

# Origine de la masse et au delà du MS

## *Brève introduction théorique*

Abdelhak DJOUADI

LPMT Montpellier / LPT Orsay

# Le Modèle Standard

**Le MS est basé sur la symétrie de jauge locale**

$$G_{\text{MS}} \equiv SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$$

- Le groupe  $SU(3)_C$  décrit l'interaction forte:
  - interaction entre  $q, q, q$  véhiculée par 8 **gluons**,
  - liberté asymptotique: int. “faible” à haute énergie.
- $SU(2)_L \times U(1)_Y$  décrit l'interaction électrofaible:
  - entre les trois familles de quarks et de leptons  
 $L = (\nu_e/e^-)_L, e_R^-$  et  $Q = (u/d)_L, u_R, d_R \dots$
  - véhiculée par  $\vec{W}_\mu$  (isospin) et  $B_\mu$  (hypercharge).

**Masses des bosons et fermions mises à la main dans  $\mathcal{L}_{\text{MS}}$**

- $\frac{1}{2}M_V^2 V^\mu V_\mu$  et/ou  $m_f \bar{f}_L f_R$ : **symétrie de jauge brisée.**

**Il faut donc un moyen moins brutal de générer les masses.**

# Le mécanisme de Higgs dans le MS:

Dans le MS, mécanisme de brisure spontanée de la symétrie EF,

⇒ introduire un doublet de champs scalaires complexes

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \text{ avec } Y_\Phi = +1$$

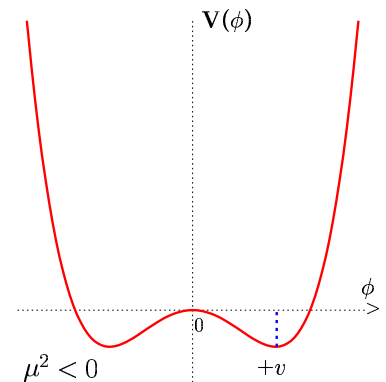
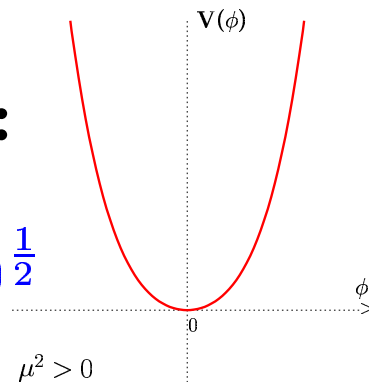
avec un Lagrangien invariant sous  $SU(2)_L \times U(1)_Y$

$$\mathcal{L}_S = (D^\mu \Phi)^\dagger (D_\mu \Phi) - \mu^2 \Phi^\dagger \Phi - \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2$$

$\mu^2 > 0$ : 4 particules scalaires.

$\mu^2 < 0$ :  $\Phi$  va développer une vev:

$$\langle 0 | \Phi | 0 \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \quad v = \left( -\frac{\mu^2}{\lambda} \right)^{\frac{1}{2}}$$



Pour avoir les états physiques, écrire  $\mathcal{L}_S$  avec le vrai vide:

# Masses des bosons de jauge et des fermions:

- translation des champs scalaires  $\phi_0^\dagger \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}(0, v + H)$ ,
- définir des nouveaux champs  $W_\mu^\pm$  et  $Z_\mu$  [ $A_\mu \perp Z_\mu$ ],
- $\Rightarrow$  3 degrés de liberté pour  $W_L^\pm, Z_L$  et donc  $M_{W^\pm}, M_Z$ :

$$M_W = \frac{1}{2}vg_2, \quad M_Z = \frac{1}{2}v\sqrt{g_2^2 + g_1^2}, \quad M_A = 0,$$

$\Rightarrow$  le photon est resté non massif,  $U(1)_{\text{QED}}$  préservé.

**La moitié du travail est faite. Qu'en est-il des fermions?**

Utiliser le même doublet  $\Phi$  ainsi que son conjugué  $\tilde{\Phi}$

et introduire  $\mathcal{L}_{\text{Yuk}}$  qui est invariant sous  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  :

$$\mathcal{L}_{\text{Yuk}} = -f_e(\bar{e}, \bar{\nu})_L \Phi e_R - f_d(\bar{u}, \bar{d})_L \Phi d_R - f_u(\bar{u}, \bar{d})_L \tilde{\Phi} u_R + \dots$$
$$\Rightarrow m_e = \frac{f_e v}{\sqrt{2}}, \quad m_u = \frac{f_u v}{\sqrt{2}}, \quad m_d = \frac{f_d v}{\sqrt{2}}$$

# Et le Higgs dans tout cela?

⇒ 1 degré de liberté résiduel: le boson  $H$  de spin-0.

