSY parameter space allowed by EGRET data and other constraints given by EW data, neutrality of the LSP and EW symmetry breaking

- It corresponds to the best fit values of parameters

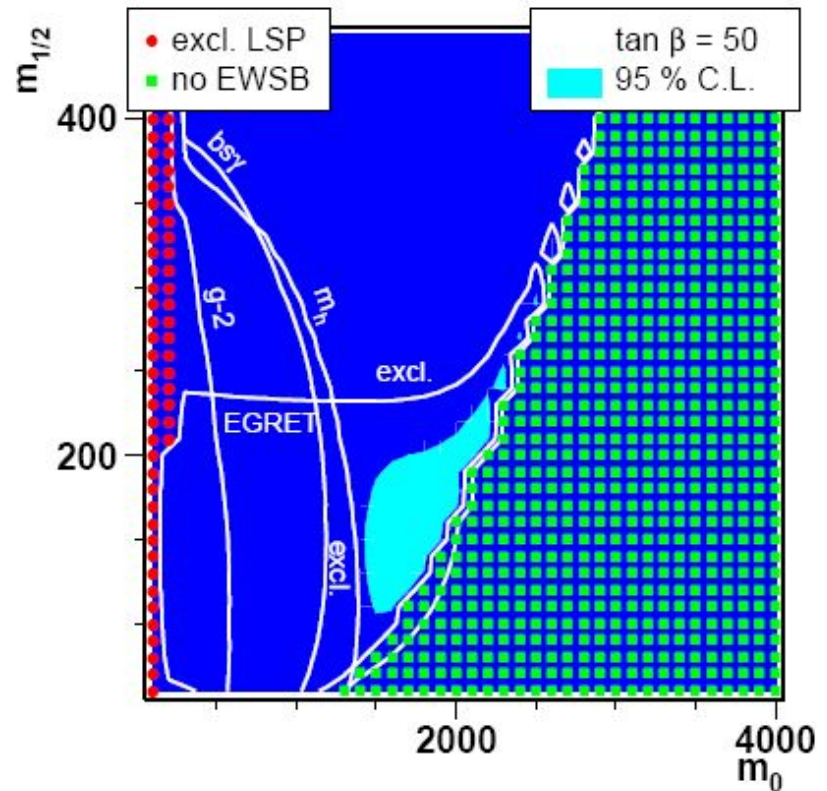
$$\tan \beta = 51$$

$$1400 \text{ GeV}$$

$$A_0 = 0.5 m_0$$

$$m_0 =$$

$$m_{1/2} = 180 \text{ GeV}$$



08/14/2

А. Гладышев

023

“Суперсимметрия в физике частиц”

97

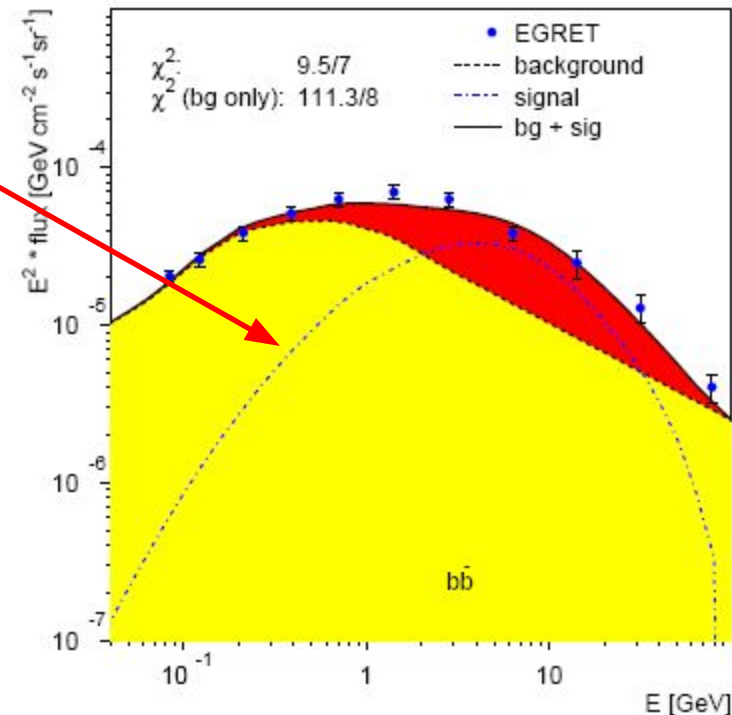
EGRET constraint

- Возможное объяснение превышения сигнала: аннигиляция нейтралино – частиц темной материи

- Дополнительный вклад

$$\chi\chi \rightarrow b\bar{b} \rightarrow X + \gamma$$

- Масса нейтралино оказывается ограниченной в пределах 50-100 ГэВ, отсюда следует ограничение на параметр $m_{1/2}$



08/14/2

А. Гладышев

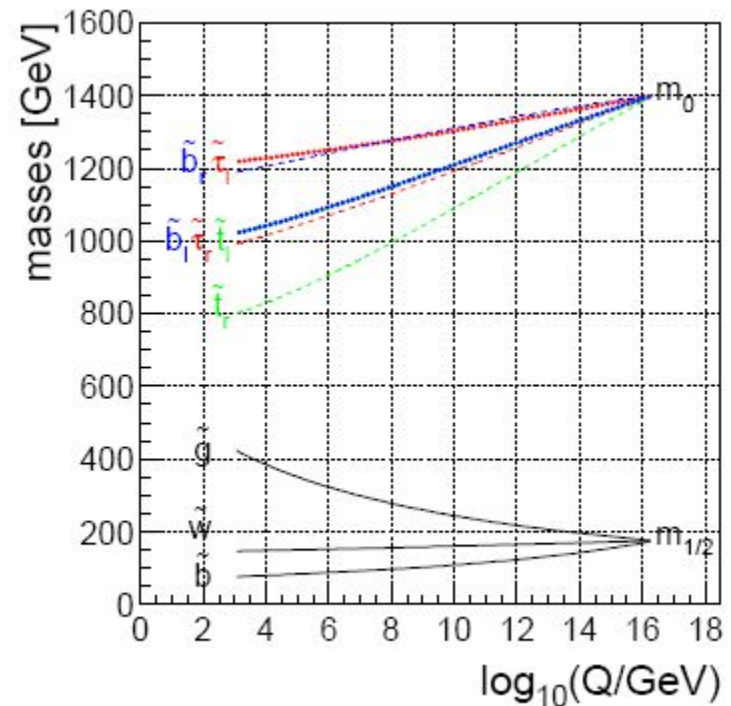
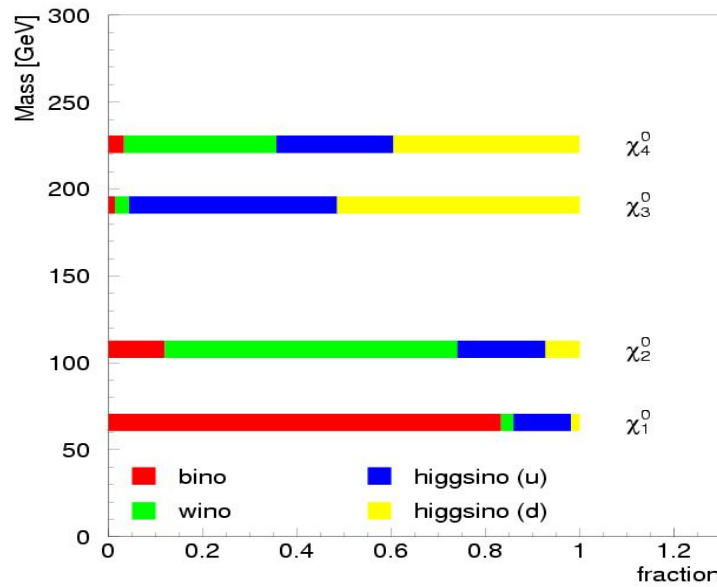
023

