A decorative graphic in the top-left corner features a grid of squares in various shades of grey and blue, transitioning from dark blue on the left to light grey on the right.

Cours de physique des particules
(MA1 ou MA2)
Année académique 2023-24
PHYSF-416 (5ECTS)

CHAPITRE 5 : INTERACTIONS ELECTROFAIBLES PARTIE 2

Rappel : Plan du cours

- I. Introduction et rappels
- II. Symétries et lois de conservation
- III. Modélisation des interactions fondamentales et prédictions
- IV. Interactions faibles
- V. Interactions électrofaibles
- VI. Violation CP
- VII. Les oscillations des neutrinos
- VIII. Les oscillations des neutrinos: solaires et atmosphériques
- IX. Les oscillations des neutrinos: sources artificielles
- X. Les propriétés des neutrinos

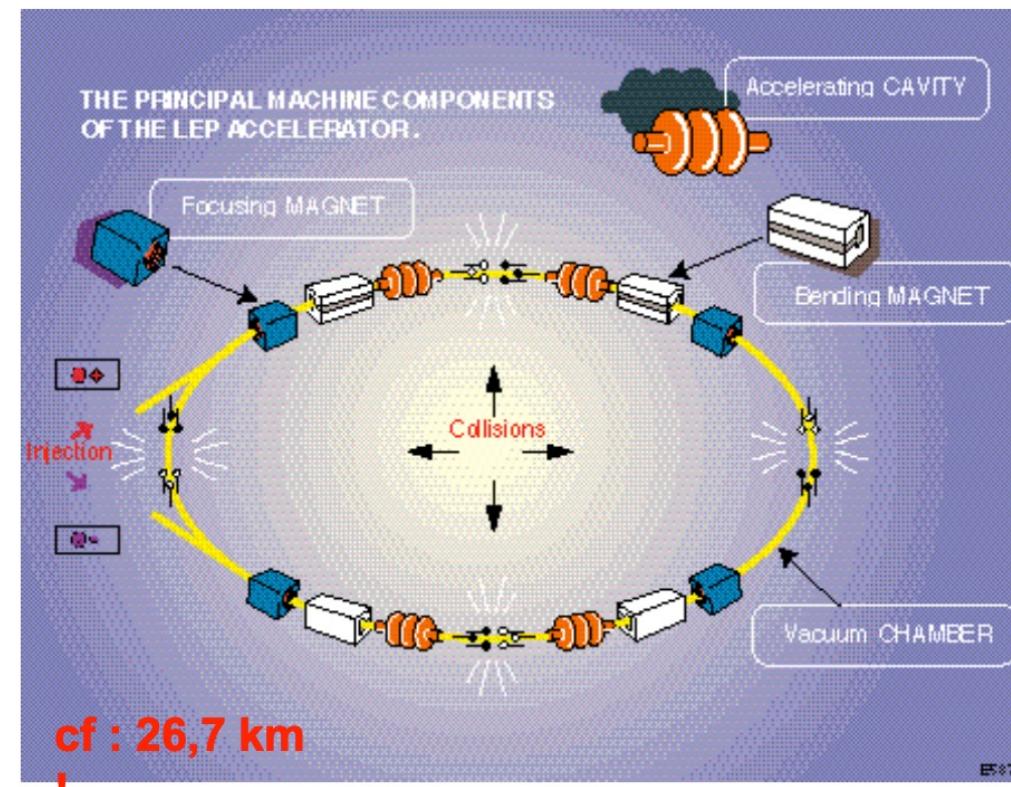
Chapitre V : Interaction électrofaible

- **V.1. Introduction**
- **V.2. Pourquoi les courants neutres (CN)?**
- **V.3. Propriétés des CN**
- **V.4. La découverte des CN**
- **V.5. Contraintes d'unification**
- **V.6. Prédiction de la masse des bosons W et Z**
- **V.7. La découverte des bosons W et Z**
- **V.8. Le LEP et le SLC**
- **V.9. Tests de précision de la théorie électrofaible**
- **V.10. Rôle des états de chiralité dans l'unification**
- **V.11. Les mesures d'asymétrie**
- **V.12. Le boson scalaire H°**
- **V.13. Le Tevatron et le LHC**
- **V.14. CMS**
- **V.15. Observation du boson scalaire H° au LHC**

V.8. Le LEP et le SLC

Le LEP est un collisionneur. Les collisionneurs permettent d'obtenir une plus grande énergie dans le système du centre de masse, avec des faisceaux d'énergie limitée. C'est pourquoi, la plupart des accélérateurs actuels sont des collisionneurs. Le LEP est le plus grand et le plus puissant collisionneur d'électrons jamais construit.

Schéma de principe du **LEP** qui de 1989 à 1995 faisait entrer en collisions frontales des e^+ et des e^- , de 45 GeV chacun, produisant quelque 17 millions de bosons Z^0 , puis, de 1996 à 2001, de ~ 100 GeV chacun, avec $161 < \sqrt{s} < 208$ GeV, produisant quelque 30000 paires $W+W^-$.



V.8. Le LEP et le SLC

LEP :

27 km de circonférence

~100 m sous terre

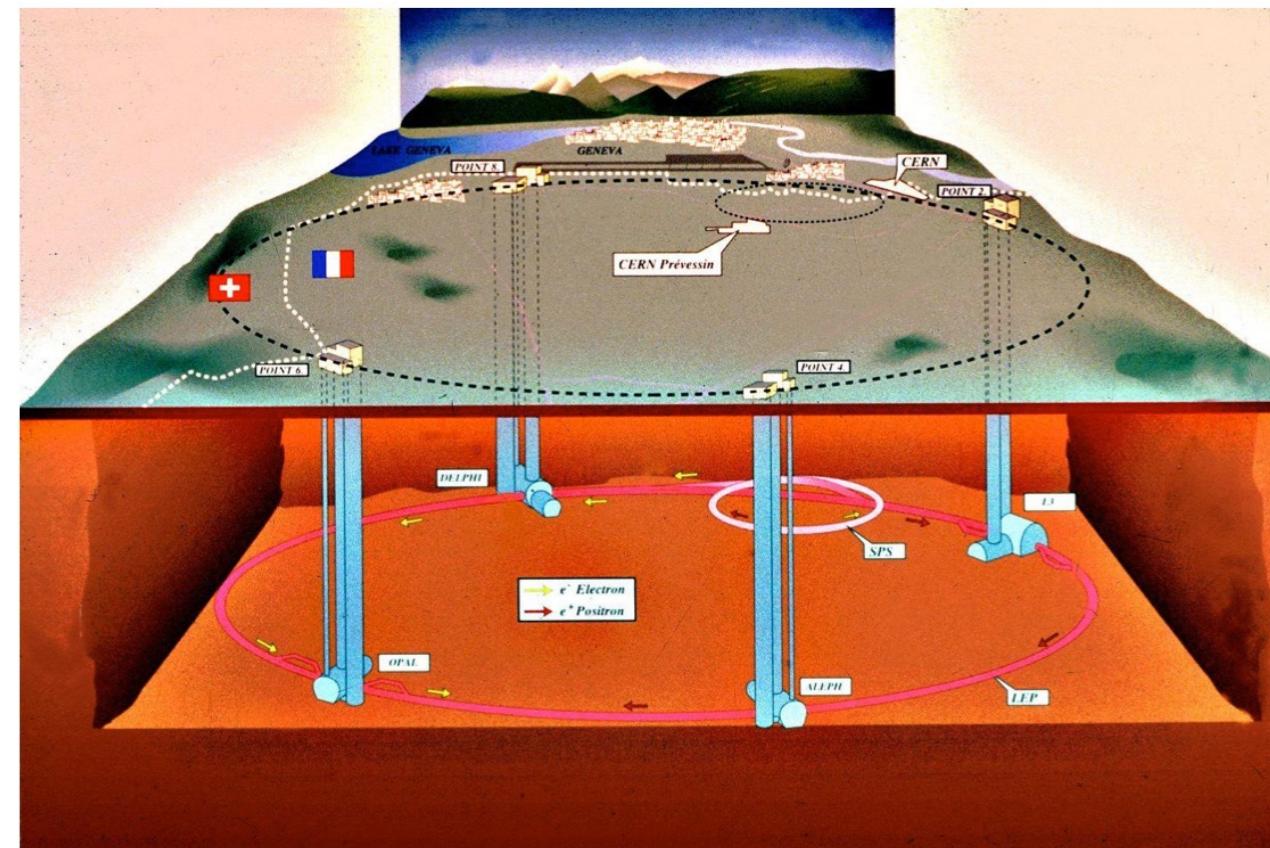
4 expériences:

OPAL

ALEPH

L3

DELPHI



V.8. Le LEP et le SLC

LEP :

$$f \sim 10^4 \text{ s}^{-1}$$

$$N_b = 4 \quad \rightarrow L \sim 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$$

$$N_1, N_2 = 2 \cdot 10^{10}$$

$$\sigma_{x,y} = 200 \mu\text{m}, 8 \mu\text{m}$$



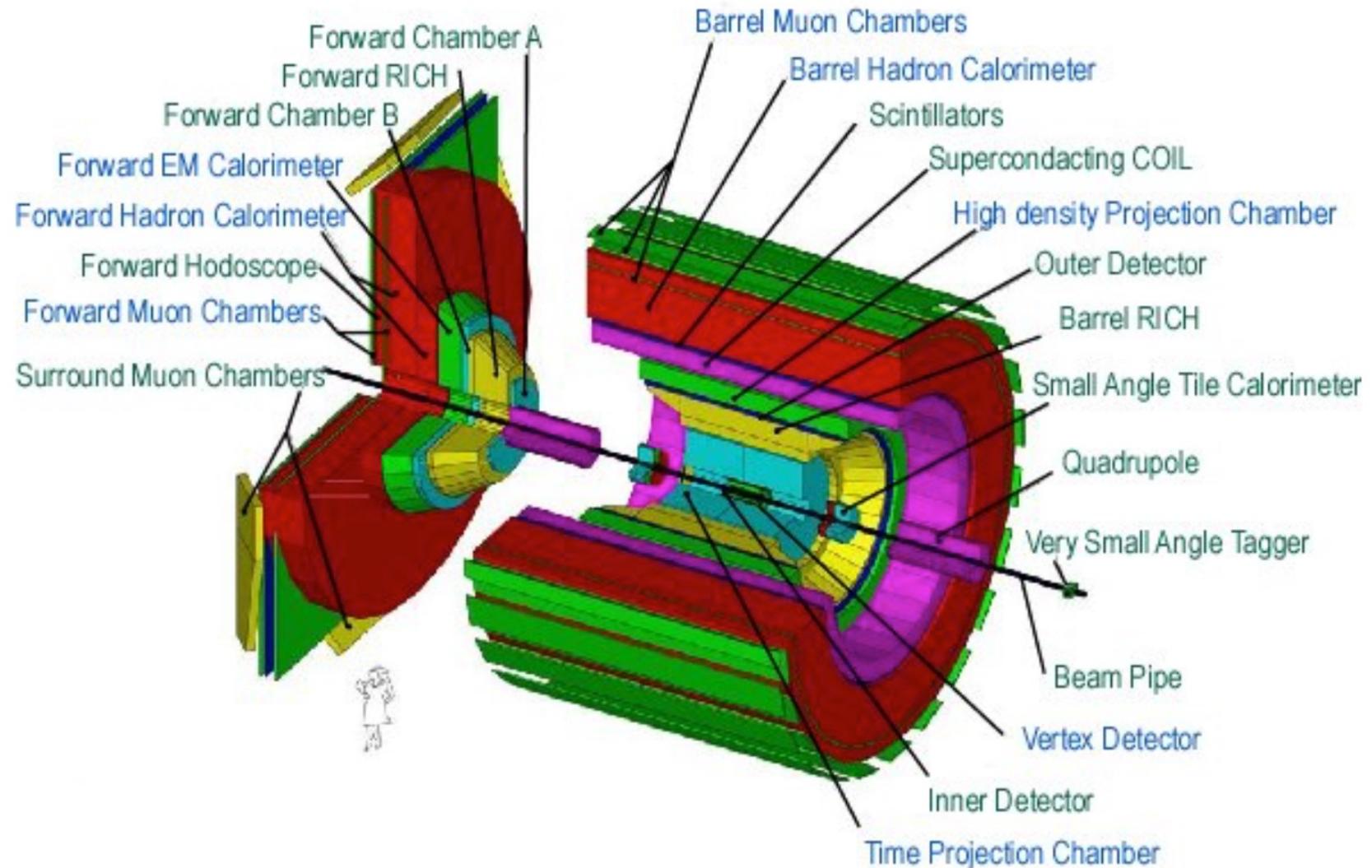
$$\mathcal{L} = \frac{N_1 N_2 n_b f_{rev}}{A}$$

V.8. Le LEP et le SLC

LEP :

DELPHI

Belgique:
Chambres à muons
Vers l'avant



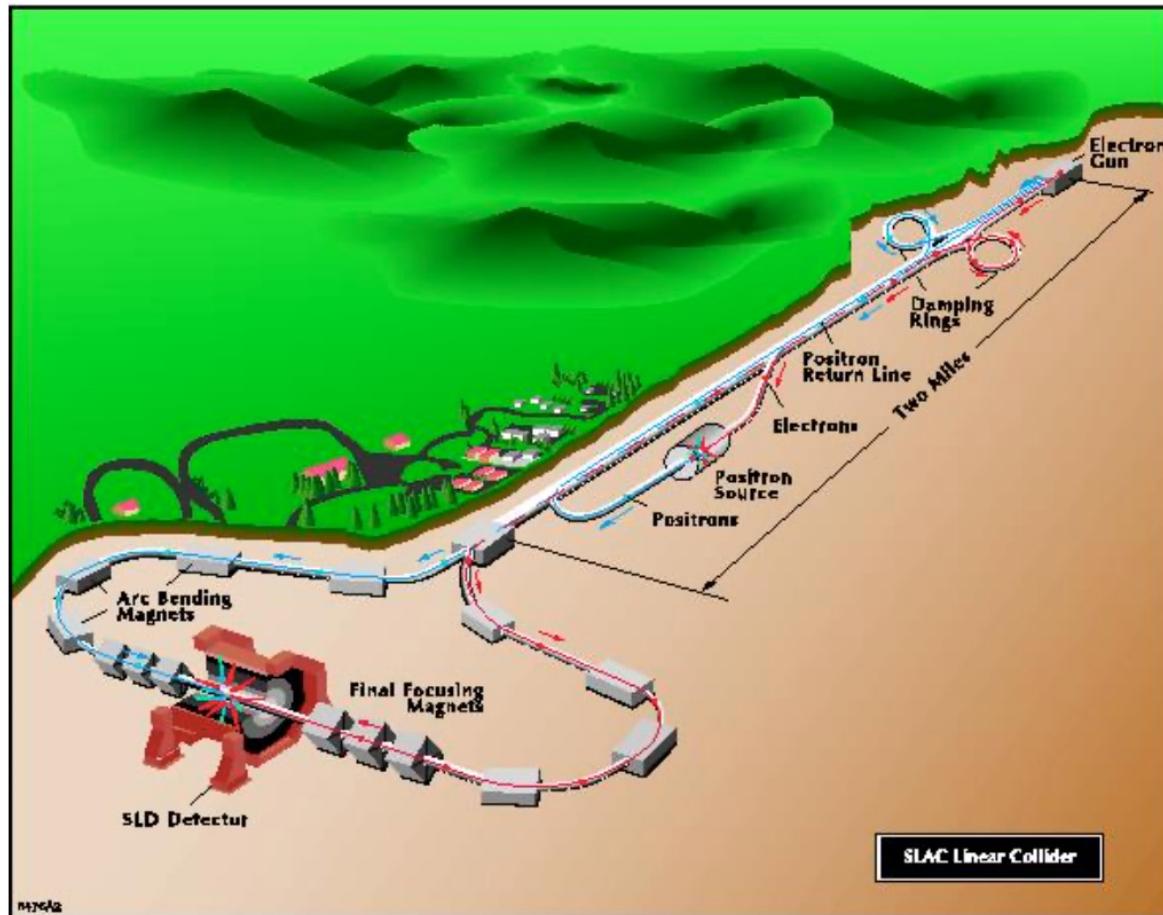
V.8. Le LEP et le SLC

LEP : DELPHI

Exemple: détecteur de muons vers l'avant de DELPHI, construit à Bruxelles. Seize quadrants de $4,4 \times 4,4 \text{ m}^2$ constitués de couches croisées de 22 tubes à dérive d'une vingtaine de cm de large.



V.8. Le LEP et le SLC



SLC

Accélérateur linéaire de Stanford → moins de pertes d'énergie synchrotron mais luminosité plus faible que celle du LEP

Energie: $2 \times 46.6 \text{ GeV}$
 $\sim mZ^0$

En 1992-1995, 150 mille Z^0 sont enregistrés. En 1996-1998, 380 mille Z^0 sont enregistrés.

Particularité: faisceau d'électrons polarisés.

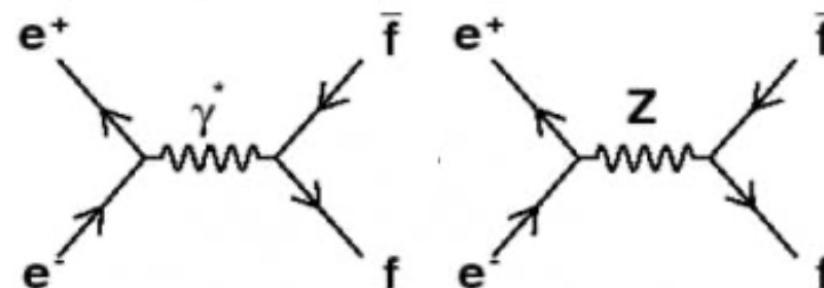
V.8. Le LEP et le SLC

	SLC	LEP (Z^0)
“Circumference”	3 km	27 km
Beam Size IP	$3 \times 1 \mu\text{m}$	$400 \times 16 \mu\text{m}$
e^-/bunch	4×10^{10}	30×10^{10}
Crossing Rate	120 Hz	45 kHz
$Z/\text{day/experiment}$	3,000	30,000
e^- polarization	75 %	0

V.9. Tests de précision de la théorie électrofaible

La résonance Z°

Comme le Z° couple à tous les fermions, dans tout diagramme QED, le photon peut être remplacé par un Z° :



La constante de couplage et le propagateur qui entrent dans l'amplitude de transition pour chaque cas est (unités naturelles):

$$\mathcal{M}_\gamma \propto \frac{g_e^2}{q^2} \quad \text{et} \quad \mathcal{M}_Z \propto \frac{g_Z^2}{q^2 - M_Z^2}$$

Basse énergie, $q^2 \ll M_Z$: QED domine
Haute énergie, $q^2 \gg M_Z$: comparables
 $q^2 \sim M_Z$: production du Z domine
 $q^2 = M_Z$: divergence!

V. 9. Tests de précision de la théorie électrofaible

La résonance Z°

Cette divergence apparaît pcq on n'a pas tenu compte de la désintégration du Z°. L'évolution dans le temps d'une particule stable est:

$$\psi(t) = \psi(0)e^{-imt}$$

Celle d'une particule instable: $\psi(t) = \psi(0)e^{-imt}e^{-\Gamma t/2}$ avec $\Gamma = \frac{1}{\tau}$

De telle sorte que la densité de probabilité décroît comme:

$$\rho(t) = \psi^*(t)\psi(t) = \psi^*(0)\psi(0)e^{-\Gamma t} = e^{-t/\tau}$$

L'apparition du terme de décroissance s'obtient par: $m \rightarrow m - i\Gamma/2$

Effectuons ce remplacement dans le propagateur du Z:

$$M_Z^2 \rightarrow (M_Z - i\Gamma_Z/2)^2 = M_Z^2 - iM_Z\Gamma_Z - \frac{1}{4}\Gamma_Z^2$$

$$\simeq M_Z^2 - iM_Z\Gamma_Z \quad \text{car} \quad \Gamma_Z \ll M_Z$$

V. 9. Tests de précision de la théorie électrofaible

La résonance Z°

Ce qui donne pour le propagateur:

$$\frac{g_z^2}{q^2 - M_z^2} \rightarrow \frac{g_z^2}{q^2 - M_z^2 + iM_z\Gamma_z}$$

Et pour la section efficace de $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$:

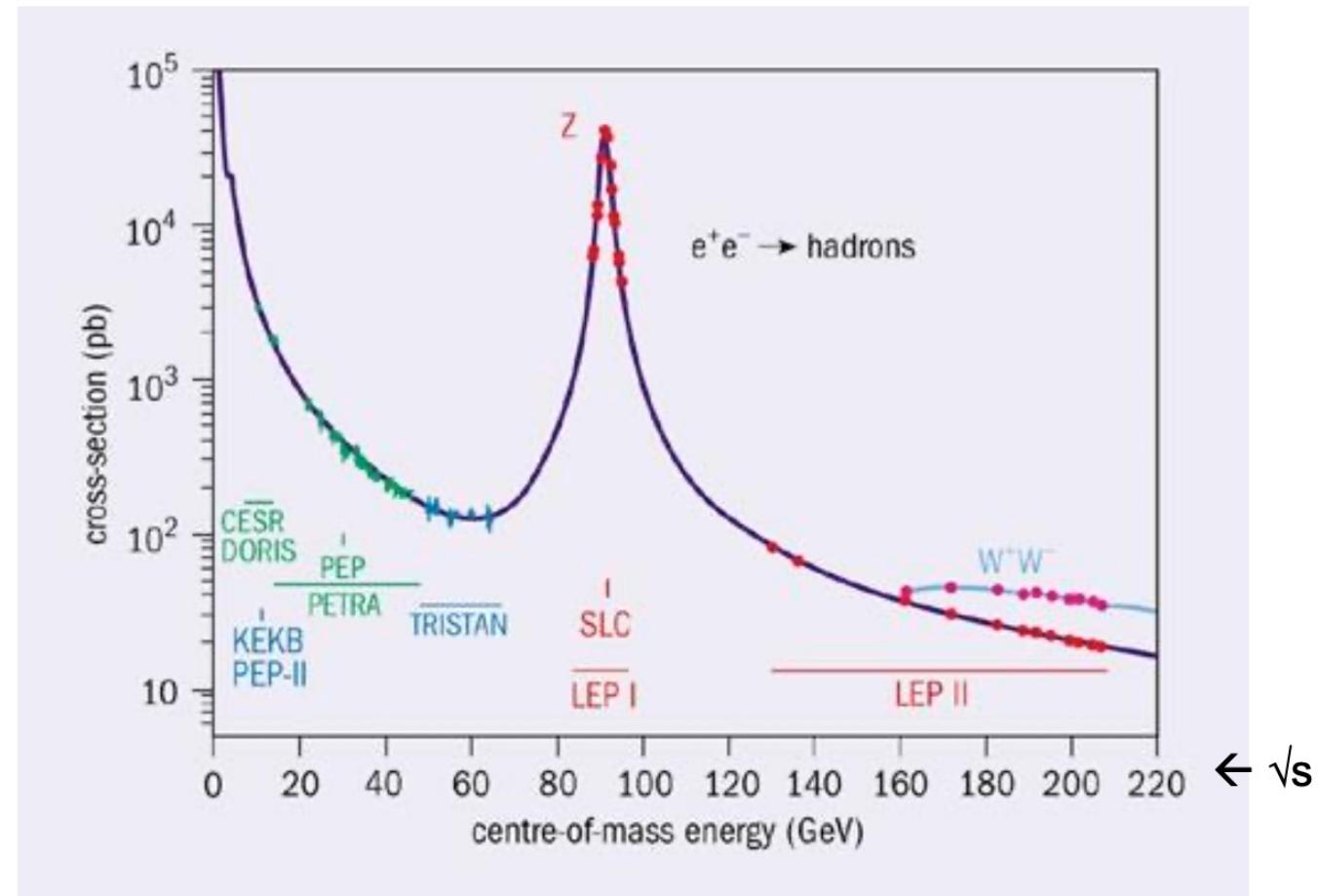
$$\sigma \propto |\mathcal{M}_z|^2 \propto \left| \frac{g_z^2}{s - M_z^2 + iM_z\Gamma_z} \right|^2 = \frac{g_z^4}{(s - M_z^2)^2 + (M_z\Gamma_z)^2} \quad \text{avec } s = q^2$$

La divergence a disparu mais il reste un pic pour $\sqrt{s} = M_z$, pic qui a la forme d'une distribution de Breit-Wigner et se superpose à la distribution continue, décroissante de QED. La figure suivante compare les résultats expérimentaux obtenus dans différentes expériences à la prédition prenant en compte à la fois l'échange de Z° et de photons.

$$\sigma \propto |\mathcal{M}_z + \mathcal{M}_\gamma|^2$$

V. 9. Tests de précision de la théorie électrofaible

La résonance Z^0



V. 9. Tests de précision de la théorie électrofaible

La mesure de la masse et de la largeur du Z°

La masse et la largeur de masse du Z° sont déterminés à partir de la forme mesurée de la section efficace de la figure précédente au pôle du Z° , en ajustant la section efficace prédictive qui dépend des 2 paramètres M_Z et Γ_Z .

On pourrait croire que la position du pic observé donne directement M_Z ; ce n'est pas tout à fait vrai car il faut tenir compte des diagrammes de Feynman d'ordre supérieur dans lesquels un photon est radié soit par l' e^+ incident, soit par l' e^- incident (ISR = Initial State Radiation). Par conséquent l'énergie d'un électron accéléré à une énergie E , qui radie un photon d'énergie E_γ , interagit avec une énergie $E' = E - E_\gamma$. L'effet des ISR est donc de réduire l'énergie du SCM pour une fraction des interactions.

V. 9. Tests de précision de la théorie électrofaible

La mesure de la masse et de la largeur du Z°

La section efficace observée expérimentalement s'obtient par une convolution:

$$\sigma_{mes}(s) = \int \sigma(s') f(s',s) ds' \quad \text{où} \quad f(s',s) \text{ est la distribution de probabilité de passer d'une énergie } s \text{ à } s'$$

Comme le processus d'ISR est un processus QED, la fonction $f(s',s)$ peut être calculée avec une grande précision.

Dès lors, la section efficace observée peut être corrigée pour retrouver la distribution de Breit-Wigner de paramètres M_Z et Γ_Z .

