

# Particules et Symétries: Partie VI

P. Verdier , [verdier@ipnl.in2p3.fr](mailto:verdier@ipnl.in2p3.fr)

Institut de Physique Nucléaire de Lyon

1<sup>er</sup> avril 2014

# Plan

## Introduction sur la supersymétrie

### Introduction

Le MSSM

Brisure de la supersymétrie

Matière noire

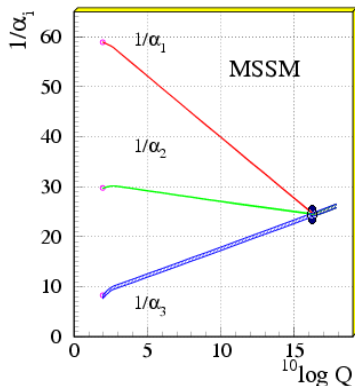
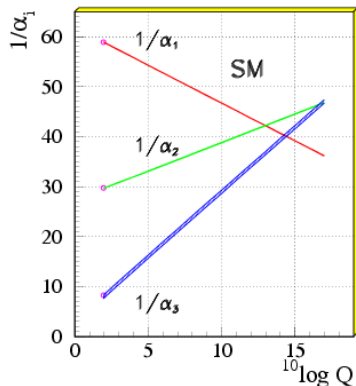
Recherche de la supersymétrie

## Au delà du modèle standard

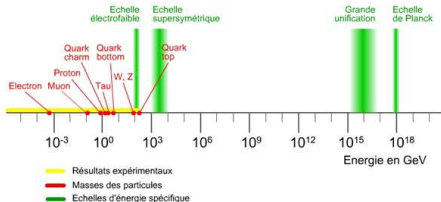
- ▶ Les mesures expérimentales sont en excellent accord avec les prédictions du modèle standard
  - ▶ mais le boson de Higgs n'a toujours pas été trouvé
- ▶ Il y a cependant des questions non résolues par le modèle standard :
  - ▶ Les neutrinos ont une masse et se mélangent !
  - ▶ Origine de l'asymétrie matière-antimatière
  - ▶ La matière noire froide
  - ▶ L'énergie noire
  - ▶ Divergences dans le secteur de higgs entraînant le problème de "fine-tuning"
  - ▶ Origine des 3 génération (et de la hierarchie des masses)
  - ▶ Unification des 3 forces EM, faible et forte
  - ▶ Puis, unification avec la gravité
- ▶ De manière générale, on appelle "Nouvelle physique" les théories d'extension du modèle standard : dimensions supplémentaires, technicouleurs, modèles avec 4ème génération, modèle little-higgs...
- ▶ La supersymétrie est l'une de ces théories et il existe de très nombreux modèles supersymétriques !!

# Unification

- ▶ On aimerait développer une théorie unifiant les interactions électrofaible et forte :



# Divergence des corrections radiatives du boson de higgs



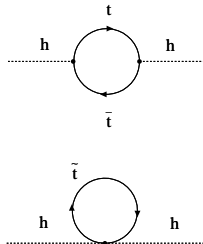
© 3xplus.com

- Pourquoi  $m_h \ll M_{planck} = 2.4 \times 10^{18}$  GeV ?
- Masse du Higgs :

$$m_h^2(\text{phys}) = m_h^2 - c\Lambda^2$$

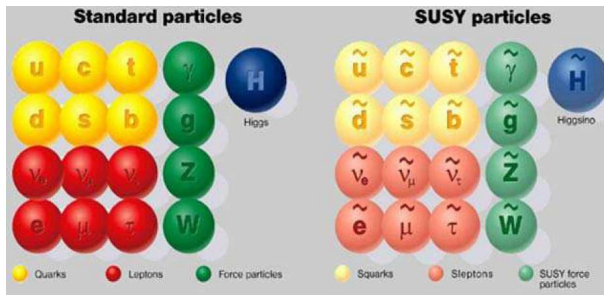
si  $\Lambda = M_{planck}$  GeV, il faut ajustement fin sur 30 ordres de grandeur !!