“Суперсимметрия в физике частиц”

98

Favoured regions of parameter space

- Superparticle spectrum for $m_0=1400$ GeV, $m_{1/2}=180$ GeV
- Squarks/sleptons are in TeV range
- Charginos and neutralinos are light



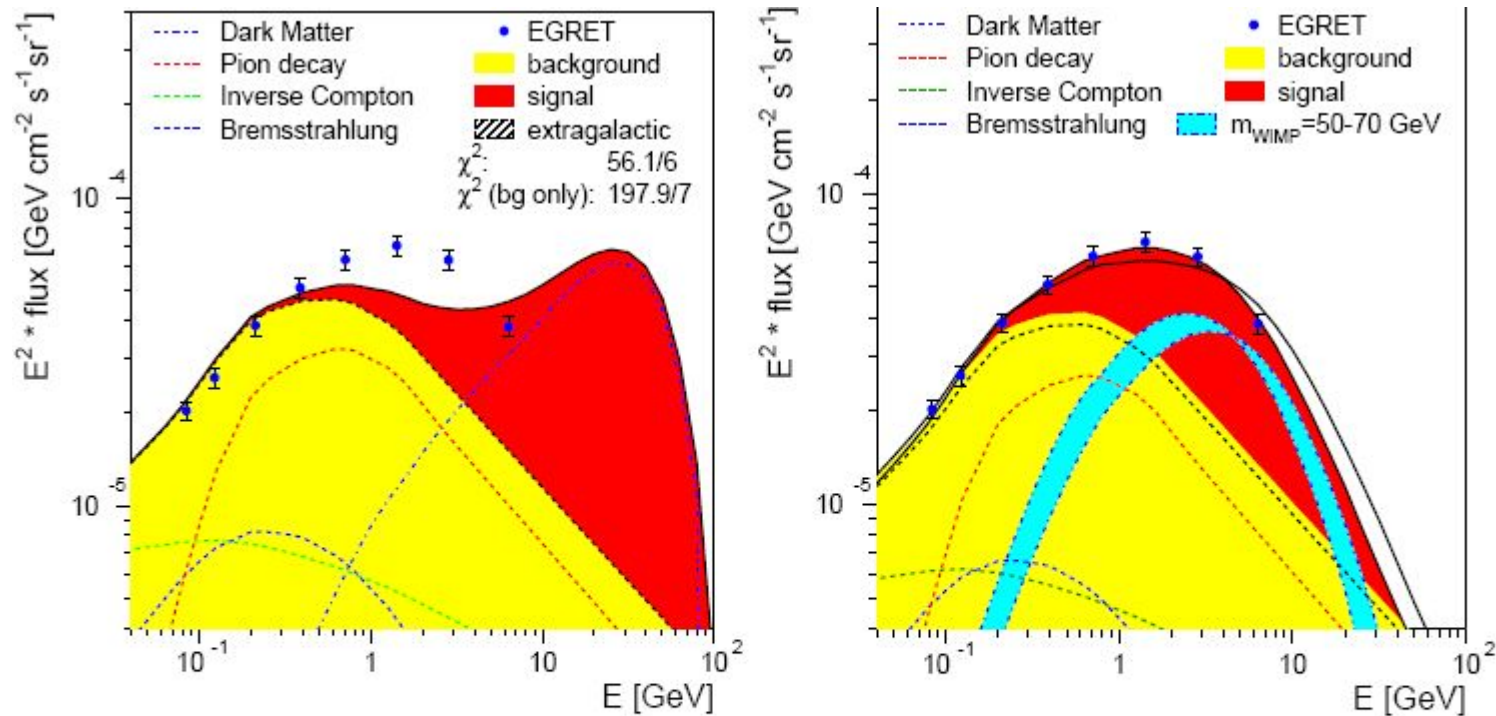
- LSP is largely Bino

Favoured regions of parameter space

- SUSY parameters and superparticle spectrum

Parameter	Value	Particle	Mass [GeV]
m_0	1500 GeV	$\tilde{\chi}_{1,2,3,4}^0$	64, 113, 194, 229
$m_{1/2}$	170 GeV	$\tilde{\chi}_{1,2}^\pm, \tilde{g}$	110, 230, 516
A_0	$0 \cdot m_0$	$\tilde{u}_{1,2} = \tilde{c}_{1,2}$	1519, 1523
$\tan \beta$	52.2	$\tilde{d}_{1,2} = \tilde{s}_{1,2}$	1522, 1524
$\text{sign } \mu$	+	$\tilde{t}_{1,2}$	906, 1046
		$\tilde{b}_{1,2}$	1039, 1152
$\alpha_s(M_Z)$	0.122	$\tilde{e}_{1,2} = \tilde{\mu}_{1,2}$	1497, 1499
$\alpha_{em}(M_Z)$	0.0078153697	$\tilde{\tau}_{1,2}$	1035, 1288
$1/\alpha_{em}$	127.953	$\tilde{\nu}_e, \tilde{\nu}_\mu, \tilde{\nu}_\tau$	1495, 1495, 1286
$\sin^2(\theta_W)_{\overline{MS}}$	0.2314	h, H, A, H^\pm	115, 372, 372, 383
m_t	175 GeV	Observable	Value
m_b	4.214 GeV	$Br(b \rightarrow X_s \gamma)$	$3.02 \cdot 10^{-4}$
		Δa_μ	$1.07 \cdot 10^{-9}$
		Ωh^2	0.117