La masse et autocouplages de  $H$  sont aussi donnés par  $\mathcal{L}_S$ :

$$M_H^2 = 2\lambda v^2 = -2\mu^2, \quad \lambda_{H^3} = 3 \frac{M_H^2}{v}, \quad \lambda_{H^4} = 3 \frac{M_H^2}{v^2}$$

et les couplages du Higgs aux fermions et bosons de jauge par la même partie du Lagrangien qui donne les masses

$$\mathcal{L}_{M_V} \sim M_V^2 \left(1 + \frac{H}{v}\right)^2 V_\mu V^\mu, \quad \mathcal{L}_{m_f} \sim -m_f \left(1 + \frac{H}{v}\right) \bar{f} f$$

et sont donc proportionnels aux masses de ces particules:

$$g_{Hff} = m_f/v, \quad g_{HVV} = -2M_V^2/v$$

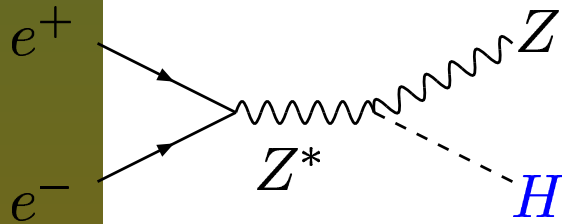
Comme  $v = 2M_W/g_2 = (\sqrt{2}G_F)^{-1/2} \simeq 246 \text{ GeV}$

**Le seul paramètre libre dans le MS est  $M_H$  ou  $\lambda$ .**

# Contraintes sur $M_H$

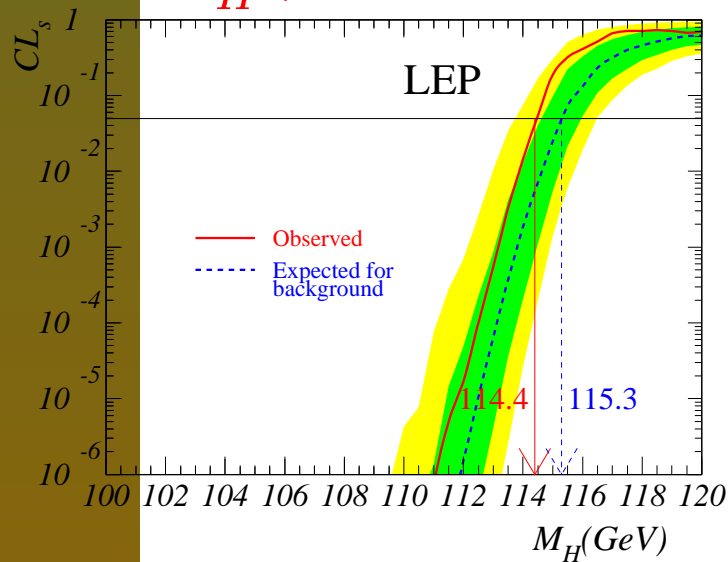
## Recherche directe à LEP:

H recherché dans  $e^+e^- \rightarrow ZH$



On a une limite à 95% CL:

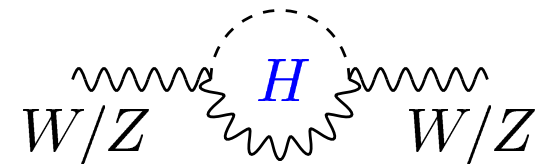
$$M_H > 114.4 \text{ GeV}$$



(excès  $1.7\sigma$  à  $M_H \sim 116 \text{ GeV}$ )

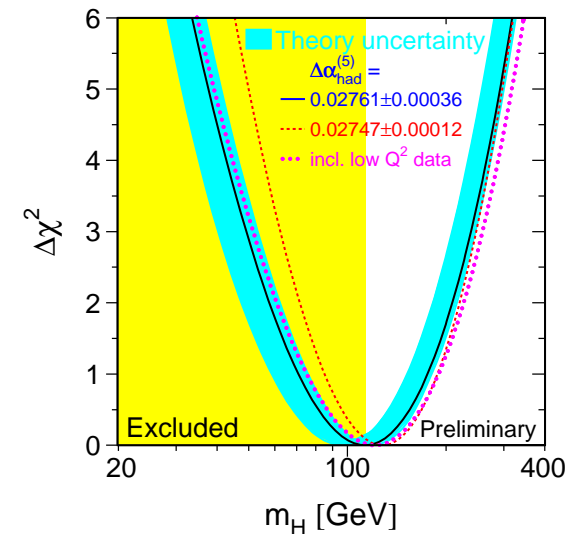
## Recherches indirectes:

H contribue au RC de  $W/Z$  se:



Fit aux mesures de précision EF

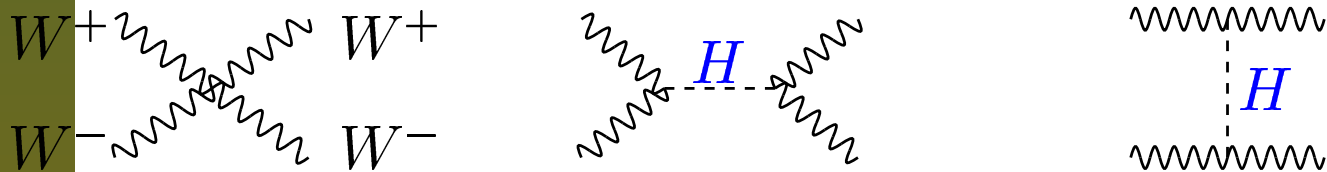
on obtient  $M_H = 114^{+69}_{-45} \text{ GeV}$ , ou