- Si  $\Lambda = 1$  : pas de "fine tuning", mais le modèle standard est valide jusqu'à 1 TeV
- Ajouter des particules SUSY dans cette boucle annule les divergences



# Les particules supersymétriques

- ▶ La supersymétrie associe à chaque particule du modèle standard un partenaire supersymétrique dont le spin diffère de 1/2
- ▶ On n'a jamais observé d'électron scalaire avec une masse de 511 keV : la supersymétrie doit être brisée



# Plan

## Introduction sur la supersymétrie

Introduction

**Le MSSM**

Brisure de la supersymétrie

Matière noire

Recherche de la supersymétrie

## Contenu en champs

L'algèbre de la supersymétrie est une extension de l'algèbre du groupe de Poincaré  
 Les générateurs Q transforment un champ spinoriel en un champ scalaire :

$$Q|Boson \rangle = |Fermion \rangle \quad \text{et} \quad Q|Fermion \rangle = |Boson \rangle$$

Supermultiplet	$SU(3)_C$	$SU(2)_L$	$U(1)_Y$	Standard	Partenaire SUSY
$\hat{Q}_L$	3	2	+1/3	$Q_L = (u_L, d_L)$	$\tilde{Q}_L = (\tilde{u}_L, \tilde{d}_L)$
$\hat{U}_R$	3	1	+4/3	$U_R = (u_R)$	$\tilde{U}_R = (\tilde{u}_R)$
$\hat{D}_R$	3	1	-2/3	$D_R = (d_R)$	$\tilde{D}_R = (\tilde{d}_R)$
$\hat{L}_L$	1	2	-1	$L_L = (\nu_L, e_L)$	$\tilde{L}_L = (\tilde{\nu}_L, \tilde{e}_L)$
$\hat{E}_R$	1	1	-2	$E_R = (e_R)$	$\tilde{E}_R = (\tilde{e}_R)$
$\hat{G}^a$	8	1	0	$G_\mu^a$	$\tilde{G}^a$
$\hat{W}^a$	1	3	0	$W_\mu^a$	$\tilde{W}^a$
$\hat{B}$	1	1	0	$B_\mu$	$\tilde{B}$
$\hat{H}_1$	1	2	-1	$H_1 = (H_1^0, H_1^-)$	$\tilde{H}_1 = (\tilde{H}_1^0, \tilde{H}_1^-)$
$\hat{H}_2$	1	2	+1	$H_2 = (H_2^+, H_2^0)$	$\tilde{H}_2 = (\tilde{H}_2^+, \tilde{H}_2^0)$



# Contenu en champs

## Les supermultiplets chiraux à partir des fermions du Modèle Standard :

- ▶  $\hat{Q}_L = (Q_L, \tilde{Q}_L)$  :  
Il contient le doublet de quarks gauches  $Q_L = (u_L, d_L)$  et leurs partenaires scalaires  $\tilde{Q}_L = (\tilde{u}_L, \tilde{d}_L)$ .
- ▶  $\hat{U}_R = (u_R, \tilde{u}_R)$  et  $\hat{D}_R = (d_R, \tilde{d}_R)$  :  
Ils contiennent chacun le quark de chiralité droite et le scalaire droit correspondant.
- ▶  $\hat{L}_L = (L_L, \tilde{L}_L)$  :  
Comme pour les quarks, ce multiplet contient le doublet de leptons gauches  $L_L = (\nu, l)$  et leurs partenaires supersymétriques  $\tilde{L}_L = (\tilde{\nu}, \tilde{l})$ .
- ▶  $\hat{E}_R = (e_R, \tilde{e}_R)$  :  
Enfin, ce multiplet contient le lepton droit  $e_R$  et son partenaire scalaire  $\tilde{e}_R$ .

Bien sûr, il existe un de ces multiplets pour chacune des trois générations de quarks et de leptons.

## Les supermultiplets vectoriels contiennent les bosons du Modèle Standard :

- ▶  $\hat{W}^a = (W_\mu^a, \tilde{W}^a)$  :  
Aux champs de jauge  $W_\mu^a$  de SU(2), on associe les champs fermioniques  $\tilde{W}^a$  (winos).
- ▶  $\hat{B} = (B_\mu, \tilde{B})$  :  
Au champ de jauge  $B_\mu$  de U(1), on associe le champ fermionique  $\tilde{B}$  (bino).
- ▶  $\hat{G}^a = (G_\mu^a, \tilde{G}^a)$  :  
Aux gluons de couleurs  $G_\mu^a$ , on associe les gluinos  $\tilde{G}^a$ .

