

# Prospectives $\text{IN}_2\text{P}_3$ /IRFU



Julie Malclès, Giens, avril 2012

## Groupe 1: “Modèle Standard: mesures de précision et brisure de symétrie électrofaible”

Gregorio Bernardi, **Nathalie Besson**, Daniel Bloch, Maarten Boonekamp, Roberto Chierici, Lucia Di Ciaccio, Yann Coadou, Frédéric Déliot, Abdelhak Djouadi, Anne-Isabelle Etievre, Jean-Louis Faure, Serguei Ganjour, Philippe Gras, **Julie Malclès**, Gautier Hamel de Monchenault, Samira Hassani, Marc Knecht, Arnaud Lucotte, Christophe Ochando, Lydia Roos, Christophe Royon, Jérôme Schwindling, Viatcheslav Sharry, **Mossadek Talby**, **Patrice Verdier**

## Groupe 2: “Au delà du Modèle Standard”

Florian Beaudette, **Marc Besançon**, Fawzi Boudjema, **Vincent Boudry**, Philippe Brax, Laurent Chevalier, Paul Colas, Fabrice Couderc, Emilian Dudas, Jacques Dumarchez, Adam Falkowski, Pierre François Giraud, Christophe Grojean, Corinne Goy, Claude Guyot, Sabine Kraml, Elias Kiritsis, Grégory Moreau, Stéphane Lavignac, Fabienne Ledroit, Arnaud Lucotte, Emmanuelle Perez, Isabelle Ripp Baudot, Alexandre Rozanov, Emmanuel Sauvan, Yves Sirois, Maxim Titov, Patrice Verdier, Dirk Zerwas, **Zhiqing Zhang**

# Plan général pour les groupes 1 et 2

## **Introduction (cette présentation)**

Modèle Standard, moyens expérimentaux, mesures de précision

## **Recherche du boson de Higgs (Patrice Verdier)**

État des lieux et perspectives

## **Recherche de nouvelle physique (Dirk Zerwas)**

État des lieux et perspectives

## **Conclusions (Marc Besançon)**

Recommandations et moyens nécessaires

NB: Pas abordés ici

- Secteur des saveurs (groupe 3)
- Neutrinos (groupe 4)
- QCD, structure du nucléon (groupe 8)

# Plan de cette introduction

## **Modèle Standard:**

- Description
- Succès, questions ouvertes

## **Moyens expérimentaux:**

- Passé
- Présent
- Futur

## **Mesures de précision:**

État des lieux et perspectives pour quelques mesures

## **Hypothèses de travail**

# Le Modèle Standard (MS)

➔ Description de la physique des particules à partir de quelques constituants élémentaires et de leurs interactions

➔ Théorie de jauge basée sur la symétrie de jauge:

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

Three Generations of Matter (Fermions)

	I	II	III	
mass →	2.4 MeV	1.27 GeV	171.2 GeV	0
charge →	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	0
spin →	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
name →	<b>u</b> up	<b>c</b> charm	<b>t</b> top	<b>γ</b> photon
	4.8 MeV	104 MeV	4.2 GeV	0
	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	0
	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
Quarks	<b>d</b> down	<b>s</b> strange	<b>b</b> bottom	<b>g</b> gluon
	<2.2 eV	<0.17 MeV	<15.5 MeV	91.2 GeV
	0	0	0	0
	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
	<b>ν<sub>e</sub></b> electron neutrino	<b>ν<sub>μ</sub></b> muon neutrino	<b>ν<sub>τ</sub></b> tau neutrino	<b>Z<sup>0</sup></b> weak force
	0.511 MeV	105.7 MeV	1.777 GeV	80.4 GeV
	-1	-1	-1	±1
	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
Leptons	<b>e</b> electron	<b>μ</b> muon	<b>τ</b> tau	<b>W<sup>±</sup></b> weak force

Bosons (Forces)

( + antimatière )

# Le Modèle Standard (MS)

➤ Description de la physique des particules à partir de quelques constituants élémentaires et de leurs interactions

➤ Théorie de jauge basée sur la symétrie de jauge:

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

➤ Groupe décrivant l'interaction forte véhiculée par 8 gluons de masse nulle

➤ Symétrie exacte, charge de couleur conservée

Three Generations of Matter (Fermions)

	I	II	III	
mass	2.4 MeV	1.27 GeV	171.2 GeV	0
charge	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	0
spin	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
name	<b>u</b> up	<b>c</b> charm	<b>t</b> top	<b>γ</b> photon
	4.8 MeV	104 MeV	4.2 GeV	0
	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	0
	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
	<b>d</b> down	<b>s</b> strange	<b>b</b> bottom	<b>g</b> gluon
	<2.2 eV	<0.17 MeV	<15.5 MeV	91.2 GeV
	0	0	0	0
	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
	<b>ν<sub>e</sub></b> electron neutrino	<b>ν<sub>μ</sub></b> muon neutrino	<b>ν<sub>τ</sub></b> tau neutrino	<b>Z</b> weak force
	0.511 MeV	105.7 MeV	1.777 GeV	80.4 GeV
	-1	-1	-1	±1
	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
	<b>e</b> electron	<b>μ</b> muon	<b>τ</b> tau	<b>W<sup>±</sup></b> weak force

(+ antimatière)

# Le Modèle Standard (MS)

➔ Description de la physique des particules à partir de quelques constituants élémentaires et de leurs interactions

➔ Théorie de jauge basée sur la symétrie de jauge:

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

➔ Groupe décrivant l'interaction électrofaible, véhiculée par le photon de masse nulle et les bosons massifs  $W^\pm$ ,  $Z$

➔ Symétrie spontanément brisée, symétrie résiduelle  $U(1)_{EM}$ , charge électrique conservée

Three Generations of Matter (Fermions)

	I	II	III	
mass	2.4 MeV	1.27 GeV	171.2 GeV	0
charge	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	0
spin	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
name	<b>u</b> up	<b>c</b> charm	<b>t</b> top	<b>γ</b> photon
	4.8 MeV	104 MeV	4.2 GeV	0
	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	0
	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
Quarks	<b>d</b> down	<b>s</b> strange	<b>b</b> bottom	<b>g</b> gluon
	<2.2 eV	<0.17 MeV	<15.5 MeV	91.2 GeV
	0	0	0	0
	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
Leptons	<b>ν<sub>e</sub></b> electron neutrino	<b>ν<sub>μ</sub></b> muon neutrino	<b>ν<sub>τ</sub></b> tau neutrino	<b>Z</b> weak force
	0.511 MeV	105.7 MeV	1.777 GeV	80.4 GeV
	-1	-1	-1	$\pm 1$
	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
	<b>e</b> electron	<b>μ</b> muon	<b>τ</b> tau	<b>W<sup>±</sup></b> weak force

Bosons (Forces)

(+ antimatière)

# Brisure de la symétrie électrofaible

Introduction d'un doublet de champs scalaires:  $\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}$

$$\mathcal{L}_S = (D^\mu \Phi)^\dagger (D_\mu \Phi) - \mu^2 \Phi^\dagger \Phi - \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2 \quad v = \left(-\frac{\mu^2}{\lambda}\right)^{\frac{1}{2}}$$

Une des composantes développe une valeur non-nulle dans le vide  $v$

- 3 composantes sont absorbées sous forme de degrés de liberté longitudinaux des bosons  $W^\pm$  et  $Z$ , leur conférant une masse
- $U(1)_{EM}$  est préservée et le photon reste sans masse
- Les quarks et leptons acquièrent aussi une masse via leur interaction de type Yukawa avec le champ de Higgs
- Le degré de liberté restant survit sous la forme **d'une particule scalaire neutre, le boson de Higgs, de masse inconnue**

**Le mécanisme de brisure spontanée de la symétrie, pas encore établi expérimentalement, génère les masses non nulles observées des bosons et des fermions**

# Paramètres du MS

## Paramètres libres à déterminer expérimentalement:

- Masses des fermions, des bosons vecteurs, du boson de Higgs
- Couplages des interactions EM, forte, faible
- Matrice CKM: angles de mélange et phase

## Observables multiples permettant de déterminer ces paramètres:

- **Contraintes redondantes sur les paramètres permettant de tester le modèle**
- **Prédiction des paramètres manquants possible** (par ex. la masse du top prédite avant sa découverte à une vingtaine de GeV près)

Seul paramètre encore non mesuré: la masse du boson de Higgs



# Paramètres du MS

## Paramètres libres à déterminer expérimentalement:

- Masses des fermions, des bosons vecteurs, du boson de Higgs
- Couplages des interactions EM, forte, faible
- Matrice CKM: angles de mélange et phase

## Observables multiples permettant de déterminer ces paramètres:

- **Contraintes redondantes sur les paramètres permettant de tester le modèle**
- **Prédiction des paramètres manquants possible** (par ex. la masse du top prédite avant sa découverte à une vingtaine de GeV près)

Seul paramètre encore non mesuré: la masse du boson de Higgs  
... mais fortement contraint

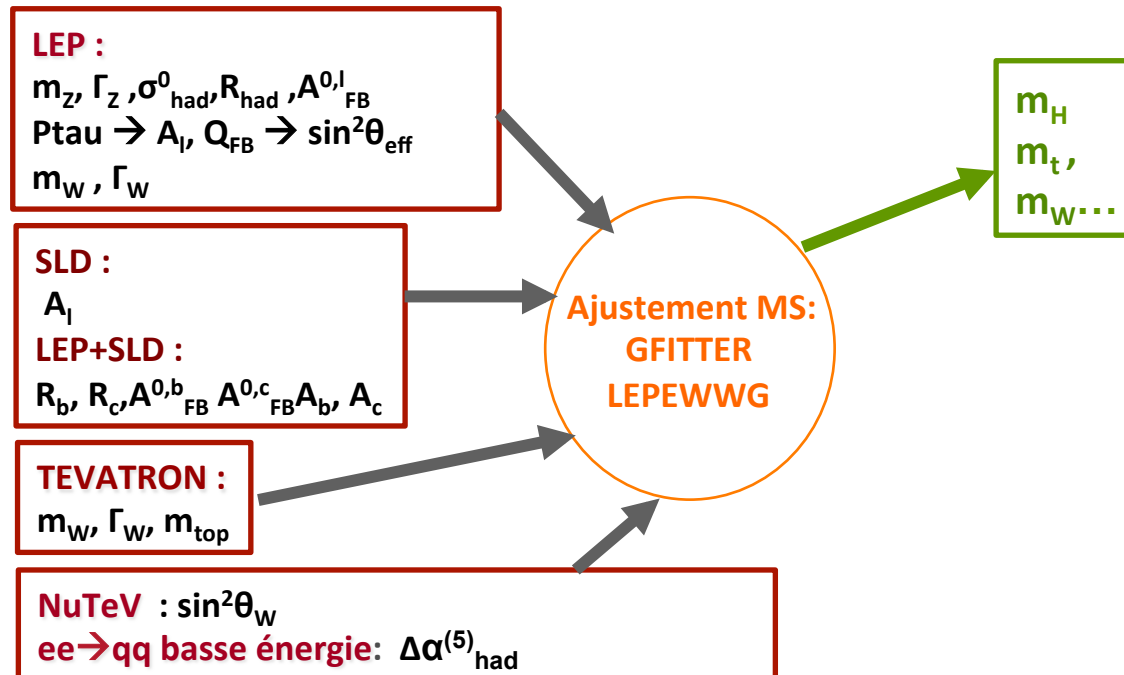
# Succès du MS

## MS intensivement testé:

- Dans le secteur des saveurs (cf groupe 3)
- Dans le secteur électrofaible

## Ajustement global des mesures électrofaibles:

- Contraindre les paramètres inconnus ( $m_H$ )
- Tester la cohérence globale du modèle