$M_H < 260 \text{ GeV}$  à 95% CL

# Contrainte d'unitarité perturbative

**Diffusion de bosons de jauge massifs  $V_L V_L \rightarrow V_L V_L$  à h.e.**



**Décomposition en ondes partielles, et onde  $J=0$  pour  $s \gg M_W$ :**

$$a_0 = -\frac{M_H^2}{8\pi v^2} \left[ 1 + \frac{M_H^2}{s - M_H^2} + \frac{M_H^2}{s} \log \left( 1 + \frac{s}{M_H^2} \right) \right]$$

**Condition d'unitarité,  $|\text{Re}(a_0)| < 1/2$ , à respecter.**

**A très hautes énergies,  $s \gg M_H, M_W$ , on a:**  $a_0 \xrightarrow{s \gg M_H^2} -\frac{M_H^2}{8\pi v^2}$

unitarité  $\Rightarrow M_H \lesssim 870 \text{ GeV}$  ( $M_H \lesssim 710 \text{ GeV}$ )

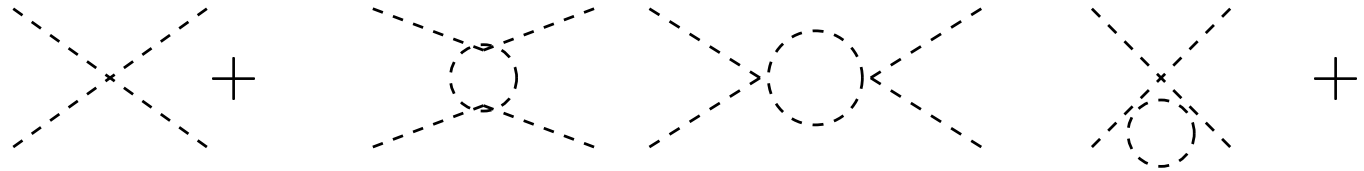
**Pour un Higgs très lourd ou pas de Higgs, on a:**  $a_0 \xrightarrow{s \ll M_H^2} -\frac{s}{32\pi v^2}$

unitarité  $\Rightarrow \sqrt{s} \lesssim 1.7 \text{ TeV}$  ( $\sqrt{s} \lesssim 1.2 \text{ TeV}$ )

**Sinon Nouvelle Physique doit apparaître pour restaurer l'unitarité.**

# Contrainte de trivialité

Le couplage quartique du Higgs  $\lambda (\propto M_H^2)$  augmente avec l'énergie



L'évolution RGE de  $\lambda$  avec  $Q^2$  et sa solution sont données par:

$$\frac{d\lambda(Q^2)}{dQ^2} = \frac{3}{4\pi^2} \lambda^2(Q^2) \Rightarrow \lambda(Q^2) = \lambda(v^2) \left[ 1 - \frac{3}{4\pi^2} \lambda(v^2) \log \frac{Q^2}{v^2} \right]^{-1}$$

- Si  $Q^2 \ll v^2$ ,  $\lambda(Q^2) \rightarrow 0_+$ : la théorie est dite triviale (pas d'int.).
- Si  $Q^2 \gg v^2$ ,  $\lambda(Q^2) \rightarrow \infty$ : pôle de Landau à  $Q = v \exp\left(\frac{4\pi^2 v^2}{M_H^2}\right)$ .

Le MS n'est valable qu'à une échelle avant que  $\lambda$  devienne infini:

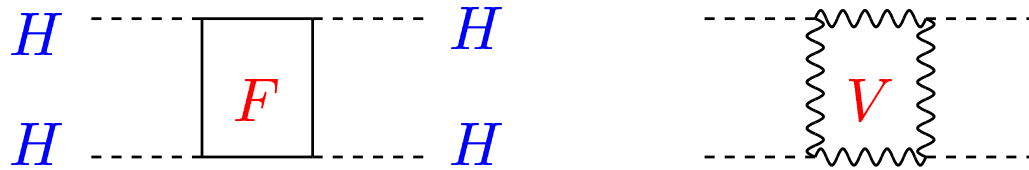
$$\text{Si } \Lambda_C = M_H, \lambda \lesssim 4\pi \Rightarrow M_H \lesssim 650 \text{ GeV}$$

(Comparable à ce qui est obtenu avec simulations sur réseau!)



# Contrainte de stabilité du vide

Le top et les bosons de jauge contribuent aussi à l'évolution de  $\lambda$ .



La RGE de l'évolution du couplage est donnée à une boucle par

$$\lambda(Q^2) = \lambda(v^2) + \frac{1}{16\pi^2} \left[ -12 \frac{m_t^4}{v^4} + \frac{3}{16} (2g_2^4 + (g_2^2 + g_1^2)^2) \right] \log \frac{Q^2}{v^2}$$

Si  $\lambda$  est petit ( $H$  léger), les boucles de top donnent  $\lambda(0) < \lambda(v)$ :  
 $v$  n'est plus le minimum du potentiel et le vide EF est instable!