V. 9. Tests de précision de la théorie électrofaible

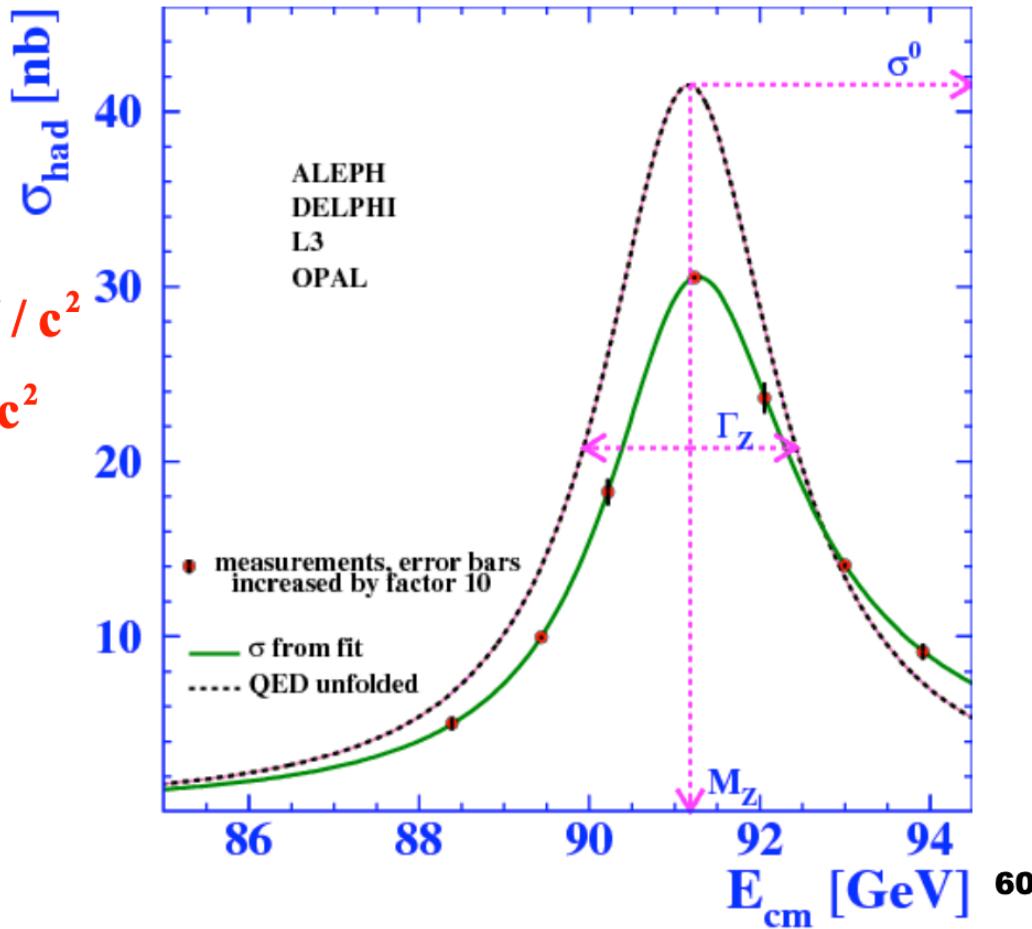
La mesure de la masse et de la largeur du Z°

⇒

$$M_Z = (91.1875 \pm 0.0021) \text{ GeV} / c^2$$

$$\Gamma_Z = (2.4952 \pm 0.0023) \text{ GeV} / c^2$$

$$\tau_Z = 2.6 \times 10^{-25} \text{ s}$$



MA1-physique -2018-2019

Planck constant, reduced

$$\hbar \equiv h/2\pi$$

$$\begin{aligned} 1.054\ 571\ 817\dots \times 10^{-34} \text{ J s} \\ = 6.582\ 119\ 569\dots \times 10^{-22} \text{ MeV s} \end{aligned}$$

V. 9. Tests de précision de la théorie électrofaible

Prédiction de la largeur du Z et de ses rapports de branchement

On peut voir en faisant le calcul, en négligeant la masse des produits de désintégration que les courants faibles V et A:

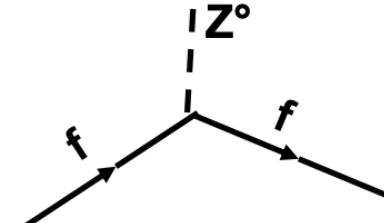
$$\left. \begin{aligned} j_V^\mu &= \frac{-ig}{2\sqrt{2}} \overline{u(p')} \gamma^\mu u(p) \propto gE = gM, \text{ pour } M \rightarrow \bar{f} f \\ j_A^\mu &= \frac{-ig}{2\sqrt{2}} \overline{u(p')} \gamma^\mu \gamma^5 u(p) \propto gE = gM, \text{ pour } M \rightarrow \bar{f} f \end{aligned} \right\} \rightarrow |\mathcal{M}|^2 \propto g^2 M^2$$

La règle d'or de Fermi pour une désintégration à 2 corps (calculs voir Griffith): $\Gamma(M \rightarrow f \bar{f}) \propto |\mathcal{M}|^2/M$

D'où: $\Gamma(M \rightarrow f \bar{f}) \propto g^2 M$

Dans le cadre de la théorie électrofaible, il est possible de prédire:

$$\Gamma(Z \rightarrow f \bar{f}) = \frac{g_Z^2 M_Z}{48\pi} (c_V^2 + c_A^2)$$



V. 9. Tests de précision de la théorie électrofaible

Prédiction de la largeur du Z et de ses rapports de branchement

En utilisant les valeurs de c_V et c_A données précédemment (tableau), on peut estimer, par exemple:

$$\Gamma(Z \rightarrow \nu_e \bar{\nu}_e) \equiv \Gamma_v^{\text{MS}} = \frac{g_Z^2 M_Z}{48\pi} \left(\frac{1}{4} + \frac{1}{4} \right) = 167 \text{ MeV}$$

Sachant que la largeur totale de désintégration du Z s'obtient en sommant toutes les largeurs partielles:

$$\Gamma_Z = \sum_f \Gamma(Z \rightarrow f \bar{f})$$

et que les couplages sont identiques pour les fermions des 3 générations d'un même type, **écrivez**:

$$\Gamma_Z \text{ en fct de } \Gamma(Z \rightarrow \nu_e \bar{\nu}_e), \Gamma(Z \rightarrow e^+ e^-), \Gamma(Z \rightarrow u \bar{u}), \Gamma(Z \rightarrow d \bar{d})$$

V. 9. Tests de précision de la théorie électrofaible

Prédiction de la largeur du Z et de ses rapports de branchement

Comme le Z couple à tous les fermions, il peut se désintégrer en n'importe quelle paire de fermion, sauf le top qui est trop lourd. Dès lors, la largeur total s'obtient en sommant toutes les largeurs partielles:

$$\Gamma_Z = 3\Gamma(Z \rightarrow \nu_e \bar{\nu}_e) + 3\Gamma(Z \rightarrow e^+ e^-) + 3 \times 3\Gamma(Z \rightarrow d \bar{d}) + 3 \times 2\Gamma(Z \rightarrow u \bar{u})$$

Le facteur 3 supplémentaire tient compte des 3 charges de couleur. On définit:

$$\Gamma_q \equiv 3 \times 3\Gamma(Z \rightarrow d \bar{d}) + 3 \times 2\Gamma(Z \rightarrow u \bar{u})$$

On peut mesurer les largeurs partielles en e^+e^- , en $\mu^+\mu^-$ ou en quarks car ces différents états finals s'identifient relativement facilement.

Comment?

V. 9. Tests de précision de la théorie électrofaible

Prédiction de la largeur du Z et de ses rapports de branchement

- Les e par une gerbe électromagnétique dans le calorimètre ém,
- Les μ par des signaux dans les chambres à μ , à l'extérieur du détecteur, corrélés à un trace reconstruite dans le détecteur de trace.
- Les quarks (et les gluons), s'identifient par des jets de hadrons.

Pour les désintégrations hadroniques, il faut introduire un facteur correctif qui tient compte pour les quarks de l'état final de la probabilité de radier un gluon qui augmente le taux de désintégration:

$$\kappa_{\text{QCD}} = 1 + \frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi} \simeq 1.038$$

V. 9. Tests de précision de la théorie électrofaible

Prédiction de la largeur du Z et de ses rapports de branchement

Pour mesurer les largeurs de désintégration partielles des états finals autres que neutrinos, on mesure la section efficace σ^0 du canal choisi, ($Z \rightarrow f\bar{f}$), on peut montrer qu'au pic de la résonance,

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow Z^\circ \rightarrow f\bar{f}) = \frac{12\pi s}{M_Z^2} \frac{\Gamma_e \Gamma_f}{(s - M_Z^2)^2 + M_Z^2 \Gamma_Z^2}$$

Ce qui donne à la résonance, $s = M_Z^2$:

$$\sigma_{ff}^0 = \frac{12\pi}{M_Z^2} \frac{\Gamma_e \Gamma_f}{\Gamma_Z^2}$$

Connaissant avec précision M_Z et Γ_Z , la mesure de σ^0 pour le canal: $e^+e^- \rightarrow Z^\circ \rightarrow e^+e^-$, détermine Γ_e . Une fois Γ_e connu, Γ_f peut être déterminé à partir de la mesure de σ^0 pour le canal $Z \rightarrow ff$.

V. 9. Tests de précision de la théorie électrofaible

Prédiction de la largeur du Z et de ses rapports de branchement

En sommant les largeurs des différents canaux avec leur poids correct, on obtient une valeur de Γ_Z en bon accord avec la valeur mesurée:

$$\Gamma_Z \simeq 2.5 \text{ GeV}$$

Les rapport de branchement mesurés, eux aussi sont en accord avec les prédictions:

Environ 70% des désintégrations de Z° donne lieu à des jets de hadrons

$$\text{Br}(Z \rightarrow \nu_e \bar{\nu}_e) = 6.9\%,$$

$$\text{Br}(Z \rightarrow e^+ e^-) = 3.5\%,$$

$$\text{Br}(Z \rightarrow u \bar{u}) = 12\%,$$

$$\text{Br}(Z \rightarrow d \bar{d}) = 15\%$$

V. 9. Tests de précision de la théorie électrofaible

Le nombre de familles de neutrinos

Seulement 3 générations de fermions sont connues.

On peut imaginer qu'il existe une 4^{ème} génération non encore découverte.

Si elle devait exister et son neutrino ν_4 , ressembler aux 3 neutrinos connus, celui-ci devrait être assez léger pour permettre la désintégration:

$$Z \rightarrow \nu_4 \bar{\nu}_4 ?$$

Il est possible de tester cette hypothèse en estimant le nombre de neutrinos, N_ν , à partir de la mesure de la largeur de masse totale du Z^0 , Γ_Z et de celle des largeurs partielles de désintégration en leptons chargés, Γ_l , et en quarks, Γ_q .

En effet:

$$\Gamma_Z = N_\nu \Gamma_\nu + 3\Gamma_l + \Gamma_q \Rightarrow N_\nu = \frac{\Gamma_Z - 3\Gamma_l - \Gamma_q}{\Gamma_\nu^{\text{MS}}}$$

V. 9. Tests de précision de la théorie électrofaible

Le nombre de familles de neutrinos

Où

$$\Gamma_v^{\text{MS}} = \frac{g_z^2 M_z}{48\pi} \left(\frac{1}{4} + \frac{1}{4} \right) = 167 \text{ MeV}$$

Est la prédiction du Modèle Standard, donnée précédemment.

Les largeurs partielles sont mesurées à partir de la section efficace du canal considéré, au pic du Z° . On obtient:

$$N_v = 2.984 \pm 0.008$$

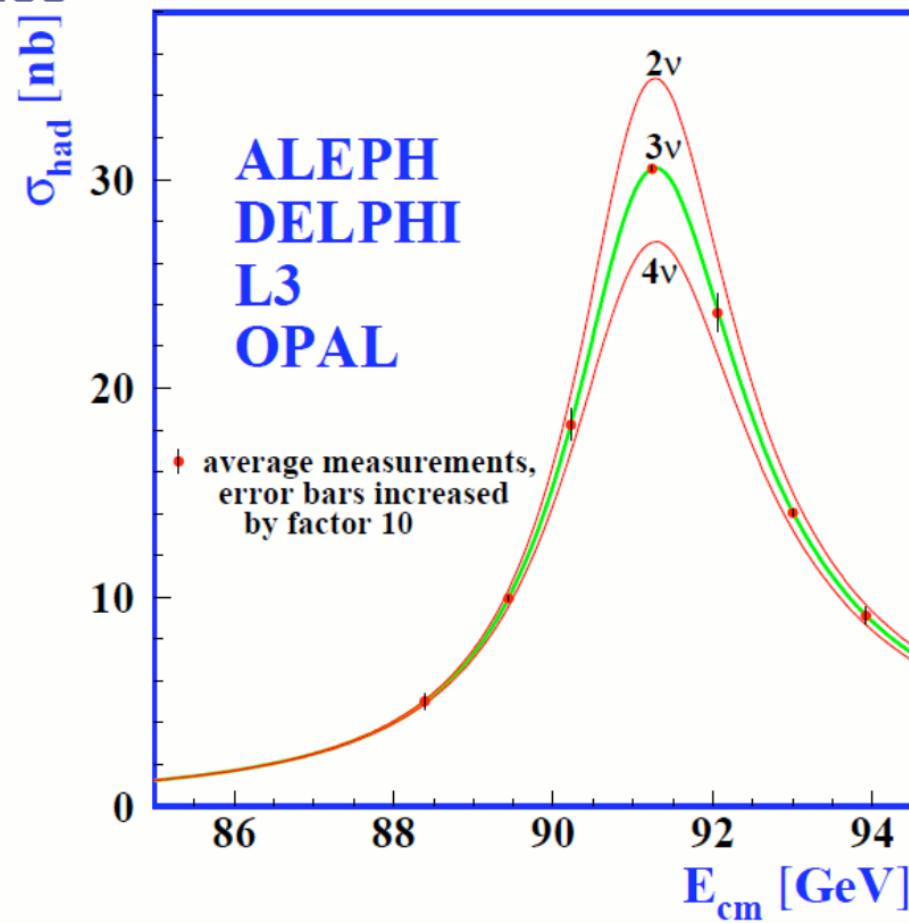
V. 9. Tests de précision de la théorie électrofaible

Le nombre de familles de neutrinos

Comparaison de la section efficace mesurée $e^+e^- \rightarrow Z^\circ \rightarrow q\bar{q}$

Avec la prédiction du MS pour les 3 hypothèses, $N\nu = 2$, $N\nu = 3$ et $N\nu = 4$.

Les mesures, extrêmement précises sont en accord seulement avec $N\nu = 3$



V. 10. Rôle des états de chiralité dans l'unification

Parmi les nombreuses difficultés rencontrées sur le chemin de l'unification des interactions faibles et électromagnétiques, il y a leur différence de structure:

-QED a une structure purement vectorielle: γ^μ

-L'if à CC a une structure purement $V - A$: $\gamma^\mu (1 - \gamma^5)$

Cette difficulté peut être surmontée en absorbant la matrice $(1 - \gamma^5)$ dans le spinor des particules. Pour cela, on définit d'abord les opérateurs de projection chirale gauche (L pour "left-handed") et droite (R pour "right-handed"):

$$P_L \equiv \frac{1 - \gamma^5}{2} \quad \text{et} \quad P_R \equiv \frac{1 + \gamma^5}{2}$$

avec : $\gamma^5 \equiv i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3$

$$\gamma^\mu\gamma^\nu + \gamma^\nu\gamma^\mu = 2\eta^{\mu\nu} \cdot I_4$$

$$\{\gamma^5, \gamma^\mu\} = \gamma^5\gamma^\mu + \gamma^\mu\gamma^5 = 0.$$

On peut vérifier qu'ils satisfont bien à l'algèbre des projecteurs:

$$P_L + P_R = I \quad P_R P_R = P_R \quad P_L P_L = P_L \quad P_L P_R = \hat{0}$$

V. 10. Rôle des états de chiralité dans l'unification

Définissons les états de chiralité:

- pour les spineurs $u(p)$ des particules:

$$u_L(p) \equiv P_L u(p) \quad u_R(p) \equiv P_R u(p)$$

- Pour les spineurs $v(p)$ des antiparticules:

$$v_L(p) \equiv P_R v(p) \quad v_R(p) \equiv P_L v(p)$$

P_R projette donc vers les particules de chiralité droite et les antiparticules de chiralité gauche. De même P_L projette vers les particules de chiralité gauche et les antiparticules de chiralité droite.

Pour les spineurs adjoints, les propriétés des matrices γ conduisent à:

$$\bar{u}_L(p) = u_L^\dagger(p) \gamma^0 = u^\dagger(p) \frac{1 - \gamma^5}{2} \gamma^0 = u^\dagger(p) \gamma^0 \frac{1 + \gamma^5}{2} = \bar{u}(p) P_R$$

De même: $\bar{v}_L(p) = \bar{v}(p) P_L$ $\bar{u}_R(p) = \bar{u}(p) P_L$ $\bar{v}_R(p) = \bar{v}(p) P_R$

Num	Identité propre
1	$\gamma_0 = \gamma^0$
2	$(\gamma^0)^2 = I_4$
3	$\gamma_i = -\gamma^i$ pour $i = 1, 2, 3$
4	$(\gamma^i)^2 = -I_4$ pour $i = 1, 2, 3$
5	$\gamma_5 = \gamma^5 = -i\gamma_0\gamma_1\gamma_2\gamma_3$
6	$(\gamma^5)^2 = I_4$
7	$(\gamma^0)^\dagger = \gamma^0$
8	$(\gamma^i)^\dagger = -\gamma^i$ pour $i = 1, 2, 3$
9	$(\gamma^\mu)^\dagger = \gamma^0\gamma^\mu\gamma^0$ pour $\mu = 0, 1, 2, 3$
10	$\sigma^{\mu\nu} = -\sigma^{\nu\mu}$

V. 10. Rôle des états de chiralité dans l'unification

En posant $e \equiv u_e(p)$, $\nu \equiv u_\nu(p)$, etc ..., la contribution du vertex leptonique CC à l'amplitude de transition \mathcal{M} est:

$$j_\mu \equiv \bar{\nu} \gamma_\mu \frac{1 - \gamma^5}{2} e = \bar{\nu} \gamma_\mu P_L e = \bar{\nu} \gamma_\mu e_L$$

Pour avoir une situation plus symétrique entre e et ν , on peut utiliser les relations suivantes:

$$\left(\frac{1 - \gamma^5}{2} \right)^2 = \frac{1}{4} \left[1 - 2\gamma^5 + (\gamma^5)^2 \right] = \frac{1 - \gamma^5}{2} \quad \text{et}$$

$$\gamma_\mu \left(\frac{1 - \gamma^5}{2} \right) = \left(\frac{1 + \gamma^5}{2} \right) \gamma_\mu$$

$$j_\mu \equiv \bar{\nu} \gamma_\mu \frac{1 - \gamma^5}{2} e = \bar{\nu} \frac{1 + \gamma^5}{2} \gamma_\mu \frac{1 - \gamma^5}{2} e = \bar{\nu} P_R \gamma_\mu P_L e = \bar{\nu}_L \gamma_\mu e_L$$

V. 10. Rôle des états de chiralité dans l'unification

Le courant fermionique au vertex CC faible est maintenant purement vecteur mais il couple le neutrino de chiralité gauche uniquement au lepton chargé de chiralité gauche: $j_\mu = \nu_L \gamma_\mu e_L$

Qu'en est-il des vertex QED, par exemple, pour $e^- + f \rightarrow e^- + f$?

On peut écrire: $u(p) = \frac{1 - \gamma^5}{2} u(p) + \frac{1 + \gamma^5}{2} u(p) = u_L(p) + u_R(p)$

Dès lors:

$$j_\mu^e = -\bar{e} \gamma_\mu e = -(\bar{e}_L + \bar{e}_R) \gamma_\mu (e_L + e_R) = -\bar{e}_L \gamma_\mu e_L - \bar{e}_R \gamma_\mu e_R$$

En effet, les termes croisés s'annulent car $\hat{P}_L \hat{P}_R = \hat{0}$.

$$\bar{e}_L \gamma_\mu e_R = \bar{u}_L \gamma_\mu u_R = \bar{u} P_R \gamma_\mu P_R u = \bar{u} P_R P_L \gamma_\mu u = 0$$

$$\bar{e}_R \gamma_\mu e_L = \bar{u}_R \gamma_\mu u_L = \bar{u} P_L \gamma_\mu P_L u = \bar{u} P_L P_R \gamma_\mu u = 0$$

Le courant ém couple seulement les composantes gauches entre elles et les composantes droites entre elles.

V. 10. Rôle des états de chiralité dans l'unification

Quelle est la signification physique des opérateurs P_L et P_R ?

On a, si on applique l'opérateur parité sur un spinor gauche:

$$P \Psi_L = \gamma^0 \Psi_L = \gamma^0 \frac{(1 - \gamma^5)}{2} \Psi = \frac{(1 + \gamma^5)}{2} \gamma^0 \Psi = \frac{(1 + \gamma^5)}{2} \xi \Psi = \xi \Psi_R$$

De même $P \Psi_R = \xi \Psi_L$

L'opérateur parité transforme un état gauche en un état droit et réciproquement. Ils sont l'image l'un de l'autre dans un miroir.

Attention, pour des particules de masse non nulle, u_L et u_R , une particule créée gauche peut évoluer dans le temps vers un état de chiralité droite. Cela peut se voir dans la représentation de Weyl:

V. 10. Rôle des états de chiralité dans l'unification

Dans la représentation de Weyl:

$$\gamma^5 = \begin{pmatrix} -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

$$\gamma^0 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \gamma^i = \begin{pmatrix} 0 & \sigma^i \\ -\sigma^i & 0 \end{pmatrix}$$

Dès lors:

$$\Psi_L = P_L \Psi = P_L \begin{pmatrix} \Psi_1 \\ \Psi_2 \\ \Psi_3 \\ \Psi_4 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Psi_1 \\ \Psi_2 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \chi_L \\ 0 \end{pmatrix}$$

$$\Psi_R = P_R \Psi = P_R \begin{pmatrix} \Psi_1 \\ \Psi_2 \\ \Psi_3 \\ \Psi_4 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \Psi_3 \\ \Psi_4 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \chi_R \end{pmatrix}$$

Les 2 premières composantes du spinor représentent les états de chiralité L, les 2 dernières, ceux de chiralité R

Spineurs de Weyl

V. 10. Rôle des états de chiralité dans l'unification

$$(i\cancel{d} - m)\psi = 0$$

En terme des spineurs de Weyl, l'équation de Dirac conduit à 2 équations:

$$i(\partial_t - \vec{\sigma} \cdot \vec{\nabla})\chi_L = m\chi_R$$

$$i(\partial_t + \vec{\sigma} \cdot \vec{\nabla})\chi_R = m\chi_L$$

Pour une particule de masse non nulle, ces deux équations sont couplées, montrant que χ_L et χ_R doivent tous deux exister, évoluant l'un dans l'autre. C'est le cas des leptons chargés.

$$\gamma^0 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \gamma^i = \begin{pmatrix} 0 & \sigma^i \\ -\sigma^i & 0 \end{pmatrix}$$

$$\Psi = \begin{pmatrix} \Psi_1 \\ \Psi_2 \\ \Psi_3 \\ \Psi_4 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \chi_L \\ \chi_R \end{pmatrix}$$

Par contre, si les neutrinos sont de masse nulle, l'équation de Dirac se réduit aux équations de Weyl:

$$i(\partial_t - \vec{\sigma} \cdot \vec{\nabla})\chi_L = 0$$

$$i(\partial_t + \vec{\sigma} \cdot \vec{\nabla})\chi_R = 0$$

Cette fois, il est possible que seule une des chiralités existe car il n'y a plus évolution de l'une dans l'autre.

V. 10. Rôle des états de chiralité dans l'unification

Lien chiralité - hélicité

Opérateur d'hélicité: $h = S \vec{\sigma} \cdot \vec{1}_{\vec{p}}$ avec pour valeur propre $h = +S/-S$

Projecteurs d'hélicité $P_{\pm} = \frac{1}{2} \left(1 \pm \vec{\sigma} \cdot \vec{1}_{\vec{p}} \right)$

L'hélicité est observable $([H, \vec{\sigma} \cdot \vec{1}_{\vec{p}}] = 0)$

mais ce n'est pas un invariant de Lorentz

Projecteurs chiraux: $\widehat{P_L} = \frac{1}{2} (1 - \gamma^5)$ et $\widehat{P_R} = \frac{1}{2} (1 + \gamma^5)$

La chiralité est un invariant de Lorentz

mais n'est pas observable $[H, \gamma^5] \neq 0$

V. 10. Rôle des états de chiralité dans l'unification

Lien chiralité - hélicité

Les projecteurs d'hélicité peuvent s'écrire:

$$P_{\pm} = \frac{1}{2} \left(1 \pm \vec{\sigma} \cdot \vec{1}_{\vec{p}} \right) = \frac{1}{2} \left(1 \pm \gamma^5 \frac{\mathbf{E} - \gamma^0 \mathbf{m}}{\mathbf{p}} \right)$$

En effet, partons de l'équation de Dirac:

$(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\Psi(x) = 0$, ou en termes des valeurs propres des opérateurs:

$$(\gamma^0 \mathbf{E} - \vec{\gamma} \cdot \vec{\mathbf{p}} - m) \Psi(x) = 0 \Rightarrow (\vec{\gamma} \cdot \vec{\mathbf{p}}) \Psi(x) = (\gamma^0 \mathbf{E} - m) \Psi(x)$$

En multipliant par γ^0 puis par γ^5 :

$$(\gamma^5 \gamma^0 \vec{\gamma} \cdot \vec{1}_{\vec{p}} \mathbf{p}) \Psi(x) = (\gamma^5 (\mathbf{E} - \gamma^0 \mathbf{m})) \Psi(x)$$

$$(\vec{\sigma} \cdot \vec{1}_{\vec{p}}) \Psi(x) = \left(\gamma^5 \left(\frac{\mathbf{E} - \gamma^0 \mathbf{m}}{\mathbf{p}} \right) \right) \Psi(x) \quad cqfd$$

$$\begin{aligned}\gamma_W^0 &= \begin{pmatrix} \mathbf{0} & I \\ I & \mathbf{0} \end{pmatrix} \\ \gamma_W^i &= \begin{pmatrix} \mathbf{0} & \sigma_i \\ -\sigma_i & \mathbf{0} \end{pmatrix} \\ \gamma_W^5 &= \begin{pmatrix} -I & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & I \end{pmatrix}\end{aligned}$$

V. 10. Rôle des états de chiralité dans l'unification

Lien chiralité - hélicité

Pour $m \ll E$, on a :

$$P_{\pm} = \frac{1}{2} \left(1 \pm \gamma^5 \frac{E - \gamma^0 m}{p} \right) \approx \frac{1}{2} \left(1 \pm \gamma^5 \left(1 + O(m/E) \right) \right) \rightarrow \frac{1}{2} \left(1 \pm \gamma^5 \right) = P_L, P_R$$

En effet :

$$\begin{aligned} \gamma^5 (E - \gamma^0 m) / p &= \frac{1}{p} \gamma^5 \left[\begin{pmatrix} E & 0 \\ 0 & E \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} -m & 0 \\ 0 & m \end{pmatrix} \right] = \gamma^5 \begin{pmatrix} \frac{E+m}{p} & 0 \\ 0 & \frac{E-m}{p} \end{pmatrix} \\ &\approx \gamma^5 \begin{pmatrix} 1 + O\left(\frac{m}{E}\right) & 0 \\ 0 & 1 - O\left(\frac{m}{E}\right) \end{pmatrix} \end{aligned}$$

$$\text{Donc : } P_{\pm} \rightarrow \frac{1}{2} \left(1 \pm \gamma^5 \right) = P_L, \widehat{P_R}$$

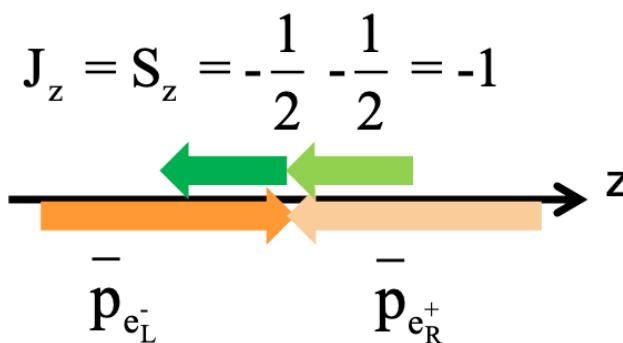
Pour des neutrinos de masse nulle, l'hélicité et la chiralité sont identiques

V. 11. Les mesures d'asymétrie

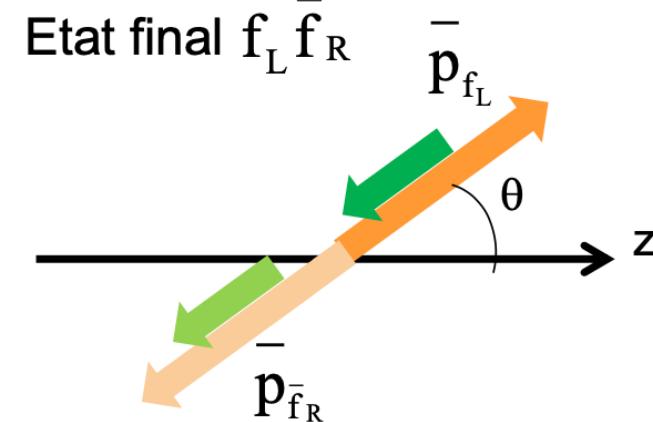
La distribution angulaire des fermions émis dans la désintégration d'un Z^0 dépend de la chiralité des fermions impliqués. Par exemple:



Etat initial $e_L^- e_R^+$



Etat final $f_L^- \bar{f}_R^+$



$$\theta = 0^\circ \rightarrow J_z = -1 \rightarrow \text{OK}$$

$$\theta = 180^\circ \rightarrow J_z = +1 \rightarrow \text{supprimé}$$

V. 11. Les mesures d'asymétrie

En fait, on peut montrer que la section efficace différentielle:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \left(e_L^- e_R^+ \rightarrow Z^0 \rightarrow f_L \bar{f}_R \right) \propto (1 + \cos\theta)^2$$

Qui est bien maximum en $\theta = 0^\circ$ et nulle pour $\theta = 180^\circ$. On a de même:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \left(e_L^- e_R^+ \rightarrow Z^0 \rightarrow f_R \bar{f}_L \right) \propto (1 - \cos\theta)^2$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \left(e_R^- e_L^+ \rightarrow Z^0 \rightarrow f_L \bar{f}_R \right) \propto (1 - \cos\theta)^2$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \left(e_R^- e_L^+ \rightarrow Z^0 \rightarrow f_R \bar{f}_L \right) \propto (1 + \cos\theta)^2$$

V. 11. Les mesures d'asymétrie

Dans le cas où l'électron et le positron sont de même chiralité, ou le fermion et l'anti-fermion, comme par exemple:

$$e_L^- e_L^+ \rightarrow Z^0 \rightarrow f_R \bar{f}_L$$

le courant correspondant est nul et ce processus ne participe pas à la section efficace. En effet, pour l'exemple ci-dessus, au vertex de l'électron:

$$\bar{e}_L^- \gamma_\mu e_L^+ = \bar{u}_L^- \gamma_\mu v_L = \bar{u}^- P_R \gamma_\mu P_R v = \bar{u}^- P_R P_L \gamma_\mu v = 0$$

Il n'y a donc que des interactions avec e^+ et e^- de spins parallèles

V. 11. Les mesures d'asymétrie

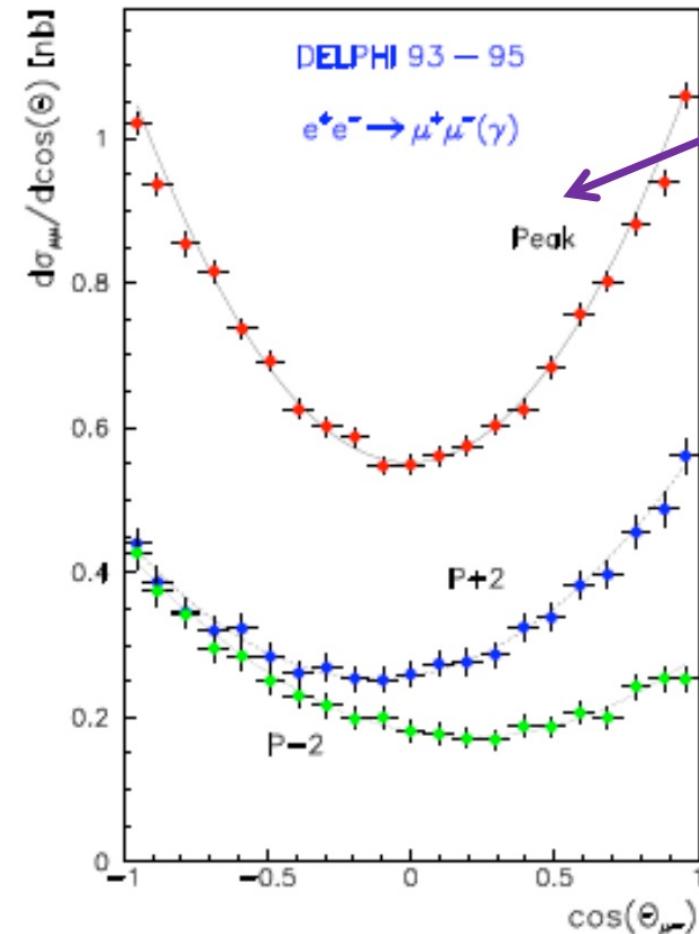
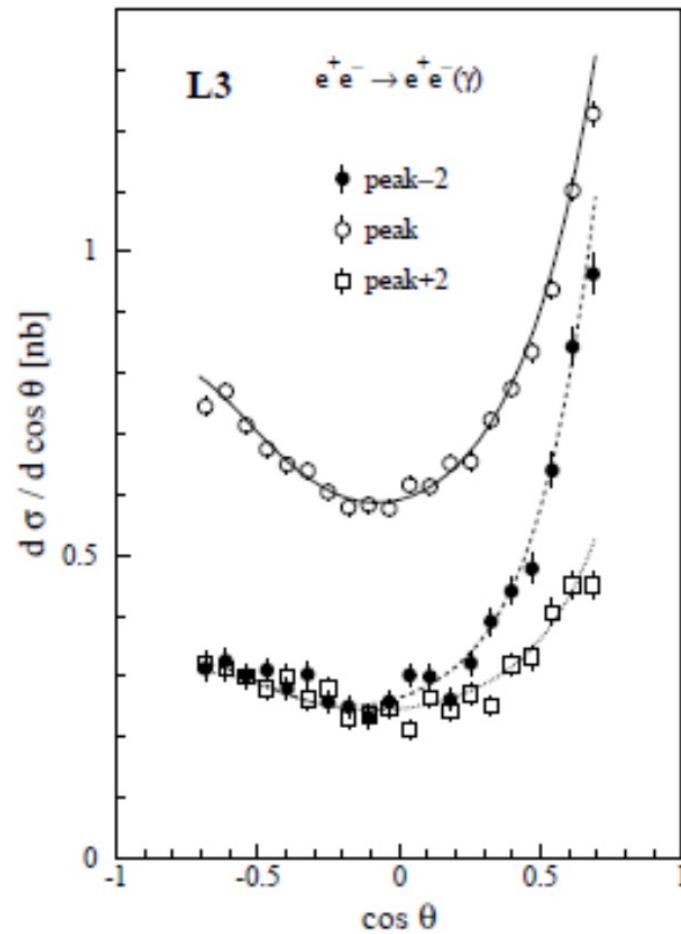
Les sections efficaces étant proportionnelles aux largeurs partielles correspondant aux vertex du Z° impliqués:

$\Gamma_e \equiv \Gamma(Z^\circ \rightarrow ee)$ et $\Gamma_f \equiv \Gamma(Z^\circ \rightarrow ff)$. Dès lors, en l'absence de polarisation des faisceaux d'électrons incidents:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} \left(e^- e^+ \rightarrow Z^0 \rightarrow f \bar{f} \right) \\ \propto [\Gamma_{eR} \Gamma_{fR} + \Gamma_{eL} \Gamma_{fL}] (1 + \cos\theta)^2 + [\Gamma_{eL} \Gamma_{fR} + \Gamma_{eR} \Gamma_{fL}] (1 - \cos\theta)^2 \\ \propto [\Gamma_{eL} + \Gamma_{eR}] [\Gamma_{fL} + \Gamma_{fR}] (1 + \cos^2\theta) + [\Gamma_{eL} - \Gamma_{eR}] [\Gamma_{fL} - \Gamma_{fR}] 2 \cos\theta \end{aligned}$$

Superposition d'une distribution en $(1 - \cos(\theta))^2$ et $(1 + \cos(\theta))^2$ qui donne une distribution en $(1 + \cos^2(\theta))$ si les 2 contributions sont égales (pas de contribution en $\cos(\theta)$) c-à-d. si les couplages du Z aux fermions L et aux fermions R sont les mêmes, comme pour l'lém.

V. 11. Les mesures d'asymétrie



V. 11. Les mesures d'asymétrie

Pour faire ressortir la présence du terme en $\cos(\theta)$, une variable de mesure d'asymétrie peut être construite à partir du nombre d'interactions $e+e-$ pour lesquelles le fermion f est émis vers l'avant ($0 < \theta < \pi/2$), F, et B, celui pour lequel il est émis vers l'arrière ($\pi/2 < \theta < \pi$). F et B se calculent en intégrant la section efficace ci-dessus sur θ .

$$A_{FB}^f \equiv \frac{F-B}{F+B} = \frac{3}{4} \frac{[\Gamma_{eL} - \Gamma_{eR}]}{[\Gamma_{eL} + \Gamma_{eR}]} \frac{[\Gamma_{fL} - \Gamma_{fR}]}{[\Gamma_{fL} + \Gamma_{fR}]} = \frac{3}{4} A_e A_f$$

$$F-B \Rightarrow \int (2 \cos \theta) \, d\cos \theta = -2$$

avec $A_e \equiv \frac{[\Gamma_{eL} - \Gamma_{eR}]}{[\Gamma_{eL} + \Gamma_{eR}]}$ et $A_f \equiv \frac{[\Gamma_{fL} - \Gamma_{fR}]}{[\Gamma_{fL} + \Gamma_{fR}]}$

$$F+B \Rightarrow \int (1 + x^2) \, d\cos \theta = -8/3$$

$$\Gamma(Z \rightarrow f \bar{f}) = \frac{g_z^2 M_z}{48\pi} (c_v^2 + c_a^2)$$

Asymétries

Avant-arrière A_{FB}

mesurée pour $f = e, \mu, \tau, c, b$

Gauche-droite A_{LR}

mesurée pour $f = e, \mu, \tau, c, b$

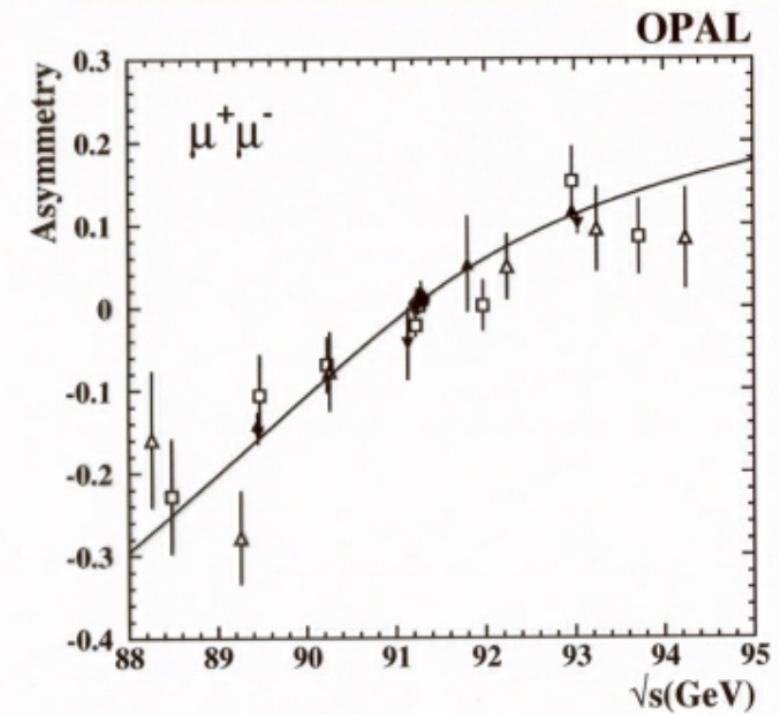
uniquement au SLC avec

faisceau e^- **polarisés**

$$A_{LR} = \frac{\sigma(e_L^- + e^+) - \sigma(e_R^- + e^+)}{\sigma(e_L^- + e^+) + \sigma(e_R^- + e^+)}$$

Si “jets” c ou b : mesure de A_c et A_b

$$A_{FB}^{ff,0} = \frac{3}{4} A_e A_f \quad ; \quad A_f = \frac{2 a_f v_f}{a_f^2 + v_f^2}$$



$$A_{\text{FB}} = \frac{N_{\text{F}} - N_{\text{B}}}{N_{\text{F}} + N_{\text{B}}}$$

$$A_{\text{LR}} = \frac{N_{\text{L}} - N_{\text{R}}}{N_{\text{L}} + N_{\text{R}}} \frac{1}{\langle \mathcal{P}_{\text{e}} \rangle}$$

$$A_{\text{LRFB}} = \frac{(\sigma_{\text{F}} - \sigma_{\text{B}})_{\text{L}} - (\sigma_{\text{F}} - \sigma_{\text{B}})_{\text{R}}}{(\sigma_{\text{F}} + \sigma_{\text{B}})_{\text{L}} + (\sigma_{\text{F}} + \sigma_{\text{B}})_{\text{R}}} \frac{1}{\langle |\mathcal{P}_{\text{e}}| \rangle}$$

$$\frac{d\sigma_{f\bar{f}}}{d\cos\theta} = \frac{3}{8}\sigma_{f\bar{f}}^{\text{tot}} \left[(1 - \mathcal{P}_{\text{e}}\mathcal{A}_{\text{e}})(1 + \cos^2\theta) + 2(\mathcal{A}_{\text{e}} - \mathcal{P}_{\text{e}})\mathcal{A}_{\text{f}}\cos\theta \right]$$

$$\mathcal{A}_{\text{f}} = \frac{g_{\text{Lf}}^2 - g_{\text{Rf}}^2}{g_{\text{Lf}}^2 + g_{\text{Rf}}^2} = \frac{2g_{\text{Vf}}g_{\text{Af}}}{g_{\text{Vf}}^2 + g_{\text{Af}}^2} = 2 \frac{g_{\text{Vf}}/g_{\text{Af}}}{1 + (g_{\text{Vf}}/g_{\text{Af}})^2}$$

$$A_{\text{FB}} = \frac{\sigma_{\text{F}} - \sigma_{\text{B}}}{\sigma_{\text{F}} + \sigma_{\text{B}}}$$

$$A_{\text{LR}} = \frac{\sigma_{\text{L}} - \sigma_{\text{R}}}{\sigma_{\text{L}} + \sigma_{\text{R}}} \frac{1}{\langle |\mathcal{P}_{\text{e}}| \rangle}$$

$$g_L = -\frac{1}{2} + \sin^2\theta_W$$

$$g_R = \sin^2\theta_W$$

$$c_v \text{ (ou } v_f) = g_L + g_R$$

$$c_A \text{ (ou } a_f) = g_L - g_R$$

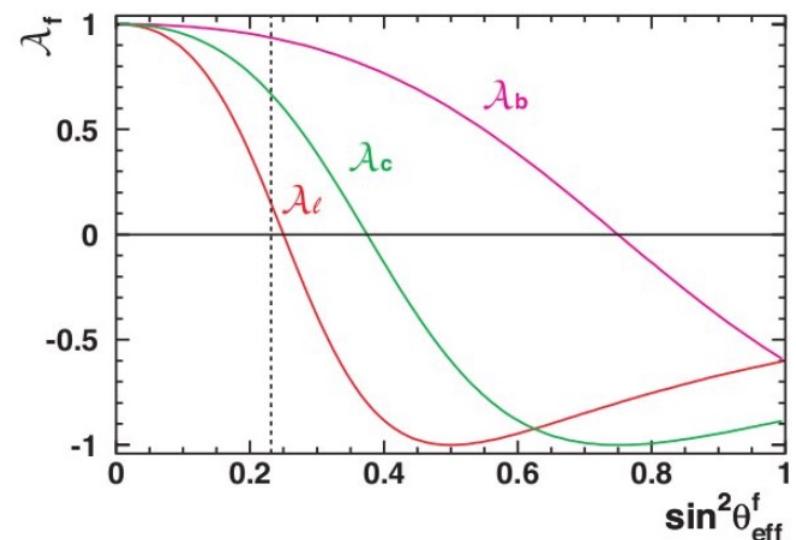


Figure 1.14: In the SM the variation of \mathcal{A}_{f} with $\sin^2\theta_{\text{eff}}^{\text{f}}$ is controlled by the charge and weak isospin assignment of the fermion species concerned. The measured values of $\sin^2\theta_{\text{eff}}^{\text{f}}$ are near the vertical line. In this region, \mathcal{A}_{ℓ} depends strongly on $\sin^2\theta_{\text{eff}}^{\text{lept}}$, while \mathcal{A}_b depends much more weakly on $\sin^2\theta_{\text{eff}}^b$.

V. 11. Les mesures d'asymétrie

Au LEP, la mesure de cette asymétrie pour le canal

$$e^- e^+ \rightarrow Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$$

est particulièrement propre car les 2 muons sont clairement identifiés à l'aide des chambres à μ et leur charge déterminée, grâce à la courbure de leur trajectoire dans le champ magnétique. Le canal $e^+ e^-$ est aussi bien identifiable, grâce au calorimètre ém.

Cette mesure, effectuée à $\sqrt{s} = M_z$, permet une mesure très précise de $\sin^2 \theta_W$ car on peut montrer que:

$$A_\ell \equiv \frac{1 - 4 \sin^2 \theta_W}{(1 - 2 \sin^2 \theta_W)^2 + 4 \sin^4 \theta_W}$$

V. 11. Les mesures d'asymétrie

L'asymétrie est faible mais non nulle.

Le résultat combiné des 4 expériences au LEP donne:

$$A_\ell = 0.0171 \pm 0.0010$$

Dans ce domaine, le SLC a pu surpasser le LEP en injectant des faisceaux d'électrons polarisés L ou R. Le faisceau de positrons n'était pas polarisé vu que les couplages de l'IIf n'autorisent que des interactions avec spins parallèles. La polarisation maximum atteinte était de 80% et leur résultat:

$$A_\ell = 0.0179 \pm 0.0007$$

En accord avec le résultat du LEP et un peu plus précis.

→ En combinant toutes les mesures à la résonance du Z° :

$$\sin^2 \theta_W = 0.23146 \pm 0.00012$$

V. 12. Le boson scalaire H°

Le principe d'invariance de jauge locale marche très bien pour QED et QCD. Il permet d'obtenir le terme d'interaction dans le lagrangien, avec son couplage. Les bosons intermédiaires de spin 1, le photon et les gluons, sont décrits par l'équation de proca qui pour respecter l'invariance de jauge , impose des bosons de masse nulle, ce qui correspond aux observations.

Par contre, pour l'interaction faible, cela pose un problème, les bosons intermédiaires, les W^\pm et le Z° , de spin 1, ont des masses importantes, de l'ordre de 80 et 90 GeV respectivement.

Pour résoudre ce problème, il a fallu exploiter la brisure de symétrie spontanée et le mécanisme de Brout, Englert et Higgs, qui sortent du cadre de ce cours.

V. 12. Le boson scalaire H°

Le mécanisme de BEH permet d'associer des particules massives à certains champs de jauge sans avoir à faire apparaître des termes de masse de manière explicite dans le lagrangien, ce qui détruirait son invariance pour les transformations de Jauge.

Ceci fait apparaître au moins une particule massive additionnelle, le boson scalaire H° .

Diquarken: Lagrangien der Dirac

$$\underbrace{(\bar{\Psi} i \partial_\mu \gamma^\mu \Psi - m \bar{\Psi} \Psi)}_{\text{term ch.}} = \underbrace{L_{\text{Dirac}}}_{\text{fermion}}$$

$$\bar{\Psi} = \Psi^+ \gamma^0 \quad \text{skalars adjoint}$$

$$\Psi = L\Psi + R\Psi = LL\Psi + RR\Psi = L\Psi_L + R\Psi_R$$

$$\text{neuplacer} \quad \Psi \rightarrow L\Psi_L + R\Psi_R$$

$$\begin{aligned} \bar{\Psi} &\rightarrow \overline{L\Psi_L + R\Psi_R} = (\Psi_L^+ + \Psi_R^+) \gamma^0 = \bar{\Psi}_L R + \bar{\Psi}_R L \\ &= (L\Psi_L + R\Psi_R)^+ \gamma^0 \end{aligned}$$

$$\rightarrow \mathcal{L}_D = (\bar{\Psi}_R + \bar{\Psi}_L) i \partial_\mu \gamma^\mu (L\Psi_L + R\Psi_R) - m (\bar{\Psi}_L R + \bar{\Psi}_R L) (L\Psi_L + R\Psi_R)$$

$$\Rightarrow \mathcal{L}_D = (\bar{\Psi}_L i \partial_\mu \gamma^\mu \Psi_L + \bar{\Psi}_R i \partial_\mu \gamma^\mu \Psi_R) - m (\bar{\Psi}_L \Psi_R + \bar{\Psi}_R \Psi_L)$$

$$(\gamma^5)^+ = \gamma^5$$

$$(\gamma^\mu)^+ = \gamma^0 \gamma^\mu \gamma^0$$

$$\begin{matrix} (L)^+ \\ (R)^+ \end{matrix} = \begin{matrix} L \\ R \end{matrix}$$

$$\Psi_L \equiv L\Psi$$

$$\Psi_R \equiv R\Psi$$

$$\Psi = M_e (\bar{e}_L e_R + \bar{e}_R e_L)$$

↓ R Spur des SU(2)
durch drehbar
d'ISO(2)

→ Manifestement fermi. novs. SU(2).

$M \in (\bar{e}_R) \begin{pmatrix} \psi_L \\ \psi_R \end{pmatrix}$
 ↪ doublat
 à Higgs

- comment rendre ce ci invariant ?
 → besoin de mettre un doublet $SU(2)$: $\phi = \begin{pmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \end{pmatrix}$
 → intègre un champ.
 exemple : $\lambda \bar{e}_R \phi^+ \psi_L$ $\lambda = c \text{ constante}$

 $\rightarrow \text{ok car } \phi^+ \phi = (\phi_1^+ \phi_2^+) \begin{pmatrix} \psi_L \\ \psi_R \end{pmatrix}$
- pourquoi en fait une
forme d'interaction (pas une forme de
matrice ici).
- champ ϕ ? 1 champ scalaire
(peut-on imaginer autres possibilités?
 - tensor
 - vecteur
 Ne marche pas.

V. 12. Le boson scalaire H°

Le mécanisme de BEH permet d'associer des particules massives à certains champs de jauge sans avoir à faire apparaître des termes de masse de manière explicite dans le lagrangien, ce qui détruirait son invariance pour les transformations de Jauge.

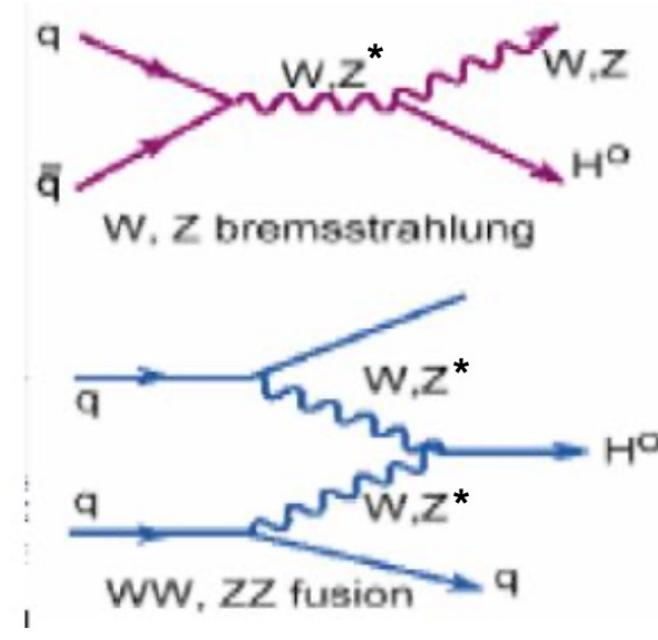
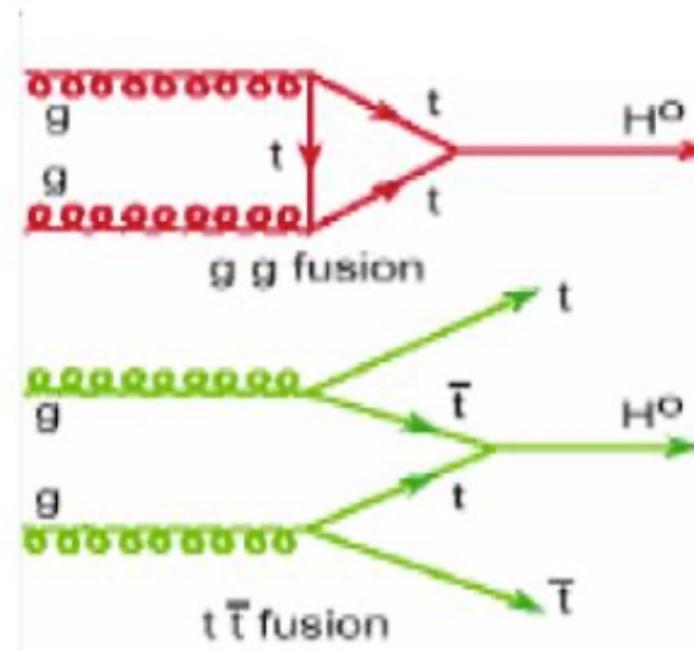
Ceci fait apparaître au moins une particule massive additionnelle, le boson scalaire H°.

Le H° a été recherché au LEP d'abord puis, aux machines hadroniques, le Tevatron (USA) et le LHC (CERN)

V. 12. Le boson scalaire H°

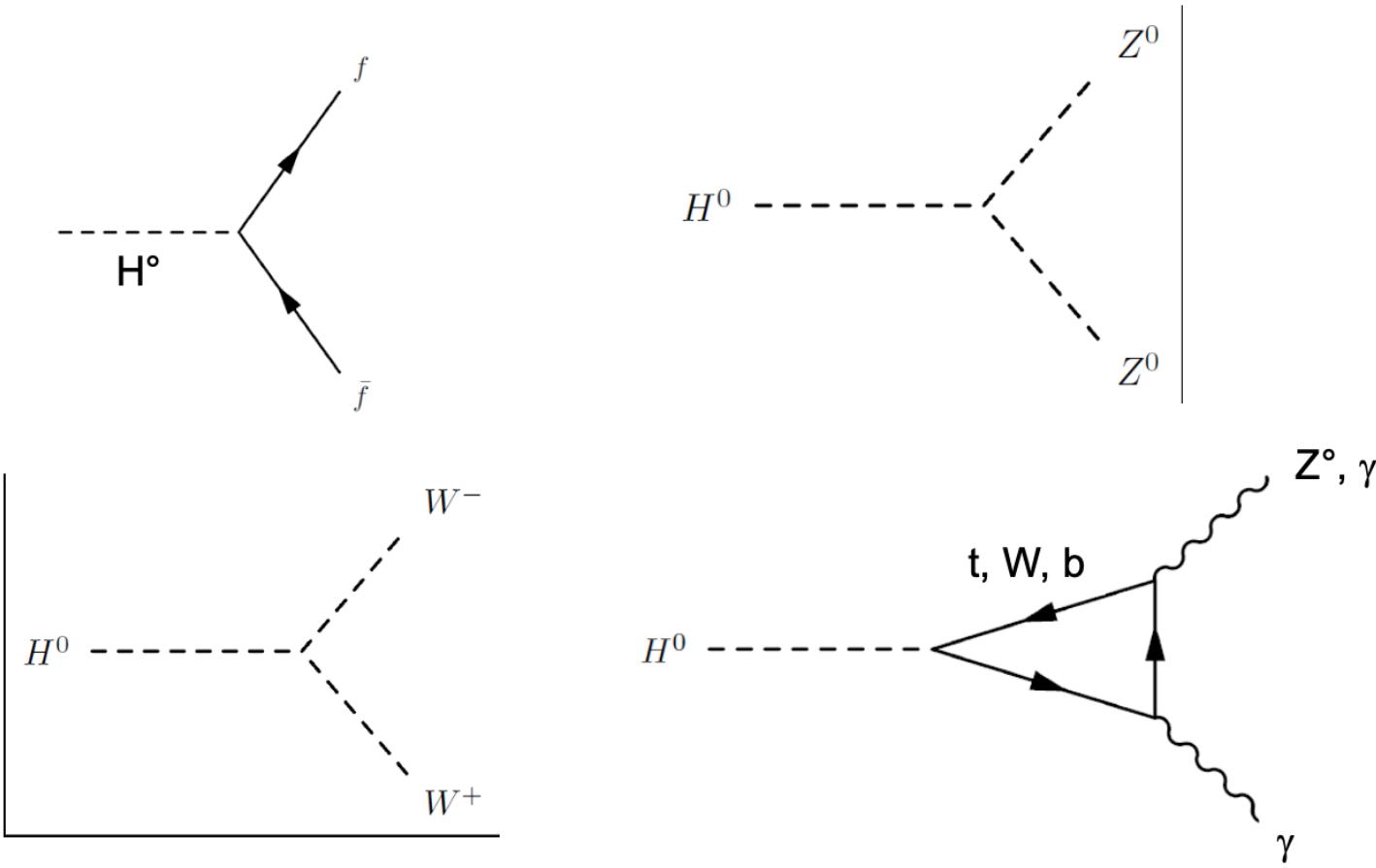
Le H° couple aux bosons W et Z, ainsi qu'aux fermions, avec une intensité d'autant plus grande que la particule est lourde, ce qui donne un rôle prépondérant au quark top et explique l'absence de diagrammes de production impliquant le γ de masse nulle.