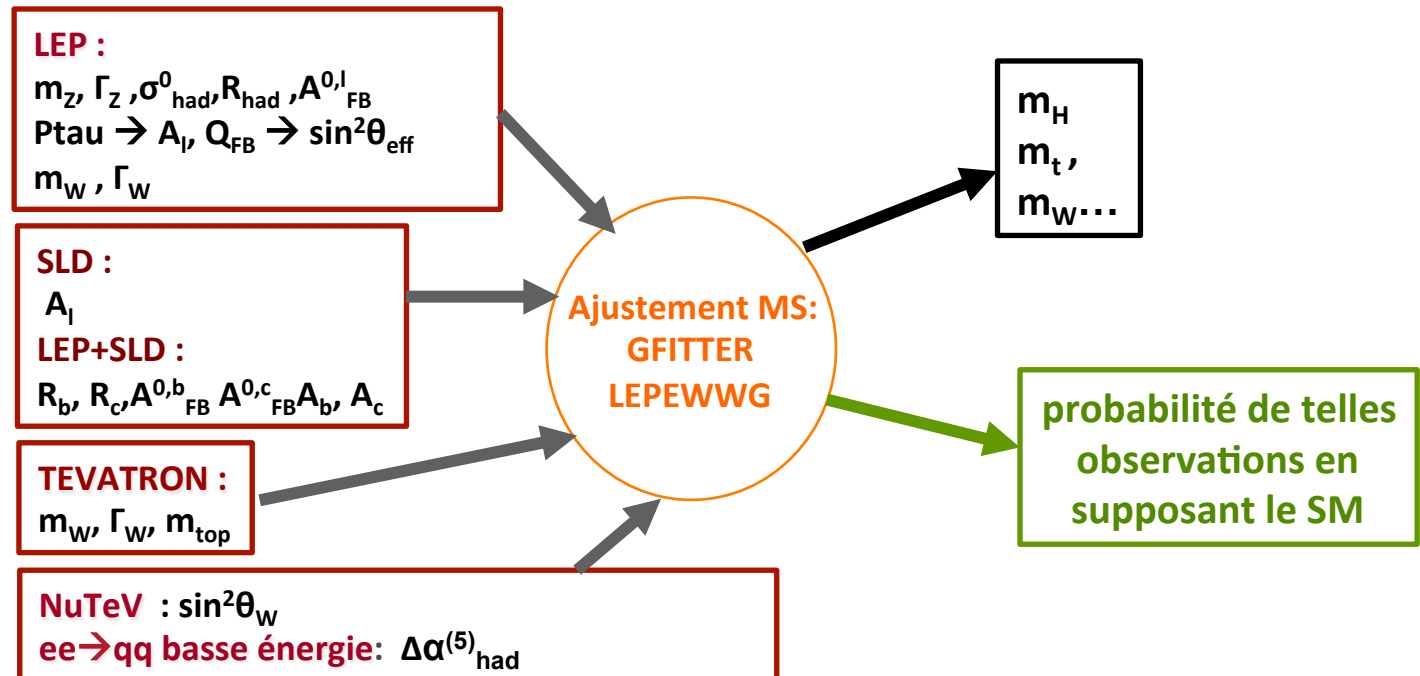
# Succès du MS

## MS intensivement testé:

- Dans le secteur des saveurs (cf groupe 3)
- Dans le secteur électrofaible

## Ajustement global des mesures électrofaibles:

- Contraindre les paramètres inconnus ( $m_H$ )
- Tester la cohérence globale du modèle



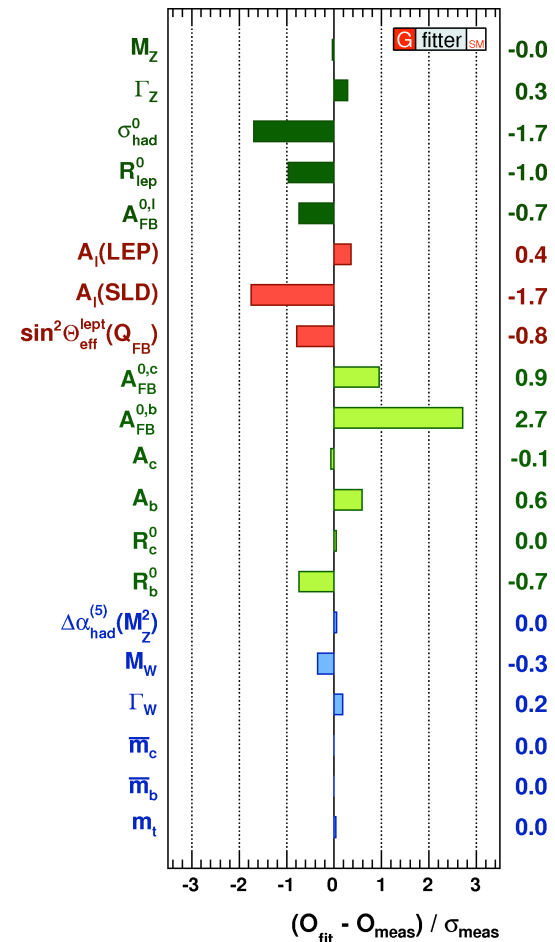
# Succès du MS

Comparaison entre les mesures et les valeurs prédites par l'ensemble des autres mesures:

Mesures à l'hiver 2012: merci à GFitter!

Sur cette figure:

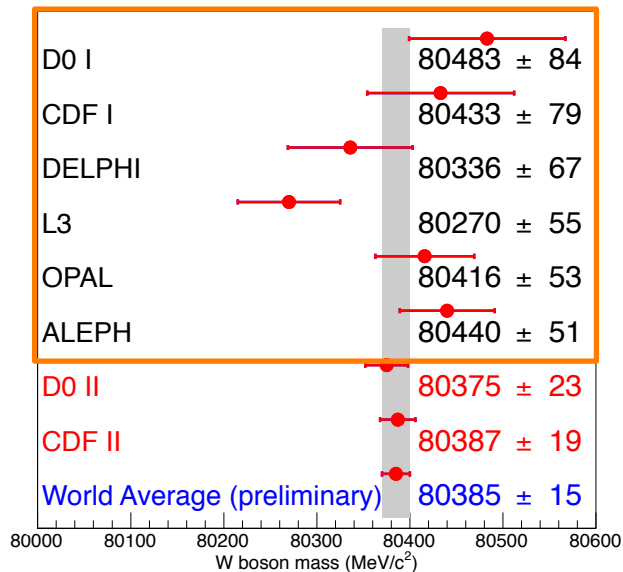
- (prédiction-mesure) / erreur
- Prédiction = valeur prédite par les autres mesures en supposant le MS
- Erreur = erreur de la mesure
- Toutes les mesures sont à moins de  $2.5\sigma$  des prédictions
- Grand succès du MS



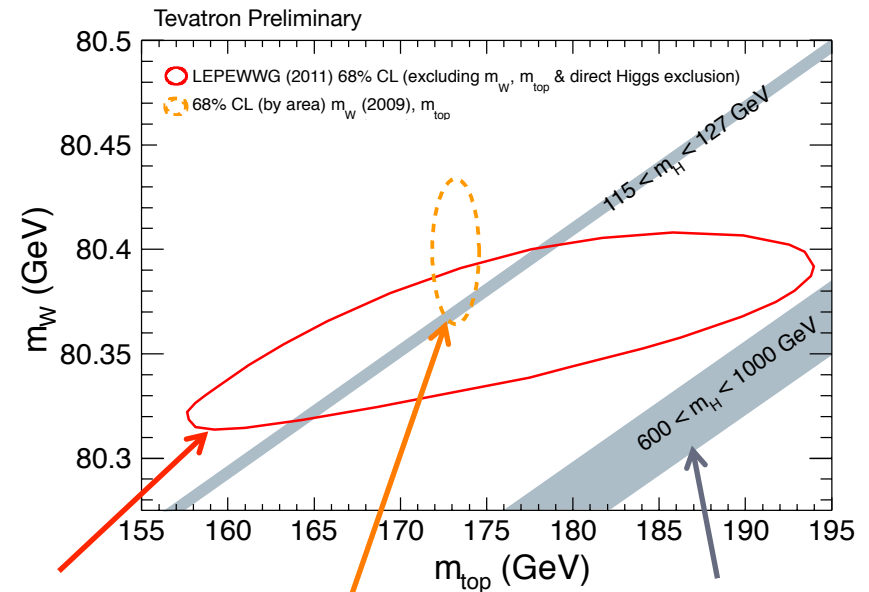
# Succès du MS

En 2011:

## Mesures de la masse du W:



## Contraintes dans le plan ( $m_{top}$ , $m_W$ ):



Contraintes indirectes

Mesures 2011

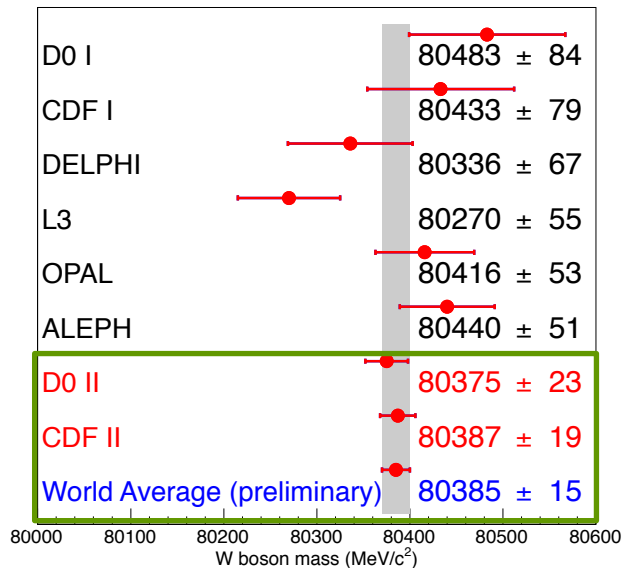
$m_t, m_W$

Contraintes des recherches directes du boson de Higgs

# Succès du MS

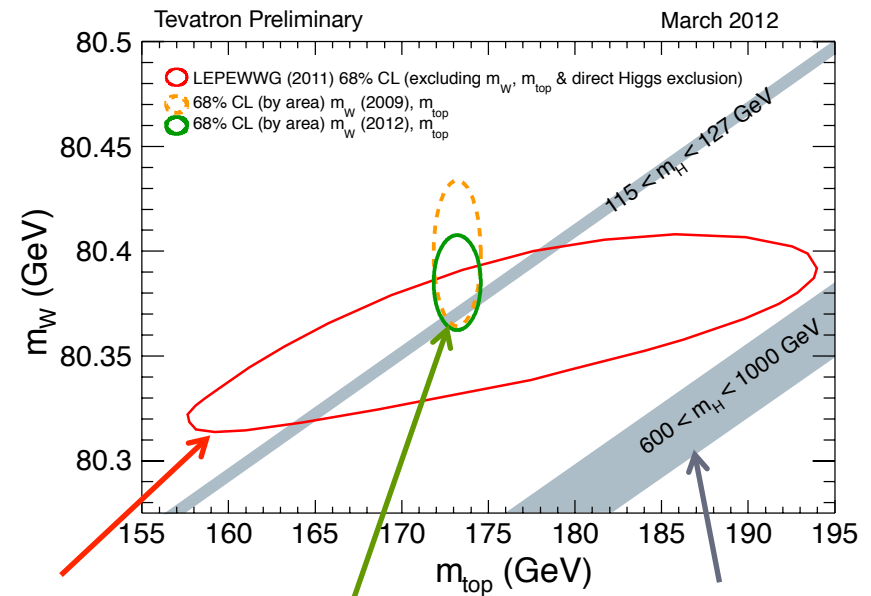
À l'hiver 2012:

Mesures de la masse du W:



Grande précision sur  $m_t$  et  $m_W$   
Héritage du Tevatron

Contraintes dans le plan ( $m_{top}$ ,  $m_W$ ):



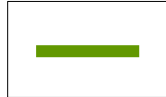
Contraintes indirectes

Mesures 2012  
 $m_t$ ,  $m_W$

Contraintes des  
recherches directes  
du boson de Higgs

# Contraintes sur $m_H$

Contraintes indirectes sur  $m_H$ :



(Mesures à l'hiver 2012)

➔  $m_H < 152$  GeV à 95% de niveau de confiance

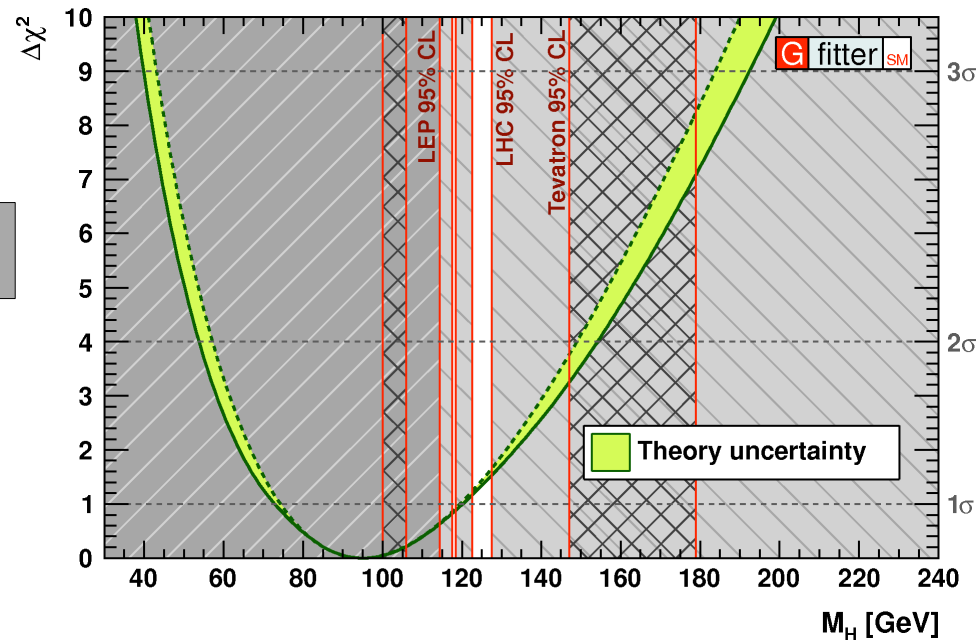
➔  $m_H = 91^{+30}_{-23}$  GeV à  $1\sigma$