## Contenu en particules

Particules standards	Particules supersymétriques	
	États propres d'interactions	États propres de masse
$q = u, d, c, s, t, b$ $\ell = e, \mu, \tau$ $\nu = \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$	$\tilde{q}_L, \tilde{q}_R$ squark $\tilde{\ell}_L, \tilde{\ell}_R$ slepton $\tilde{\nu}$ sneutrino	$\tilde{q}_1, \tilde{q}_2$ squark $\tilde{\ell}_1, \tilde{\ell}_2$ slepton $\tilde{\nu}$ sneutrino
<b>g</b>	$\tilde{g}$ gluino	$\tilde{g}$ gluino
$W^\pm$	$\tilde{W}^\pm$ wino	
$H_1^-$	$\tilde{H}_1^-$ higgsino	$\tilde{\chi}_{1,2}^\pm$ charginos
$H_2^+$	$\tilde{H}_2^+$ higgsino	
$\gamma$	$\tilde{\gamma}$ photino	
<b>Z</b>	$\tilde{Z}$ zino	
$H_1^0$	$\tilde{H}_1^0$ higgsino	$\tilde{\chi}_{1,2,3,4}^0$ neutralinos
$H_2^0$	$\tilde{H}_2^0$ higgsino	

## La R-parité

Le lagrangien contient également les termes :

$$\mathcal{W}_R = \frac{1}{2} \lambda^{ijk} \hat{L}_i \hat{L}_L \hat{E}_k + \lambda'{}^{ijk} \hat{L}_i \hat{Q}_j \hat{D}_k + \frac{1}{2} \lambda''{}^{ijk} \hat{D}_i \hat{D}_j \hat{U}_k$$

Les deux premiers termes ne conservent pas le nombre leptonique et le dernier ne conserve pas le nombre baryonique. Ils n'ont a priori aucune raison d'être supprimés, et ils introduisent au total 45 nouveaux couplages : 9  $\lambda^{ijk}$ , 27  $\lambda'{}^{ijk}$  et 9  $\lambda''{}^{ijk}$ . De nombreuses contraintes aussi bien théoriques qu'expérimentales existent sur ces couplages (comme la durée de vie du proton).

Un moyen de supprimer ces contributions est d'imposer une nouvelle symétrie.

On introduit une symétrie discrète appelée R-parité définie comme :

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

où  $B$  et  $L$  sont les nombres baryonique et leptonique et  $S$  le spin. Les particules du Modèle Standard ont donc  $R_p = 1$  et leurs partenaires supersymétriques  $R_p = -1$ . En supposant que ce nouveau nombre quantique est conservé, on obtient  $\mathcal{W}_R = 0$ .

Si on suppose que la R-parité est conservée :

- ▶ Les particules supersymétriques sont toujours produites par paires.
- ▶ La particule supersymétrique la plus légère (LSP, *Lightest Supersymmetric Particle*) est stable. Compte tenu des contraintes cosmologiques, cette particule devrait être neutre et c'est un candidat pour expliquer la matière noire de l'univers.
- ▶ Dans pratiquement tous les cas, la LSP interagit très faiblement avec la matière et sa présence dans une collision  $e^+e^-$  est signalée par une quantité importante d'énergie manquante.

# Lagrangien SUSY

La partie  $\mathcal{L}_{soft}$  du lagrangien brisant la supersymétrie prend la forme suivante :

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{soft} = & \frac{1}{2} M_1 \bar{B} B + \frac{1}{2} M_2 \bar{W}^a W_a + \frac{1}{2} M_3 \bar{G}^a G_a \\ & + M_{\tilde{Q}^i}^2 \tilde{Q}^{i\dagger} \tilde{Q}^i + M_{\tilde{U}^i}^2 \tilde{U}^{i\dagger} \tilde{U}^i + M_{\tilde{D}^i}^2 \tilde{D}^{i\dagger} \tilde{D}^i \\ & + M_{\tilde{L}^i}^2 \tilde{L}^{i\dagger} \tilde{L}^i + M_{\tilde{E}^i}^2 \tilde{E}^{i\dagger} \tilde{E}^i \\ & + m_1^2 H_1^\dagger H_1 + m_2^2 H_2^\dagger H_2 \\ & + \frac{g_2}{\sqrt{2} M_W} \left( \frac{m_{di}}{\cos \beta} A_{di} H_1 \tilde{Q}^i \tilde{D}^{i\dagger} + \frac{m_{ui}}{\sin \beta} A_{ui} H_2 \tilde{Q}^i \tilde{U}^{i\dagger} + \frac{m_{ei}}{\cos \beta} A_{ei} H_1 \tilde{L}^i \tilde{E}^{i\dagger} \right) \\ & - B\mu H_1 H_2 \\ & + \text{h.c.}\end{aligned}$$