Diagrammes de production (collisionneur hadronique):



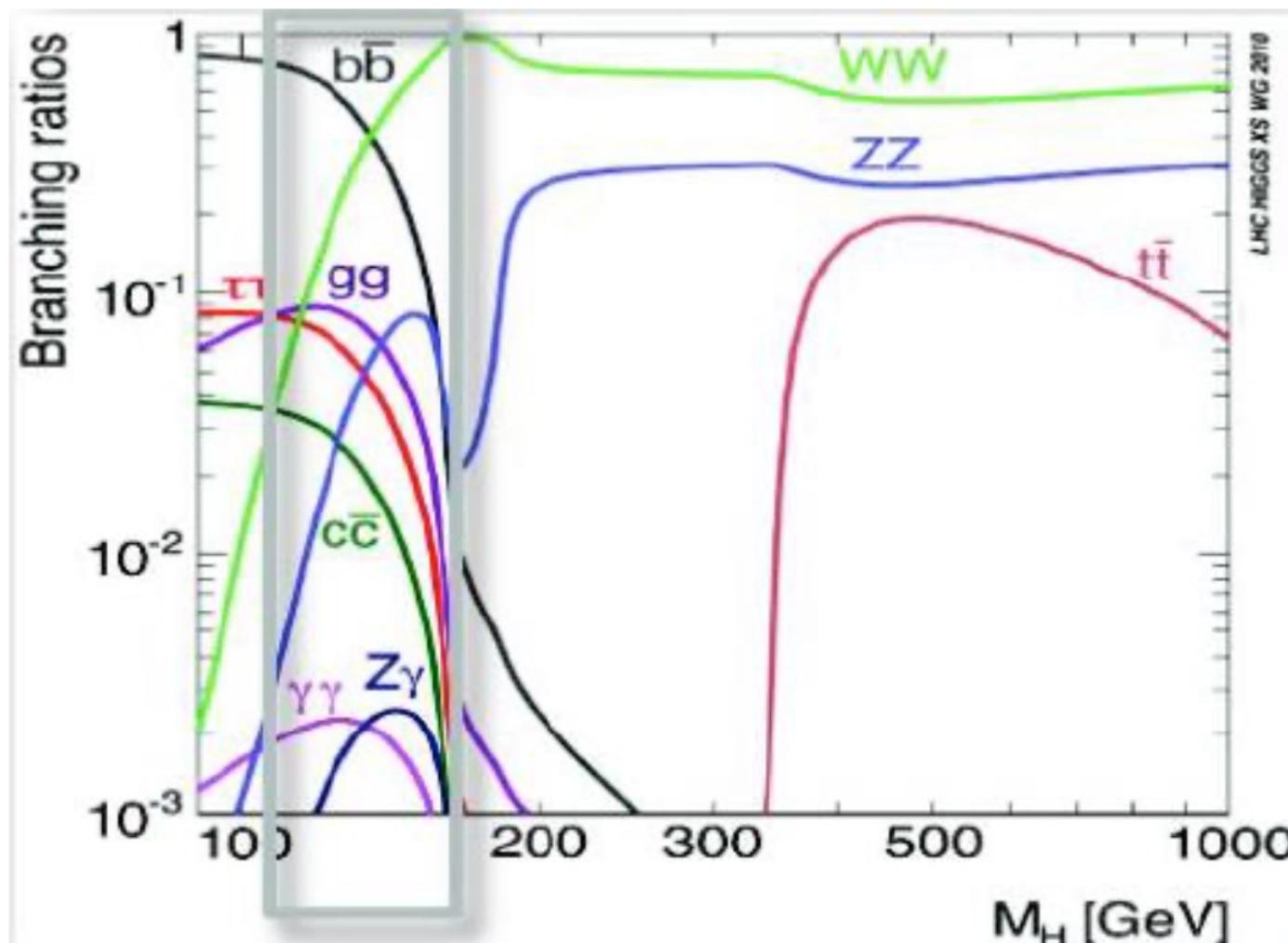
V. 12. Le boson scalaire H^0

Diagrammes de désintégration

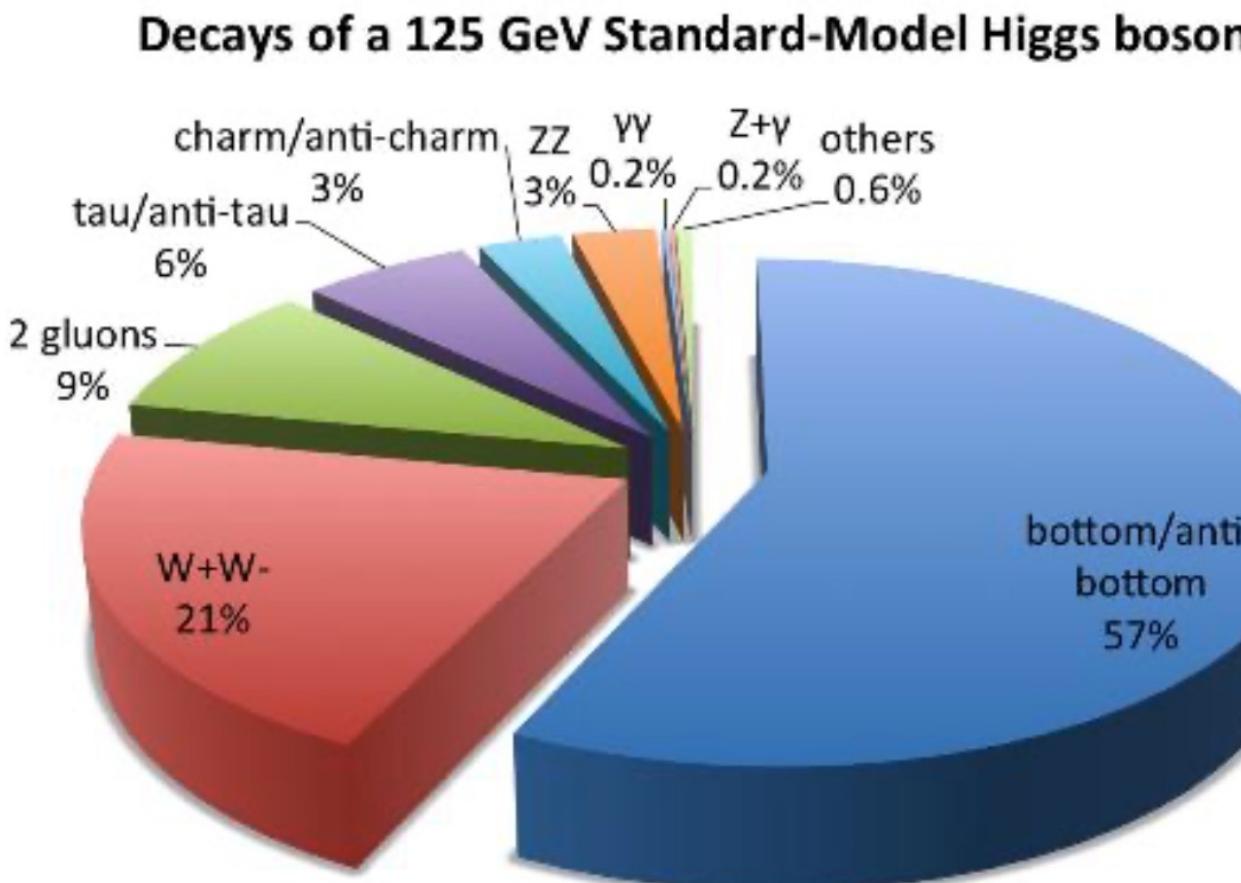


V. 12. Le boson scalaire H°

Modes de désintégration pour un H° de 125 GeV



V. 15. Observation du H° au LHC



From http://atlas.physicsmasterclasses.org/fr/zpath_hboson.htm

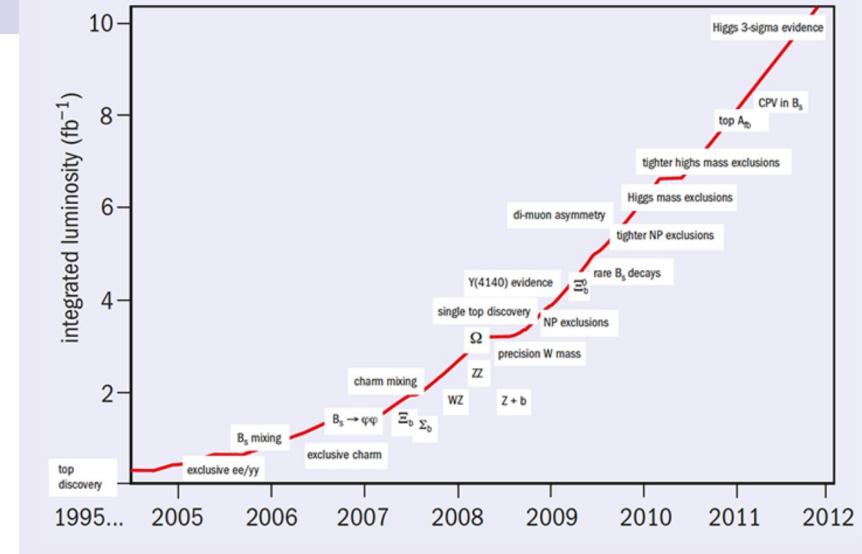
V.13. Le Tevatron et le LHC

La course au Higgs est lancée entre le Tevatron et le LHC

Tevatron (CDF et D0) $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$

+ En fonctionnement à haute intensité depuis 2002

+ Arrêt en 2011



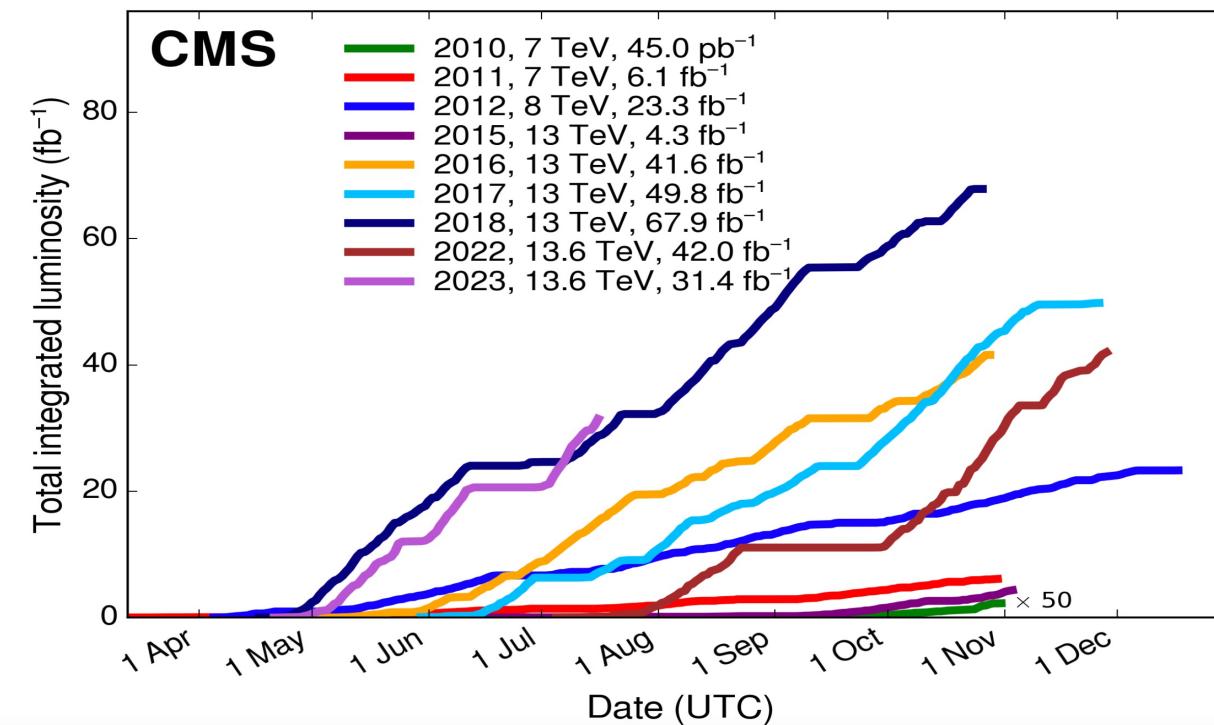
LHC : CMS et ATLAS

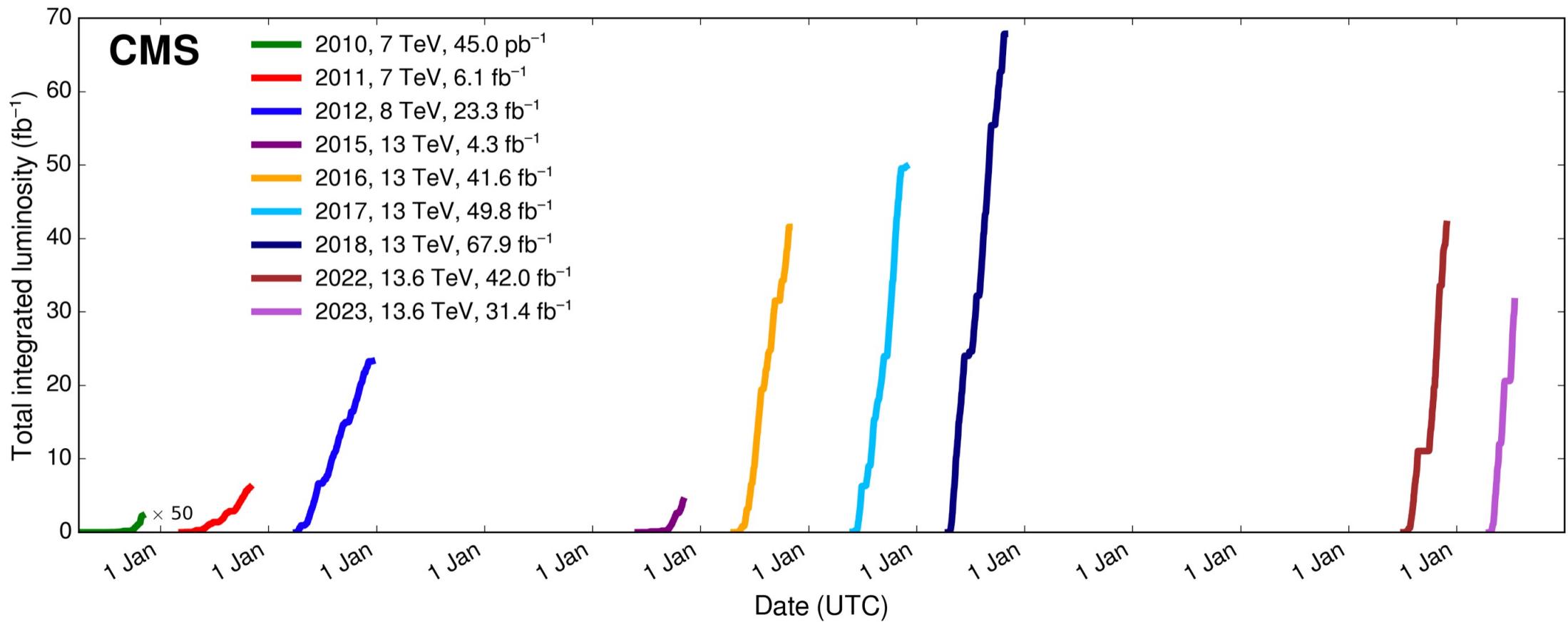
Run 1 : 2010-11 : $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$

2012 : $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$

Run 2 : 2015-2018 : $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$

Run 3 : 2022-25 : $\sqrt{s} = 13.6 \text{ TeV}$





V.13. Le Tevatron et le LHC

Le Tevatron:

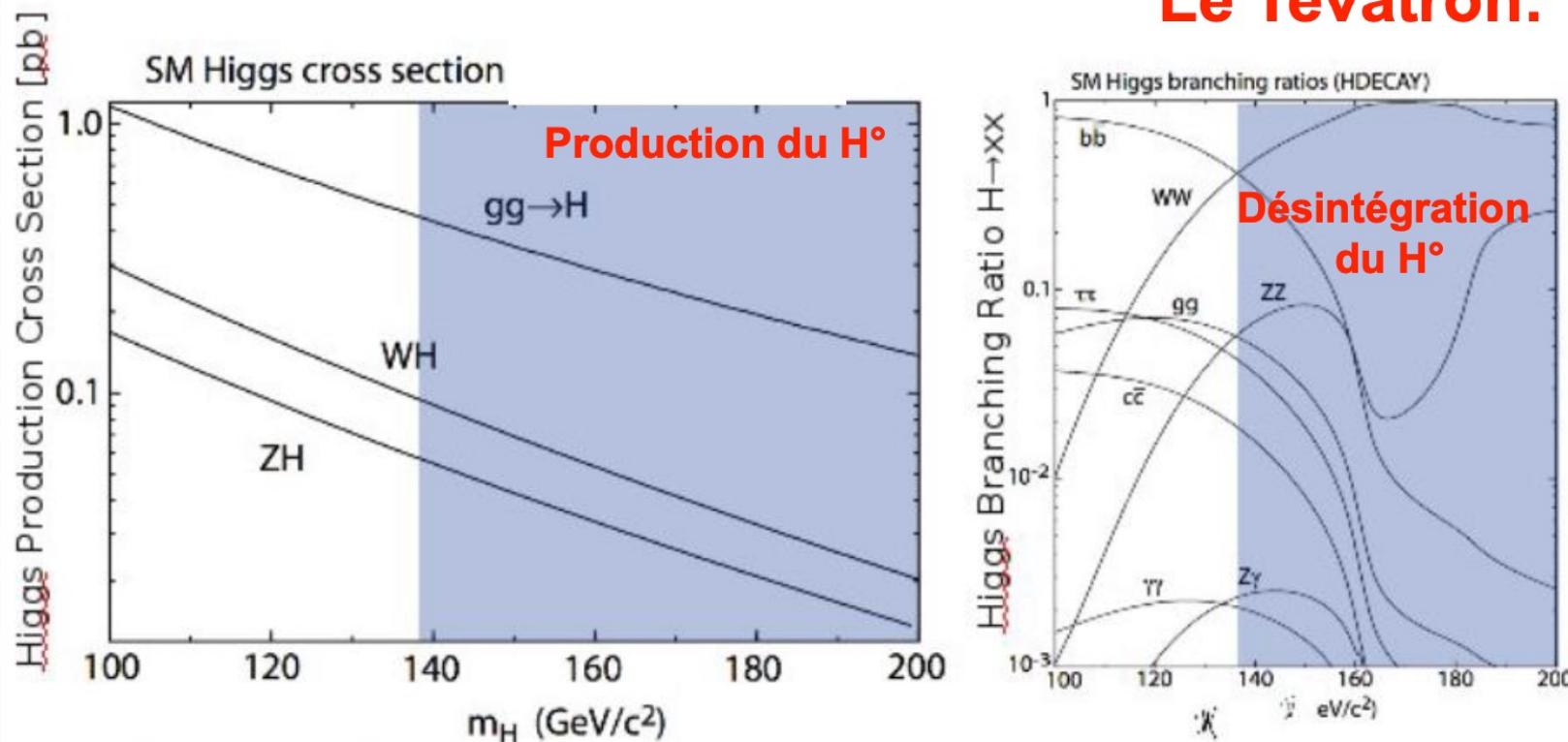
L'accélérateur de protons qui était le plus puissant jusqu'au démarrage du LHC, était le **Tevatron**, à FNAL, aux USA, arrêté le 30/9/11. Il provoquait des collisions **proton – antiproton** avec une énergie de **1.96 TeV** dans le SCM (7 x moins que ce qui était prévu au LHC). Sa luminosité était aussi plus faible car il est plus difficile de faire des faisceaux d'antiprotons que de protons.

$L \sim 6 \text{ km}$



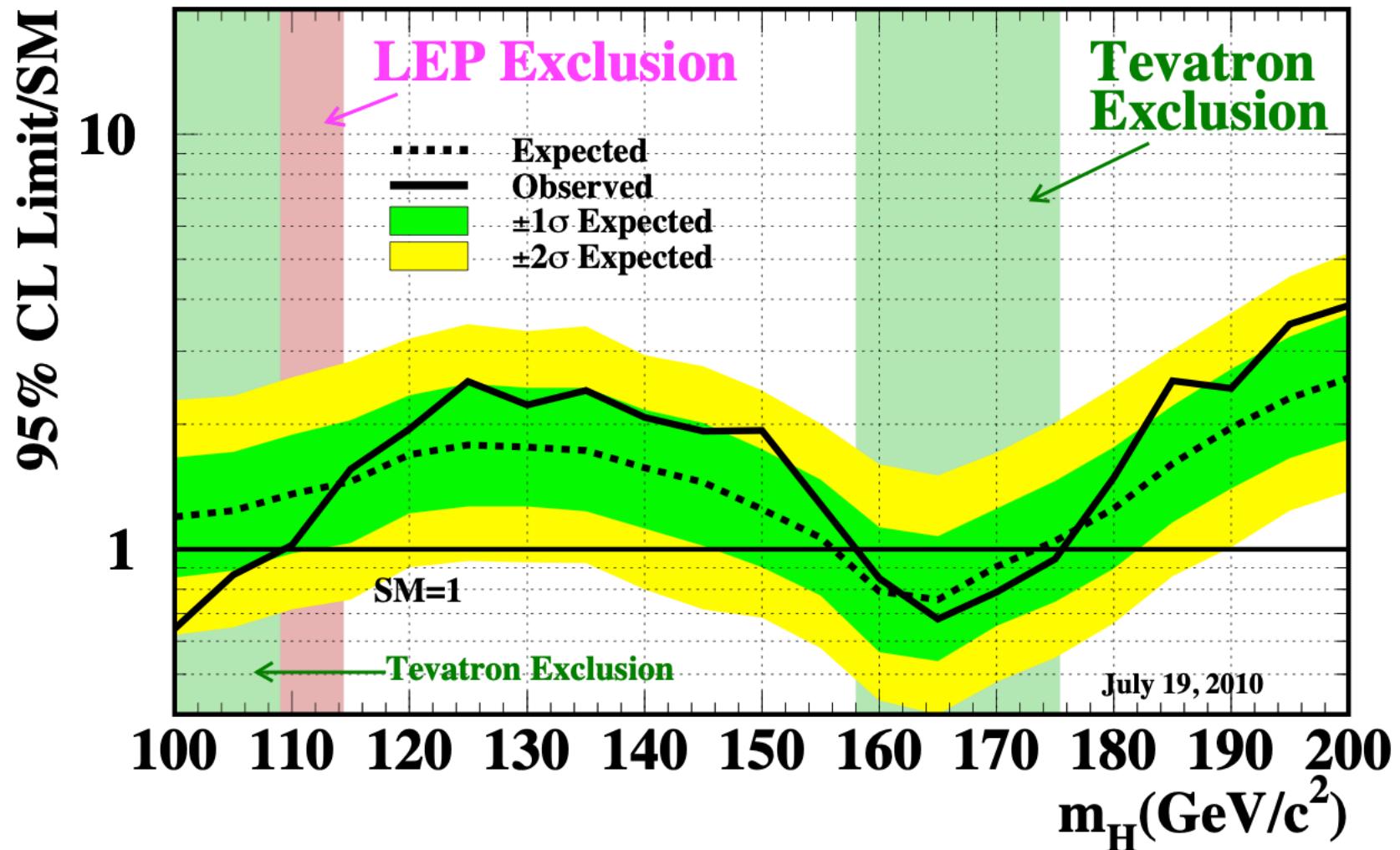
Higgs Production and Decay

Le Tevatron:



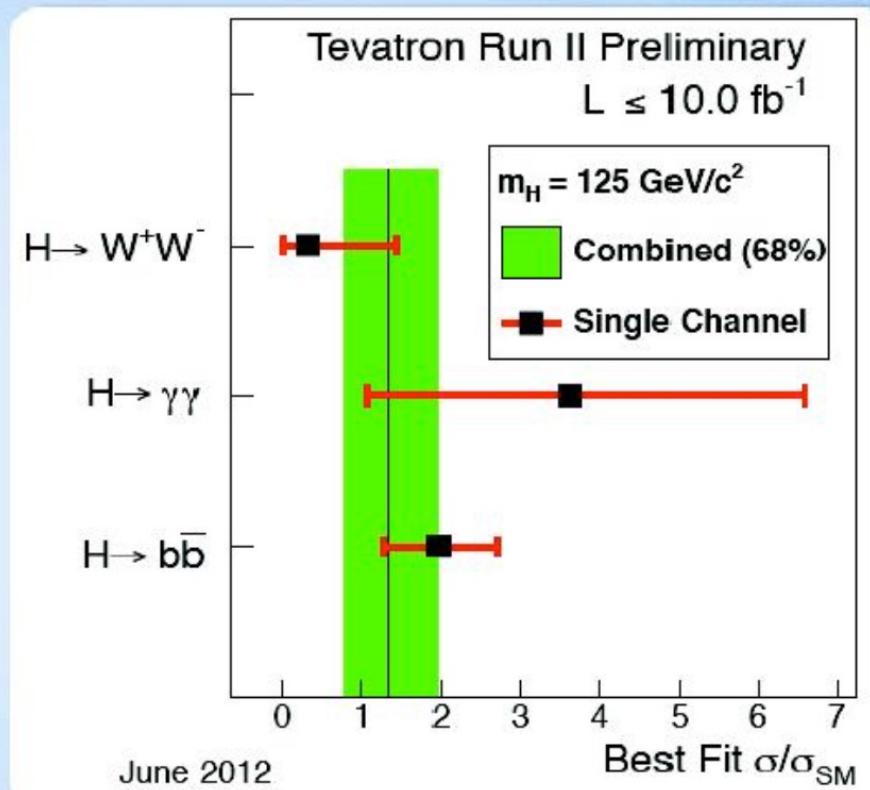
$gg \rightarrow H \rightarrow WW$ dominates
 $WH/ZH \rightarrow WWW/ZWW$ contributes

Tevatron Run II Preliminary, $\langle L \rangle = 5.9 \text{ fb}^{-1}$



Signal Strength

- Perform fit of S+B model to data
- Compare combined best fit Higgs production cross section to result from individual production modes
- Consistent with SM values within the uncertainties



V.13. Le Tevatron et le LHC



Les protons sont accélérés par des champs électriques puissants (4 TeV en 2012, 6,5 TeV actuellement)

et guidés le long de la circonférence de 27 km par des milliers d'aimants **supraconducteurs**.