Contraintes directes:

(cf présentation de P. Verdier)

➔ LEP:  $m_H > 114$  GeV à 95% CL

➔ LHC:  $m_H < 127.5$  GeV à 95% CL



P-value de l'ajustement global:  $\approx 25\%$

# MS: questions ouvertes

**Modèle Standard = Théorie effective à basse énergie**

**De nombreuses questions restent ouvertes:**

- **Expérimentales:** pas d'explication pour l'existence de matière noire froide
- **Théoriques:** problème de hiérarchie ou de naturalité
- **Conceptuelles:** Pourquoi la symétrie électrofaible est-elle brisée? Pourquoi 3 familles de quarks et de leptons? Pourquoi tant de paramètres et présentant une telle diversité? Pourquoi une telle hiérarchie des masses? La gravité n'est pas incluse, les interactions pas unifiées.

**Nécessité d'une théorie au delà du MS, recherche de physique au delà du MS ou "nouvelle physique" (cf. présentation de Dirk Zerwas)**



# Buts expérimentaux

- **Recherche et étude du boson de Higgs** (conclusions sur son existence au LHC d'ici la fin de l'année, voir présentation de P. Verdier)
- **Recherche directe de physique au delà du MS (nouvelle physique)**: recherche de nouvelles particules (voir présentation de D. Zerwas)
- **Recherche indirecte de nouvelle physique: mesures de précision**
  - Contraindre les paramètres inconnus du modèle ( $m_H$ )
  - Eventuellement trouver des incohérences, qui signeraient l'existence de nouvelle physique

**Complémentarité entre recherches directes et indirectes**: les énergies sondées dans le second cas étant plus grandes (nouvelles particules virtuelles dans les boucles)

# Moyens expérimentaux

(Passés, Présents, Futurs)

## LEP (1990-2000): Collisions $e^+e^-$ au CERN

- **LEP1 (1990-1995)**: collisions au pôle du Z (SLC équivalent au SLAC, États-Unis)
- **LEP2 (1996-2000)**: collisions entre 130 et 209 GeV
- Plus de 4 millions de Z et 10000 paires de W par expérience (4 expériences ALEPH, DELPHI, L3, OPAL)
- Mesures de précision (paramètres du Z et du W), vérification de  $SU(2)\times U(1)$ , recherches directes du Higgs, exclusion de  $m_H < 114$  GeV, ...

## Tevatron (1992-2011): Collisions $p\bar{p}$ ( $\approx 10\text{fb}^{-1}$ ) à 1.96 TeV au Fermilab (États-Unis)

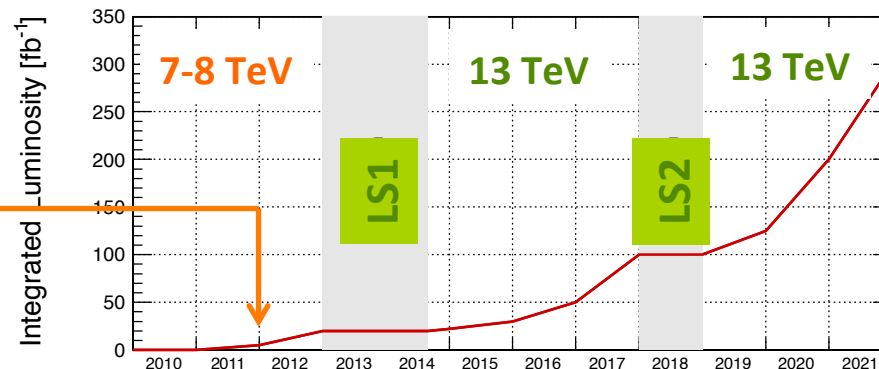
- $\approx 10\text{fb}^{-1}$  par expérience (2 expériences: D0 et CDF)
- Découverte du quark top, mesure de  $m_{\text{top}}$  et  $m_W$ , mesure précise de la fréquence du mélange dans les  $B_s$ , mise en évidence de la production électrofaible du quark top, recherches directes du boson de Higgs et premières exclusions, contraintes sur les couplages de jauge triples, contraintes sur la nouvelle physique...

# Moyens expérimentaux

(Passés, Présents, Futurs)

## LHC: Collisions pp au CERN, 2 expériences généralistes: CMS et ATLAS

- **2010-2011:**  $\approx 5 \text{ fb}^{-1}$  par expérience à 7 TeV
- **2012:**  $\approx 10 \text{ fb}^{-1}$  supplémentaires à 8 TeV
- **2013-2014:** “Long shutdown 1” (ensemble des connections froides entre les aimants refait, améliorations de la collimation et de la chaîne d’injection)
- **2015-2018:**  $\approx 100 \text{ fb}^{-1}$  à 13 TeV
- **2018:** “Long shutdown 2” (fin de mise en place de la nouvelle chaîne d’injection)
- **2019-2020:**  $\approx 200 \text{ fb}^{-1}$  supplémentaires à 13 TeV



Nous sommes ici

# Moyens expérimentaux

(Passés, Présents, Futurs)

## LHC: Collisions pp au CERN, 2 expériences généralistes: CMS et ATLAS

- **2010-2011:**  $\approx 5 \text{ fb}^{-1}$  par expérience à 7 TeV
- **2012:**  $\approx 10 \text{ fb}^{-1}$  supplémentaires à 8 TeV
- **2013-2014:** “Long shutdown 1” (ensemble des connections froides entre les aimants refait, améliorations de la collimation et de la chaîne d’injection)
- **2015-2018:**  $\approx 100 \text{ fb}^{-1}$  à 13 TeV
- **2018:** “Long shutdown 2” (fin de mise en place de la nouvelle chaîne d’injection)
- **2019-2020:**  $\approx 200 \text{ fb}^{-1}$  supplémentaires à 13 TeV

## Expériences de mesures de précision à basse énergie, par exemple:

- **E821 à BNL:** mesure de  $g-2$
- **E989 à FNAL et expérience à J-PARC:** mesure de  $g-2$  3 fois plus précise d’ici 2017
- + les expériences permettant de contraindre les erreurs théoriques correspondantes (KLOE, Babar, VEPP-2000, ...)

# Moyens expérimentaux

(Passés, Présents, Futurs)

## Upgrades du LHC à l'étude:

- **HL-LHC (2020?):** High-Lumi LHC
  - 1 fb<sup>-1</sup> par jour, 300 fb<sup>-1</sup> par an (= luminosité totale du LHC en 10 ans)
  - Upgrade des détecteurs nécessaire (trajectographes plus résistants aux radiations, de plus grande granularité, inclus dans le déclenchement, ...)
- **HE-LHC (2030?):** High-Energy LHC, 33 TeV dans le centre de masse

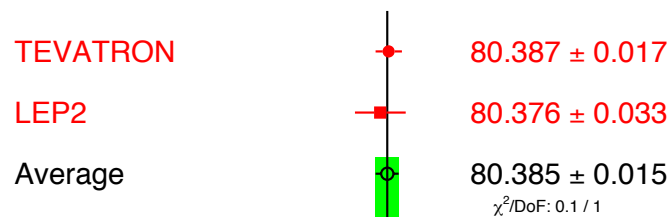
## Machines e<sup>+</sup>-e<sup>-</sup> à l'étude:

- **ILC (2025 à 2030?):** International Linear Collider
  - Énergie de la masse du Z à 500 GeV, luminosité de qq 10<sup>34</sup> cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup> (500 fb<sup>-1</sup> en qq années)
  - Possibilité de tourner au pôle du Z, aux seuils WW, ttbar, HZ, avec des faisceaux polarisés, ...
- **CLIC (2030?):** Collisionneur Linéaire Compact
  - Avec une énergie de quelques TeV et des luminosités plus grandes (10<sup>35</sup> cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup>)

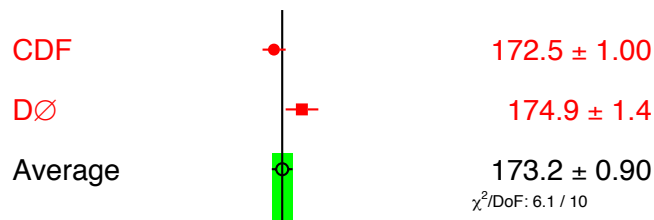
# Prospectives: $m_W$ et $m_t$

## Mesures actuelles:

W-Boson Mass [GeV]



Top-Quark Mass [GeV]



NB: problème théorique du lien entre la masse du top mesurée et la masse au pôle au Tevatron et au LHC

## $m_W$ :

- Connu à **33 MeV** au LEP, à **17 MeV** au Tevatron
- Mesure compétitive possible au LHC:
  - Précision combinée de **15 MeV** avec  $20 \text{ fb}^{-1}$
  - Avec une analyse plus fine, possibilité d'atteindre **7 MeV**
- Et à l'ILC au seuil WW: **6 MeV** pour un an de fonctionnement

## $m_t$ :

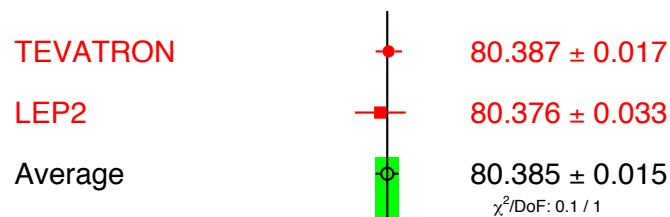
- Connu à **0.9 GeV** près au Tevatron
- Premières mesures d'ATLAS et CMS à **2.5 GeV** près au LHC avec  $\approx 1 \text{ fb}^{-1}$  dominées par la systématique
- Une précision combinée de **1 GeV** devrait être atteinte pour  $15 \text{ fb}^{-1}$  au LHC
- À l'ILC, précision de  **$\approx 100 \text{ MeV}$**  au seuil de production  $t\bar{t}$  après un an

# Prospectives: $m_W$ et $m_t$

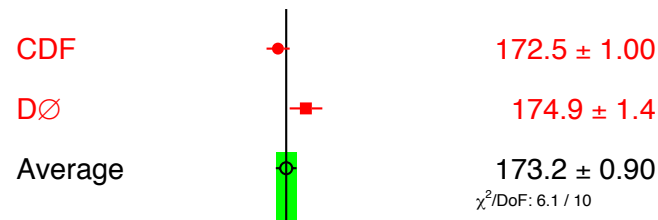
## Mesures actuelles:

## Implications sur la mesure indirecte de $m_H$ :

W-Boson Mass [GeV]



Top-Quark Mass [GeV]



➔ Actuellement: pour  $m_H=120$  GeV, la précision des contraintes indirectes est  $\approx 35\%$

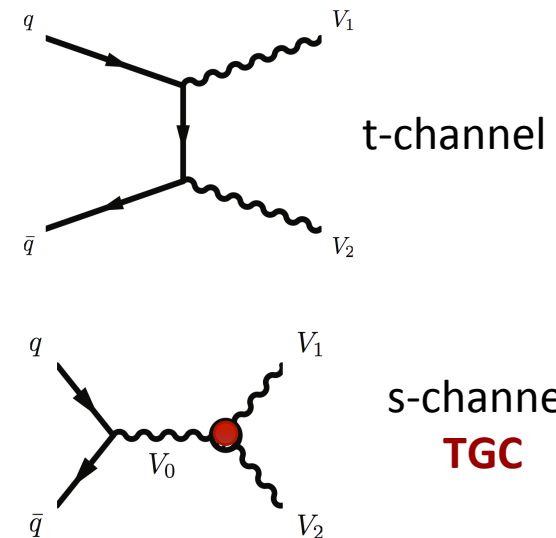
➔ Avec le LHC, elle atteint  $\approx 15\%$