Favoured regions of parameter space

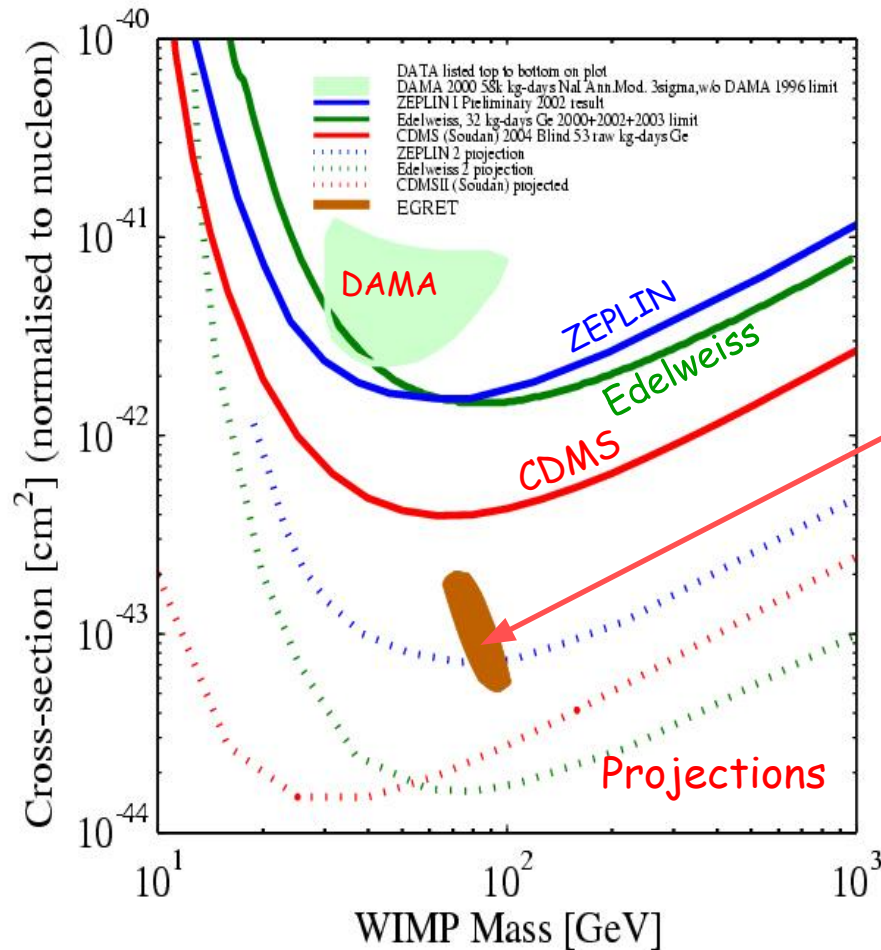


: The EGRET gamma ray spectrum fitted with DM annihilation for $(m_0 = 70, m_{1/2} = 250, \tan \beta = 10)$ (left) and $(m_0 = 1400, m_{1/2} = 175, \tan \beta = 51)$ (right). In both cases the relic density corresponds to the WMAP value, but in the first case of low m_0 the annihilation into stau pairs dominates, while in the latter case the annihilation into b -quarks dominates.

00/14/2

А. ПЛАДЫШЕВ

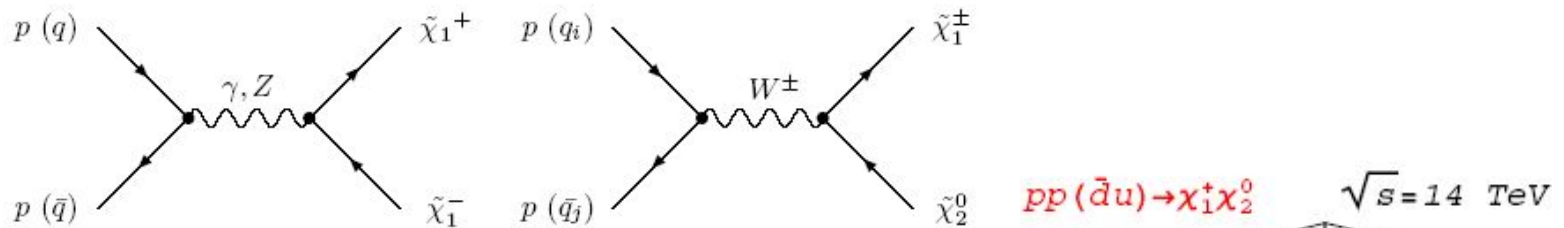
Comparison with direct DM searches



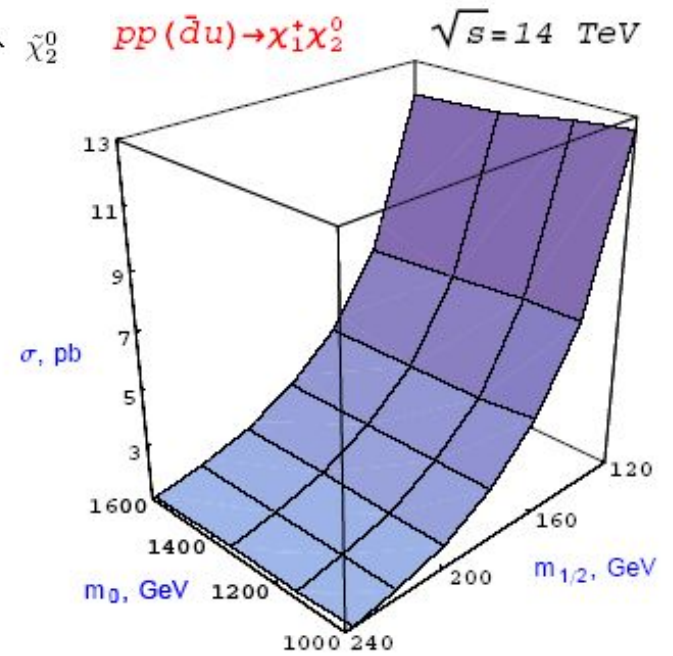
- Prediction from EGRET data assuming supersymmetry

Superparticle production at LHC

- Light SUSY particles can be produced in reactions



- The first chargino is relatively light due to the gaugino component
- The cross-section is almost independent of m_0



08/14/2

А. Гладыл

023

“Суперсимметрия в физике частиц”