On reconnaît dans cette formule :

- ▶ Les termes de masses des gauginos :  $M_1$ ,  $M_2$  et  $M_3$ .
- ▶ Les termes de masses des sfermions :  $M_{\tilde{Q}^i}$ ,  $M_{\tilde{U}^i}$ ,  $M_{\tilde{D}^i}$ ,  $M_{\tilde{L}^i}$ ,  $M_{\tilde{E}^i}$ .
- ▶ Les termes de masse des bosons de Higgs :  $m_1$  et  $m_2$ .
- ▶ Couplages trilineaires entre les sfermions et les champs de Higgs :  $A_{di}$ ,  $A_{ui}$  et  $A_{ei}$ .
- ▶ Un terme de mélange des champs de Higgs paramétré par le paramètre  $\mu$ .

## Secteur de Higgs

$$V_H = (m_1^2 + |\mu|^2)H_1^\dagger H_1 + (m_2^2 + |\mu|^2)H_2^\dagger H_2 - B\mu(\bar{H}_1 H_2 - \bar{H}_2 H_1) + \frac{(g_1^2 + g_2^2)}{8} (H_1^\dagger H_1 - H_2^\dagger H_2)^2 + \frac{g_2^2}{2} |H_1^\dagger H_2|^2$$

La symétrie électrofaible est brisée spontanément lorsque les champs de Higgs ont des valeurs moyennes non nulles dans le vide :

$$\langle H_1 \rangle = \begin{pmatrix} v_1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad \langle H_2 \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 \end{pmatrix}$$

On introduit ici un paramètre fondamental du MSSM qui est le rapport des deux valeurs moyennes dans le vide :

$$\tan \beta = \frac{v_2}{v_1}$$

Le potentiel de Higgs est décrit par 4 paramètres libres :  $m_1^2 + |\mu|^2$ ,  $m_2^2 + |\mu|^2$ ,  $B\mu$  et  $\tan \beta$ . Pour que le potentiel ait un minimum, les relations suivantes doivent être satisfaites :

$$\begin{cases} (m_1^2 + |\mu|^2)v_1 &= (B\mu)^2 v_2 - \frac{1}{4}(g_1^2 + g_2^2)(v_1^2 + v_2^2)v_1 \\ (m_2^2 + |\mu|^2)v_2 &= (B\mu)^2 v_1 - \frac{1}{4}(g_1^2 + g_2^2)(v_1^2 + v_2^2)v_2 \end{cases}$$

On passe donc de quatre à deux paramètres libres dans le potentiel de Higgs.

## Secteur de Higgs

Les bosons du Modèle Standard acquièrent alors leurs masses :

$$\begin{cases} m_W^2 &= \frac{(g_1^2 + g_2^2)}{2} (v_1^2 + v_2^2) \\ m_Z^2 &= \frac{g_1^2}{2} (v_1^2 + v_2^2) \\ m_\gamma &= 0 \end{cases}$$

On compte ensuite deux Higgs neutres scalaires  $h^0$  et  $H^0$ , un Higgs neutre pseudo-scalaire  $A^0$  et deux bosons de Higgs chargés  $H^\pm$ . Les masses des 5 bosons de Higgs sont :

$$\begin{cases} M_{A^0}^2 &= m_1^2 + m_2^2 + 2\mu^2 \\ M_{H^\pm}^2 &= m_{A^0}^2 + M_W^2 \\ M_{h^0}^2 &= \frac{1}{2} [M_{A^0}^2 + M_Z^2 - \sqrt{(M_{A^0}^2 + M_Z^2)^2 - 4M_{A^0}^2 M_Z^2 \cos^2 2\beta}] \\ M_{H^0}^2 &= \frac{1}{2} [M_{A^0}^2 + M_Z^2 + \sqrt{(M_{A^0}^2 + M_Z^2)^2 - 4M_{A^0}^2 M_Z^2 \cos^2 2\beta}] \end{cases}$$

A l'arbre, la masse du boson de Higgs scalaire neutre le plus léger  $h^0$  doit être inférieure à  $< M_Z \cos 2\beta$ , donc inférieure à la masse du  $Z^0$ . En incluant les corrections radiatives, la limite obtenue est de  $130 \text{ GeV}/c^2$ .

Les deux paramètres généralement choisis pour décrire le secteur de Higgs du MSSM sont le rapport des deux v.e.v.  $\tan \beta$  et la masse du Higgs pseudo-scalaire  $M_{A^0}$ .