⇒ Imposer que le couplage  $\lambda$  reste toujours positif:

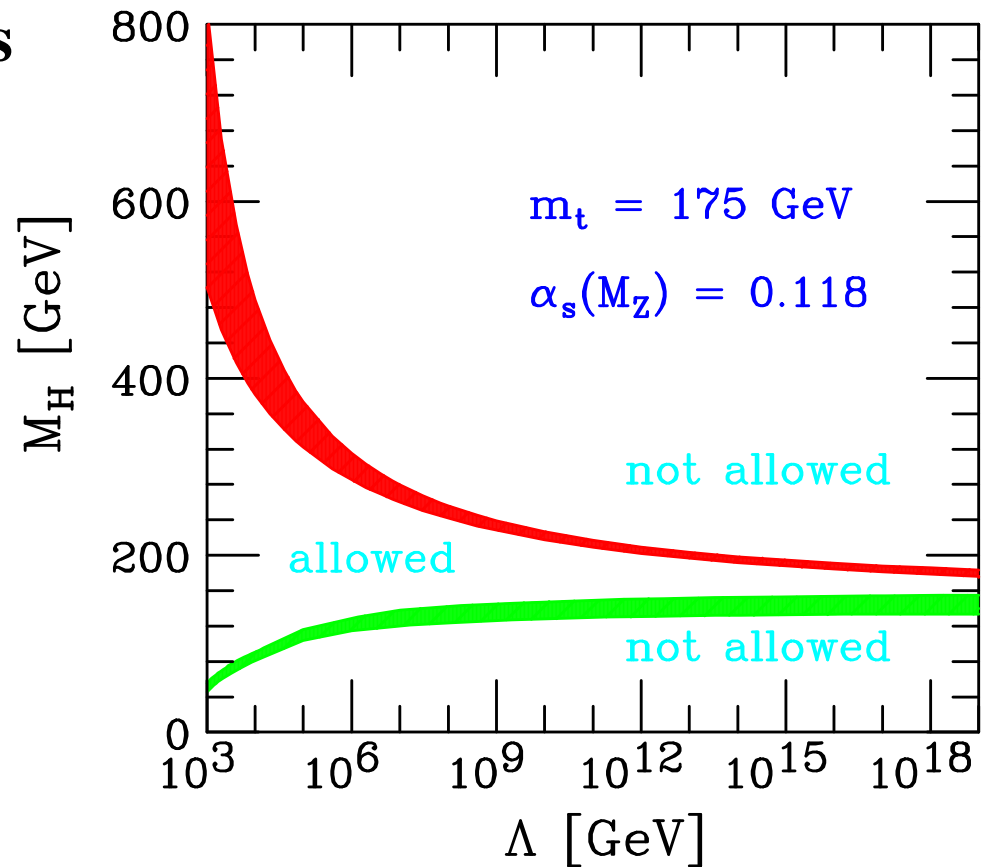
$$\lambda(Q^2) > 0 \Rightarrow M_H^2 > \frac{v^2}{8\pi^2} \left[ -12 \frac{m_t^4}{v^4} + \frac{3}{16} (2g_2^4 + (g_2^2 + g_1^2)^2) \right] \log \frac{Q^2}{v^2}$$

**Très forte contrainte:  $Q = \Lambda_C \sim 1 \text{ TeV} \Rightarrow M_H \gtrsim 70 \text{ GeV}$**

# Combinaison trivialité+stabilité

Combiner les deux contraintes et inclure tous les effets:

- corrections à deux boucles
- erreurs théoriques
- erreurs expériment.
- autres raffinements . . .



$$\Lambda_C \sim 10^3 \text{ GeV} \Rightarrow 70 \text{ GeV} \lesssim M_H \lesssim 700 \text{ GeV}$$

$$\Lambda_C \sim 10^{16} \text{ GeV} \Rightarrow 130 \text{ GeV} \lesssim M_H \lesssim 180 \text{ GeV}$$

# Succès et Insuffisances du MS

## Le MS a beaucoup d'attrait théoriques:

- Principe de jauge: esthétique et interactions minimales.
- Théorie unitaire, perturbative, renormalisable ...
- Une fois  $M_H$  fixé: tout est prédictible avec grande précision.

## Et a passé brillamment tous les tests expérimentaux à ce jour:

- QCD/SU(3)<sub>C</sub> vérifiée à toutes les échelles présentes (PEP→2K).
- Invariance SU(2)×U(1) vérifiée à LEP2 dans  $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$  ..
- Structure quantique de théorie vérifiée à 0.1% à LEP/SLC/TeV.

## Mais le modèle a aussi beaucoup d'insuffisances:

- Trop de paramètres libres (19!) dans le modèle.
- Pas d'explication satisfaisante pour  $\mu^2 < 0$ .
- N'inclut pas la gravité.

# Problèmes du MS

**Et le modèle a aussi pas mal de problèmes immédiats:**

- Ne dit rien sur les masses des neutrinos.
- Pas d'unification des trois interactions de jauge.
- Pas de particule massive stable pour la matière noire.