103

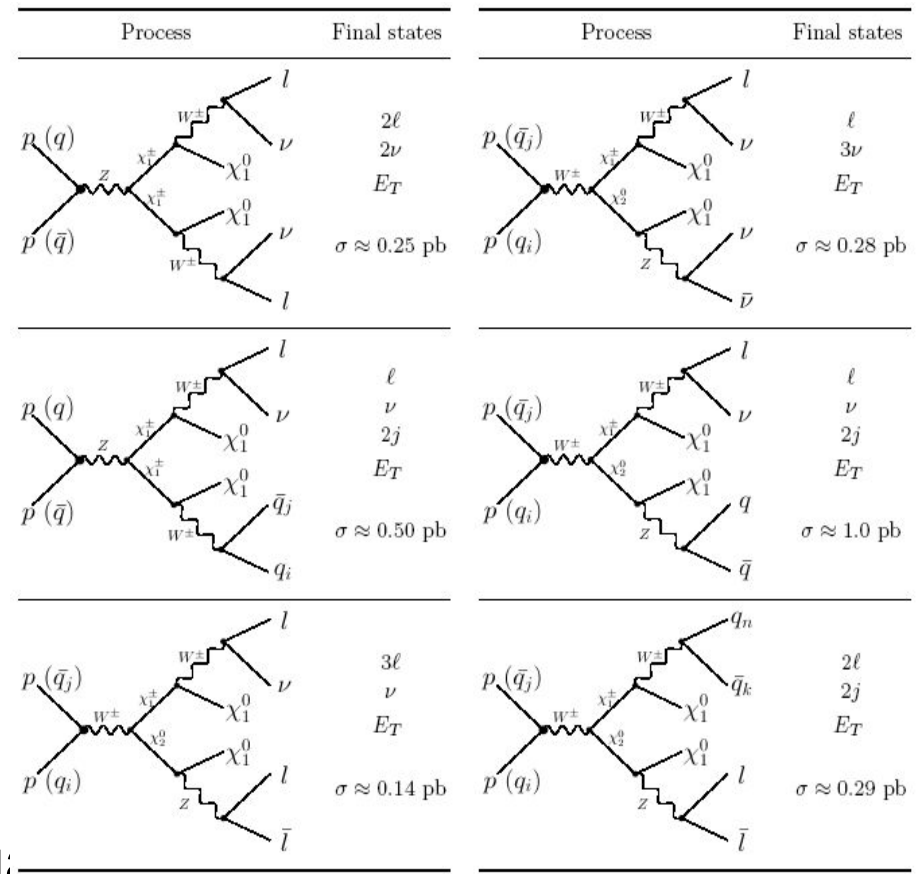
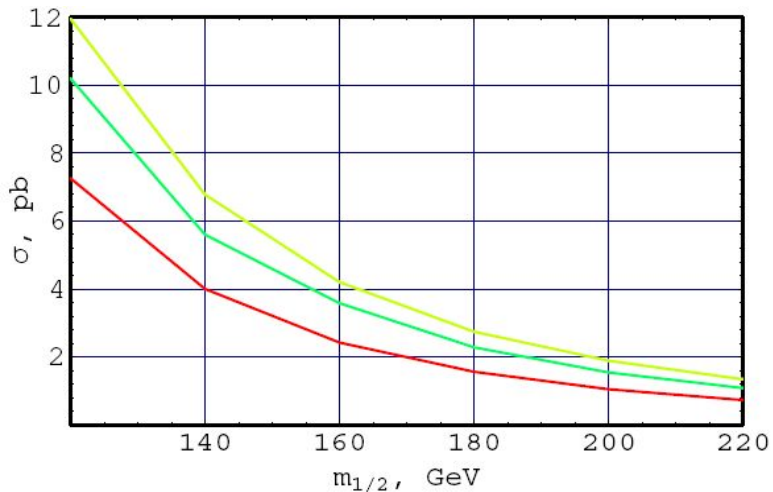
Superparticle production at LHC

- Dependence of the cross-sections on $m_{1/2}$ and cascade decays of chargino and neutralino

- Yellow – $pp(q\bar{q}) \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^+ + X$

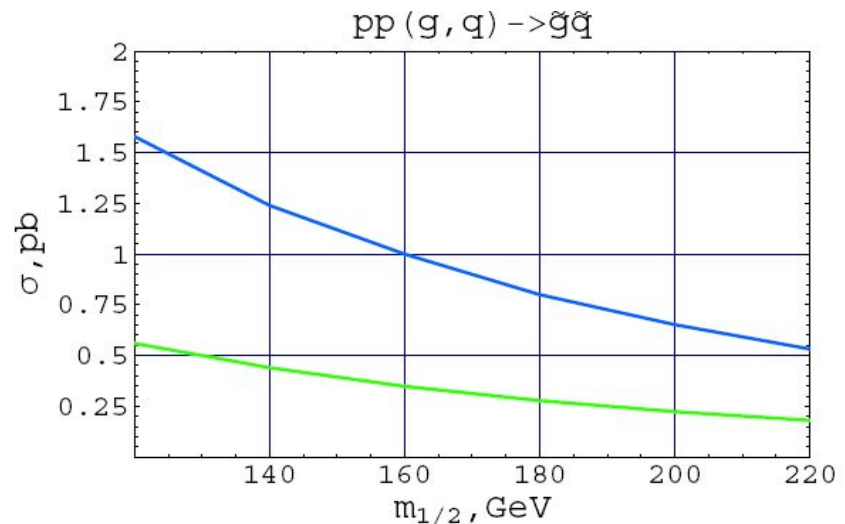
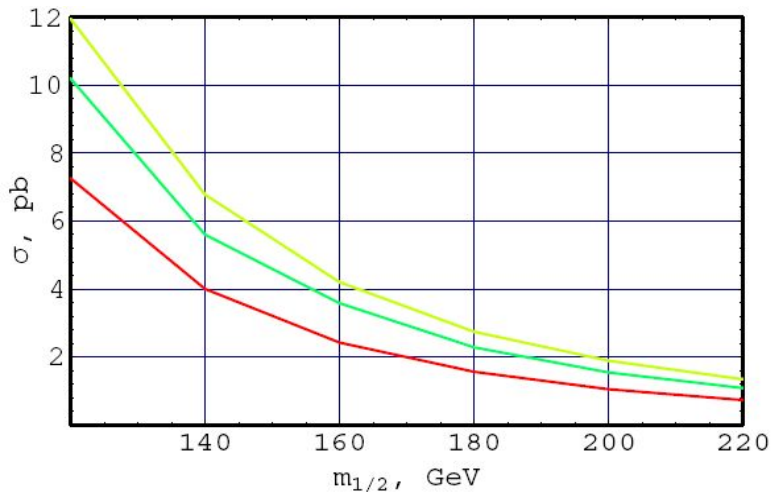
- Green – $pp(q\bar{q}) \rightarrow \tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^- + X$

- Red – $pp(q\bar{q}) \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^- + X$