## Secteur des charginos

Aux bosons  $W^\pm$ , on a associé les winos  $\tilde{W}^\pm = (\tilde{W}_1 \pm i\tilde{W}_2)/\sqrt{2}$  et aux deux Higgs chargés, les higgsinos  $\tilde{H}_1^-$  et  $\tilde{H}_2^+$ . Les états propres de masse sont les charginos, notés  $\tilde{\chi}_{1,2}^\pm$ , provenant du mélange des états d'interaction. Ils proviennent de la diagonalisation de la matrice :

$$\mathcal{M}_\pm = \begin{pmatrix} 0 & X^T \\ X & 0 \end{pmatrix} \quad X = \begin{pmatrix} M_2 & \sqrt{2}M_W \sin \beta \\ \sqrt{2}M_W \cos \beta & \mu \end{pmatrix}$$

Les masses des charginos obtenues sont :

$$m_{\tilde{\chi}_{1,2}^\pm}^2 = \frac{1}{2} \left\{ M_2^2 + \mu^2 + 2m_W^2 \mp \sqrt{(M_2^2 - \mu^2)^2 + 4m_W^2 \cos^2 2\beta + 4m_W^2 (M_2^2 + \mu^2 + 2M_2\mu \sin 2\beta)} \right\}$$

La nature du mélange Wino-Higgsino est très importante car elle modifie les interactions du chargino avec les autres particules.

## Secteur des neutralinos

Les neutralinos proviennent du mélange entre les partenaires supersymétriques des bosons de jauge neutres ( $\tilde{B}, \tilde{W}$ ) et des partenaires supersymétriques des bosons de Higgs neutres ( $\tilde{H}_1^0, \tilde{H}_2^0$ ). Les quatre neutralinos obtenus sont rangés par ordre de masse croissante :  $\tilde{\chi}_1^0, \tilde{\chi}_2^0, \tilde{\chi}_3^0$  et  $\tilde{\chi}_4^0$ . Leurs masses sont obtenues après diagonalisation de la matrice  $\mathcal{M}_{\tilde{\chi}^0}$  suivante :

$$\begin{pmatrix} M_1 & 0 & -M_Z \cos \beta \sin \theta_W & M_Z \sin \beta \sin \theta_W \\ 0 & M_2 & M_Z \cos \beta \cos \theta_W & -M_Z \sin \beta \cos \theta_W \\ -M_Z \cos \beta \sin \theta_W & M_Z \cos \beta \cos \theta_W & 0 & -\mu \\ M_Z \sin \beta \sin \theta_W & -M_Z \sin \beta \cos \theta_W & -\mu & 0 \end{pmatrix}$$

Dans la plus grande partie de l'espace des paramètres, le neutralino le plus léger  $\tilde{\chi}_1^0$  est la LSP.



## Secteur des sfermions

Les états de masse des sfermions ( $\tilde{f}_1, \tilde{f}_2$ ) proviennent d'un mélange des états de chiralité gauche et droite ( $\tilde{f}_L, \tilde{f}_R$ ). Ce mélange est limité aux sfermions de même saveur. Dans la base ( $\tilde{f}_L, \tilde{f}_R$ ), la matrice de masse des sfermions est :

$$\mathcal{M}_f^2 = \begin{pmatrix} m_{\tilde{f}_L}^2 & a_{\tilde{f}} m_f \\ a_{\tilde{f}} m_f & m_{\tilde{f}_R}^2 \end{pmatrix}$$

Les termes  $a_{\tilde{f}}$  dépendent des sfermions considérés et de leurs couplages trilineaires. Pour les squarks, on a :

$$a_{\tilde{f}} = \begin{cases} A_U - \mu / \tan \beta & \text{pour } \tilde{f} = (\tilde{u}, \tilde{c}, \tilde{t}) \\ A_D - \mu \times \tan \beta & \text{pour } \tilde{f} = (\tilde{d}, \tilde{s}, \tilde{b}) \end{cases}$$

Les masses  $m_{\tilde{q}_L}$  et  $m_{\tilde{q}_R}$  des quarks up et down sont données par :

$$\left. \begin{aligned} m_{\tilde{u}_L, \tilde{d}_L}^2 &= M_{\tilde{Q}_L}^2 + C_{u_L} \\ m_{\tilde{u}_R}^2 &= M_{\tilde{U}_R}^2 + C_{u_R} \\ m_{\tilde{d}_R}^2 &= M_{\tilde{D}_R}^2 + C_{d_R} \end{aligned} \right\} C_f = m_f^2 + m_Z^2 \left( I_q^3 - Q_f \sin^2 \theta_W \right) \cos 2\beta$$