➔ Avec un ILC (en incluant une mesure de  $\sin^2(\theta_{\text{eff}})$  à  $10^{-5}$  près à l'ILC au pôle du Z), elle atteint  $\approx 7\%$

# Prospectives: TGC

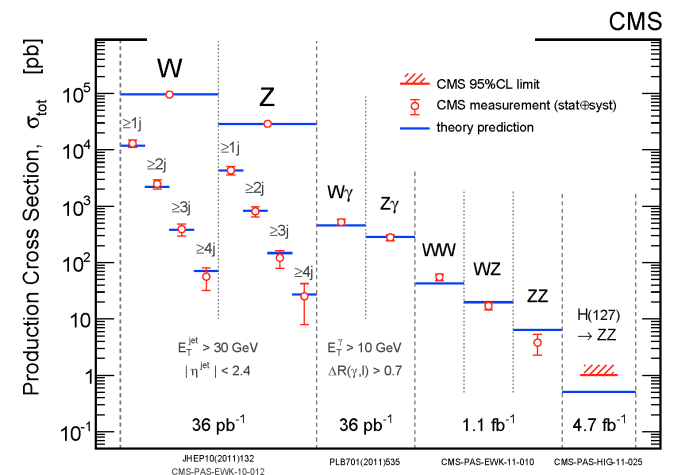
## Etude des dibosons: contraintes sur les couplages de jauge triples du MS (TGC):

- Dans le SM:
  - $WW\gamma$ ,  $WWZ$  prédits
  - $Z\gamma\gamma$ ,  $ZZ\gamma$ ,  $ZZZ$  interdits
- Etude des dibosons permet de contraindre les TGC
- Test de la théorie électrofaible avec sensibilité qui croît avec l'énergie



## Mesures actuelles au LHC:

- Pas de désaccord avec la théorie
- Contraintes sur les couplages de jauge triples anomaux déjà comparables à celles du Tevatron

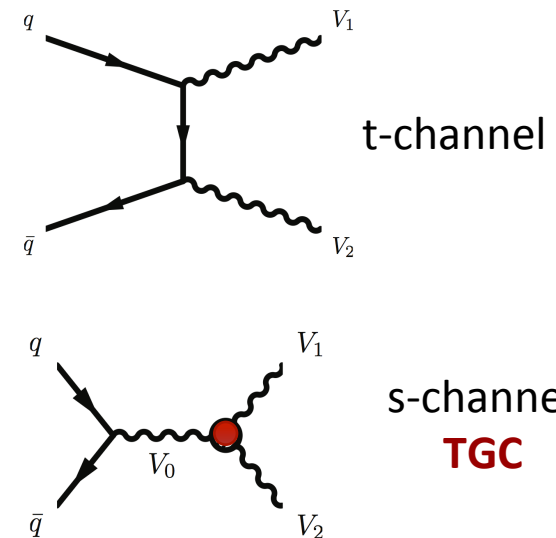




# Prospectives: TGC

## Etude des dibosons: contraintes sur les couplages de jauge triples du MS (TGC):

- Dans le SM:
  - $WW\gamma$ ,  $WWZ$  prédits
  - $Z\gamma\gamma$ ,  $ZZ\gamma$ ,  $ZZZ$  interdits
- Etude des dibosons permet de contraindre les TGC
- Test de la théorie électrofaible avec sensibilité qui croît avec l'énergie



## Prospectives:

- **LHC:** avec  $100 \text{ fb}^{-1}$  à 13 TeV, gain d'un facteur 10 à 40 en précision sur les TGC
- **HE-LHC:** avec  $1000 \text{ fb}^{-1}$  à 33 TeV, nouveau gain d'un facteur 2 à 10

# Prospectives: g-2

## Moment magnétique anomal du muon:

- Corrections des contributions des boucles au moment magnétique du muon
- Une des quantités les plus précisément mesurées en physique des particules
- Mesure directe et prédiction théorique en désaccord ( $3.6 \sigma$ )

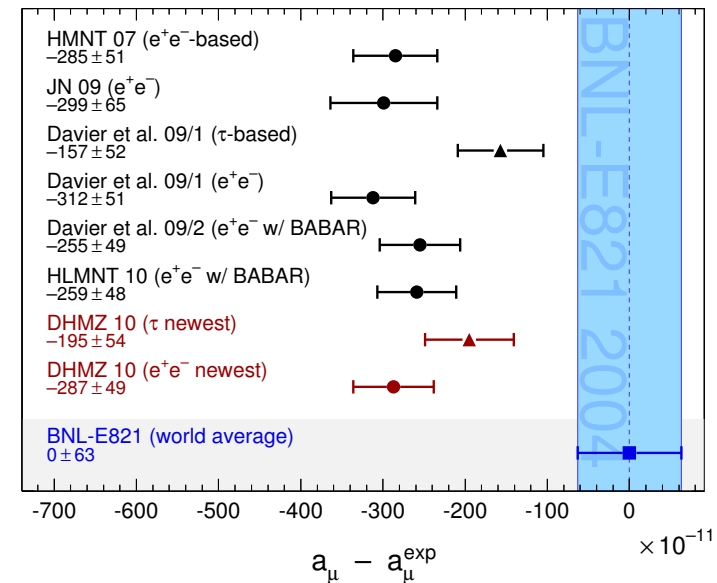
## Prospectives:

➤ **Mesures: FNAL-E989 et J-PARC** précisions 3 fois meilleures: **0.14 ppm** (prise de données à partir de 2015, premiers résultats en 2017)

## Prédictions:

- Nouvelles données  $\pi\pi$  attendues
- Contribution dite de diffusion lumière-lumière virtuelle hadronique = principale limitation

## Valeurs actuelles: précision $\approx 0.54$ ppm



# Choix pour les machines futures

**Les résultats du LHC vont conduire les choix pour l'implication des laboratoires français dans les expériences futures, en particulier:**

- Les résultats sur le boson de Higgs
- Les résultats des recherches de nouvelles particules

**Il est trop tôt pour conclure, mais des hypothèses de travail peuvent être faites:**

- **Higgs du MS:**
  - Un Higgs est observé, compatible avec le MS
  - Le Higgs MS est exclu
- **Nouvelle physique:**
  - Découverte directe de nouvelles particules
  - Aucun signe direct de nouvelle physique, limites inférieures sur les masses de nouvelles particules

# Choix pour les machines futures

## Hypothèses:

- **Higgs + pas de NP:**
  - Une machine de précision pour l'étude du Higgs
  - Une machine de recherche de NP à plus haute énergie
- **Higgs + NP:**
  - Une machine de précision pour l'étude de la NP et du Higgs
- **Pas de Higgs + NP:**
  - Une machine de précision pour l'étude de la NP
- **Pas de Higgs + pas de NP:**
  - Diffusion de bosons de jauge à haute énergie
  - Une machine de recherche de NP à plus haute énergie

**Ces choix seront discutés dans les autres présentations  
Ils peuvent être controversés et discutés à Giens**

# Plan général pour les groupes 1 et 2

**Plus de détails dans les présentations qui viennent:**

## **Recherche du boson de Higgs (Patrice Verdier)**

État des lieux et perspectives

## **Recherche de nouvelle physique (Dirk Zerwas)**

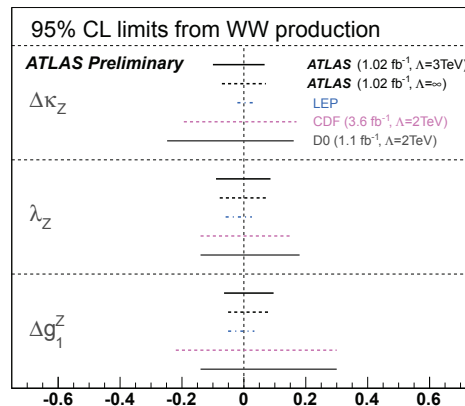
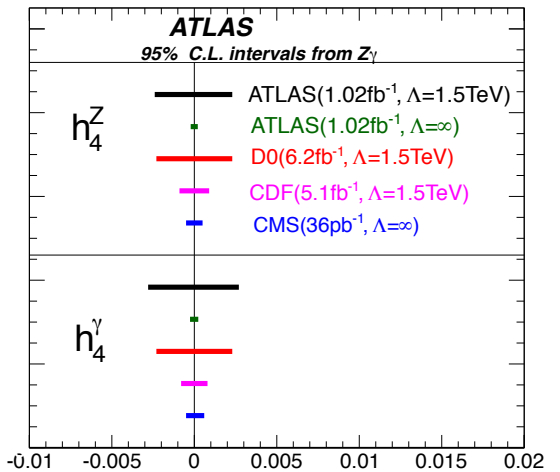
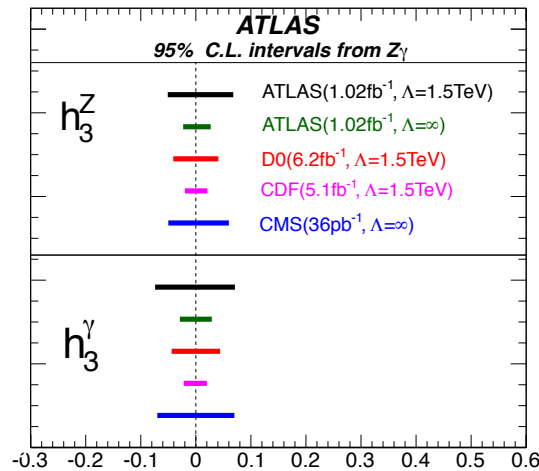
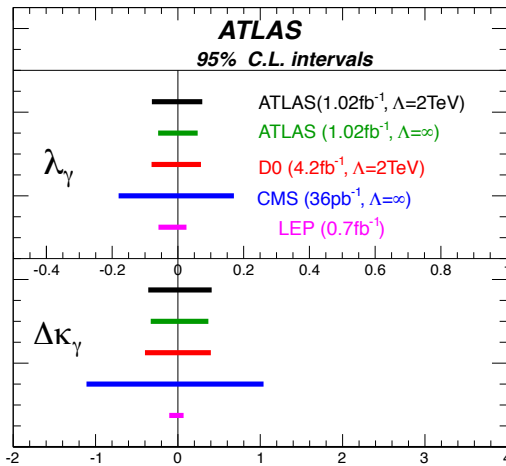
État des lieux et perspectives

## **Conclusions (Marc Besançon)**

Recommandations et moyens nécessaires

# Backups

# Contraintes récentes sur les TGC



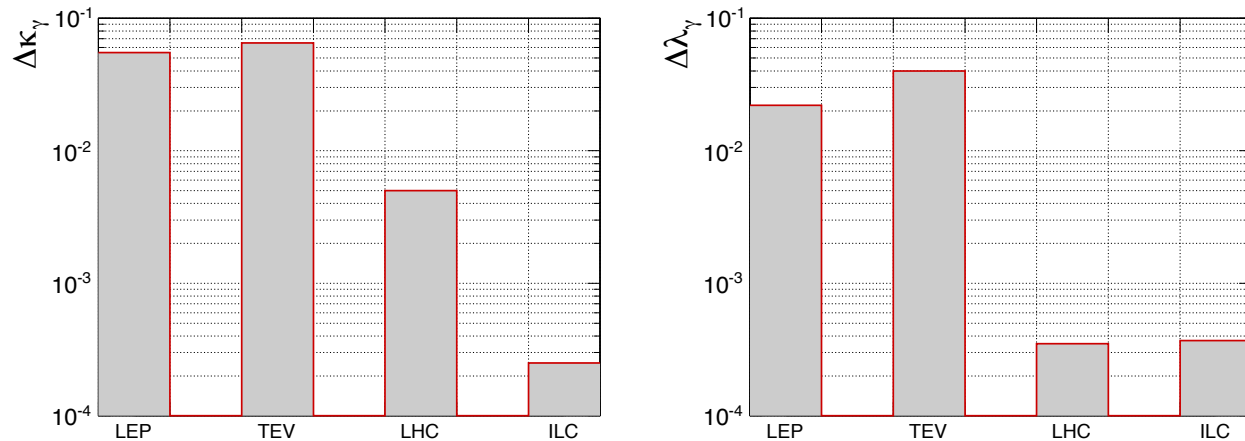
# Prospectives: TGC

## Prospectives:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{charged-TGC}} = & i g_{\gamma WW} \left[ g_1^\gamma (W^-_{\mu\nu} W^{+\mu} - W^+_{\mu\nu} W^{-\mu}) A^\nu + \kappa_\gamma F^{\mu\nu} W^{+\mu} W^{-\nu} + \frac{\lambda_\gamma}{m_W^2} F^{\mu\nu} W^+_{\mu}{}^\rho W^-_{\rho\nu} \right] \\ & + i g_{ZWW} \left[ g_1^Z (W^-_{\mu\nu} W^{+\mu} - W^+_{\mu\nu} W^{-\mu}) Z^\nu + \kappa_Z Z_{\mu\nu} W^{+\mu} W^{-\nu} + \frac{\lambda_Z}{m_W^2} Z^{\mu\nu} W^+_{\mu}{}^\rho W^-_{\rho\nu} \right] \end{aligned}$$

avec

$$g_{\gamma WW} \equiv g \sin \theta_W \quad \text{and} \quad g_{ZWW} \equiv g \cos \theta_W .$$



**FIG. 12:** Sensibilités attendues sur  $\Delta\kappa_\gamma$  et  $\Delta\lambda_\gamma$  pour différentes machines. Ici, on a supposé une luminosité de 300 fb<sup>-1</sup> pour le LHC et de 900 fb<sup>-1</sup> pour l'ILC. Ces résultats sont tirés de [43].