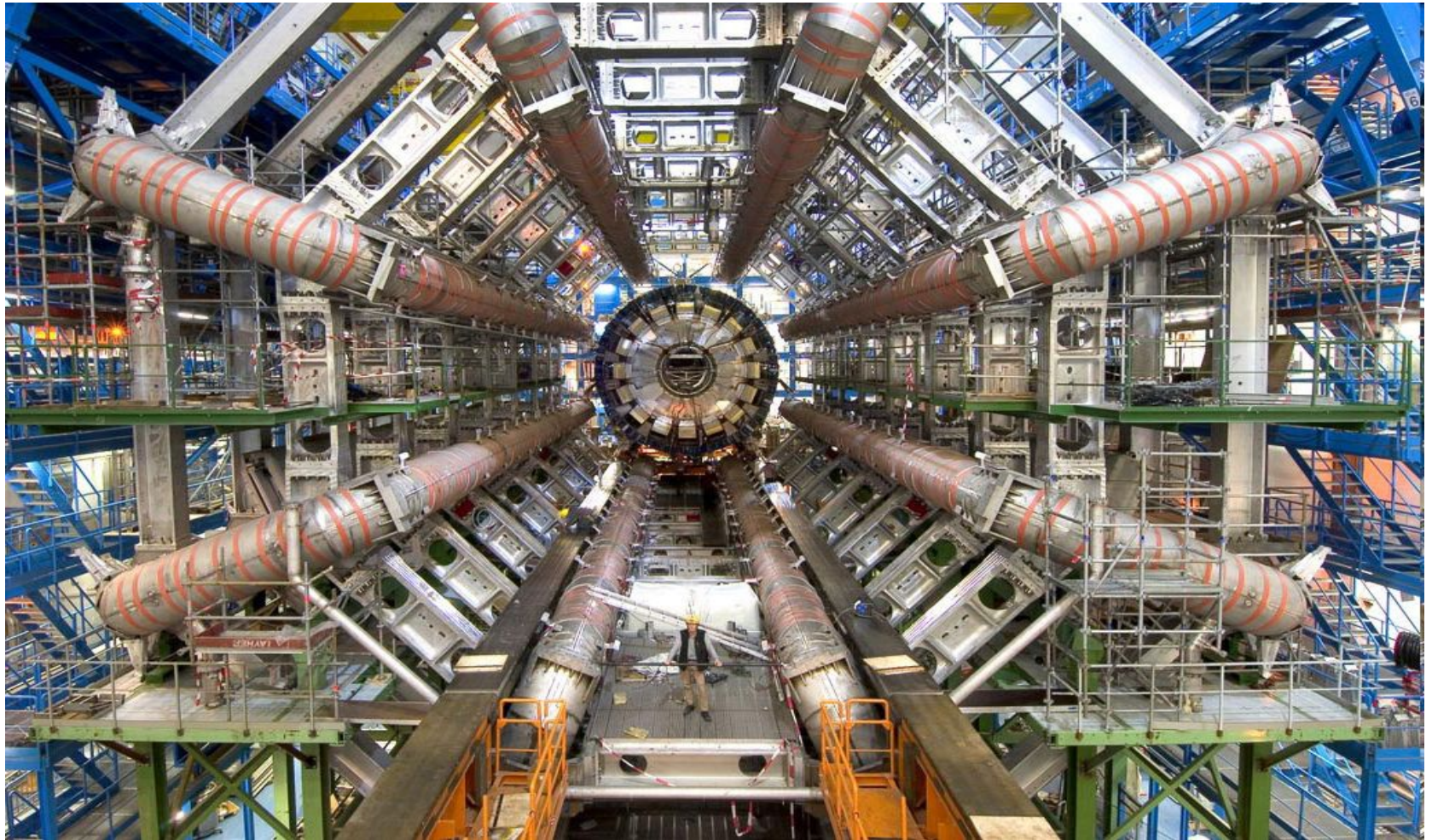


Superparticle production at LHC

- Dependence of the cross-sections on $m_{1/2}$ and cascade decays of chargino and neutralino
- Yellow – $pp(q\bar{q}) \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^+ + X$
- Green – $pp(q\bar{q}) \rightarrow \tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^- + X$
- Red – $pp(q\bar{q}) \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^- + X$
- Production cross-sections are unexpectedly large compared to the production cross-sections for strongly interacting particles



Exploring EGRET point with ATLAS

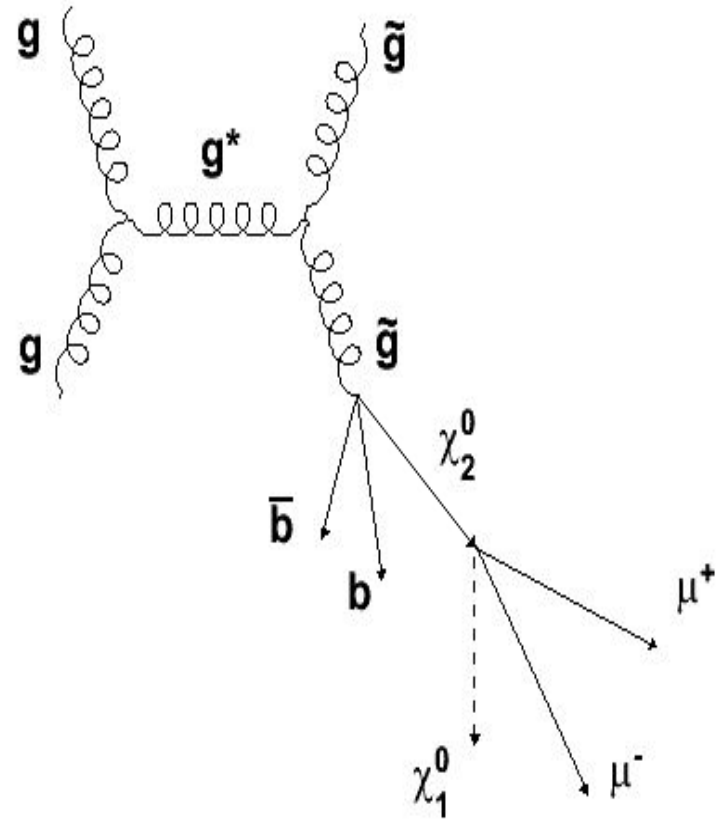


007 1/2

А. Гладышев

Exploring EGRET point with ATLAS

$$\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$$



08/14/2

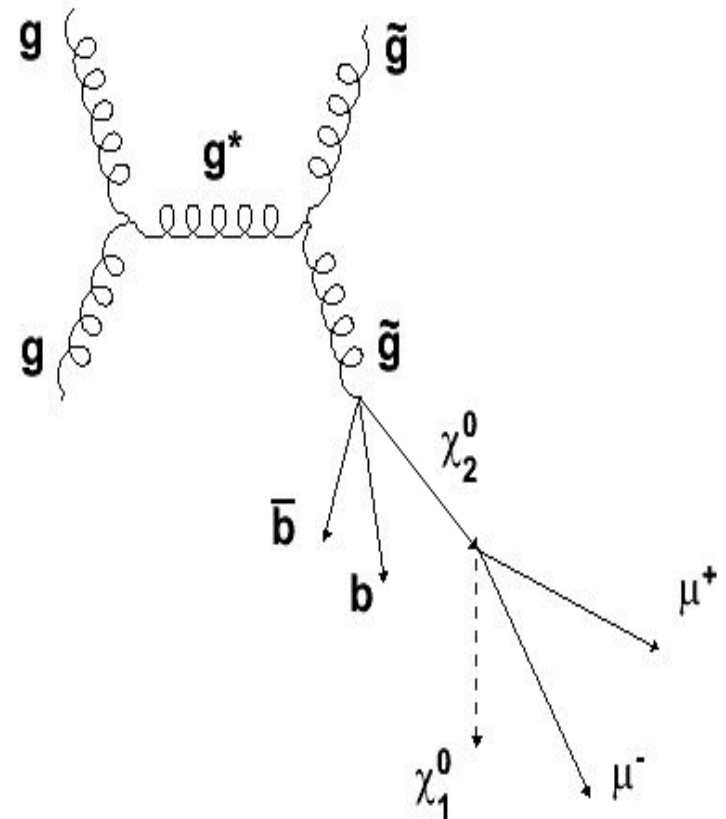
023

А. Гладышев

“Суперсимметрия в физике частиц”