**Et surtout, il y a le problème de hiérarchie ou de naturalité:**

Si on veut calculer les CR à la masse du boson de Higgs



$$\Delta M_H^2 \propto \frac{3\alpha}{4\pi} [2M_W^2 + M_Z^2 + M_H^2 - 4m_t^2] (\Lambda^2/M_W^2)$$

$M_H$  tend à être du même ordre que l'échelle de coupure  $\Lambda_{\text{NP}}$   
sauf si [...] est ajusté très finement (à tous les ordres de TP!)

Mais d'après ce qui précède, on veut  $M_H \lesssim 1 \text{ TeV}$  dans le MS...

# Grande Unification Supersymétrique

**La solution la plus attrayante est de loin la Supersymétrie . . .**

**SUSY: symétrie reliant fermions  $s=\frac{1}{2}$  et bosons  $s=0, 1$**

$$Q|\text{fermion}\rangle = |\text{boson}\rangle, \quad Q|\text{boson}\rangle = |\text{fermion}\rangle$$

**(la symétrie la plus étendue que puisse posséder la matrice  $S$ ).**

- **Si SUSY est jaugifiée  $\Rightarrow s = \frac{3}{2}, 2 \Rightarrow$  gravitation (supercordes)!**
- **Le spectre de sparticules arrange l'unification des couplage et  $\mathcal{P}$ .**
- **Possibilité d'unifier les couplages de Yukawa à  $M_{\text{GUT}}$ .**
- **SUSY SO(10): place pour neutrino de Majorana, see-saw  $\rightarrow m_\nu$ .**
- **La LSP a la bonne densité relique et resoud pb de matière noire.**
- **Brisure radiative de symétrie EF:  $\mu^2 > 0$  à  $M_{\text{GUT}}$ ,  $< 0$  à  $M_{\text{SUSY}}$**
- **Contributions SUSY éliminent le comportement en  $\Lambda^2$  de  $M_H^2$**

$$\Delta M_H^2|_{\text{SM+SUSY}} = (\alpha m_f^2 N_f) / (4\pi^2) [(m_f^2 - m_S^2) \log(\Lambda/m_S) + \dots]$$

# Les modèles supersymétriques

... et tout cela d'un seul coup ...

**Mais pour que cela puisse marcher on doit avoir  $M_{\text{SUSY}} \sim \mathcal{O}(\text{TeV})$**

sinon, retour au problème de hiérarchie, matière noire, unification

**Hic: pas de moyen satisfaisant de briser SUSY  $\Rightarrow$  brisure à la main**

**Le Modèle Standard Supersymétrique Minimal (MSSM):**

- groupe de jauge minimal  $G_{\text{MSSM}} = G_{\text{SM}}$ ,
- contenu en particules minimal: 3 familles et 2 doublets de H,
- R-parité conservée ( $\cancel{P}$  et matière noire OK),
- ensemble minimal de termes de brisure douce de la SUSY.

**Résultat, trop de paramètres libres:**

- cas général (CP et mélange mais  $R_p$ ): 105 nouveaux paramètres,
- contraintes phénoménologiques: 20 paramètres libres,
- modèles unifiés,  $\mathcal{O}(5)$  paramètres (mSugra:  $m_0, m_{\frac{1}{2}}, A_0, \tan \beta, \epsilon_\mu$ )

# Le secteur du Higgs du MSSM

Dans le MSSM: deux doublets de champs scalaires  $\Phi_1$  and  $\Phi_2$ .

8 degrés de liberté et après brisure EF et génération de  $M_{W^\pm, Z}$

⇒ 5 particules de Higgs dans le spectre:  $h, H, A$  and  $H^\pm$ .

En plus des 4 masses, 2 paramètres sont requis:  $\tan \beta = \frac{v_2}{v_1}$  et  $\alpha$ .

**Mais SUSY impose de très fortes contraintes:**

- Seulement deux paramètres libres,  $M_A$  et  $\tan \beta$  en général.
- Hiérarchie dans le spectre:  $M_h < M_A < M_H, M_{H^\pm} > M_W, M_h < M_Z$ .
- CR très importantes,  $\propto m_t^4 \log(M_S/m_t)$ ,  $M_h^{\max} \sim 140$  GeV.
- Limite de découplage,  $M_A \gg M_Z$  (en pratique  $M_A \gtrsim 300$  GeV):
  - $H, A, H^\pm$  dégénérés en masse  $M_H \sim M_{H^\pm} \sim M_A$  et découplent.
  - $h$  à la mass maximale  $M_h^{\max}$  et les couplages du H standard.

⇒ secteurs du Higgs du MS et MSSM sont très similaires

**Mais il y a un Higgs léger!**

# Les particules supersymétriques:

- A chaque fermion chiral  $f_{L,R} \Rightarrow$  partenaire de spin 0,  $\tilde{f}_L, \tilde{f}_R$ :
  - $\tilde{f}_L, \tilde{f}_R$  se mélangent pour donner  $\tilde{f}_1, \tilde{f}_2$  états physiques,
  - mélange  $\propto m_f$ , très fort pour la troisième génération.
- A chaque boson de jauge ou de Higgs, partenaire de spin  $-\frac{1}{2}$ :
  - gluinos  $\tilde{g}_{1\dots 8}$ , winos  $\tilde{w}_{1\dots 3}$ , bino  $\tilde{b}$  et higgsinos neutres/chargés  $\tilde{h}_i$ ,
  - mélange  $\tilde{w}, \tilde{b}, \tilde{h}$  donne les charginos  $\chi_{1,2}^\pm$  et neutralinos  $\chi_{1,2,3,4}^0$ .