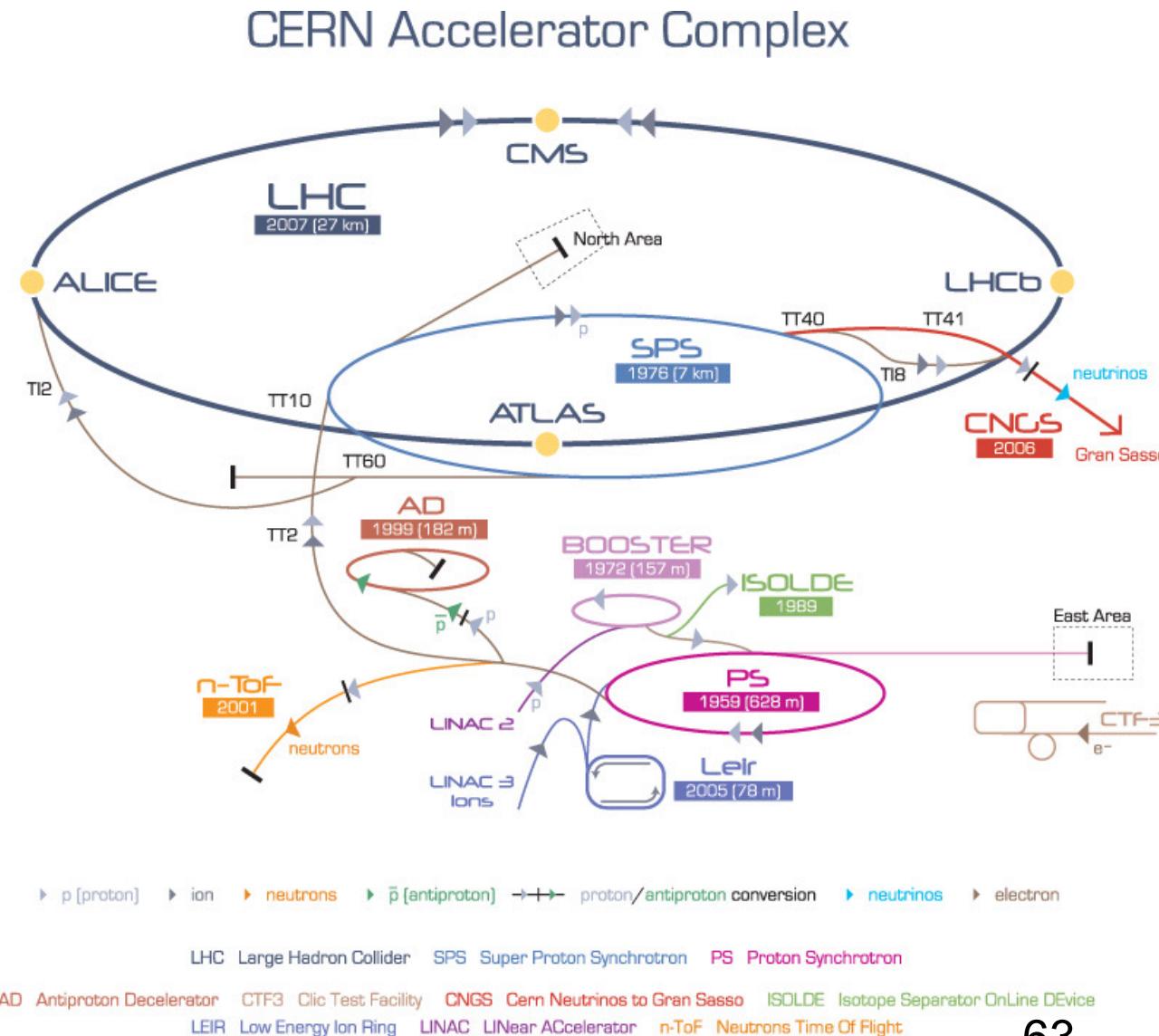
protons :

~11.000 tours de 27 km par seconde



32.000 l d'hélium liquide/heure

Le complexe d'accélération du CERN





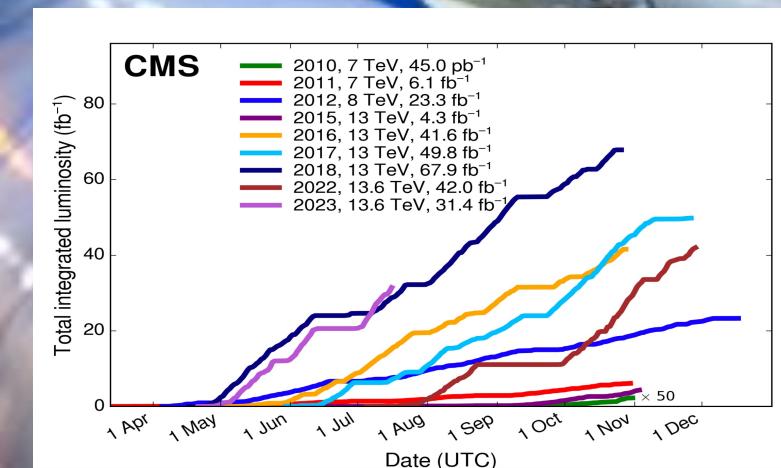
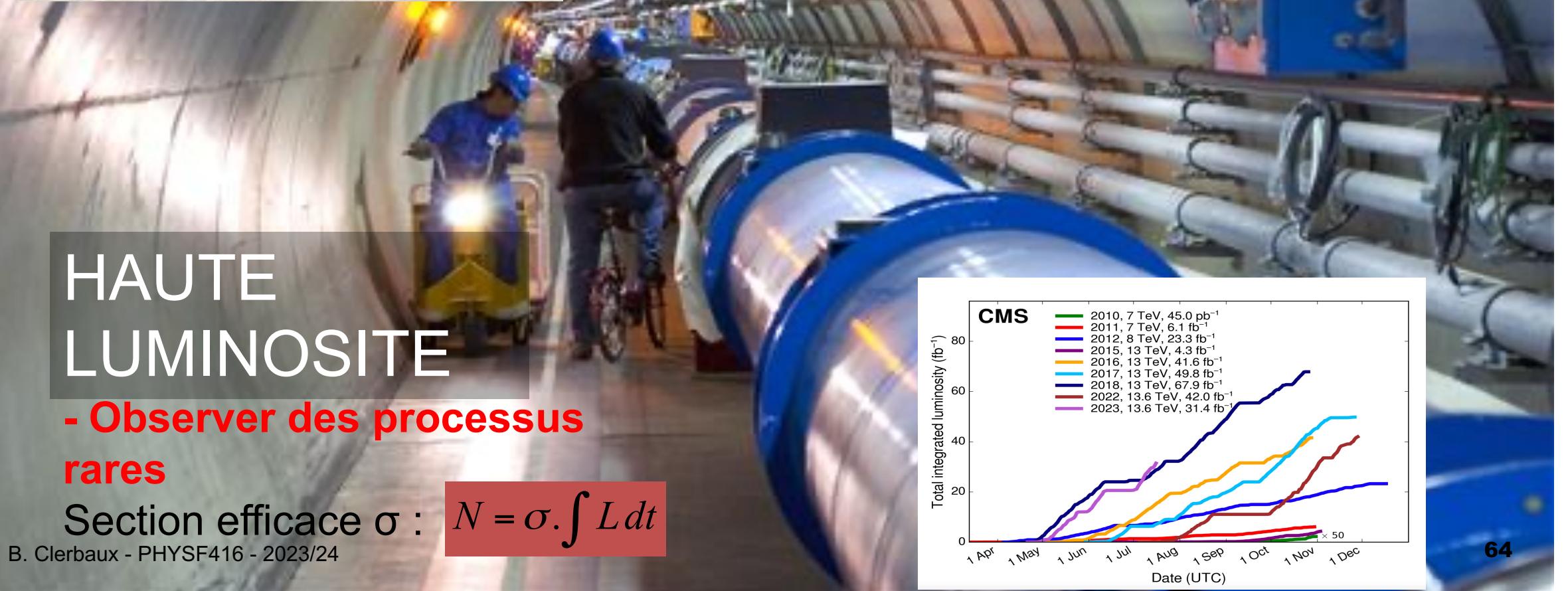
HAUTE ENERGIE

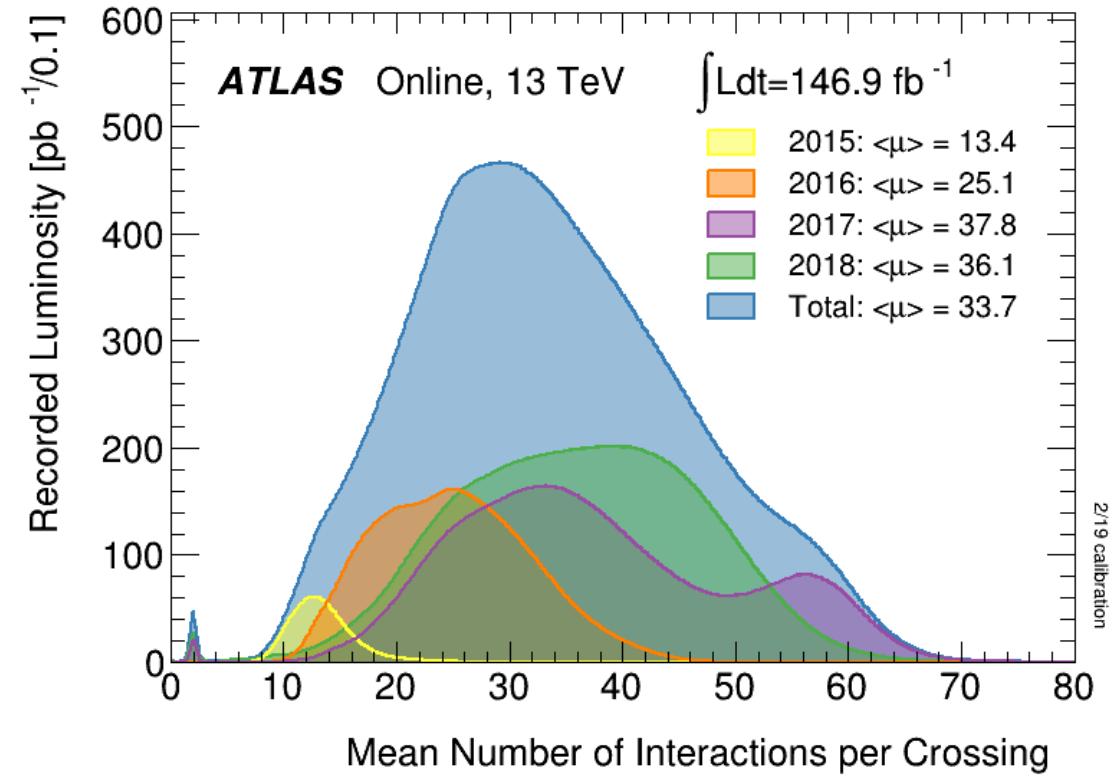
- Produire des particules de masse élevée

HAUTE LUMINOSITE

- Observer des processus rares

Section efficace σ : $N = \sigma \cdot \int L dt$



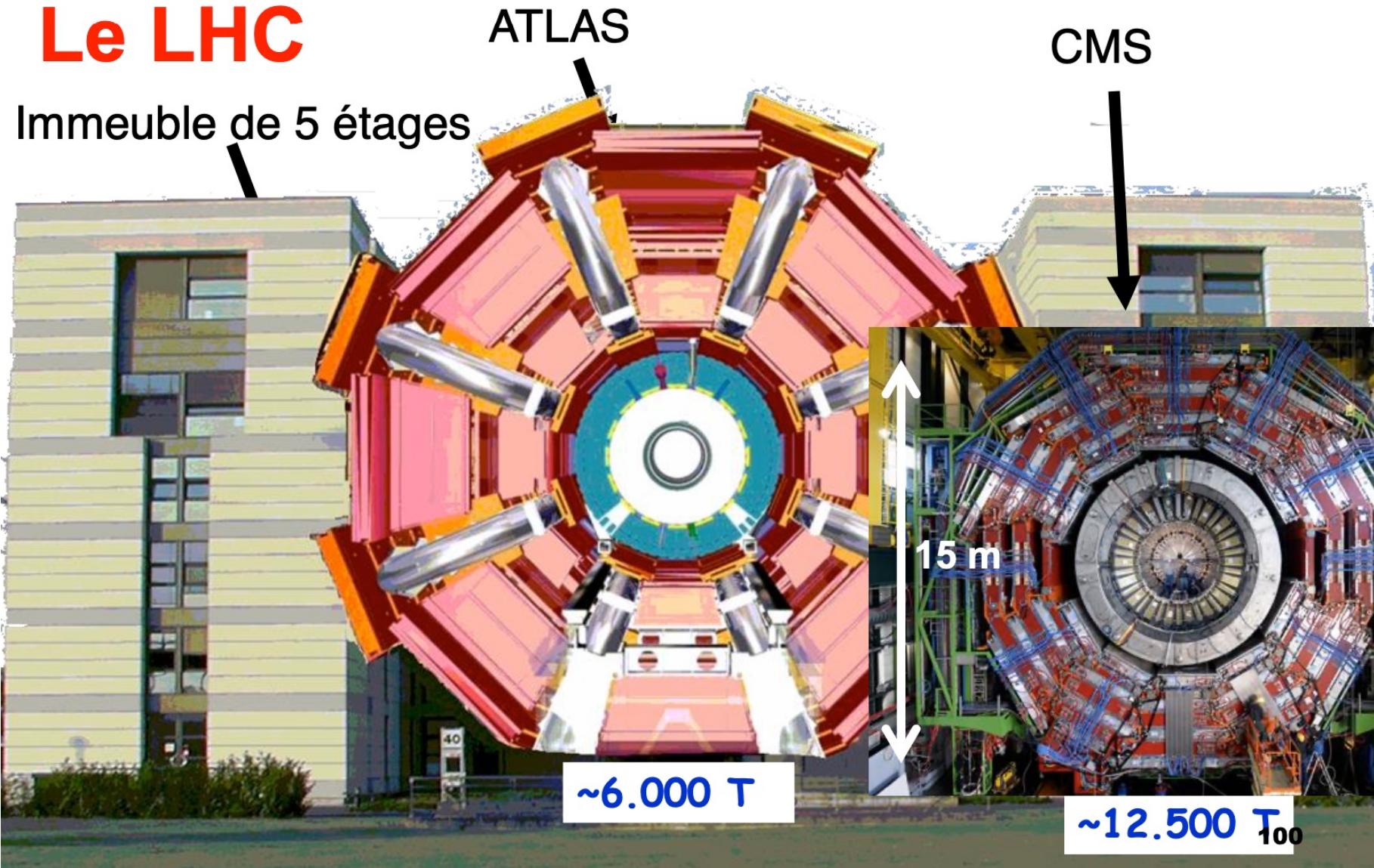


L'énergie et la luminosité du LHC



V.13. Le Tevatron et le LHC

Le LHC



V.14. CMS



■ La collaboration CMS

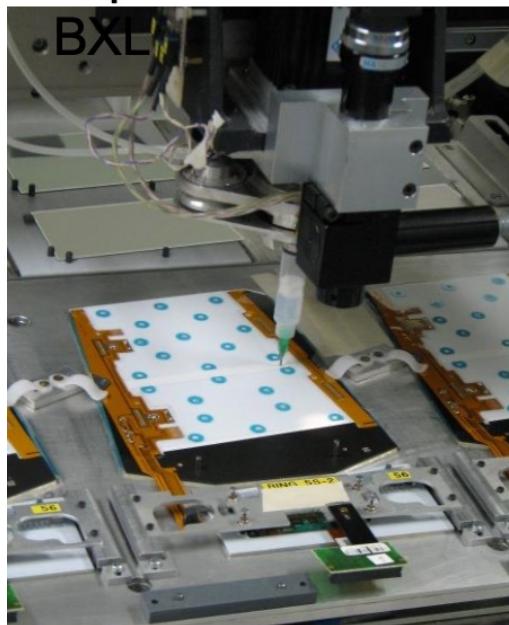


V.14. CMS

Depuis 1993 des scientifiques belges contribuent à CMS.

Leur principale contribution: le traceur au silicium de CMS, en collaboration avec des laboratoires allemands, autrichiens, français, italiens, pakistanais, américains et le CERN.

Assemblage des capteurs au Si à Bxl
BXL



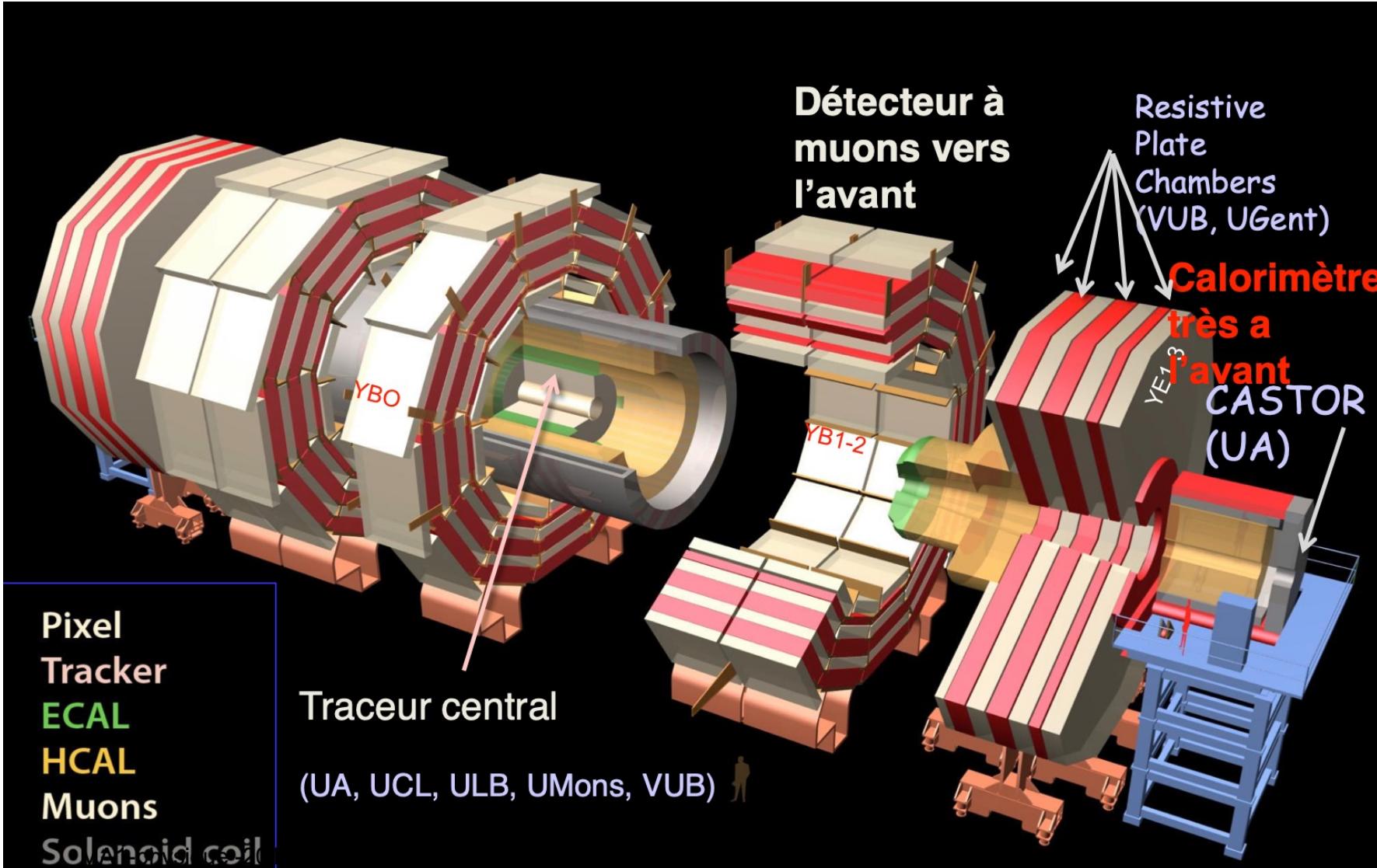
roue du traceur



pétales assemblés à l'UCL

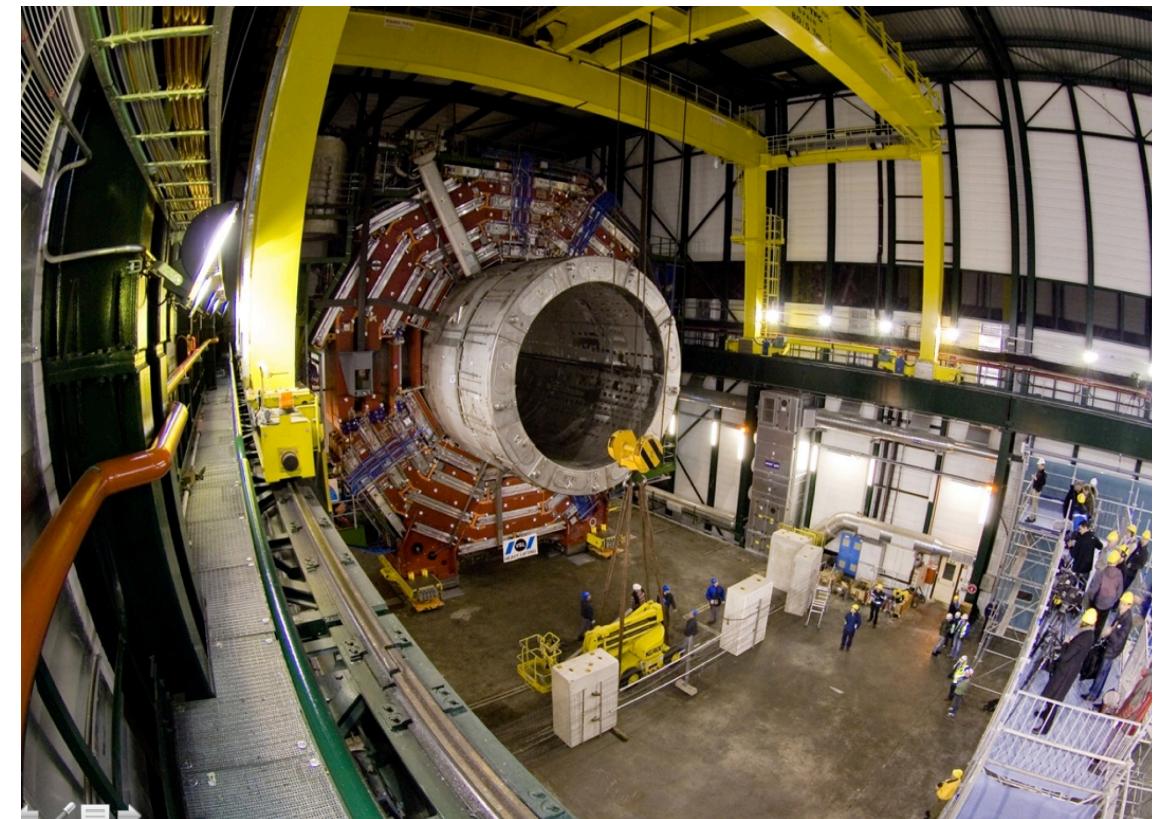


V.14. CMS



La construction du détecteur CMS

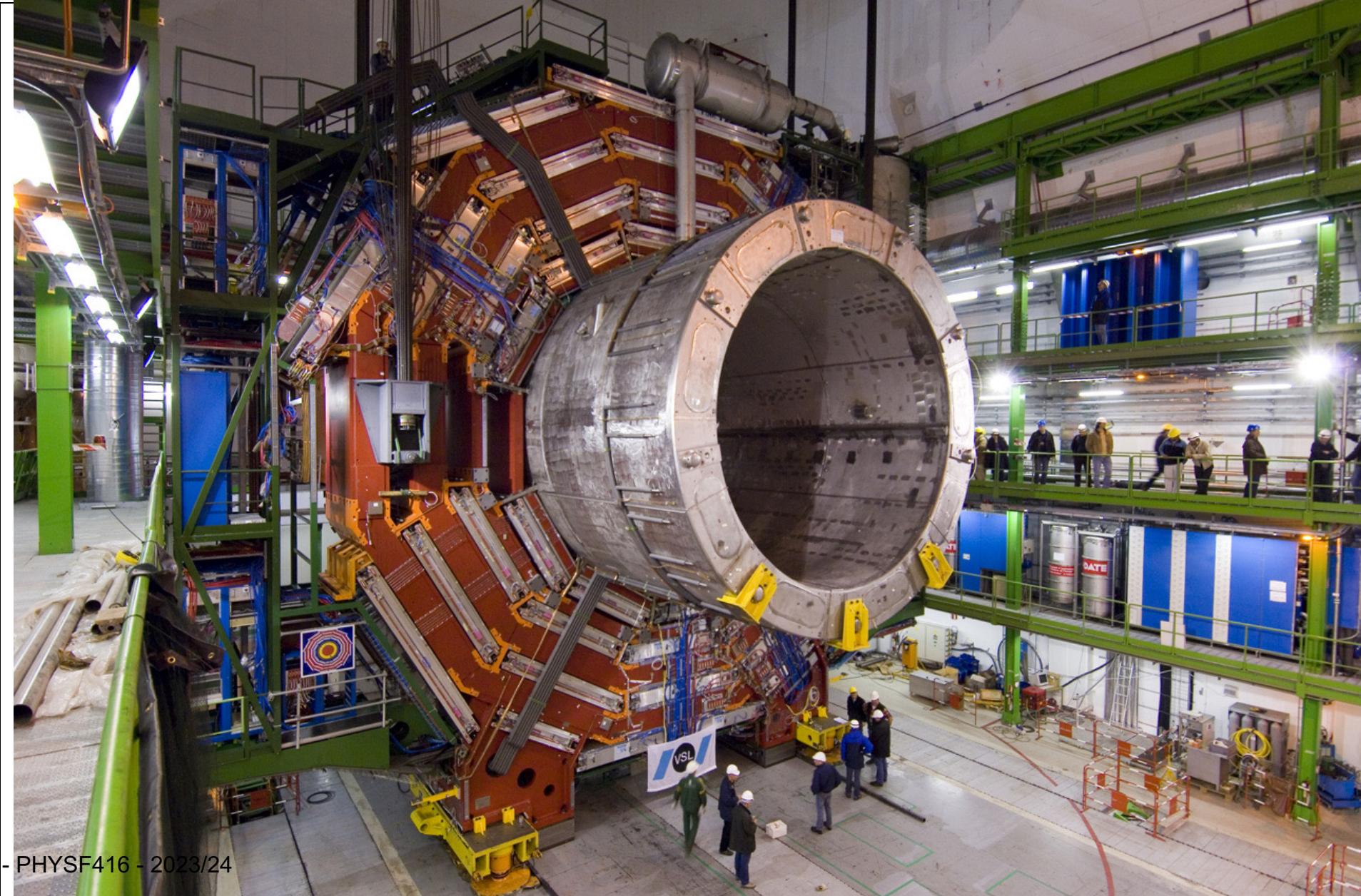
Les composantes principales du détecteurs CMS ont été construites et assemblées en surface, puis elles ont été descendues à 100 m sous terre, pièce par pièce, par le puits.