107

Exploring EGRET point with ATLAS

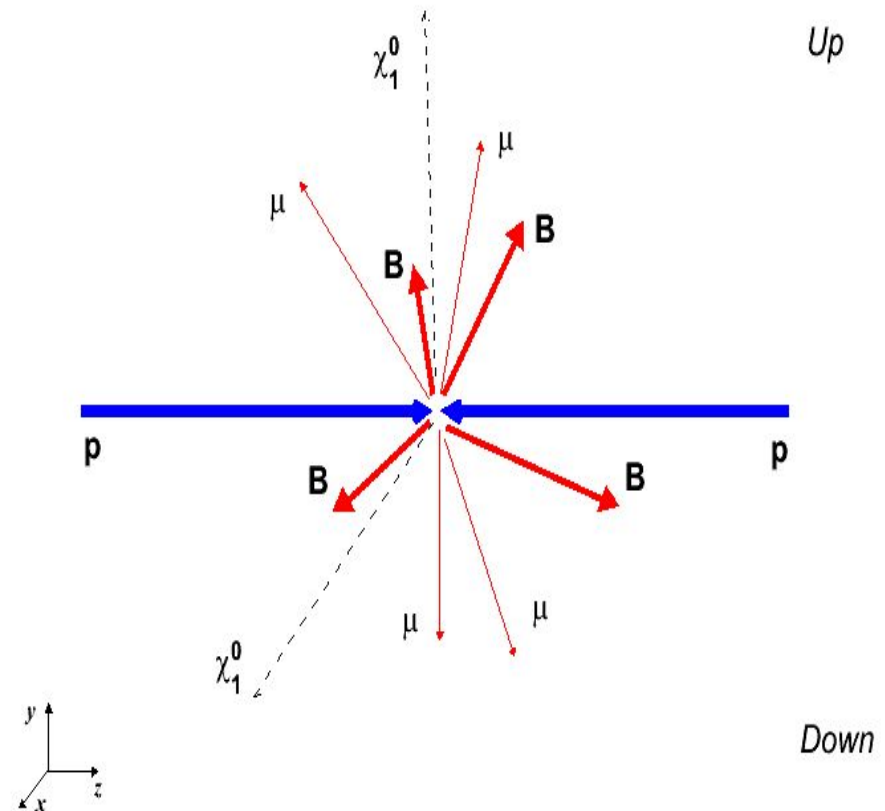


08/14/2
023

А. Гладышев
“Суперсимметрия в физике частиц”

108

Exploring EGRET point with ATLAS

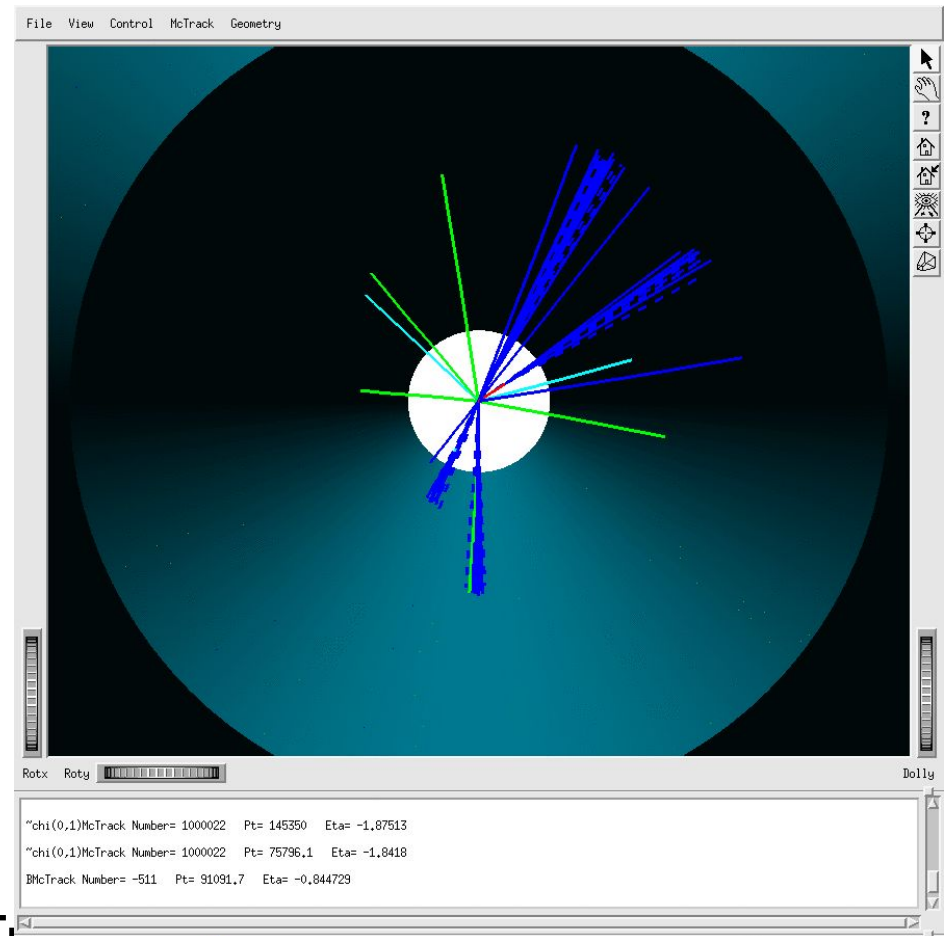


08/14/2
023

А. Гладышев
“Суперсимметрия в физике частиц”