## Quelques remarques sur le spectre (en général):

- sfermions de la 3ème gen. plus légers que ceux de 1ère/2ème,
- les sleptons sont plus légers que les squarks,
- neutralinos/charginos sont plus légers que sleptons/squarks,
- la LSP est le neutralino le plus léger,  $\chi_1^0$  (ou gravitino).

**squarks/gluinos  $\Rightarrow pp/p\bar{p}$  et sleptons/inos  $\Rightarrow e^+e^-$**



# Solutions Alternatives

**Il y a aussi des solutions autres que SUSY à certains pbs du MS:**

- en général, solution que d'un seul ou deux problèmes,
- ne vont pas jusqu'à l'échelle de Grande Unification,
- ont une prédictivité moindre que celle de SUSY,
- beaucoup ont des problèmes avec les données expérimentales.

**Quelques exemples:** (voir Marteen Boonekamp)

- **Dimensions supplémentaires:**

- résoud le problème de hiérarchie et inclut la gravitation,
- théories effectives non-renormalisables ...

- **Théories à interaction forte (Technicouleur, petit Higgs,  $H$  ...):**

- repoussent un peu plus loin le problème de hiérarchie,
- peu de prédictivité et constructions souvent baroques....

**Toutes les solutions, prédisent que quelque chose se passe à  $\sim 1 \text{ TeV}$**

# Prospectives

**La vérification du mécanisme de génération des masse est proche:**

- Contraintes expérimentales:  $114 \text{ GeV} \lesssim M_H \lesssim 260 \text{ GeV}$ .
- Plusieurs contraintes théoriques donnent  $M_H \lesssim 700 \text{ GeV}$ .
- Dans les modèles SUSY,  $M_h \lesssim 140 \text{ GeV}$  (au pire  $\lesssim 200 \text{ GeV}$ ).

**Le Higgs est au coin de la rue et il nous faut:**

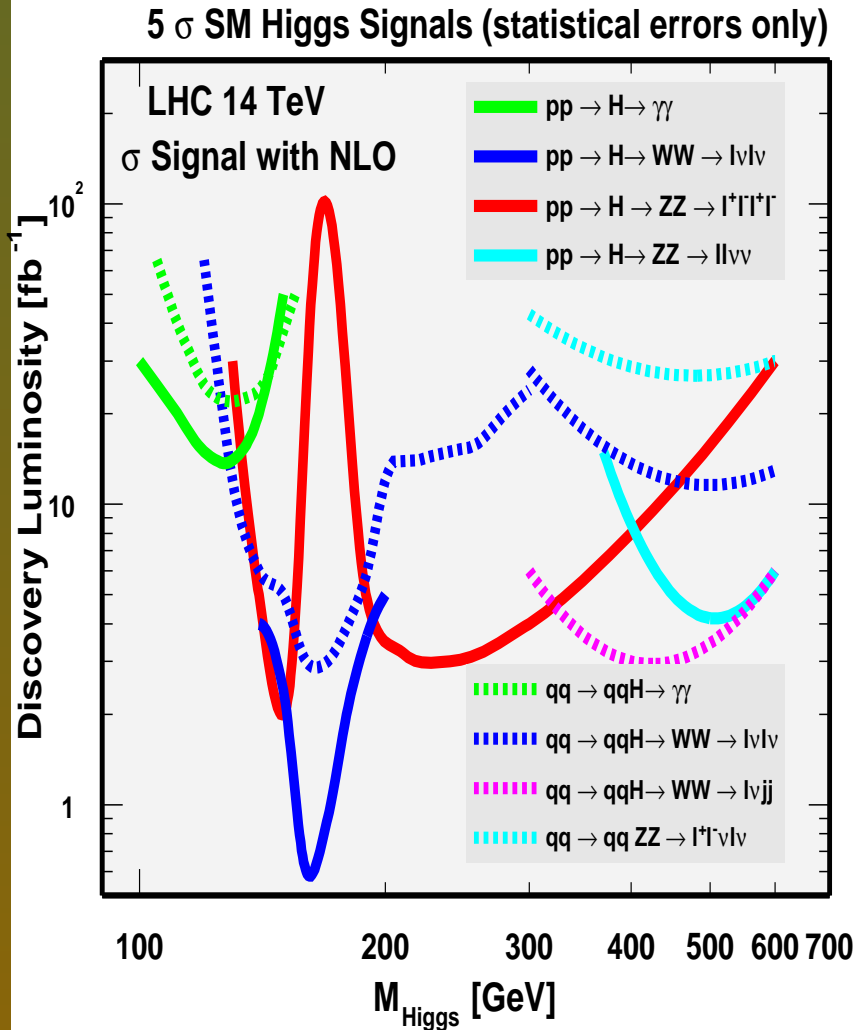
- **Le(s) produire (Tevatron? au LHC surement, mais prudence!).**
- **Determiner de manière précise toutes ses propriétés:**
  - Mesurer précisément sa masse et largeurs de désintégration.
  - Mesurer ses nombres quantiques de spin et de parité.
  - Mesurer ses couplages aux fermions et aux bosons de jauge.
  - Mesurer son autocouplage et reconstruire  $\mathcal{L}_{\text{scal}}$ .