Descente de l'élément YB0 le 28 /02 /2007

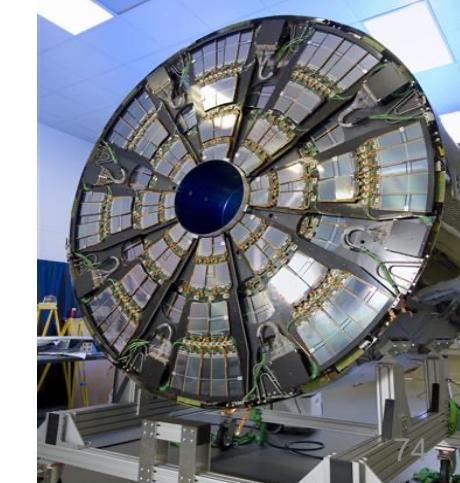
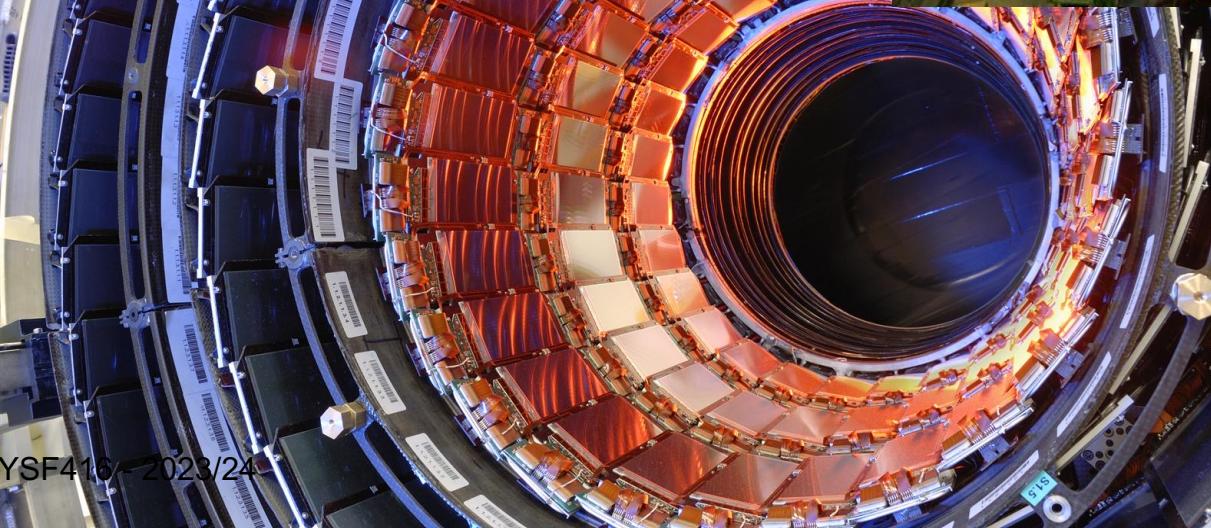
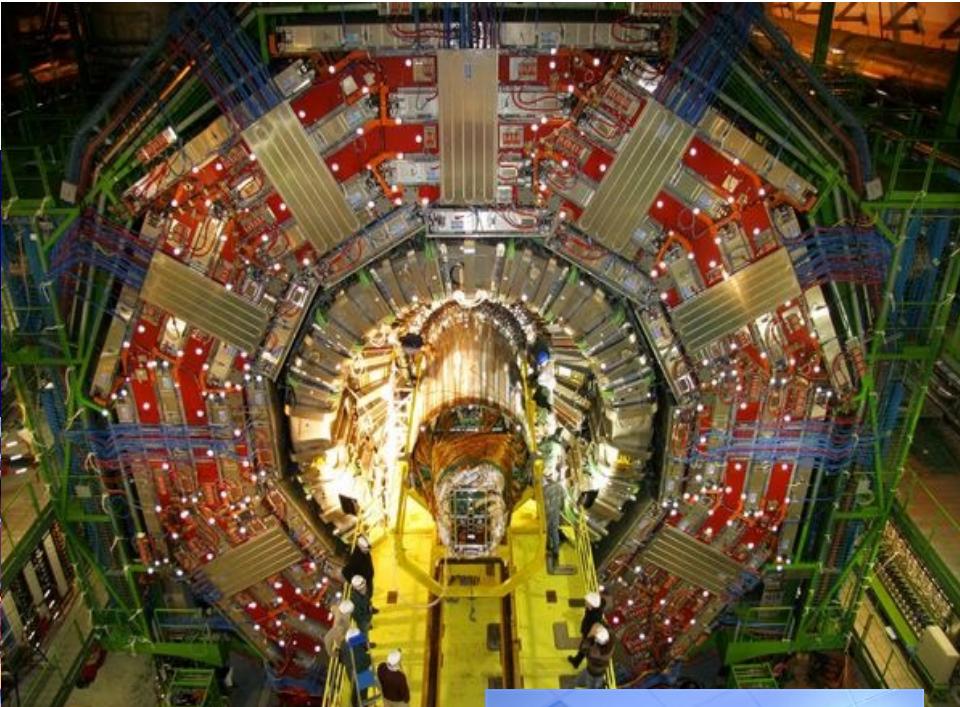
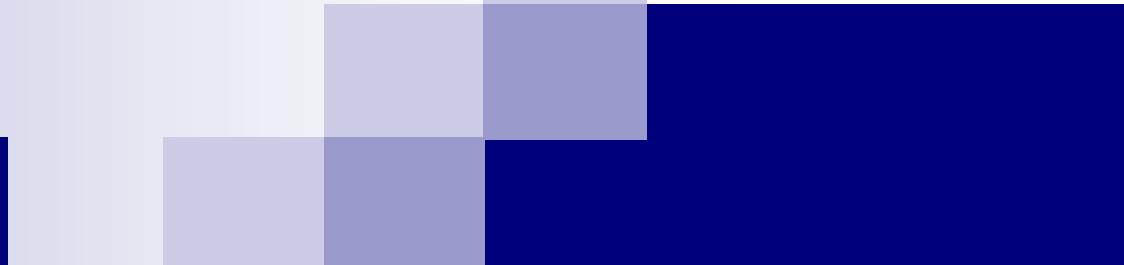


Taille de la caverne : 53 m de long, 27 m de large et 24 m de haut



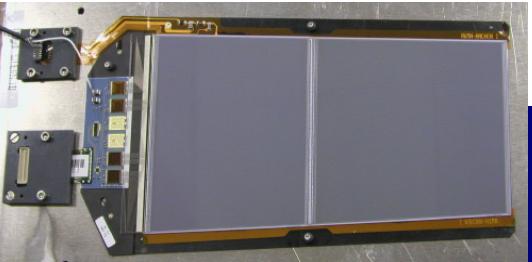
La contribution belge à CMS

Contribution principale:
Traceur central de CMS
(depuis 1993)

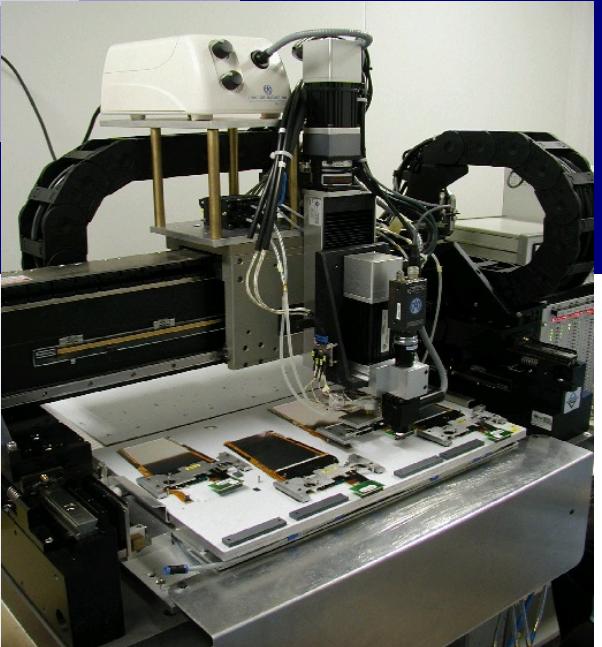


La contribution belge à CMS

1800 détecteurs
au silicium
(ULB, VUB)



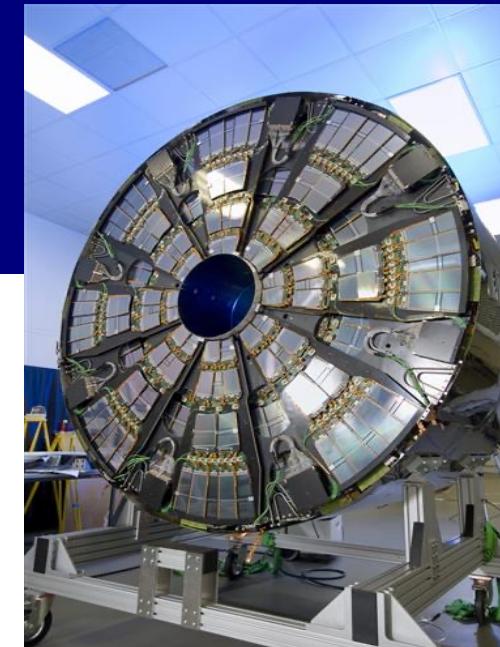
6500 supports assemblés (ULB, VUB)



Robot gantry (ULB, VUB)



~60 pétales assemblés et
testés (ULB, VUB, UCL)

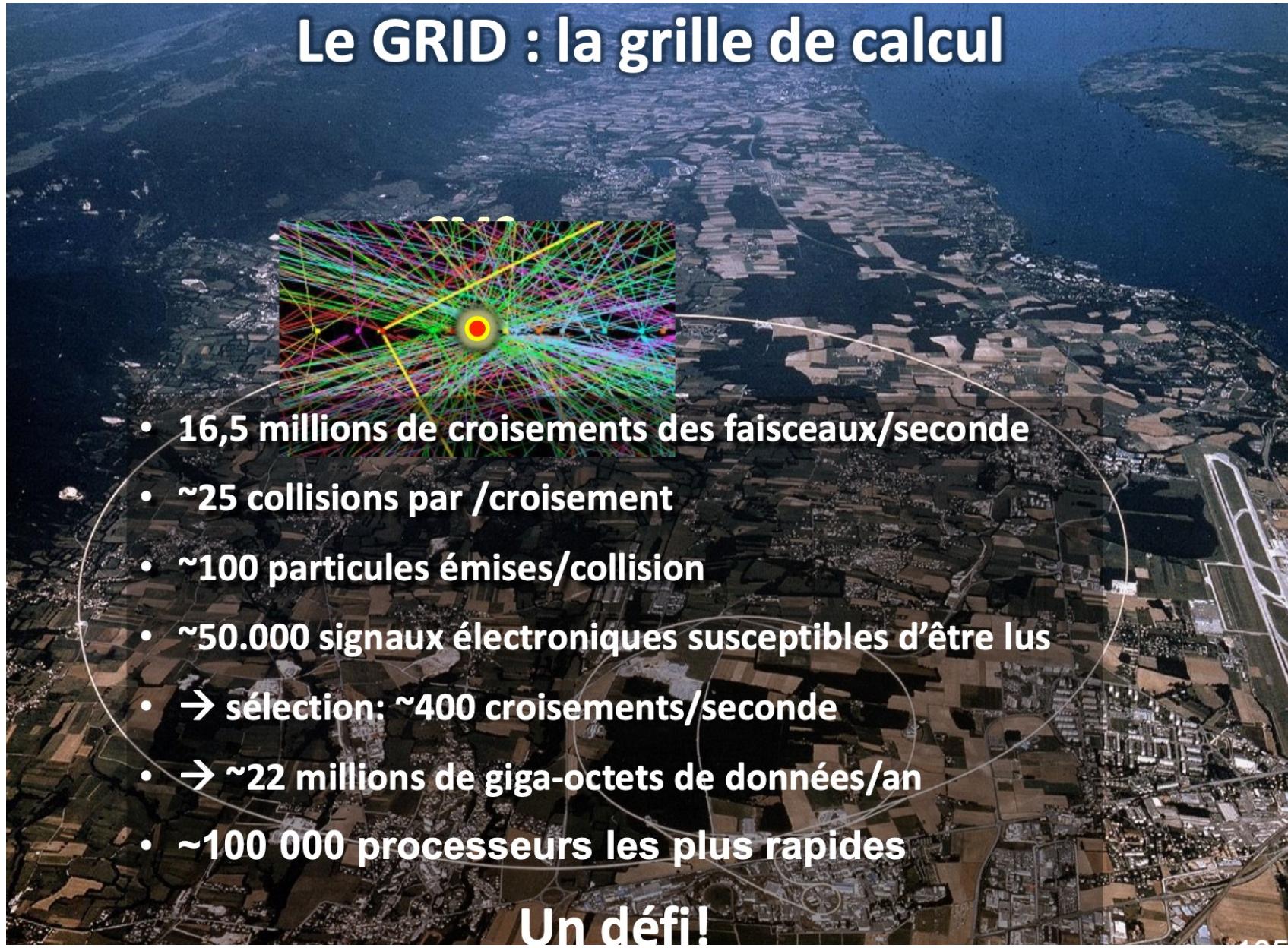


Tests d'intégration au
CERN (UCL, ULB, UA)

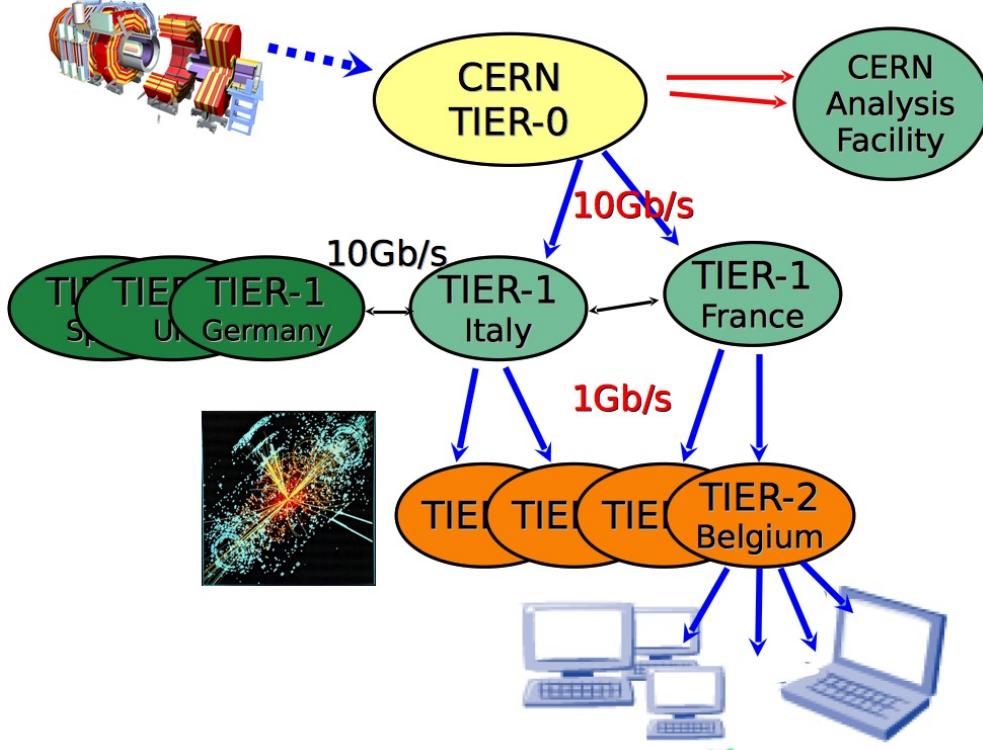
Le GRID : la grille de calcul

- 16,5 millions de croisements des faisceaux/seconde
- ~25 collisions par /croisement
- ~100 particules émises/collision
- ~50.000 signaux électroniques susceptibles d'être lus
- → sélection: ~400 croisements/seconde
- → ~22 millions de giga-octets de données/an
- ~100 000 processeurs les plus rapides

Un défi!



Le Grid et le centre Tier-2 belge



Value Metric

1000 kB kilobyte

1000^2 MB megabyte

1000^3 GB gigabyte

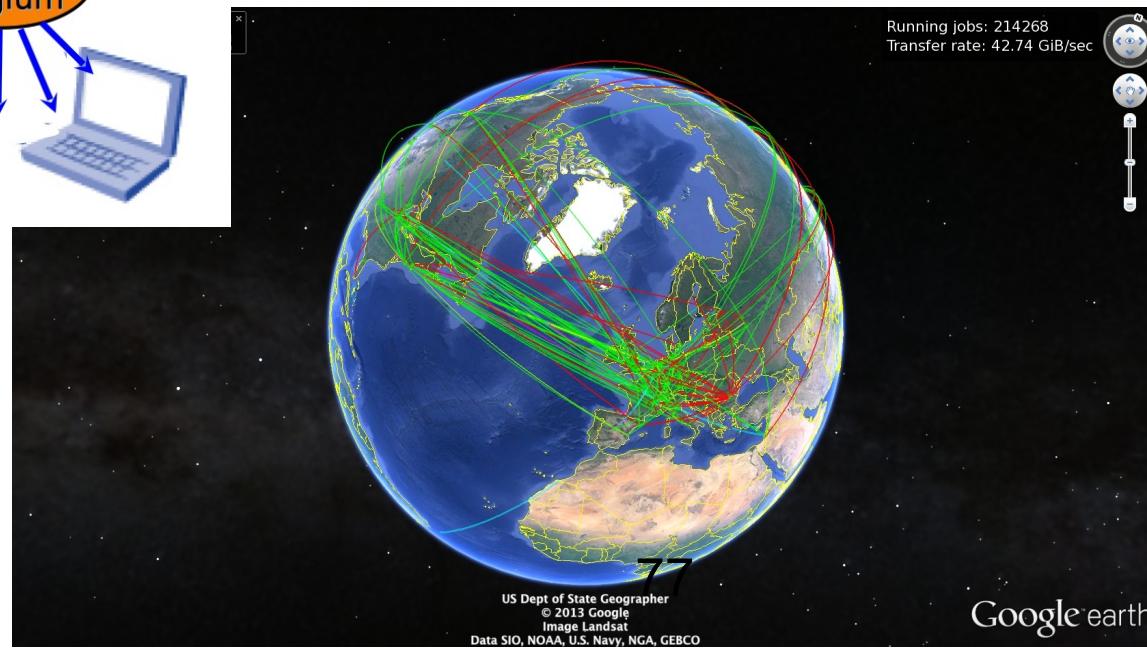
1000^4 TB terabyte

1000^5 PB petabyte

« Tier-2 » en Be (started in 2003)

- 2 sites: ULB-VUB et UCL
- 8000 job slots
- 5 PBytes (10^{15} B) de stockage

WLCG: Worldwide LHC Computing Grid



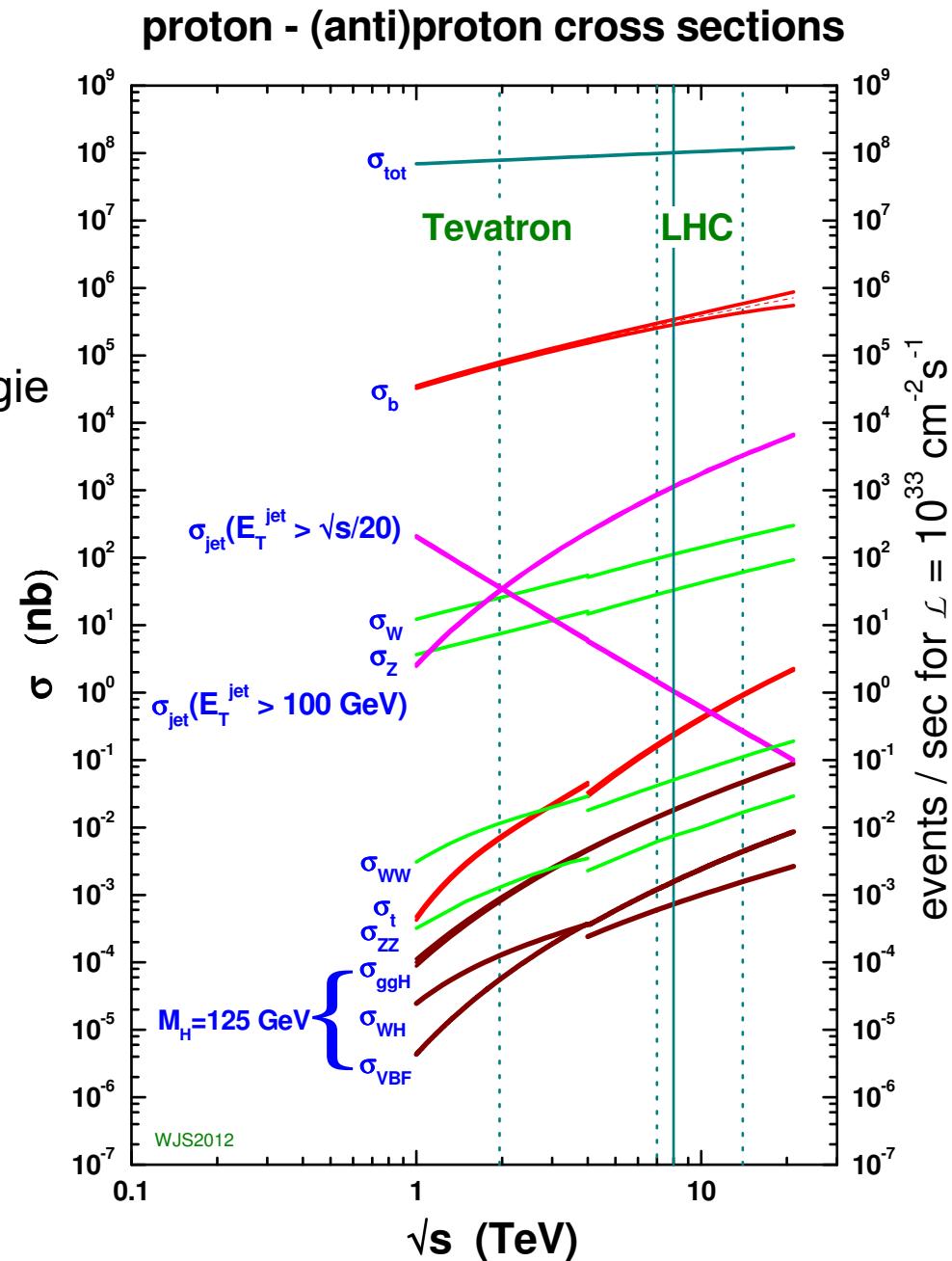
Les sections efficaces

Courbes théoriques:
Section efficace en fonction de l'énergie
Dans le centre de masse

- Au Tevatron :
Collisions proton-antiproton
à 2 TeV
- Au LHC :
Collisions proton-proton
à 7, 8 et 13 TeV

Rappel :

$$N = \sigma \cdot \int L dt$$



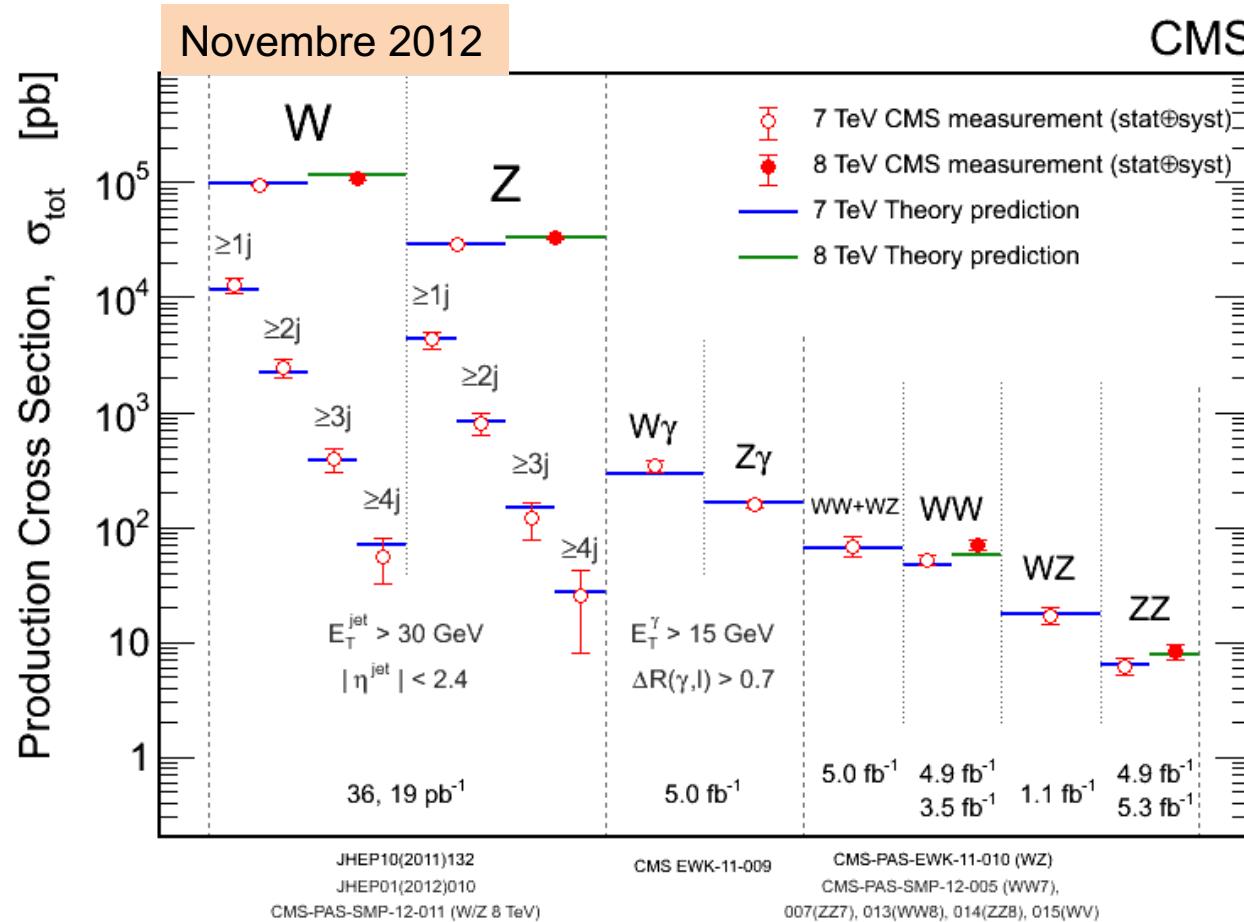
Mesures de sections efficaces

$$N = \sigma \cdot \int L dt$$

$$\sigma = \frac{N_{obs} - N_{bruit}}{A \cdot \varepsilon \cdot \int L dt}$$

- Processus rares
- Bruits de fond pour les recherches
- Validation des analyses
- Amélioration des approximations théoriques