109

Exploring EGRET point with ATLAS



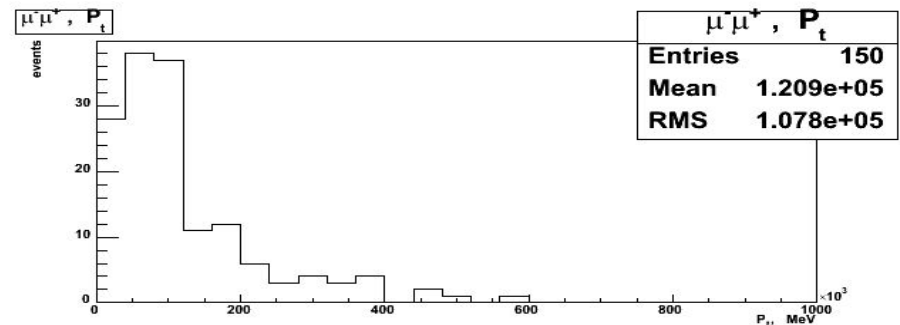
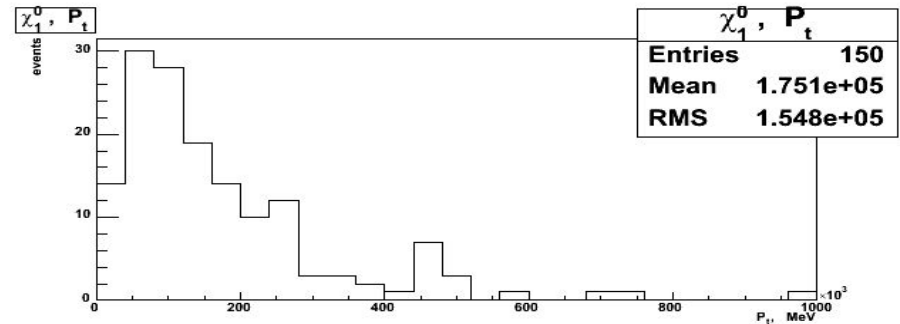
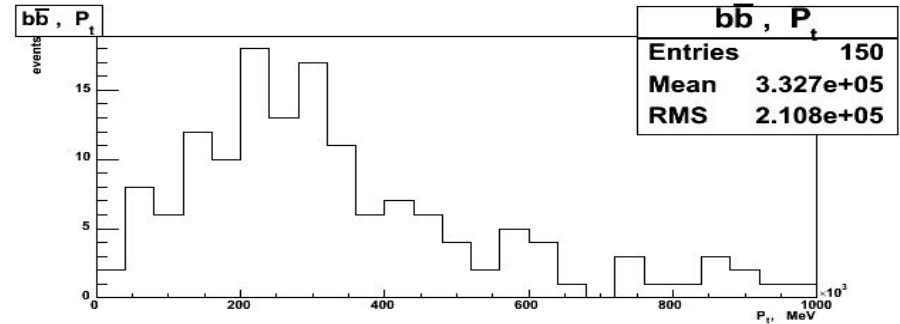
08/14/2
023

А. Гладышев

“Суперсимметрия в физике частиц”

110

Exploring EGRET point with ATLAS



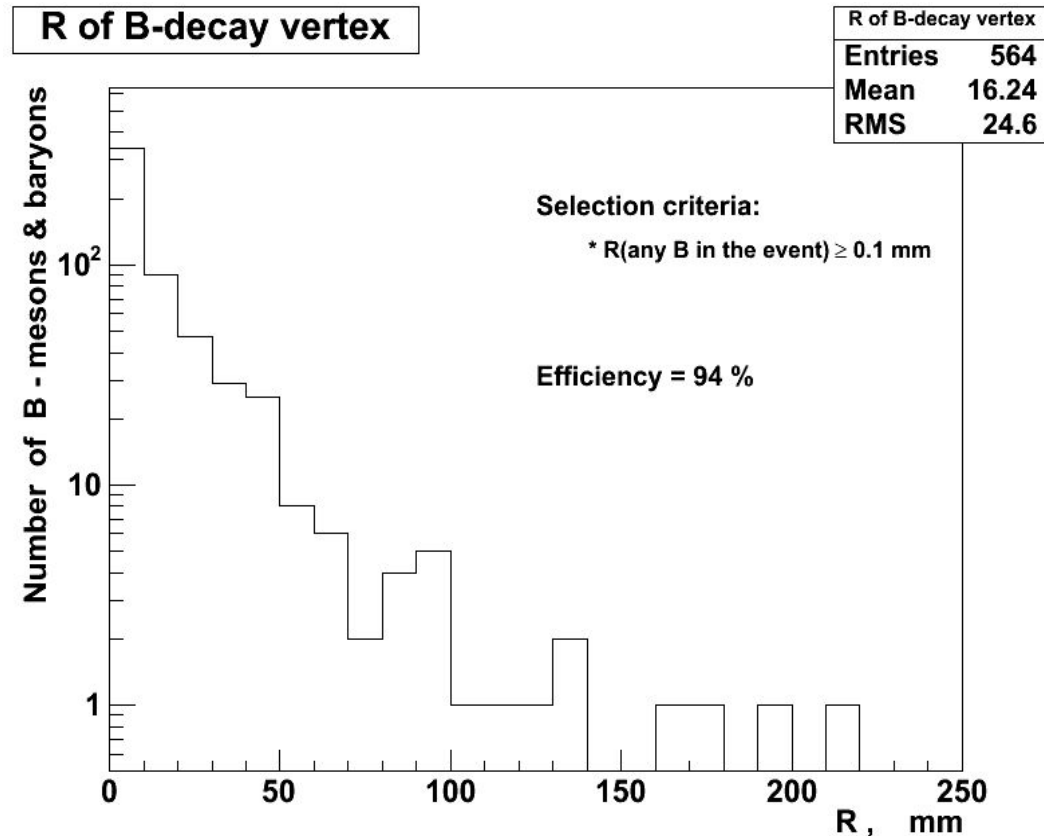
08/14/2
023

А. Гл...

“Суперсимметрия в физике частиц”

111

Exploring EGRET point with ATLAS



08/14/2

023

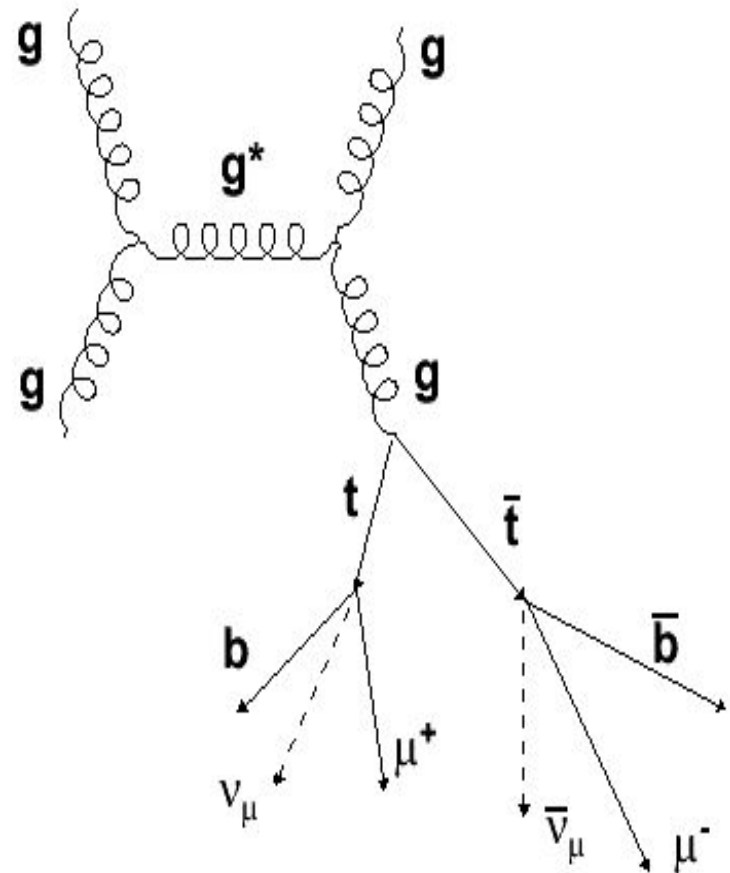
А. Гладышев

“Суперсимметрия в физике частиц”