**Pour cela il nous faut et le LHC et le LC!**

**[Histoire:  $W/Z$  produits au SpS mais étudiés seulement à LEP!]**

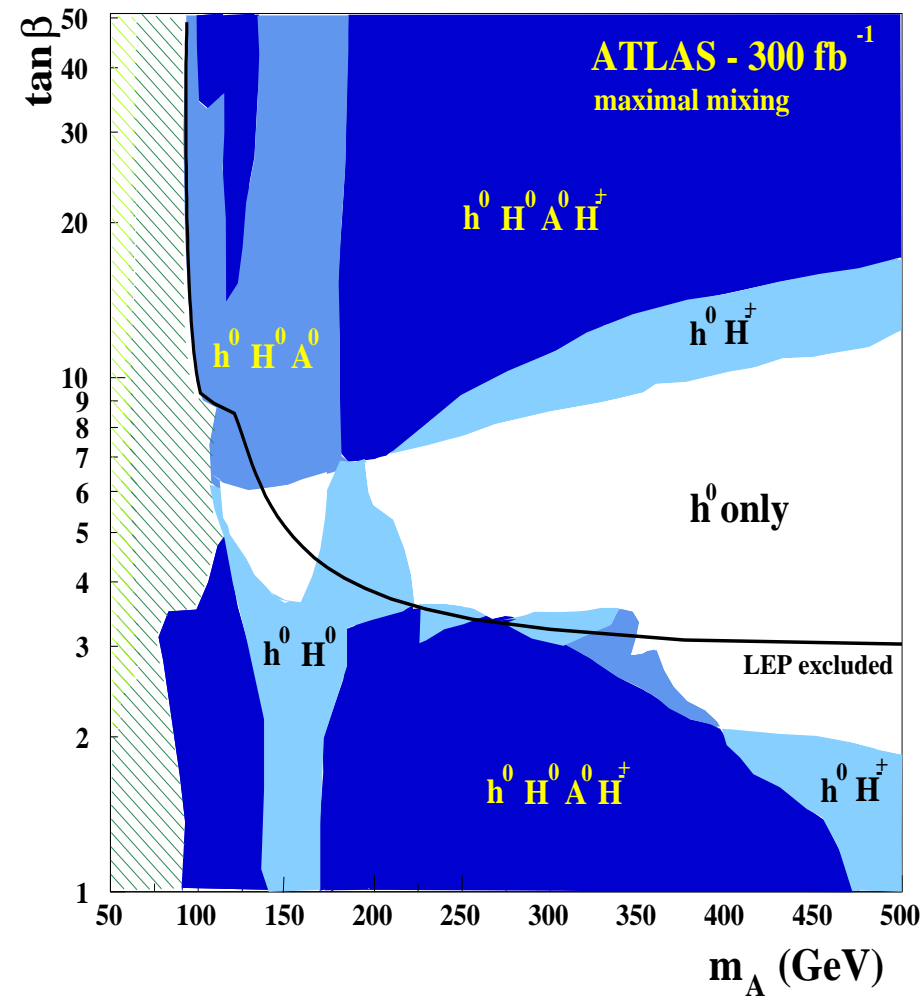
# Prospectives (suite)