On obtient le même genre de relation pour les sleptons. On paramétrise le mélange entre les états droit et gauche par un angle de mélange  $\theta_{\tilde{f}}$  :

$$\begin{cases} \tilde{f}_1 &= \tilde{f}_L \cos \theta_{\tilde{f}} + \tilde{f}_R \sin \theta_{\tilde{f}} \\ \tilde{f}_2 &= -\tilde{f}_L \sin \theta_{\tilde{f}} + \tilde{f}_R \cos \theta_{\tilde{f}} \end{cases}$$

Les termes non-diagonaux sont proportionnels à la masse du fermion correspondant. Pratiquement pas de mélange pour les sfermions de la 1ère et 2ème génération.

## Cas des sfermions de 3ème génération

Ces termes non-diagonaux sont élevés pour les sfermions de la troisième génération. A lui seul, le mélange peut donc donner une grande différence de masse entre les deux états  $\tilde{f}_1$  et  $\tilde{f}_2$ , et des états de masse  $\tilde{f}_1$  légers. Les masses de ces deux sfermions est :

$$m_{\tilde{f}_{1,2}}^2 = \frac{1}{2} \left[ (M_{\tilde{f}_L}^2 + M_{\tilde{f}_R}^2) \mp \sqrt{(M_{\tilde{f}_L}^2 - M_{\tilde{f}_R}^2)^2 + 4a_f^2 m_f^2} \right]$$

Conséquences : le stop ( $\tilde{t}_1$ ) ou le stau ( $\tilde{\tau}_1$ ) peuvent être être la NLSP

# Plan

## Introduction sur la supersymétrie

Introduction

Le MSSM

**Brisure de la supersymétrie**

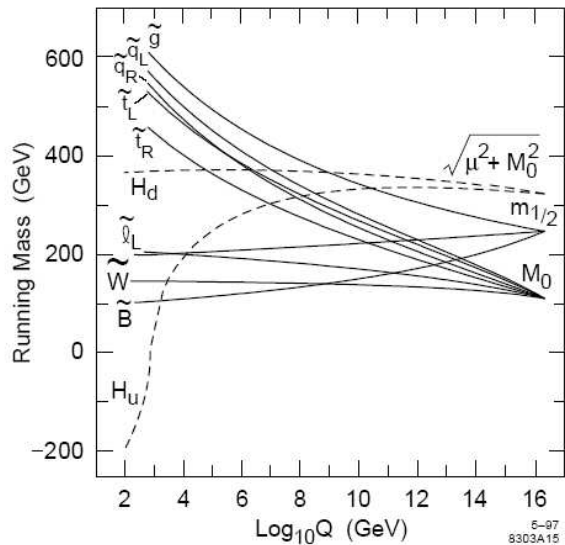
Matière noire

Recherche de la supersymétrie

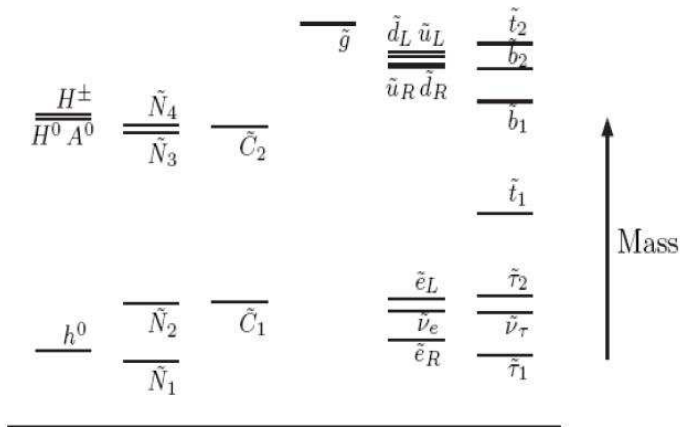
# Brisure de la supersymétrie

- ▶ Il existe plusieurs manières de briser la supersymétrie
- ▶ Le MSSM possède 105 paramètres libres
- ▶ **Modèle mSUGRA :**
  - ▶ La brisure de la supersymétrie est transmise au secteur visible par interaction gravitationnelle
  - ▶ Unification de certains paramètres à l'échelle de grande unification
  - ▶ Il reste 5 paramètres :
    - $\tan \beta$  le rapport des v.e.v des 2 doublets de Higgs
    - $m_0$  masse commune des scalaires à  $\Lambda_{GUT}$
    - $m_{1/2}$  masse commune des jauginos à  $\Lambda_{GUT}$
    - $A_0$  couplage trilineaire à  $\Lambda_{GUT}$
    - $\text{signe}(\mu)$  signe du paramètre de mélange des 2 doublets de Higgs
- ▶ Détermination des spectres de masse à l'échelle électrofaible avec les équations du groupe de renormalisation