112

Exploring EGRET point with ATLAS

$$gg \rightarrow gg \rightarrow t\bar{t} t\bar{t}$$



08/14/2

023

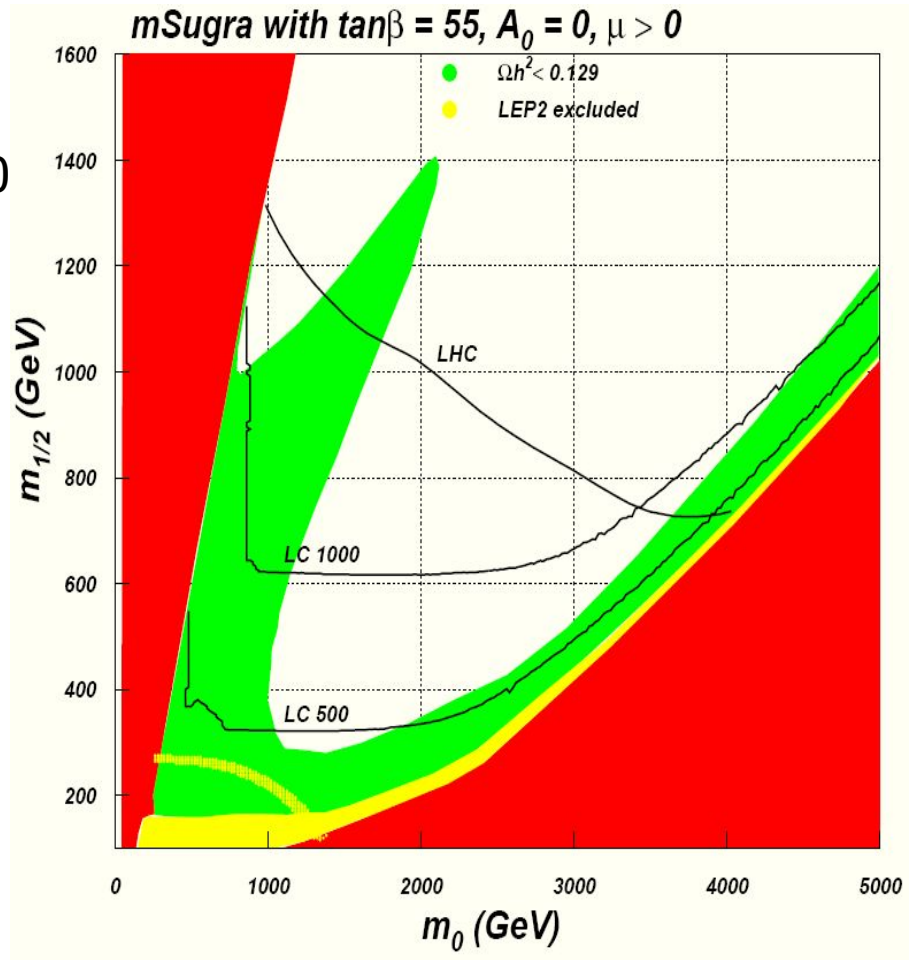
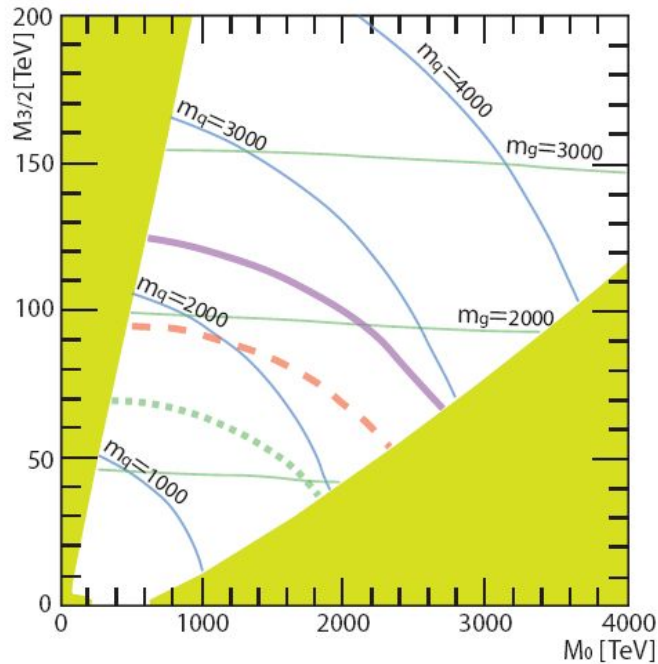
А. Гладышев

“Суперсимметрия в физике частиц”

113

Prospects for SUSY searches

- The sensitivity reach of ATLAS in the AMSB parameter space for luminosities of 1 (short-dashed), 10 (long-dashed) and 100 (solid) fb^{-1}



Гладышев

Физика частиц

- Суперсимметрия – наиболее популярное расширение Стандартной модели
- Новая физика ожидается уже на шкале ~ 1 ТэВ
- Если наши предположения верны, то скоро нас ожидают новые открытия и таблица фундаментальных частиц заметно расширится



The PDG is an international collaboration that reviews Particle Physics and related areas of Astrophysics, and compiles/analyzes data on particle properties. PDG products are distributed to 130,000 physicists, teachers, and other interested people. The Review of Particle Physics is the most cited publication in particle physics during the last twenty years. Plots of [SPDG statistics](#) are available.

Mirror sites: [USA \(BNL\)](#) [Brazil](#) [CERN](#) [Italy \(Genova\)](#) [Japan \(KEK\)](#) [Russia \(Novosibirsk\)](#) [Russia \(Protvino\)](#) [UK \(Daresbury\)](#)

[Review of Particle Physics](#) [Charts](#) [Educational materials](#) [Particle Adventure](#) [Information and Databases](#)
[US-HEP/FOLK](#) [Particle Physics: Twenty Years of Discoveries](#) [Home Pages of major HEP labs](#)

The Review of Particle Physics

C. Caso *et al.*, The European Physical Journal **C103** (2018) 1 (2018 Authors)

- **2019** [2019 Web update of Reviews, Tables, Plots](#) [New November 2, 2019](#)
- **2019** [2019 Web update of Particle Listings](#) [New July 6, 2019](#)
- **2018** [2018 Summary Tables and Conservation Laws](#) [Superseded by 2019 Web Version](#)
- [2018 Reviews, Tables, Plots \(incl. Intro. Text\)](#) [Superseded by 2019 Web Version](#)
- [2018 Particle Listings \(published version\)](#) [Superseded by 2019 Web Version](#)
- [Errata](#) (last changed January 18, 2020)
- [Archived WWW editions:](#) [2017](#) [2016](#) [2015](#)
- [Descriptions of the Summary Tables, Reviews, Listings, etc.](#)
- [Ordering Information](#) and list of products
- [2018 Authors and Directory of Particle Data Group Authors, Associates, and Advisors](#)
- [Computer-readable files](#) – masses, widths, cross-sections, etc., including [Palm Pilot](#) XXXII files.
- [Encoder tools](#) (for PDG collaborators)

08/14/2

023

А. Глад

“Суперсимметрия в физике частиц

115