## Higgs Standard au LHC



La Colle sur le Loup, 11/10/04

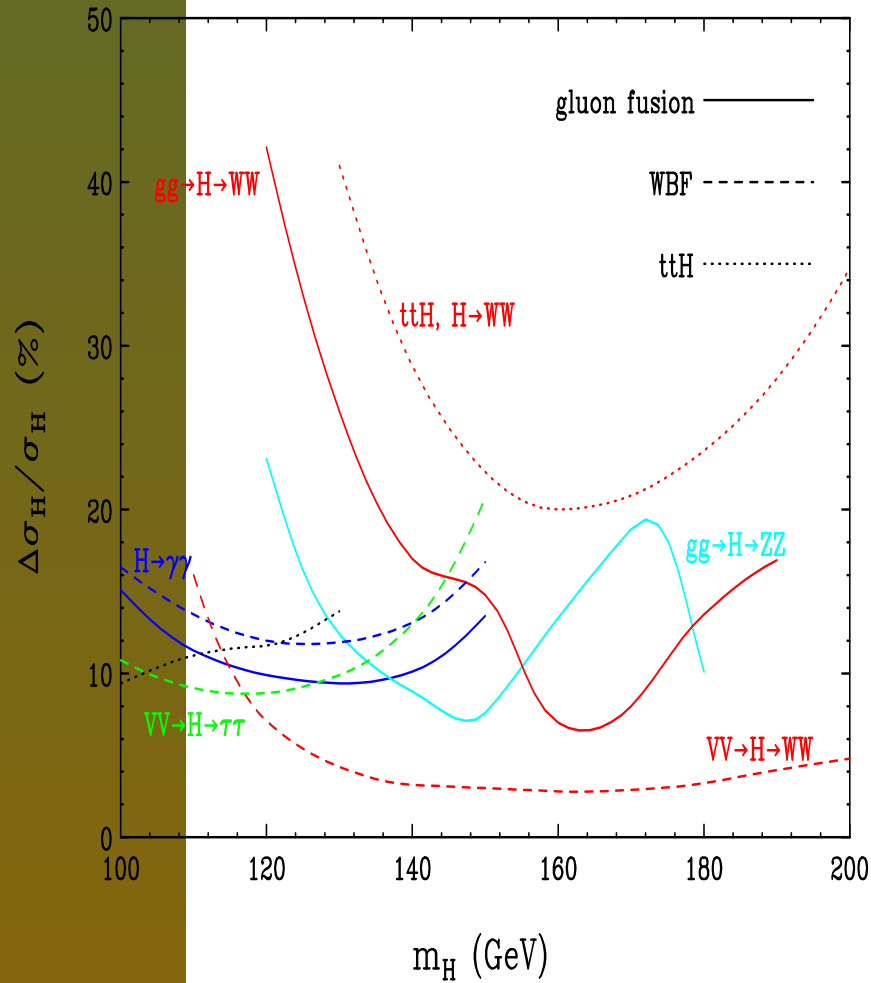
## Les Higgs du MSSM au LHC



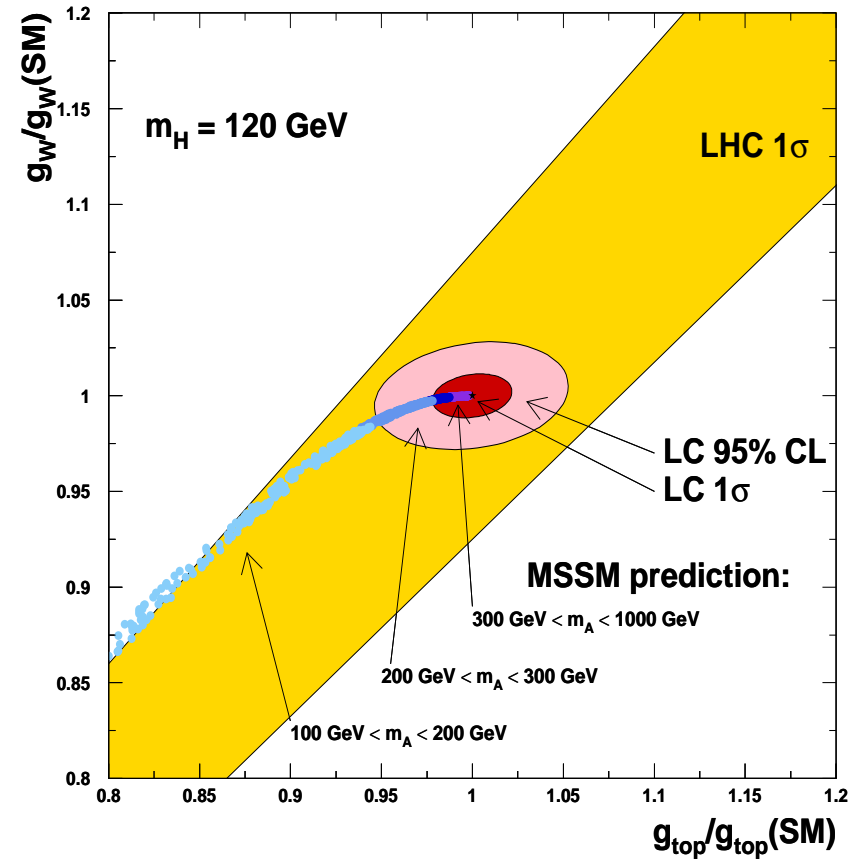
Origine de la masse et au delà du MS – A. Djouadi – p.19/2

# Prospectives (suite)

## Mesures aux LHC



## Mesures au LC



## Prospectives (suite)

**La SUSY est l'extension du MS la plus crédible**

- Il faut produire l'autre moitié du spectre qu'elle prédit.
- Mesurer tout ce qu'il y a à mesurer: masses, spins, couplages.
- Remonter à  $M_{\text{GUT}}$  et reconstruire le lagrangien fondamental.
- Faire le lien avec la Gravité et la Cosmologie.

**On aura besoin et d'énergie et de haute précision!**

**Les alternatives à SUSY doivent aussi dire qq chose à 1 TeV:**

- si elles veulent résoudre les problèmes du MS (hierarchie...),
- si elles doivent être compatibles avec les données présentes.

**Ex: si pas de Higgs, interaction forte dans  $VV \rightarrow VV$  à observer.**

**Elles doivent se manifester auprès des futures machines!**

**On est donc vraiment près du but ...**