# Prospectives: TGC

**LHC now:**

**Prospectives:**

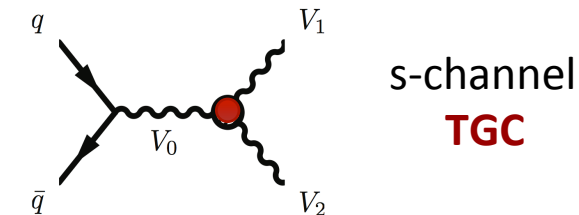
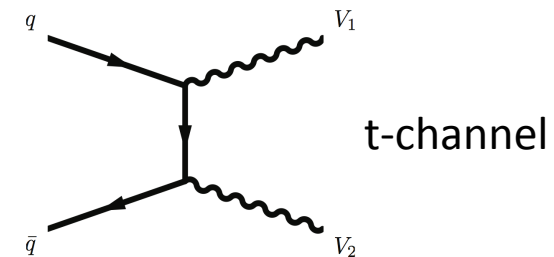
- 0.06
- 0.1
- 0.4
- 0.1
- 0.06

Couplage	LHC 14 TeV 100 fb <sup>-1</sup>	HL-LHC 14 TeV 1000 fb <sup>-1</sup>	HE-LHC 28 TeV 100 fb <sup>-1</sup>	HE-LHC 28 TeV 1000 fb <sup>-1</sup>	ILC 500 GeV 500 fb <sup>-1</sup>
$\lambda_\gamma$	0.0014	0.0006	0.0008	0.0002	0.0014
$\lambda_Z$	0.0028	0.0018	0.0023	0.009	0.0013
$\Delta\kappa_\gamma$	0.034	0.020	0.027	0.013	0.0010
$\Delta\kappa_Z$	0.040	0.034	0.036	0.013	0.0016
$g_1^Z$	0.0038	0.0024	0.0023	0.0007	0.0050

# Prospectives: TGC

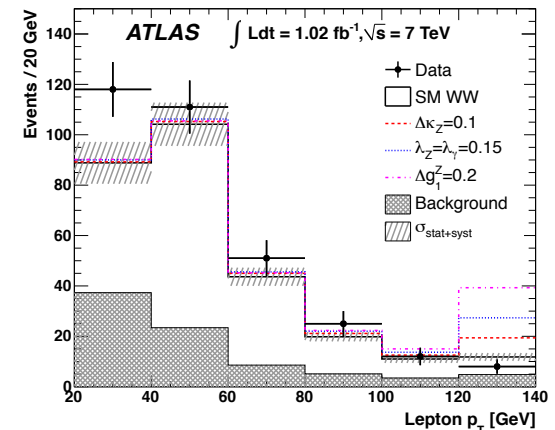
## Etude des dibosons: contraintes sur les couplages triples du MS (TGC):

- Dans le SM:
  - $WW\gamma$ ,  $WWZ$  prédits
  - $Z\gamma\gamma$ ,  $ZZ\gamma$ ,  $ZZZ$  interdits
- Etude des dibosons permet de contraindre les TGC
- Test de la théorie électrofaible avec sensibilité qui croît avec l'énergie



## Mesures actuelles au LHC:

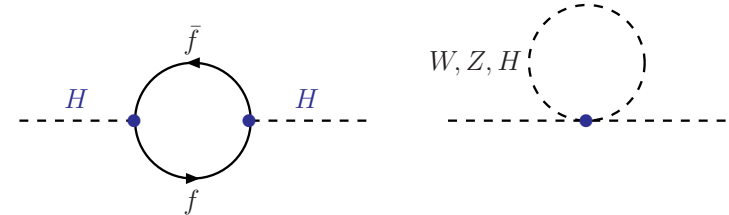
- En bon accord avec la théorie
- **Contraintes déjà comparables à celles du Tevatron**  
(dans cet exemple de l'ordre de 10% pour WW)



# Problème de hiérarchie

## Corrections radiatives à la masse du Higgs:

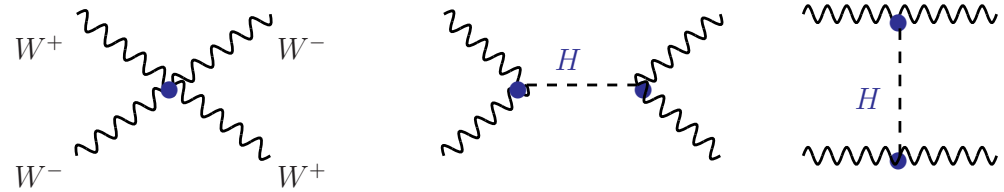
$$M_H^2 = (M_H^0)^2 + \frac{3\Lambda^2}{8\pi^2 v^2} [M_H^2 + 2M_W^2 + M_Z^2 - 4m_t^2]$$



- Termes dominants avec une coupure à  $\Lambda =$  échelle de validité du MS
- Avec seulement la contribution du top pour les boucles de fermions
- Corrections quadratiquement divergentes,  $m_H$  tend à être du même ordre que  $\Lambda$
- Si  $\Lambda =$  échelle de grande unification ( $10^{16}$  GeV), nécessité d'ajustements fins à tous les ordres de la théorie des perturbations pour conserver  $m_H$  entre 100 GeV et 1 TeV ("fine-tuning problem" ou "naturalness problem")

# Diffusion de bosons de jauge à haute énergie

➤ Le boson de Higgs unitarise les amplitudes de diffusion de bosons de jauge massifs à haute énergie



➤ Décomposition de l'amplitude en ondes partielles:

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

➤ Condition d'unitarité à respecter:

$$|\text{Re}(a_0)| < 1/2$$

➤ A très hautes énergies:

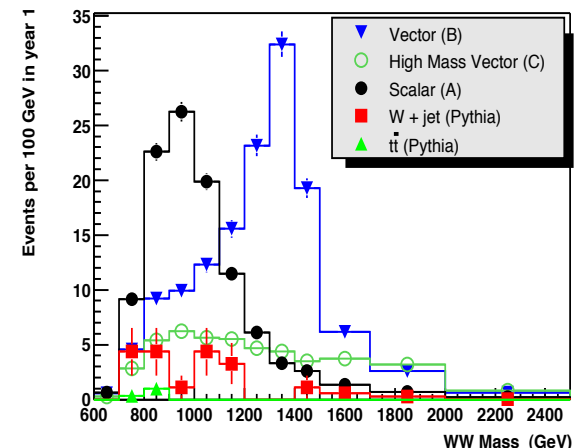
$$a_0 \xrightarrow{s \gg M_H^2} -\frac{M_H^2}{8\pi v^2} \Rightarrow M_H \lesssim 870 \text{ GeV}$$

➤ Si pas de boson de Higgs ou higgs très lourd:

$$a_0 \xrightarrow{s \ll M_H^2} -\frac{s}{32\pi v^2} \Rightarrow \sqrt{s} \lesssim 1.7 \text{ TeV}$$

# Diffusion de bosons de jauge à haute énergie

- En l'absence de boson de Higgs, l'étude de cette diffusion permettrait de sonder le mécanisme de brisure de la symétrie électrofaible
- Pour ces études au LHC, des luminosités de quelques centaines de  $\text{fb}^{-1}$  au moins seront nécessaires:
  - Etude de la production de diboson par fusion de bosons vecteurs (signée expérimentalement par la présence de deux jets énergétiques à grande rapidité)
  - Les états finaux avec un des W se désintégrant hadroniquement devront être considérés
  - Mesure de la section efficace différentielle
    - possible avec  $L > 100 \text{ fb}^{-1}$
    - permet de discriminer différents scénarios NP (par exemple: Phys.Rev.D65:096014,2002)



# Prospectives: mesures de précision

## Autres perspectives décrites dans le document:

### ➤ **Quark top:**

- Production forte et électrofaible: sections efficaces (différentielles)
- Masse, hélicité du W, corrélations de spin, asymétries

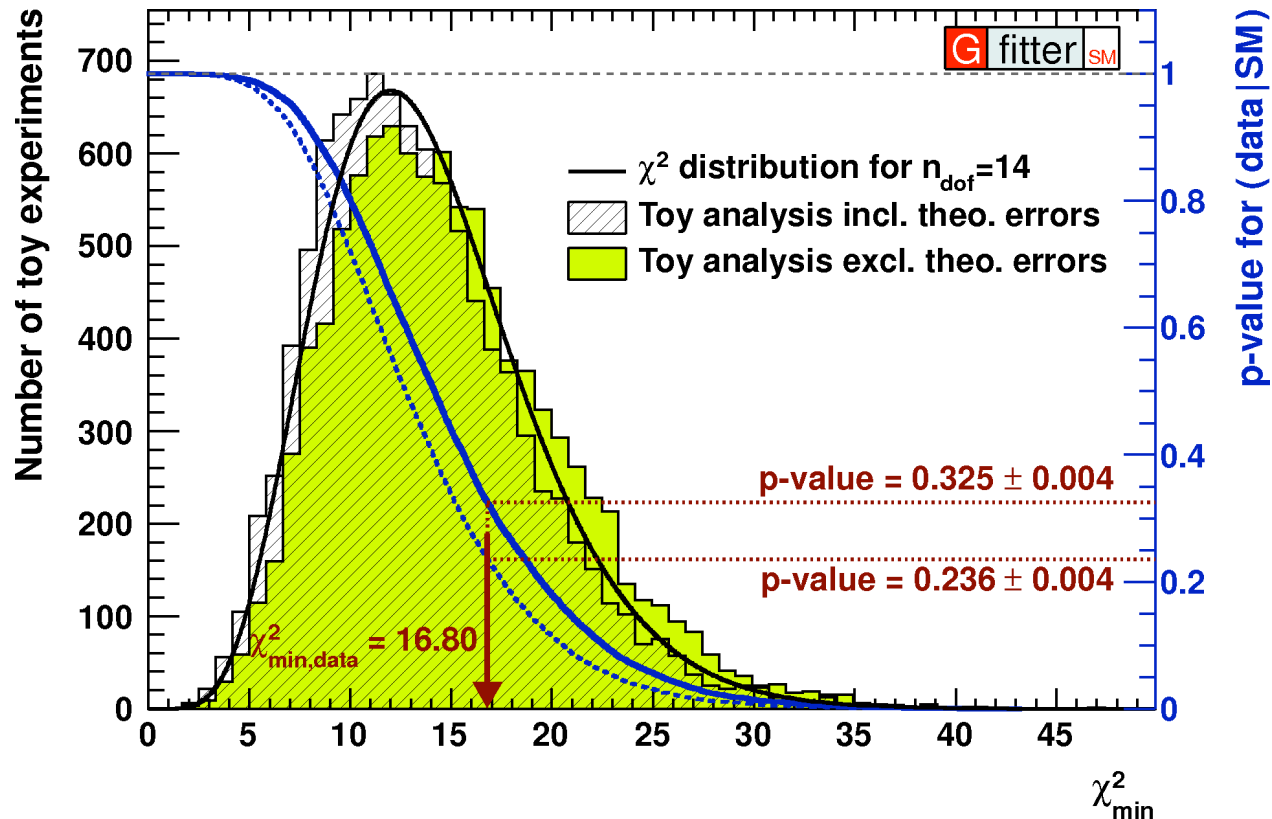
### ➤ **Autres paramètres électrofaibles:**