# Le modèle mSUGRA



# Le modèle mSUGRA



# Plan

## Introduction sur la supersymétrie

Introduction

Le MSSM

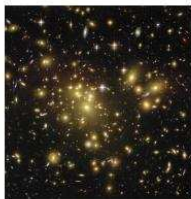
Brisure de la supersymétrie

**Matière noire**

Recherche de la supersymétrie

# La LSP candidat matière noire

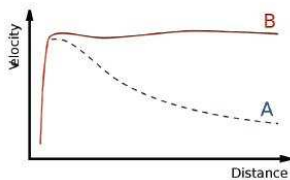
Gravitational lensing in galaxy clusters



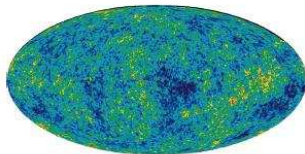
Bullet cluster



Galaxies rotation curves

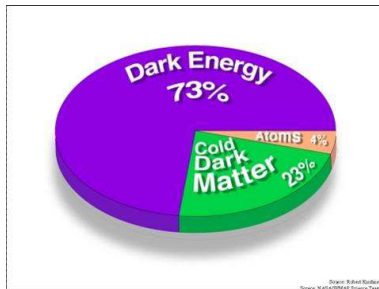


Cosmic microwave background





## La LSP candidat matière noire



- ▶ Conservation de la R-parité : la LSP est stable et interagit faiblement avec la matière
- ▶ La LSP préférée dans le modèle mSUGRA et le MSSM est le neutralino le plus léger

# Plan

## Introduction sur la supersymétrie

Introduction

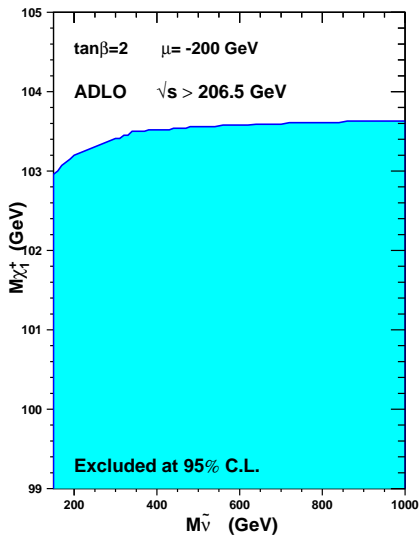
Le MSSM

Brisure de la supersymétrie

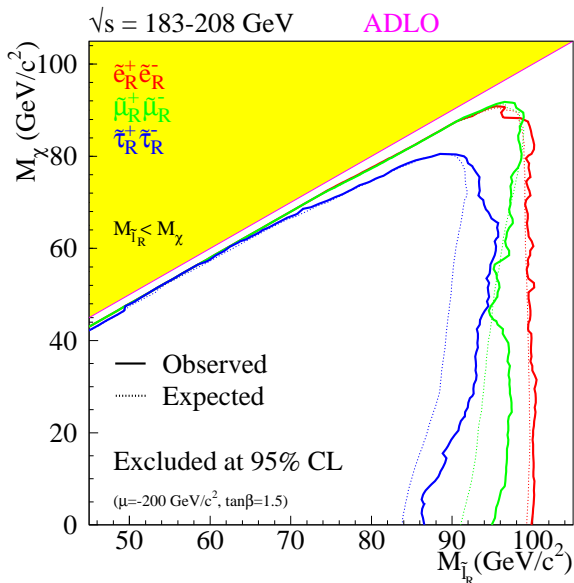
Matière noire

Recherche de la supersymétrie

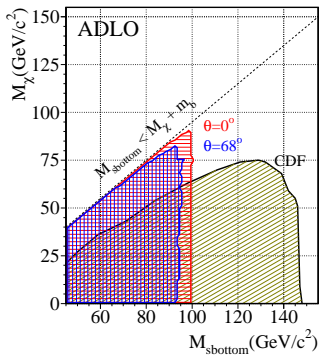
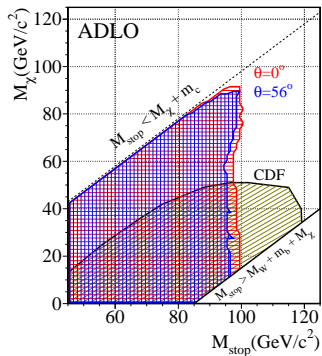
# Recherche de SUSY au LEP : charginos