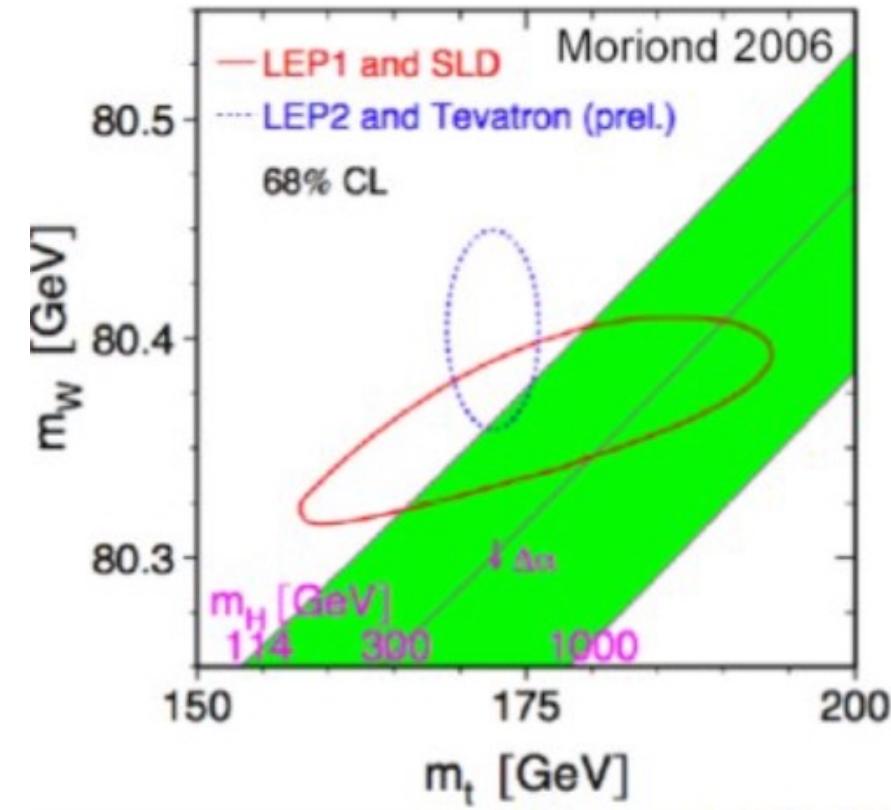
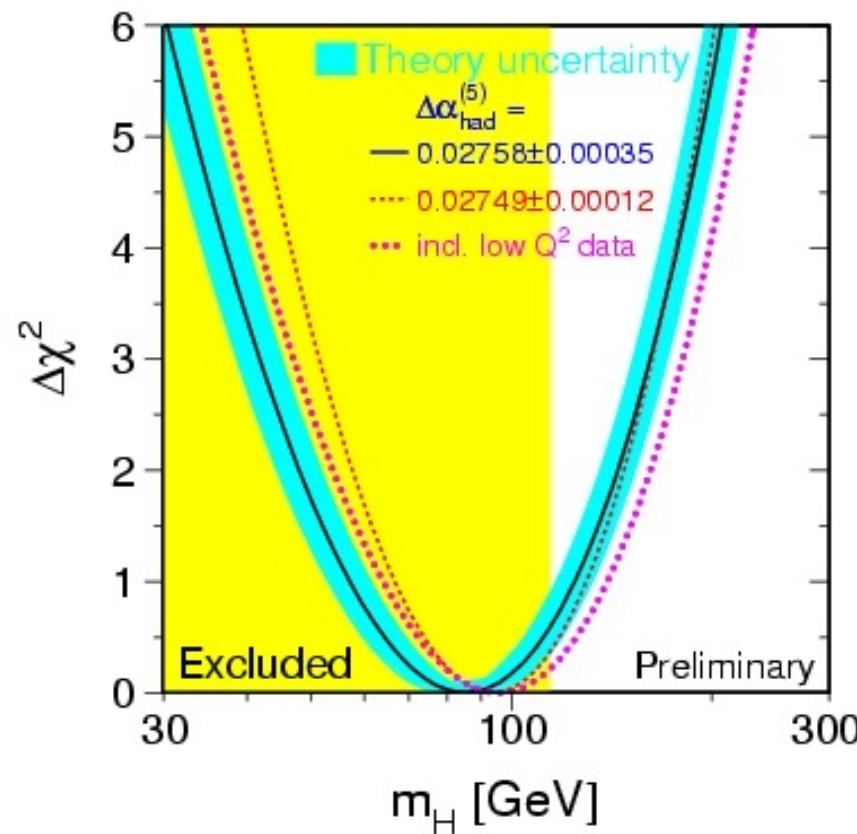
- Excellent accord entre mesures et prédictions du MS !
- Mesure des sections efficaces diboson (WW,WZ,ZZ) : prêt pour la recherche du boson scalaire



Avant le LHC

Tests de consistence du MS :

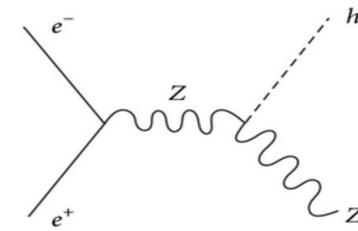
- Les ajustements électrofaibles en 2012 :



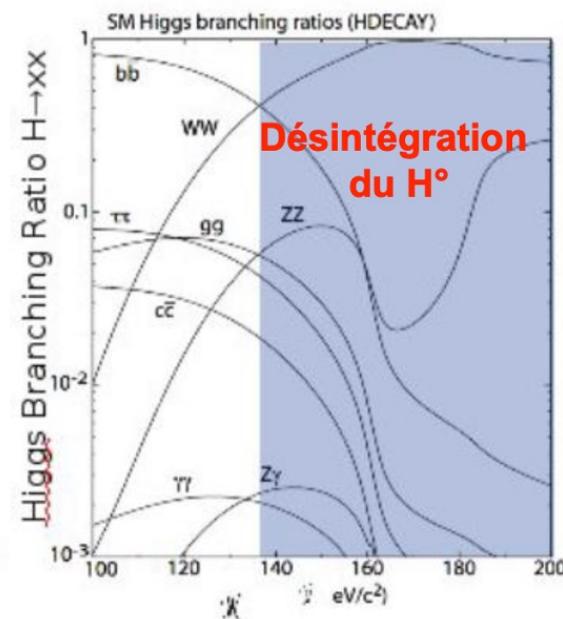
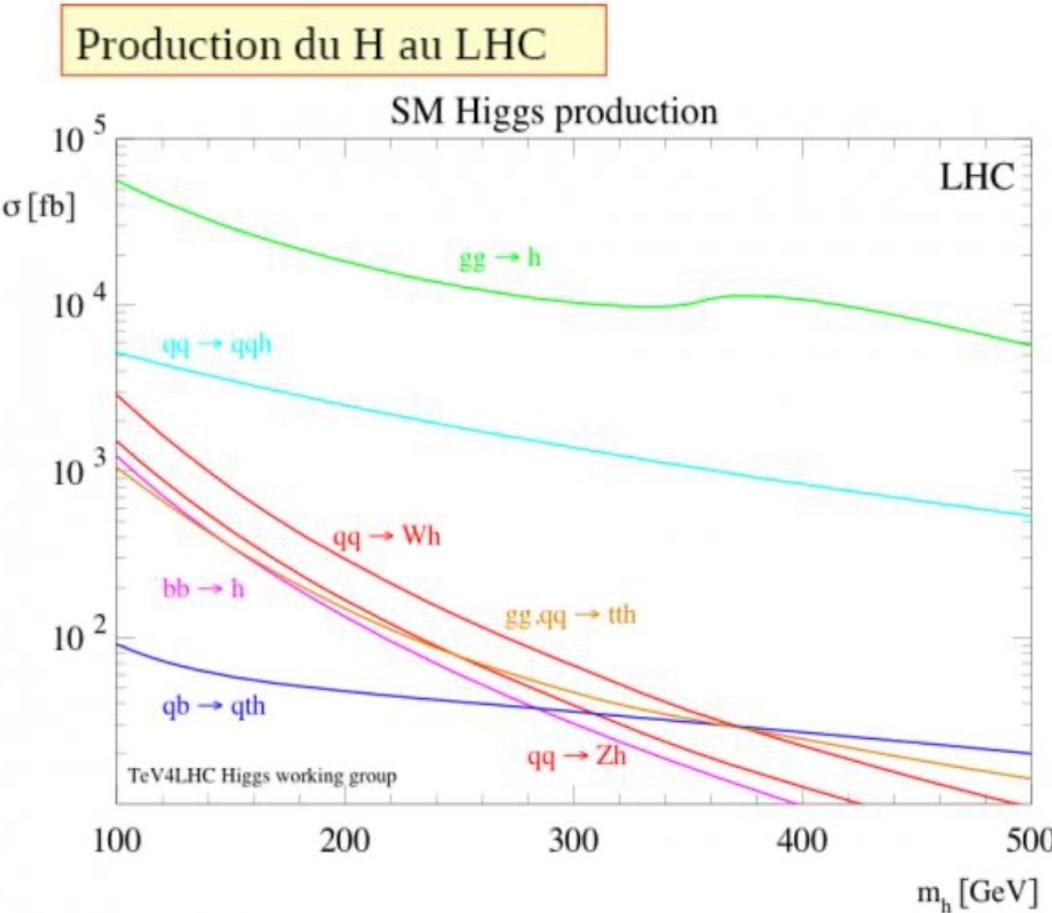
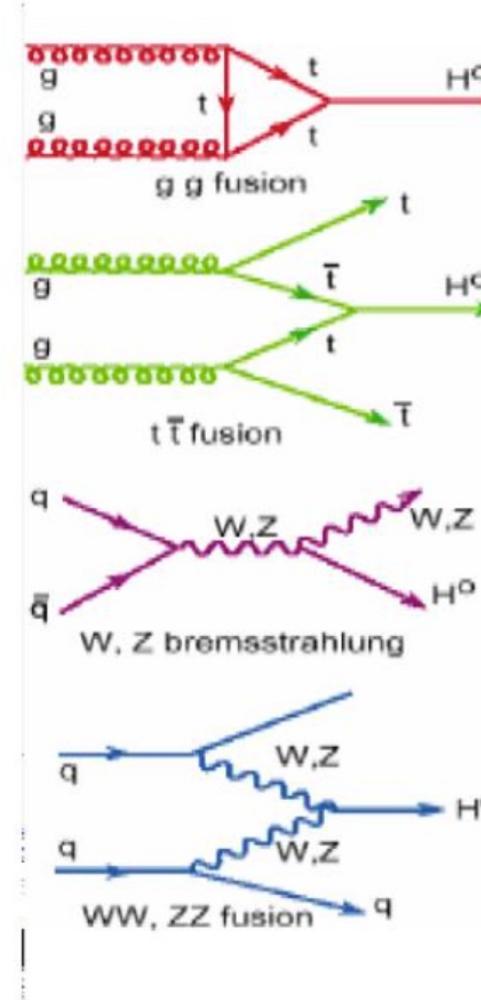
Avant le LHC

Limite sur la masse du scalaire H :

- Limite du collisionneur LEP : $M_H > 114 \text{ GeV}$
- Limite du collisionneur Tevatron : exclu pour $150 < M_H < 180 \text{ GeV}$
- Limite théorique : $M_H <$ de l'ordre de 1 TeV
- La machine LHC et les détecteurs ont été optimisés pour découvrir le boson scalaire de Brout-Englert-Higgs du modèle standard minimal (MS) DANS L'ENSEMBLE DE SON DOMAINE DE MASSE POSSIBLE entre typiquement 100 GeV à 1 TeV
 - optimisé en énergie : assez d'énergie pour le produire
 - optimisé en luminosité : assez de données pour voir le signal (interactions faibles)
- Si on suppose M_H : Toutes les grandeurs (sections efficaces, couplages, ...) du boson H peuvent être calculées

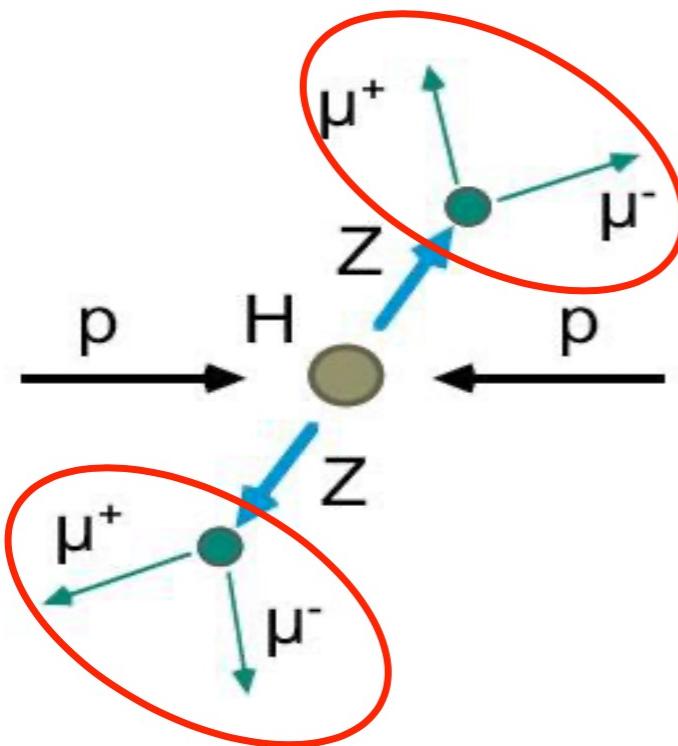


V. 15. Observation du H⁰ au LHC



V. 15. Observation du H⁰ au LHC

- Voici le mode de désintégration qui permet d'identifier le H⁰ et de mesurer sa masse le plus facilement



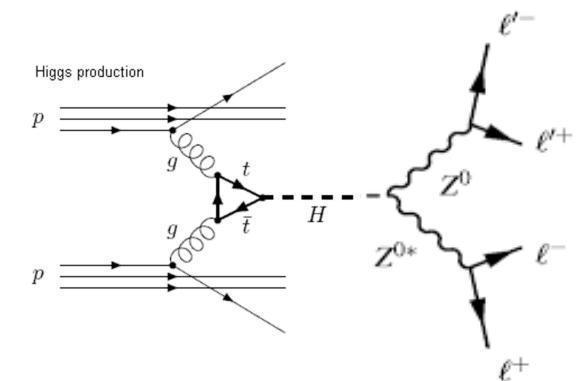
$$p + p \rightarrow H \rightarrow Z^0 + Z^0$$

↓ ↓

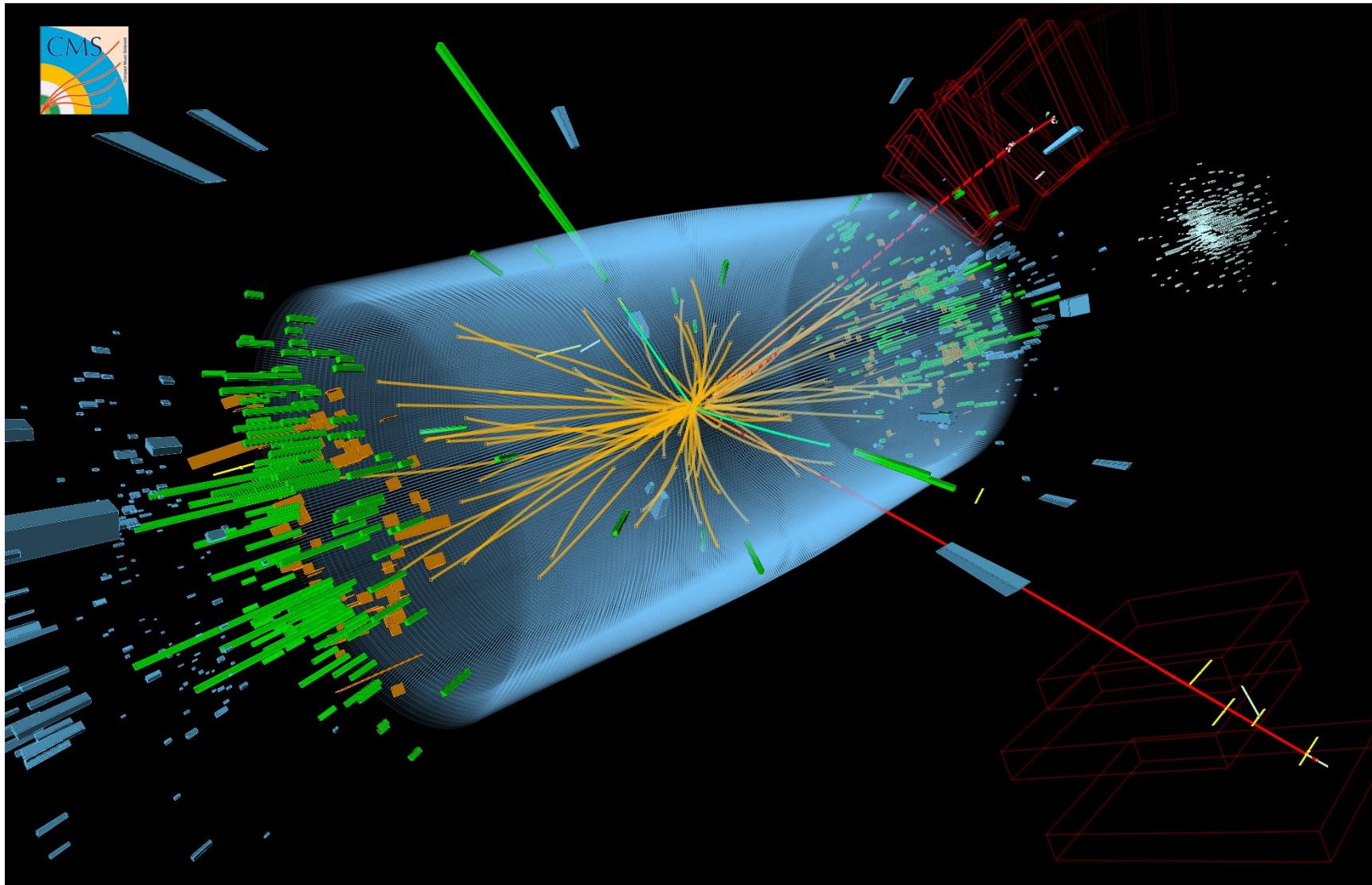
$$\mu^+ + \mu^- \quad \mu^+ + \mu^-$$

On observe dans le détecteur
4 muons chargés,
et des débris des protons.

La mesure de la masse invariante
des paires μ⁺μ⁻ permet de
sélectionner la présence des 2
Z⁰. Celle des 4 μ permet de
mesurer la masse du H⁰

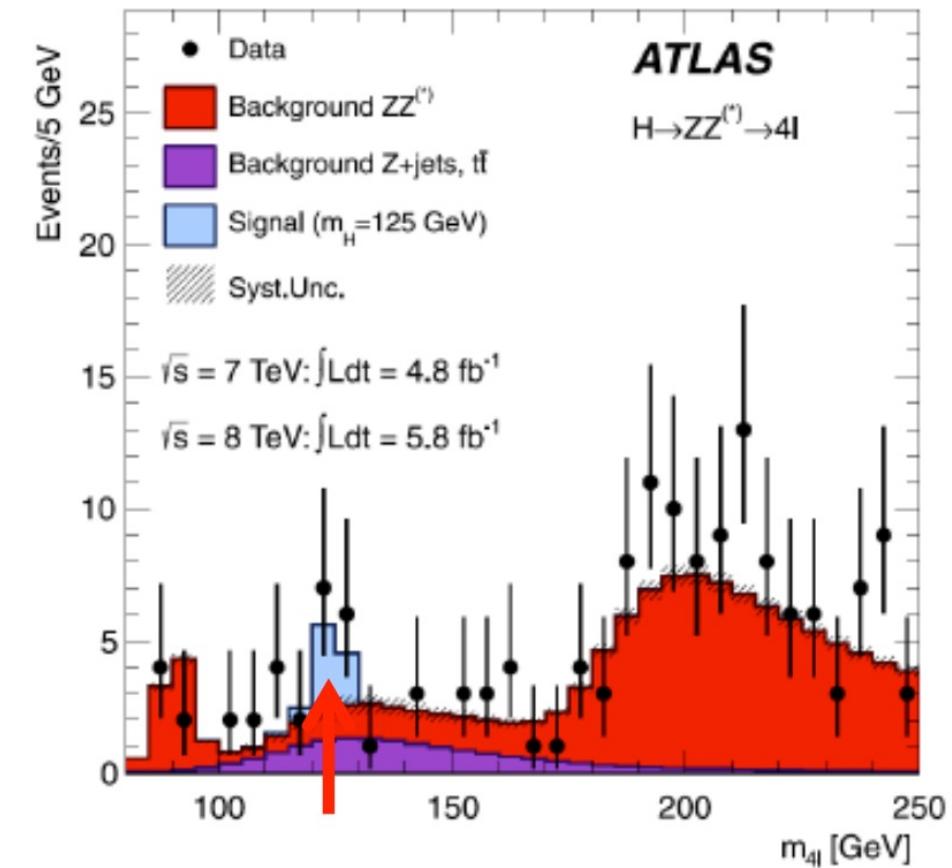
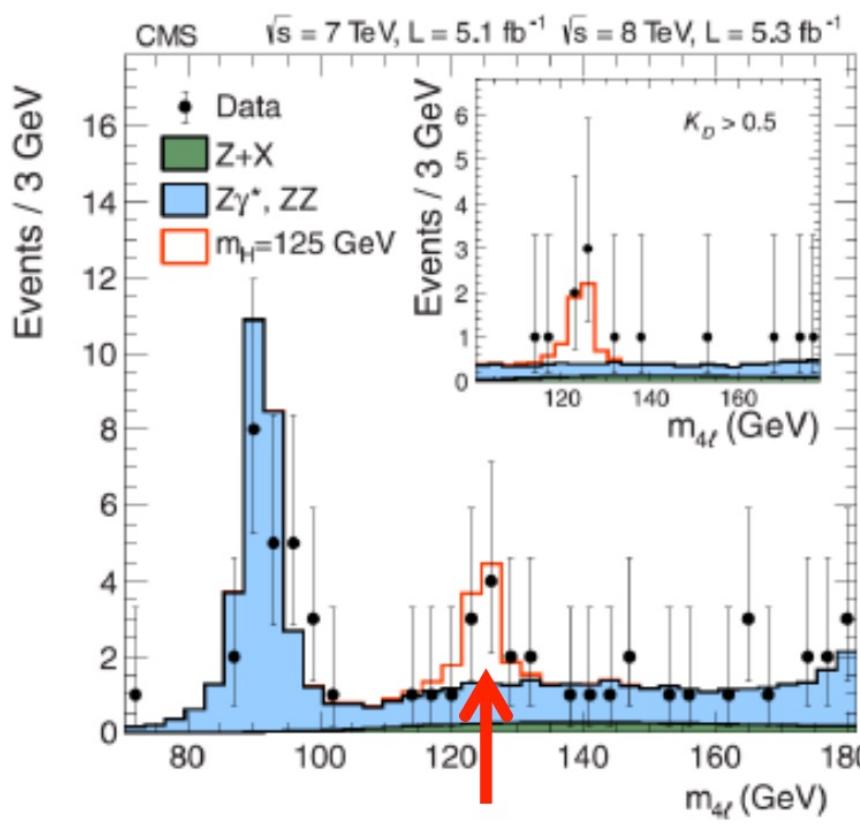


$H \rightarrow ZZ \rightarrow ee\mu\mu$

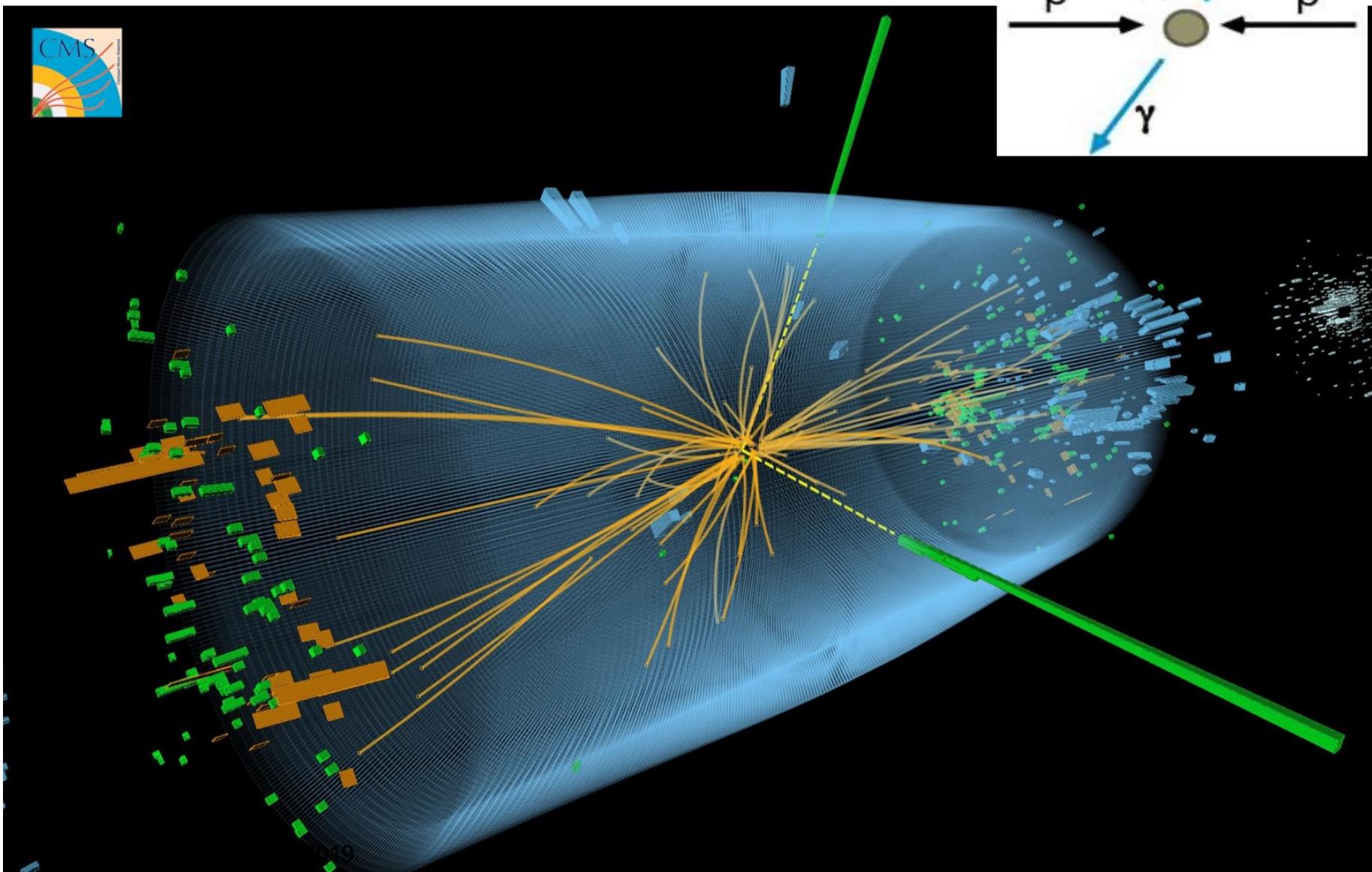
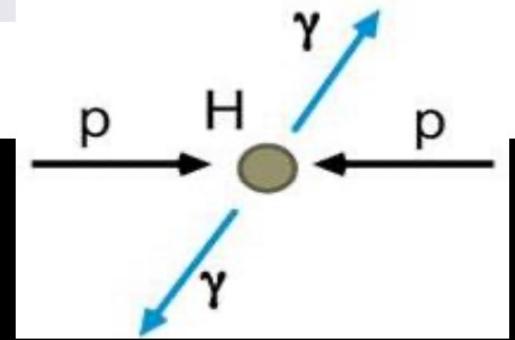


V. 15. Observation du H° au LHC

- 4 juillet 2012, CMS et ATLAS observent tous les deux, un excès à une masse de ~ 125 GeV pour les 4 leptons (μ ou e).