- Masse et largeur du W
- Couplage électromagnétique à  $m_Z$
- Paramètres du Z: Masse et largeur, section efficace hadronique, rapport largeurs hadronique et leptonique, asymétries avant-arrière et droite gauche et couplage par courant neutre  $\sin^2(\theta_{\text{eff}})$

### ➤ **QGC**

### ➤ **Enjeux théoriques**

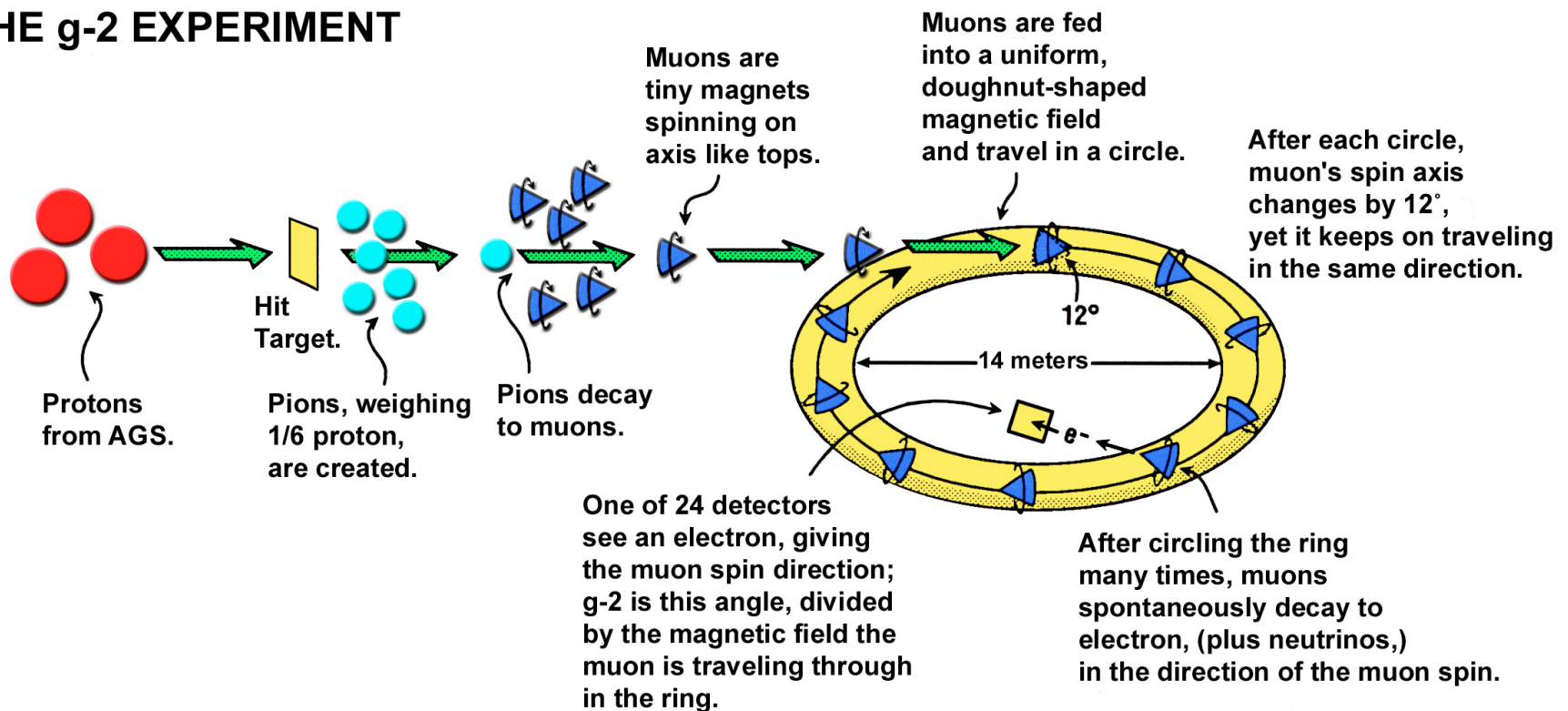
# P-value global fit



**p-value (~25%)** = intégrale de la courbe noire de  $\chi^2_{\min}$  à l'infini sur l'intégrale totale  
 = probabilité d'avoir un  $\chi^2_{\min}$  supérieur ou égal à celui des données en supposant le SM  
 = probabilité d'avoir un accord entre les mesures égal ou inférieur à ce qu'on observe

# g-2 at BNL

## LIFE OF A MUON: THE g-2 EXPERIMENT



At FNAL: same with 20 times more stat. and reduced syst.



# Mécanisme de Higgs (Djouadi)

## The Higgs mechanism in the SM

In the slightly more complicated non-abelian case of the SM, we need to generate masses for the three gauge bosons  $W^\pm$  and  $Z$  but the photon should remain massless and QED must stay an exact symmetry. Therefore, we need at least 3 degrees of freedom for the scalar fields. The simplest choice is a complex SU(2) doublet of scalar fields  $\phi$

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}, \quad Y_\phi = +1 \quad (1.29)$$

To the SM Lagrangian discussed in the previous subsection, but where we ignore the strong interaction part

$$\mathcal{L}_{\text{SM}} = -\frac{1}{4}W_{\mu\nu}^a W_a^{\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} + \bar{L}iD_\mu\gamma^\mu L + \bar{e}_R iD_\mu\gamma^\mu e_R \dots \quad (1.30)$$

we need to add the invariant terms of the scalar field part

$$\mathcal{L}_S = (D^\mu\Phi)^\dagger(D_\mu\Phi) - \mu^2\Phi^\dagger\Phi - \lambda(\Phi^\dagger\Phi)^2 \quad (1.31)$$

For  $\mu^2 < 0$ , the neutral component of the doublet field  $\Phi$  will develop a vacuum expectation value [the vev should not be in the charged direction to preserve  $U(1)_{\text{QED}}$ ]

$$\langle \Phi \rangle_0 \equiv \langle 0 | \Phi | 0 \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad \text{with} \quad v = \left( -\frac{\mu^2}{\lambda} \right)^{1/2} \quad (1.32)$$

# Mécanisme de Higgs (Djouadi)

We can then make the same exercise as previously:

– write the field  $\Phi$  in terms of four fields  $\theta_{1,2,3}(x)$  and  $H(x)$  at first order:

$$\Phi(x) = \begin{pmatrix} \theta_2 + i\theta_1 \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v + H) - i\theta_3 \end{pmatrix} = e^{i\theta_a(x)\tau^a(x)/v} \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v + H(x)) \end{pmatrix} \quad (1.33)$$

– make a gauge transformation on this field to move to the unitary gauge:

$$\Phi(x) \rightarrow e^{-i\theta_a(x)\tau^a(x)} \Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix} \quad (1.34)$$

– then fully expand the term  $|D_\mu\Phi|^2$  of the Lagrangian  $\mathcal{L}_S$ :

$$\begin{aligned} |D_\mu\Phi|^2 &= \left| \left( \partial_\mu - ig_2 \frac{\tau_a}{2} W_\mu^a - ig_1 \frac{1}{2} B_\mu \right) \Phi \right|^2 \\ &= \frac{1}{2} \left| \begin{pmatrix} \partial_\mu - \frac{i}{2}(g_2 W_\mu^3 + g_1 B_\mu) & -\frac{ig_2}{2}(W_\mu^1 - iW_\mu^2) \\ -\frac{ig_2}{2}(W_\mu^1 + iW_\mu^2) & \partial_\mu + \frac{i}{2}(g_2 W_\mu^3 - g_1 B_\mu) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H \end{pmatrix} \right|^2 \\ &= \frac{1}{2}(\partial_\mu H)^2 + \frac{1}{8}g_2^2(v + H)^2|W_\mu^1 + iW_\mu^2|^2 + \frac{1}{8}(v + H)^2|g_2 W_\mu^3 - g_1 B_\mu|^2 \end{aligned}$$

– define the new fields  $W_\mu^\pm$  and  $Z_\mu$  [ $A_\mu$  is the field orthogonal to  $Z_\mu$ ]:

$$W^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2), \quad Z_\mu = \frac{g_2 W_\mu^3 - g_1 B_\mu}{\sqrt{g_2^2 + g_1^2}}, \quad A_\mu = \frac{g_2 W_\mu^3 + g_1 B_\mu}{\sqrt{g_2^2 + g_1^2}} \quad (1.35)$$

– and pick up the terms which are bilinear in the fields  $W^\pm, Z, A$ :

$$M_W^2 W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{1}{2} M_Z^2 Z_\mu Z^\mu + \frac{1}{2} M_A^2 A_\mu A^\mu \quad (1.36)$$

# Mécanisme de Higgs (Djouadi)

The  $W$  and  $Z$  bosons have acquired masses, while the photon is still massless

$$M_W = \frac{1}{2}vg_2, \quad M_Z = \frac{1}{2}v\sqrt{g_2^2 + g_1^2}, \quad M_A = 0 \quad (1.37)$$

Thus, we have achieved (half of) our goal: by spontaneously breaking the symmetry  $SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_Q$ , three Goldstone bosons have been absorbed by the  $W^\pm$  and  $Z$  bosons to form their longitudinal components and to get their masses. Since the  $U(1)_Q$  symmetry is still unbroken, the photon which is its generator, remains massless as it should be.

Up to now, we have discussed only the generation of gauge boson masses; but what about the fermion masses? In fact, we can also generate the fermion masses using the same scalar field  $\Phi$ , with hypercharge  $Y=1$ , and the isodoublet  $\tilde{\Phi} = i\tau_2\Phi^*$ , which has hypercharge  $Y=-1$ . For any fermion generation, we introduce the  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  invariant Yukawa Lagrangian

$$\mathcal{L}_F = -\lambda_e \bar{L} \Phi e_R - \lambda_d \bar{Q} \Phi d_R - \lambda_u \bar{Q} \tilde{\Phi} u_R + h.c. \quad (1.38)$$

and repeat the same exercise as above. Taking for instance the case of the electron, one obtains

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_F &= -\frac{1}{\sqrt{2}}\lambda_e (\bar{\nu}_e, \bar{e}_L) \begin{pmatrix} 0 \\ v + H \end{pmatrix} e_R + \dots \\ &= -\frac{1}{\sqrt{2}}\lambda_e (v + H) \bar{e}_L e_R + \dots \end{aligned} \quad (1.39)$$

The constant term in front of  $\bar{f}_L f_R$  (and h.c.) is identified with the fermion mass

$$m_e = \frac{\lambda_e v}{\sqrt{2}}, \quad m_u = \frac{\lambda_u v}{\sqrt{2}}, \quad m_d = \frac{\lambda_d v}{\sqrt{2}} \quad (1.40)$$

# Mécanisme de Higgs (Djouadi)

## The Higgs particle in the SM

Let us finally come to the Higgs boson itself. The kinetic part of the Higgs field,  $\frac{1}{2}(\partial_\mu H)^2$ , comes from the term involving the covariant derivative  $|D_\mu\Phi|^2$ , while the mass and self-interaction parts, come from the scalar potential  $V(\Phi) = \mu^2\Phi^\dagger\Phi + \lambda(\Phi^\dagger\Phi)^2$

$$V = \frac{\mu^2}{2}(0, v + H) \begin{pmatrix} 0 \\ v + H \end{pmatrix} + \frac{\lambda}{4} \left| (0, v + H) \begin{pmatrix} 0 \\ v + H \end{pmatrix} \right|^2 \quad (1.41)$$

Using the relation  $v^2 = -\mu^2/\lambda$ , one obtains

$$V = -\frac{1}{2}\lambda v^2 (v + H)^2 + \frac{1}{4}\lambda(v + H)^4 \quad (1.42)$$

and finds that the Lagrangian containing the Higgs field  $H$  is given by

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_H &= \frac{1}{2}(\partial_\mu H)(\partial^\mu H) - V \\ &= \frac{1}{2}(\partial^\mu H)^2 - \lambda v^2 H^2 - \lambda v H^3 - \frac{\lambda}{4} H^4 \end{aligned} \quad (1.43)$$

From this Lagrangian, one can see that the Higgs boson mass simply reads

$$M_H^2 = 2\lambda v^2 = -2\mu^2 \quad (1.44)$$

and the Feynman rules<sup>7</sup> for the Higgs self-interaction vertices are given by

$$g_{H^3} = (3!)i\lambda v = 3i \frac{M_H^2}{v}, \quad g_{H^4} = (4!)i \frac{\lambda}{4} = 3i \frac{M_H^2}{v^2} \quad (1.45)$$