# Recherche de SUSY au LEP : sleptons

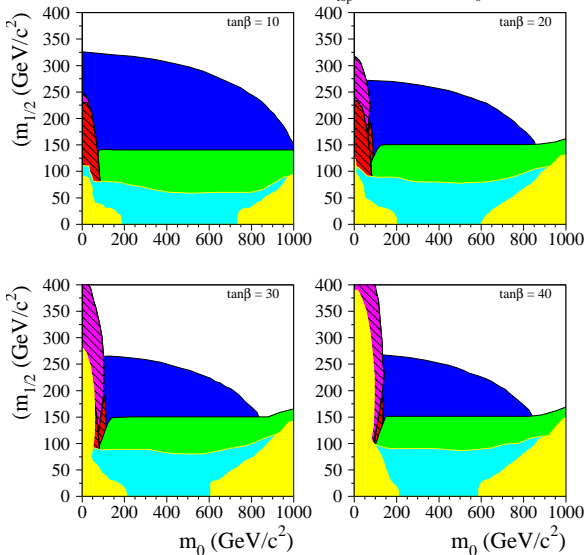


# Recherche de SUSY au LEP : squarks

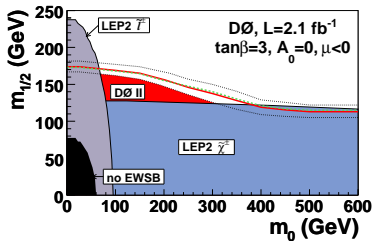
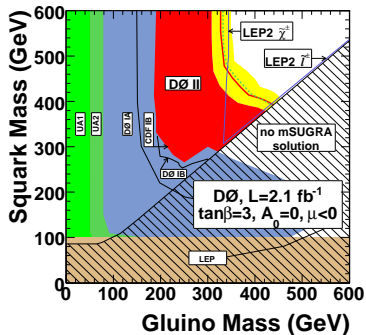


# Recherche de SUSY au LEP : mSUGRA

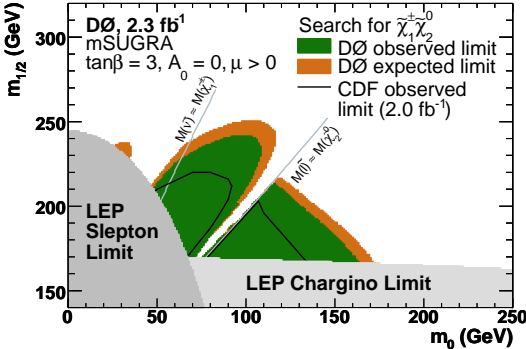
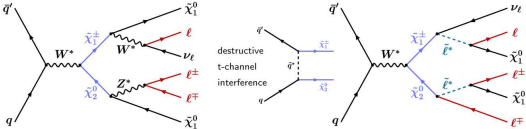
ADLO Preliminary -  $\mu < 0$ ,  $M_{\text{top}} = 175 \text{ GeV}/c^2$ ,  $A_0 = 0$



# Recherche de SUSY au Tevatron : squarks and gluinos

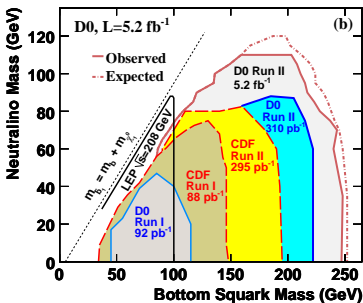
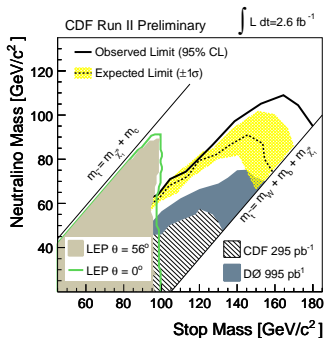


# Recherche de SUSY au Tevatron : tri-leptons





# Recherche de SUSY au Tevatron : squarks 3ème génération



# Recherche de SUSY au LHC