# Mécanisme de Higgs (Djouadi)

As for the Higgs boson couplings to gauge bosons and fermions, they were almost derived previously, when the masses of these particles were calculated. Indeed, from the Lagrangian describing the gauge boson and fermion masses

$$\mathcal{L}_{M_V} \sim M_V^2 \left(1 + \frac{H}{v}\right)^2, \quad \mathcal{L}_{m_f} \sim -m_f \left(1 + \frac{H}{v}\right) \quad (1.46)$$

one obtains also the Higgs boson couplings to gauge bosons and fermions

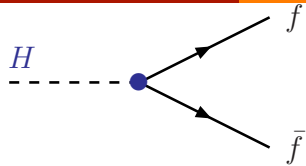
$$g_{Hff} = i \frac{m_f}{v}, \quad g_{HVV} = -2i \frac{M_V^2}{v}, \quad g_{HHVV} = -2i \frac{M_V^2}{v^2} \quad (1.47)$$

This form of the Higgs couplings ensures the unitarity of the theory [7] as will be seen later. The vacuum expectation value  $v$  is fixed in terms of the  $W$  boson mass  $M_W$  or the Fermi constant  $G_\mu$  determined from muon decay [see next section]

$$M_W = \frac{1}{2} g_2 v = \left( \frac{\sqrt{2} g^2}{8 G_\mu} \right)^{1/2} \Rightarrow v = \frac{1}{(\sqrt{2} G_\mu)^{1/2}} \simeq 246 \text{ GeV} \quad (1.48)$$

We will see in the course of this review that it will be appropriate to use the Fermi coupling constant  $G_\mu$  to describe the couplings of the Higgs boson, as some higher-order effects are effectively absorbed in this way. The Higgs couplings to fermions, massive gauge bosons as well as the self-couplings, are given in Fig. 1.2 using both  $v$  and  $G_\mu$ . This general form of the couplings will be useful when discussing the Higgs properties in extensions of the SM.

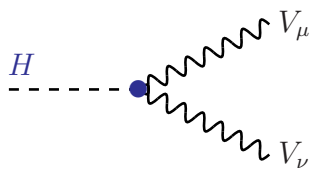
# Mécanisme de Higgs (Djouadi)



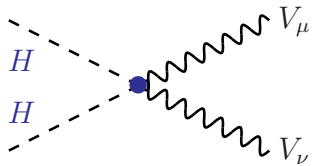
$$g_{Hff} = m_f/v = (\sqrt{2}G_\mu)^{1/2} m_f \quad \times (i)$$

Higgs propagator:

$$\Delta_{HH}(q^2) = \frac{i}{q^2 - M_H^2 + i\epsilon}$$



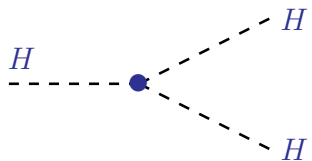
$$g_{HVV} = 2M_V^2/v = 2(\sqrt{2}G_\mu)^{1/2} M_V^2 \quad \times (-ig_{\mu\nu})$$



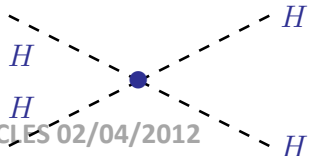
$$g_{HHVV} = 2M_V^2/v^2 = 2\sqrt{2}G_\mu M_V^2 \quad \times (-ig_{\mu\nu})$$

Vector boson propagators:

$$\Delta_{VV}^{\mu\nu}(q) = \frac{-i}{q^2 - M_V^2 + i\epsilon} \left[ g^{\mu\nu} - \frac{q^\mu q^\nu}{M_V^2} \right]$$



$$g_{HHH} = 3M_H^2/v = 3(\sqrt{2}G_\mu)^{1/2} M_H^2 \quad \times (i)$$



$$g_{HHHH} = 3M_H^2/v^2 = 3\sqrt{2}G_\mu M_H^2 \quad \times (i)$$

# Unitarité

The Higgs boson allows to regulate calculations at high energies

$$A(W_L^+ W_L^- \rightarrow Z_L Z_L) = \frac{G_F E^2}{8\sqrt{2}\pi} \left( 1 - \frac{E^2}{E^2 - m_H^2} \right)$$

To avoid unitarity violation (scattering probability > 1 !)

Without Higgs  $\Rightarrow$  SM limited to  $E < 1.2$  TeV

SM applicable  $\Rightarrow$   $M_H < 780$  GeV/c<sup>2</sup>

... or else there must  $\exists$  new physics at the O(TeV)  
to regulate the scattering amplitudes

# Contraintes théoriques sur $m_H$

**Recall:** 1 doublet of Higgs fields  $\Rightarrow$  1 physical boson (CP-even)  
 $M_H$  is a free parameter ...  $M_H^2 = 2 \lambda v^2$ ;  $v \sim 246$  GeV

## Theory Constraints:

Unitarity:

$$M_H < 700 - 800 \text{ GeV}/c^2$$

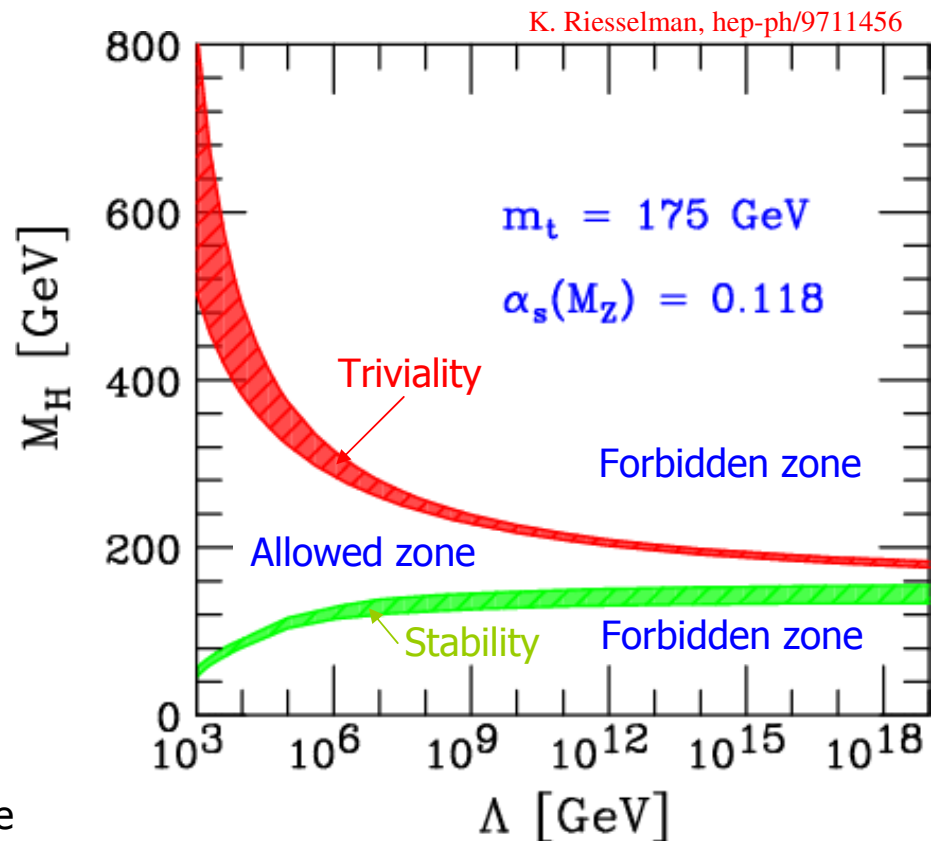
“Triviality” (Higgs self-coupling remains finite :)

$$M_H^2 < \frac{4\pi^2 v^2}{3 \ln(\Lambda/v)}$$

“Stability” of vacuum:

$$M_H^2 > \frac{4m_t^4}{\pi^2 v^2} \ln(\Lambda/v)$$

$\Lambda$  = cut-off scale



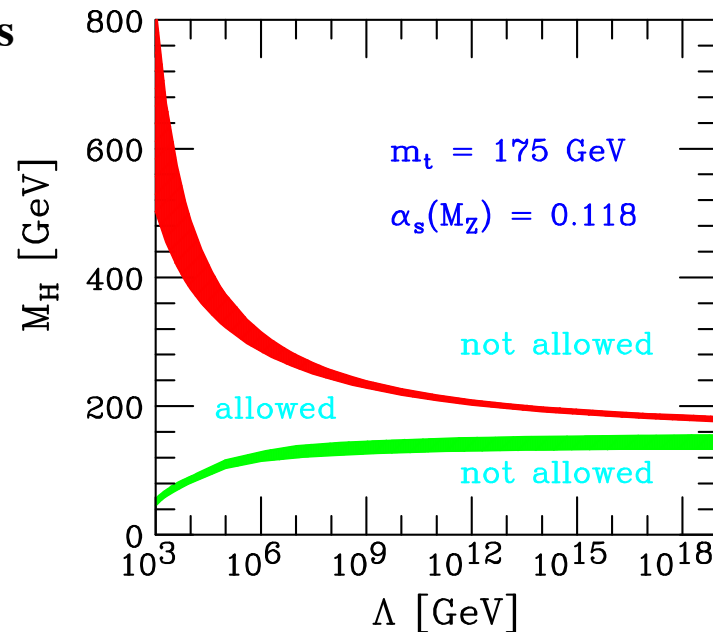


# Contraintes théoriques sur $m_H$

## Combinaison trivialité+stabilité

Combiner les deux contraintes et inclure tous les effets:

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



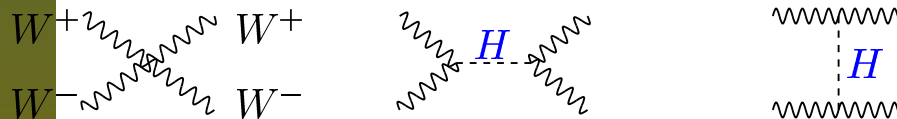
$$\Lambda_C \sim 10^3 \text{ GeV} \Rightarrow 70 \text{ GeV} \lesssim M_H \lesssim 700 \text{ GeV}$$

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

# Contrainte d'unitarité

## 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  $\mathbf{J}=0$  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:  $a_0 \xrightarrow{s \ll M_H^2} -\frac{s}{32\pi v^2}$

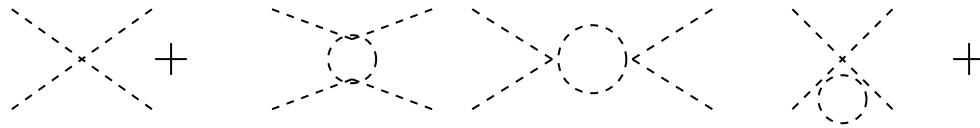
unitarité  $\Rightarrow \sqrt{s} \lesssim 1.7 \text{ TeV}$  ( $\sqrt{s} \lesssim 1.2 \text{ TeV}$ )

**Si une Nouvelle Physique doit apparaître pour restorer l'unitarité.**

# Contraintes théoriques

## 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:

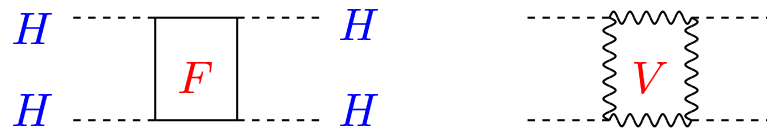
$$\text{Si } \Lambda_C = M_H, \lambda \lesssim 4\pi \Rightarrow M_H \lesssim 650 \text{ GeV}$$

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

# Contraintes théoriques

## 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:

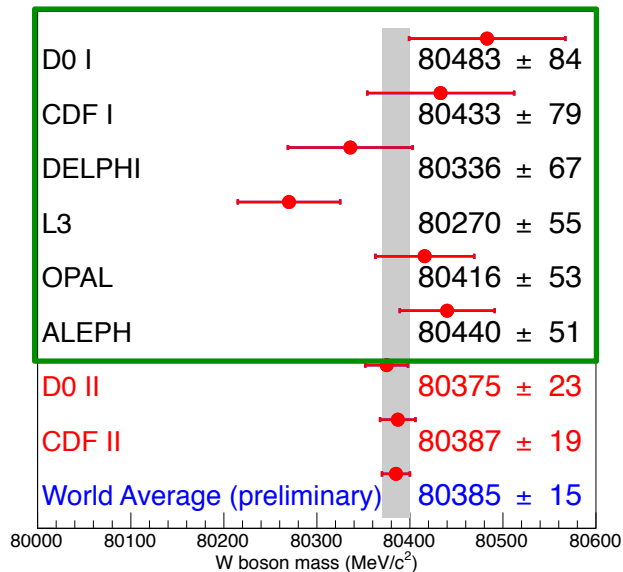
$$\lambda(Q^2) > 0 \Rightarrow M_H^2 > \frac{v^2}{8\pi^2} \left[ -12 \frac{m_t^4}{v^4} + \frac{3}{16} (2g_2^4 + (g_2^2 + g_1^2)^2) \right] \log \frac{Q^2}{v^2}$$

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

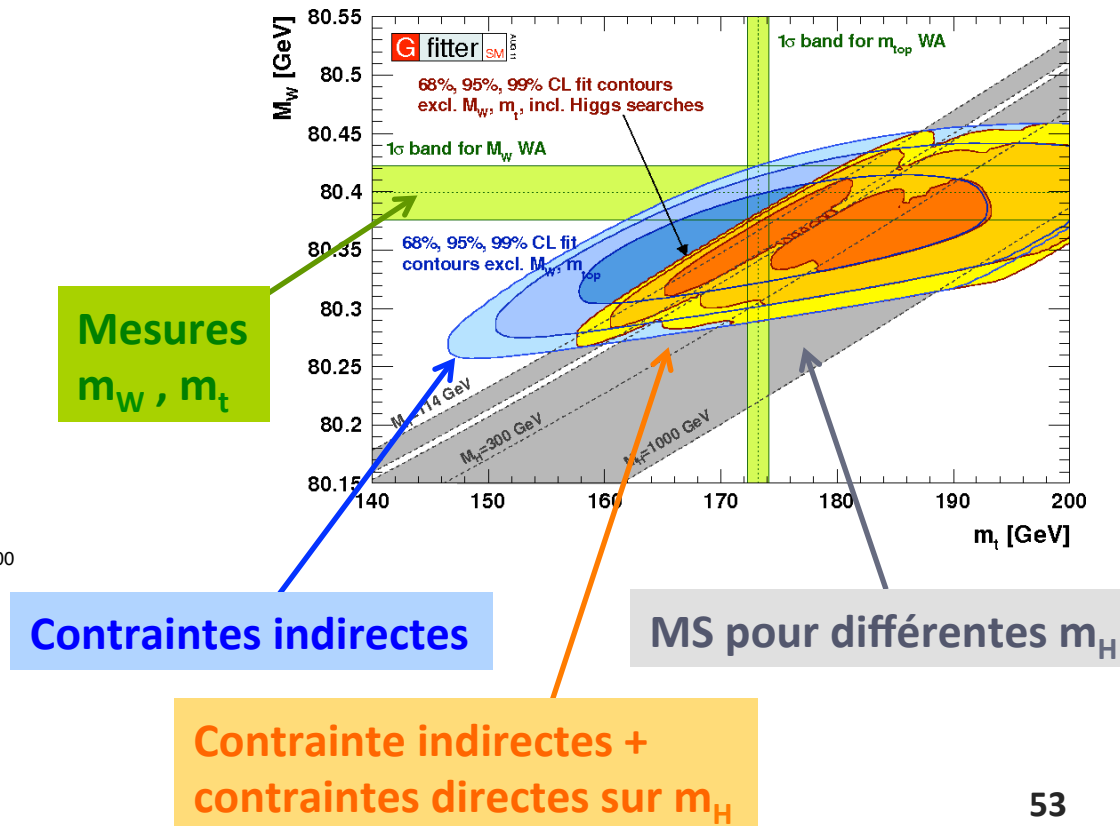
# Succès du MS

## Mesures à l'été 2011:

### Mesures de la masse du W:



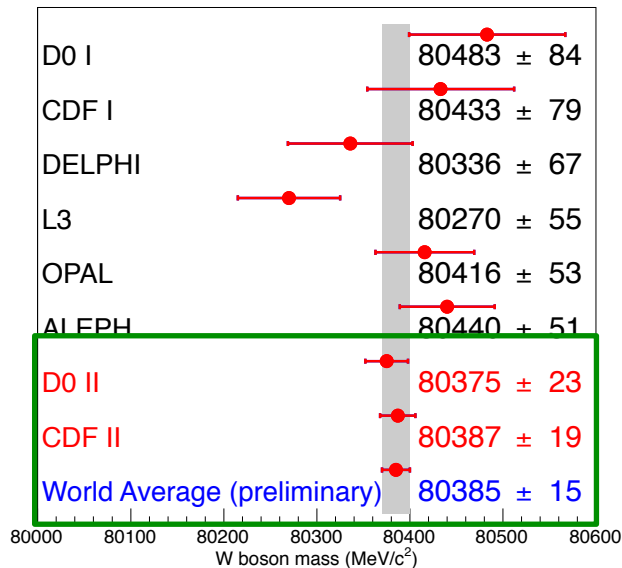
### Contraintes dans le plan ( $m_{top}$ , $m_W$ ):



# Succès du MS

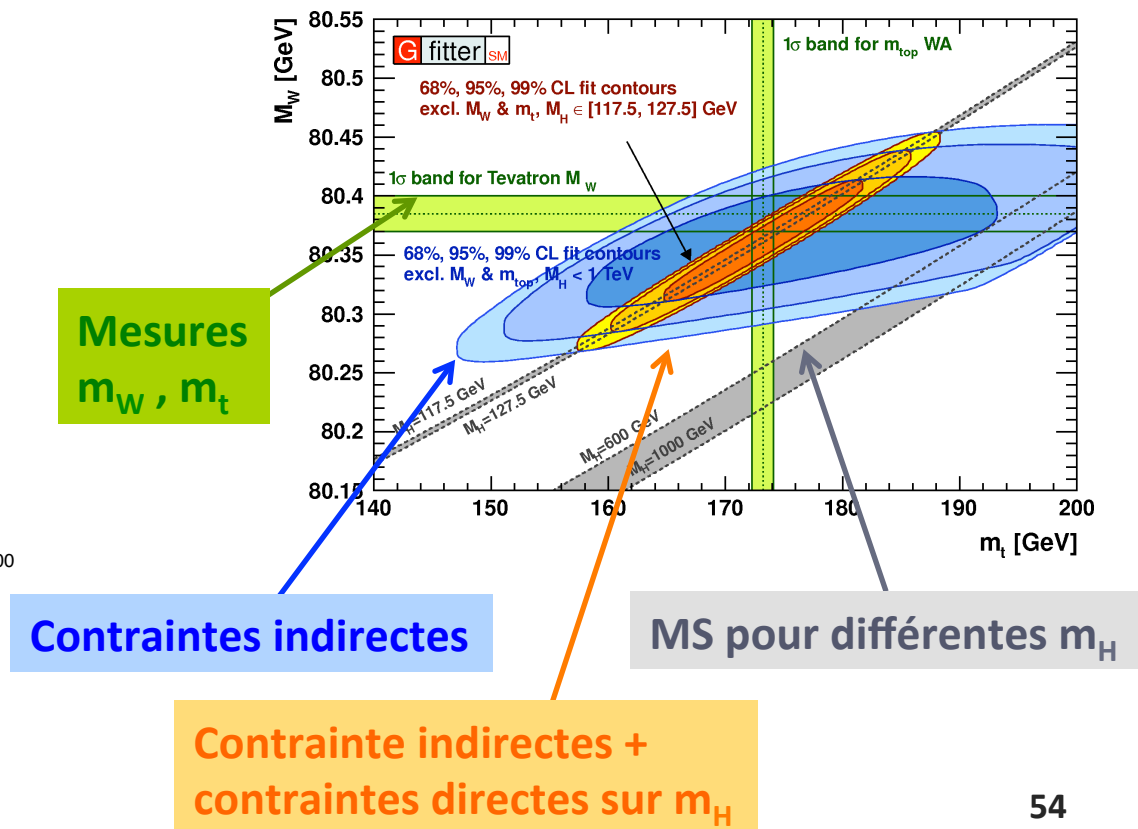
Mesures à l'hiver 2012: merci à GFitte!

Mesures de la masse du W:



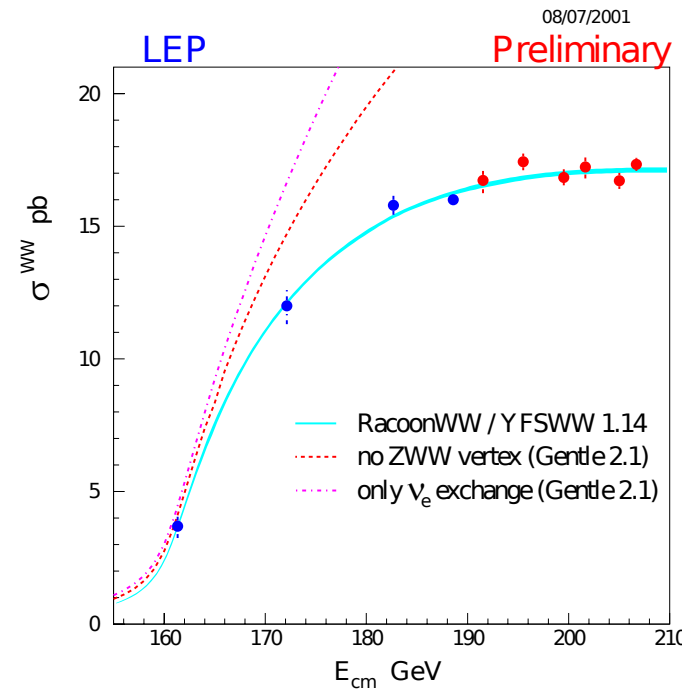
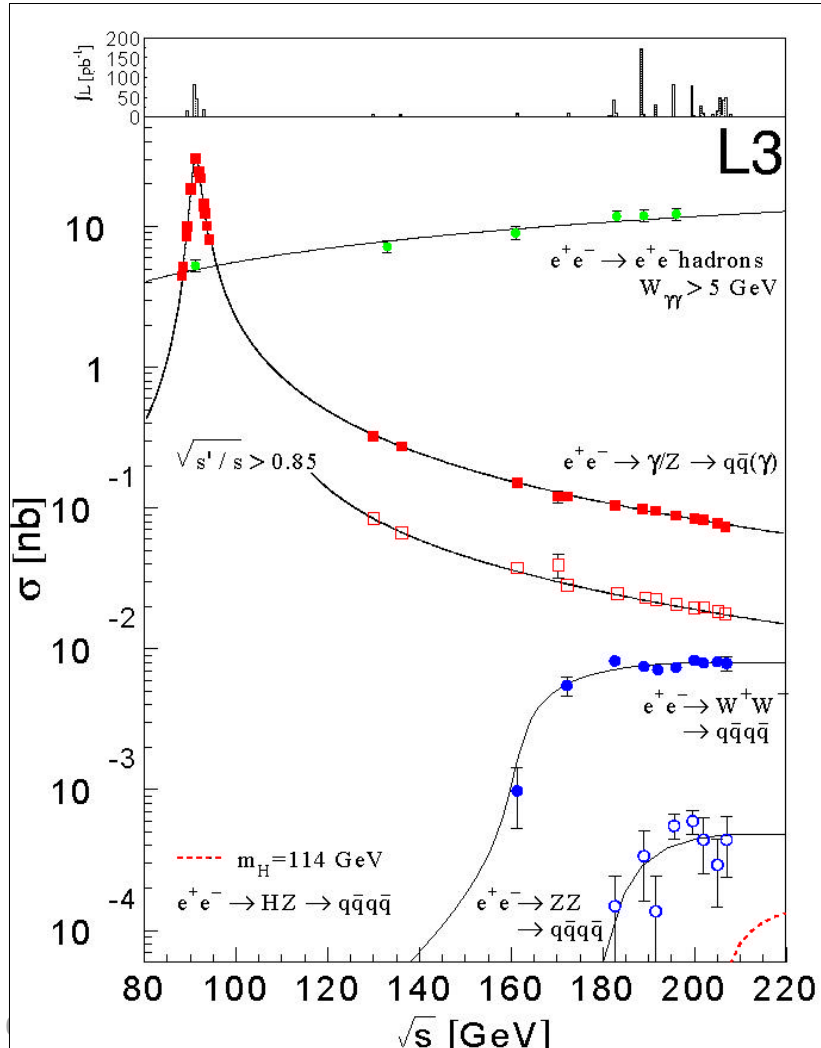
+ résultats recherches directes du boson de Higgs au LHC

Contraintes dans le plan ( $m_{top}$ ,  $m_W$ ):



# Succès du MS: LEP

LEP



# Succès du MS: LHC