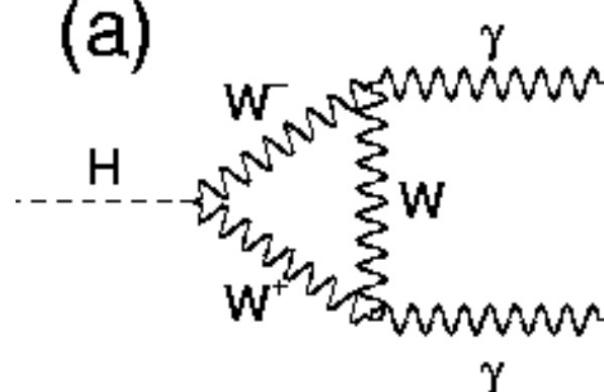


$$p + p \rightarrow H \rightarrow \gamma + \gamma$$

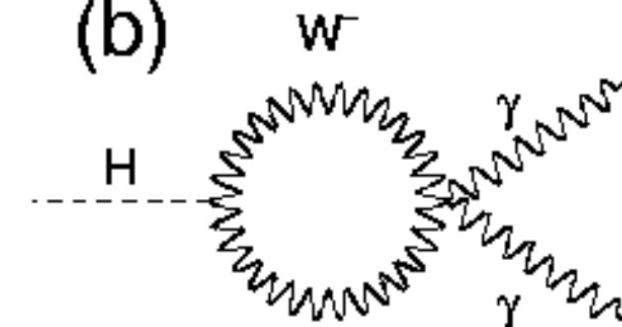


Désintégration du H^0 en $\gamma\gamma$:

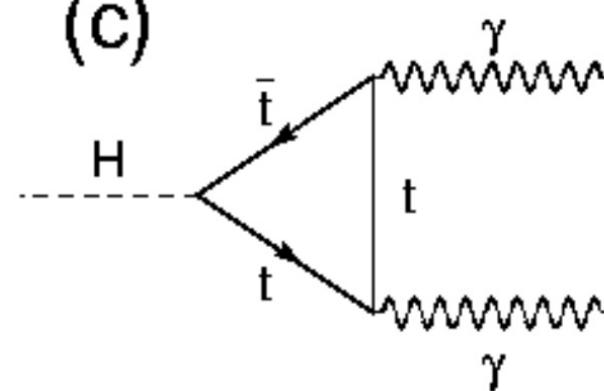
(a)



(b)

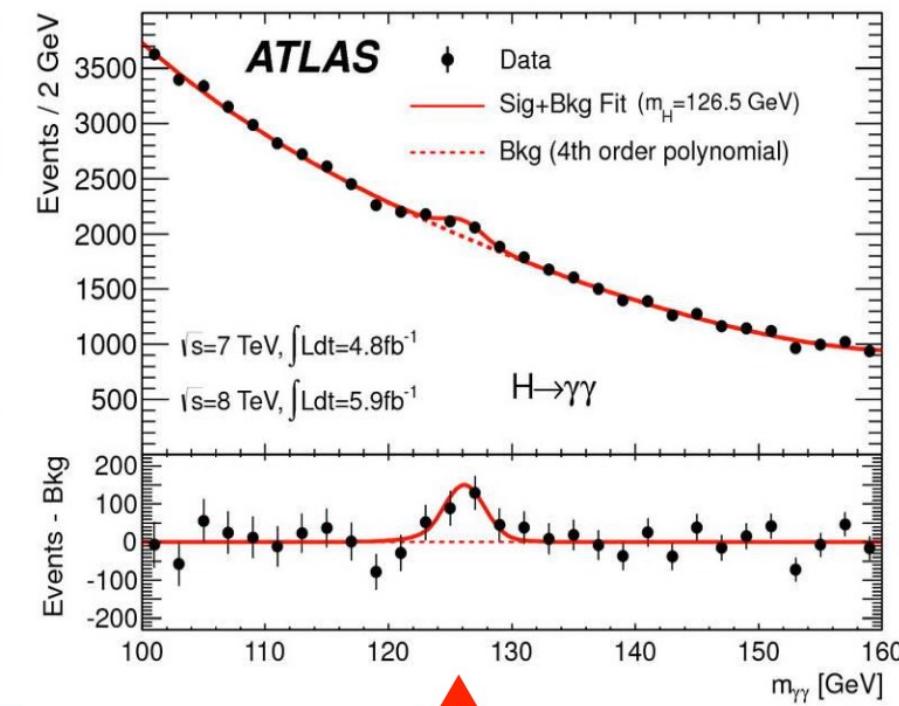
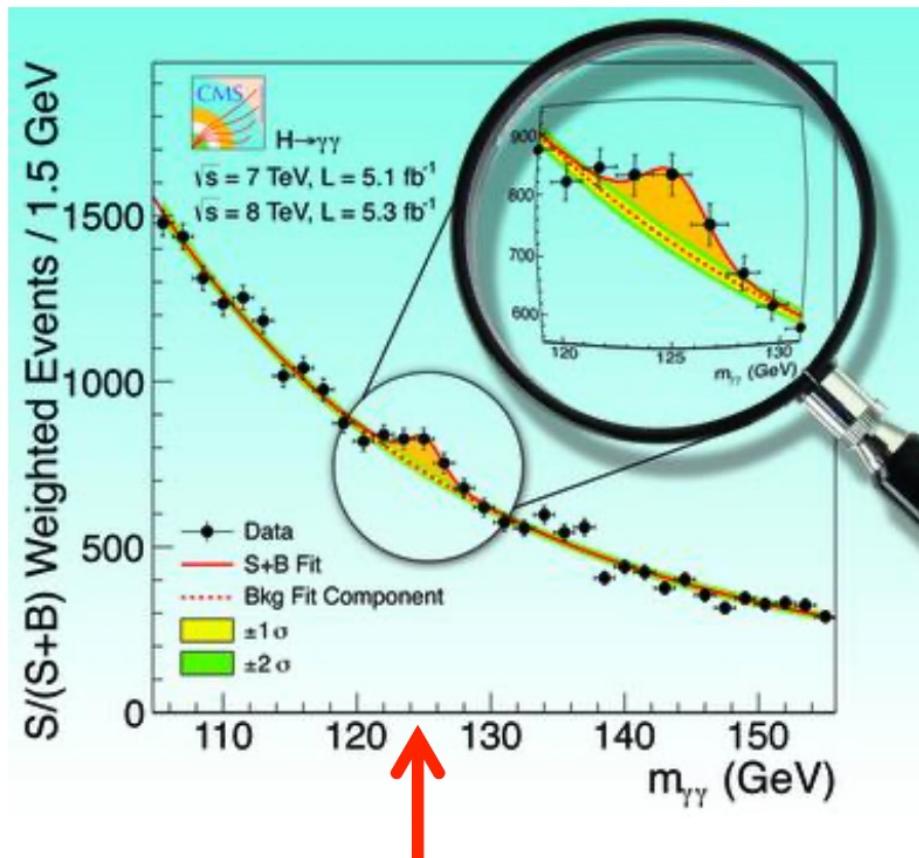


(c)



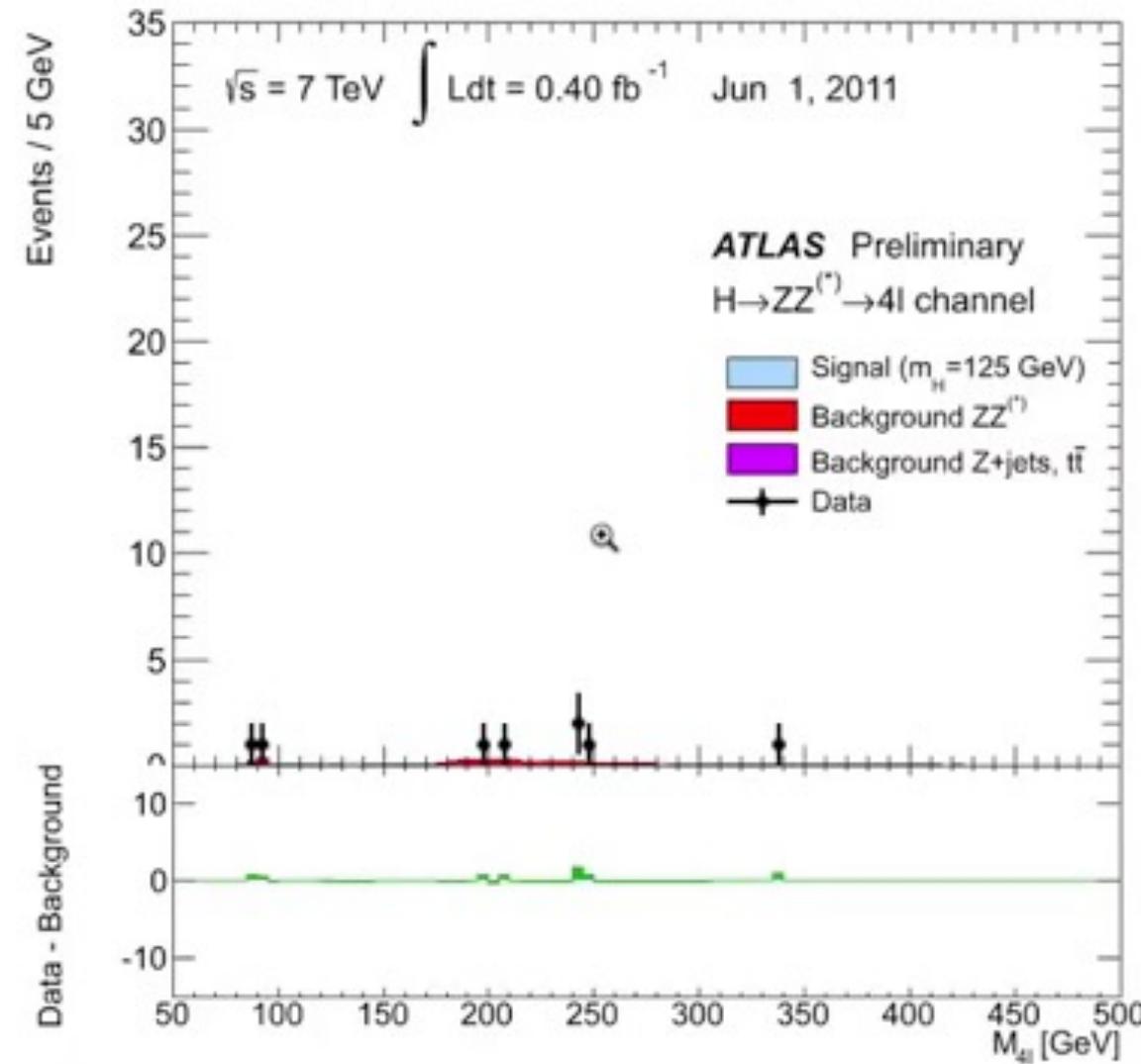
V. 15. Observation du H° au LHC

- Excès observé pour la masse invariante des 2 γ , par CMS et ATLAS, à la même masse que pour les 4 l^\pm .



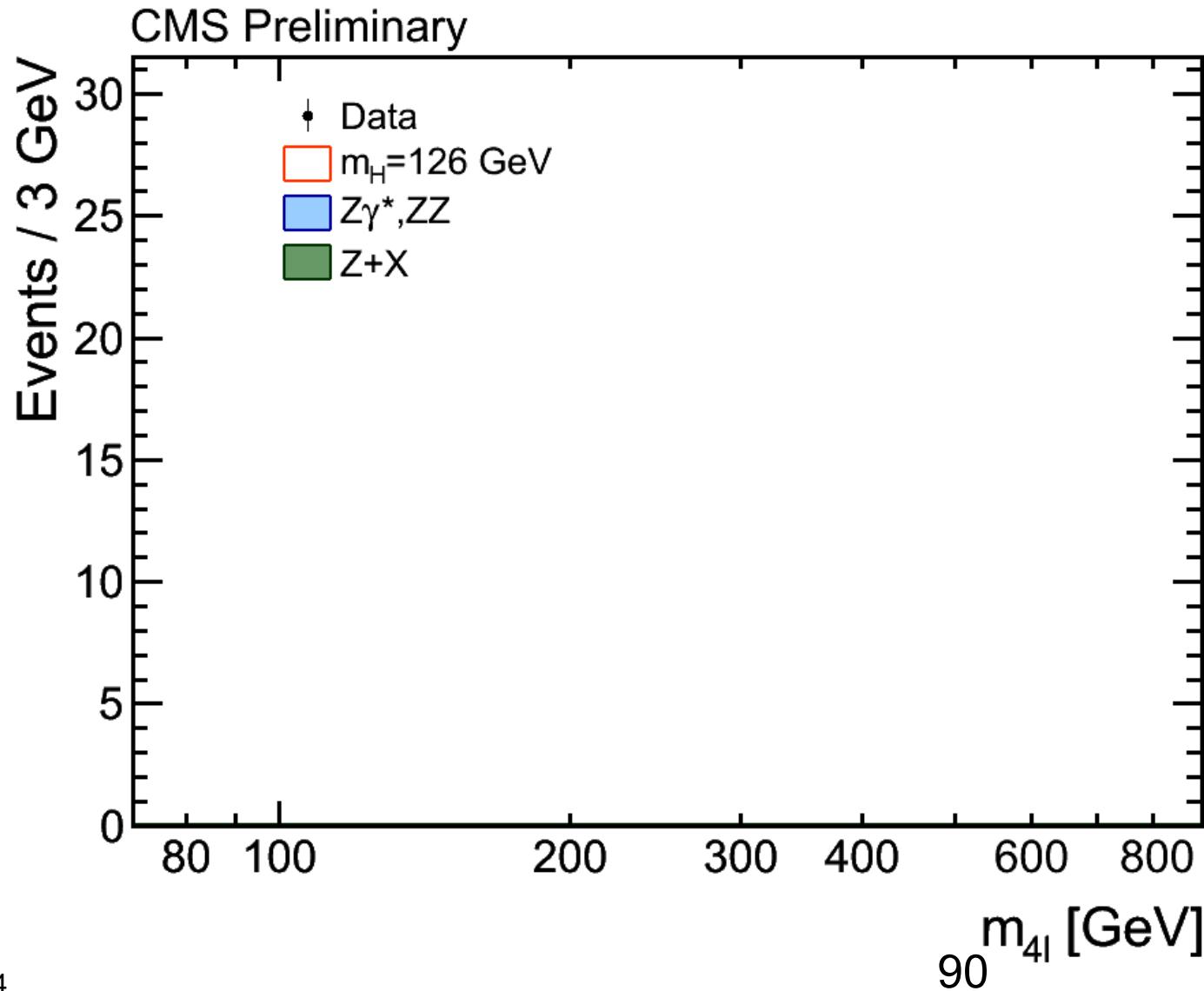
Accumulation du signal : $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4$ leptons

ATLAS



Accumulation du signal : $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4$ leptons

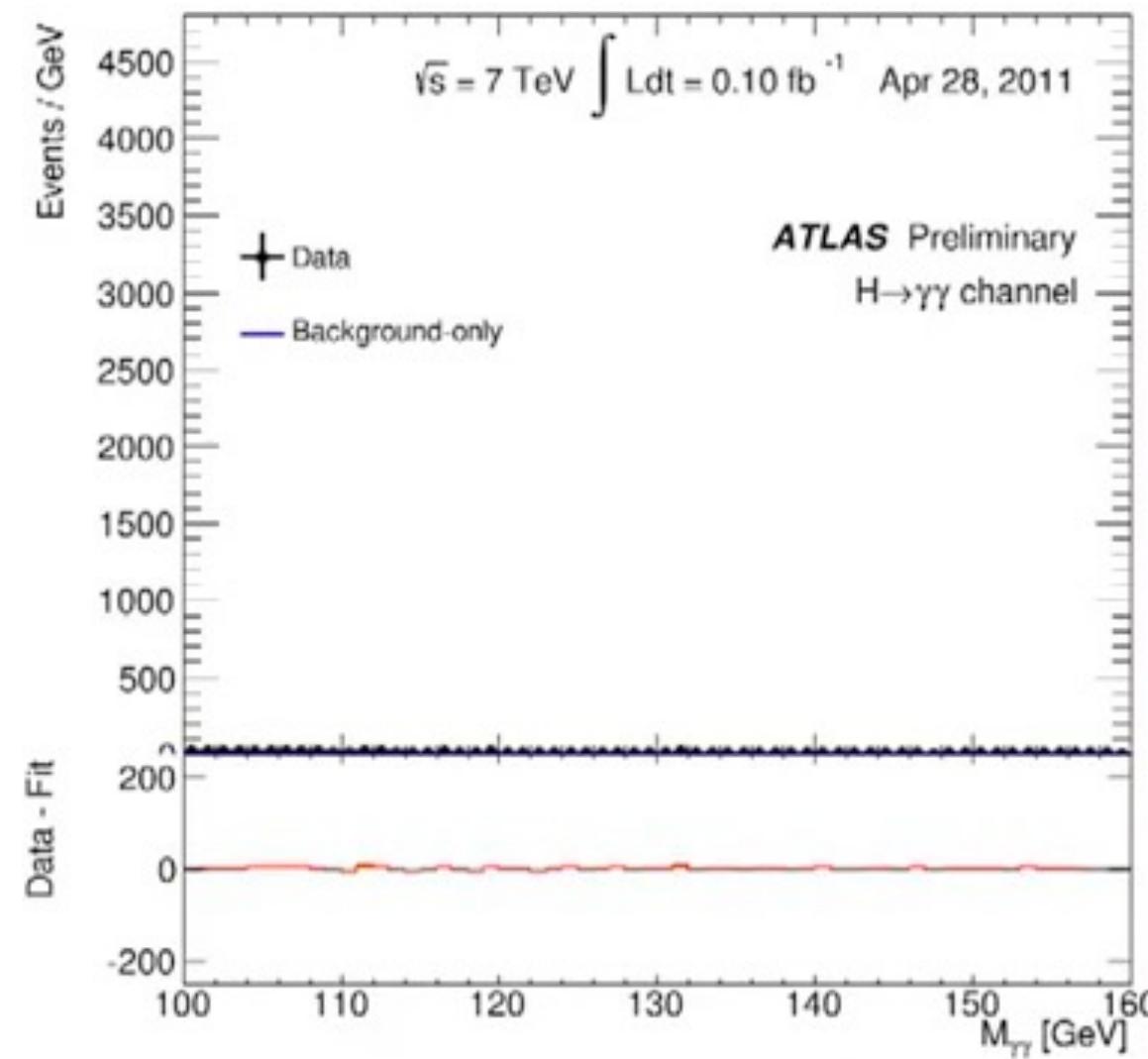
CMS



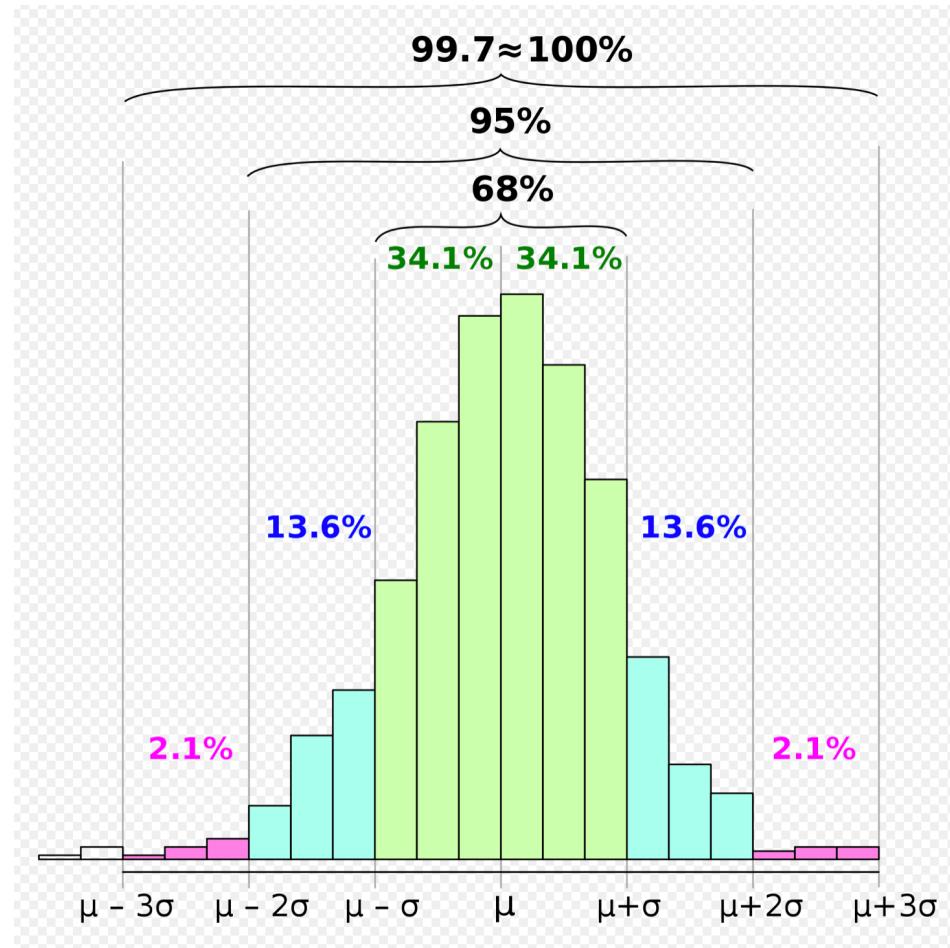
Accumulation du signal :

$$H \rightarrow \gamma\gamma$$

ATLAS



4 JUILLET 2012 : annonce de la découverte d'une nouvelle particule



Chacune des 2 expériences CMS et ATLAS :
Une signification de l'ordre de 5 sigma

1 Sigma \rightarrow 68 %
2 sigmas \rightarrow 95 %
3 sigmas \rightarrow 99,7 %
...
5 sigmas \rightarrow 99,99994 %

Range	Expected fraction of population inside range
$\mu \pm 0.5\sigma$	0.382 924 922 548 026
$\mu \pm \sigma$	0.682 689 492 137 086 ^[4]
$\mu \pm 1.5\sigma$	0.866 385 597 462 284
$\mu \pm 2\sigma$	0.954 499 736 103 642 ^[5]
$\mu \pm 2.5\sigma$	0.987 580 669 348 448
$\mu \pm 3\sigma$	0.997 300 203 936 740 ^[6]
$\mu \pm 3.5\sigma$	0.999 534 741 841 929
$\mu \pm 4\sigma$	0.999 936 657 516 334
$\mu \pm 4.5\sigma$	0.999 993 204 653 751
$\mu \pm 5\sigma$	0.999 999 426 696 856
$\mu \pm 5.5\sigma$	0.999 999 962 020 875
$\mu \pm 6\sigma$	0.999 999 998 026 825
$\mu \pm 6.5\sigma$	0.999 999 999 919 680
$\mu \pm 7\sigma$	0.999 999 999 997 440

4 JUILLET 2012 : annonce de la découverte d'une nouvelle particule

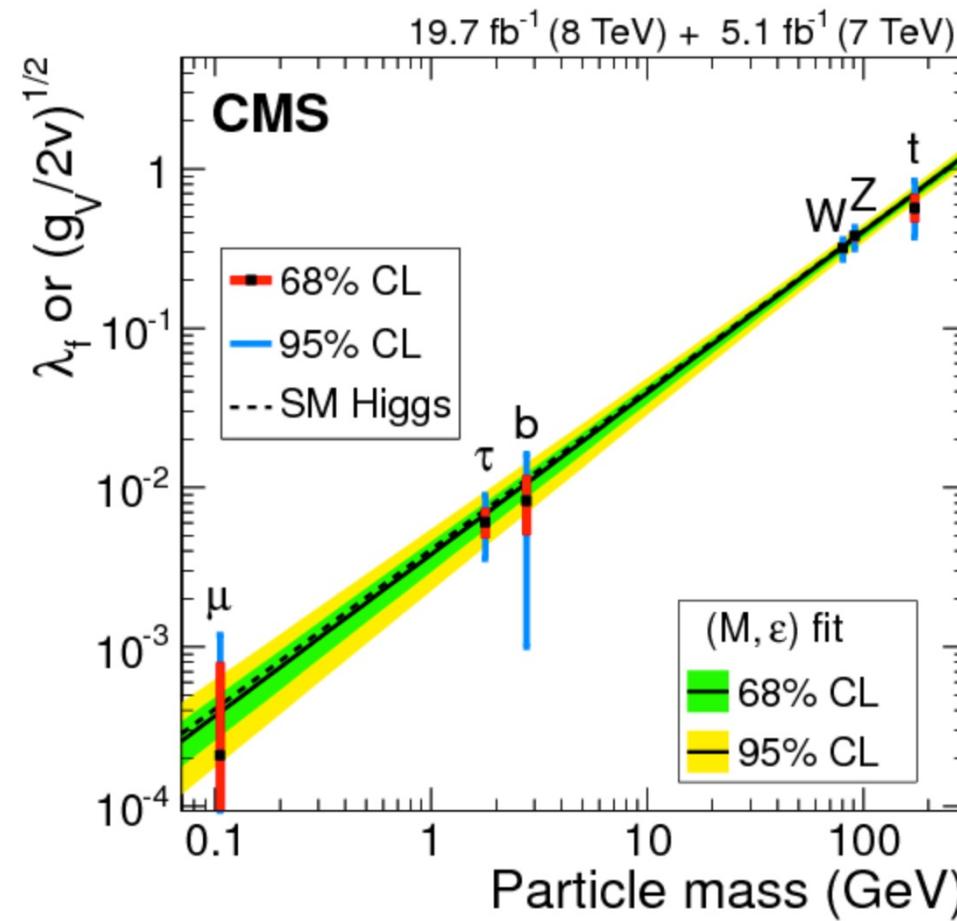


V. 15. Observation du H° au LHC

- La nouvelle particule est-elle bien le boson H°?

- C'est un boson scalaire:
spin 0
- Parité positive
- Les taux sont-ils liés aux
masses des particules
comme prévu par le Modèle
Standard (MS)?
- Etc ...

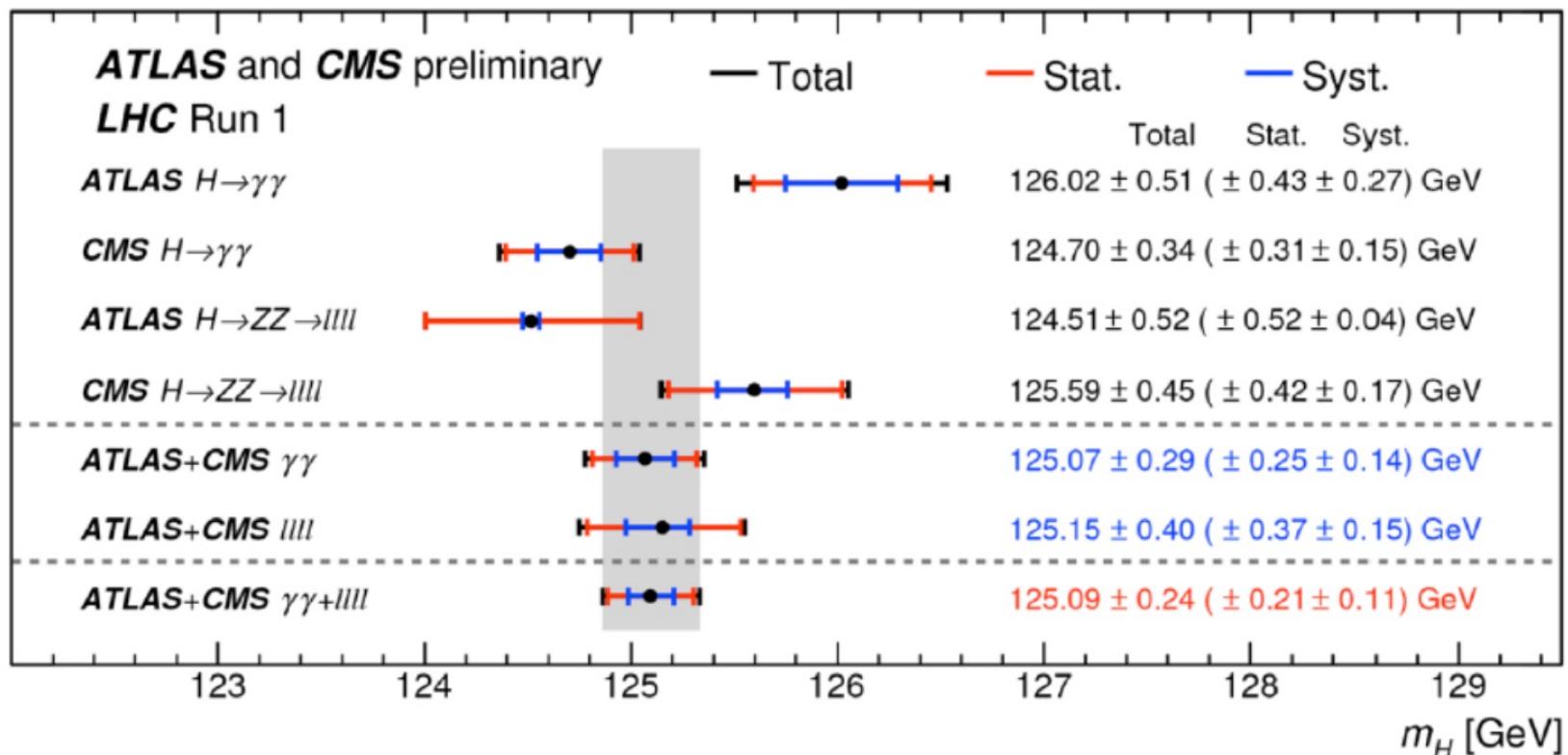
C'est donc bien lui!



CMS RUN1
données
prises
en 2011
(à 7 TeV)
et en 2012
(à 8 TeV)

V. 15. Observation du H° au LHC

Mesure de la masse du boson scalaire:

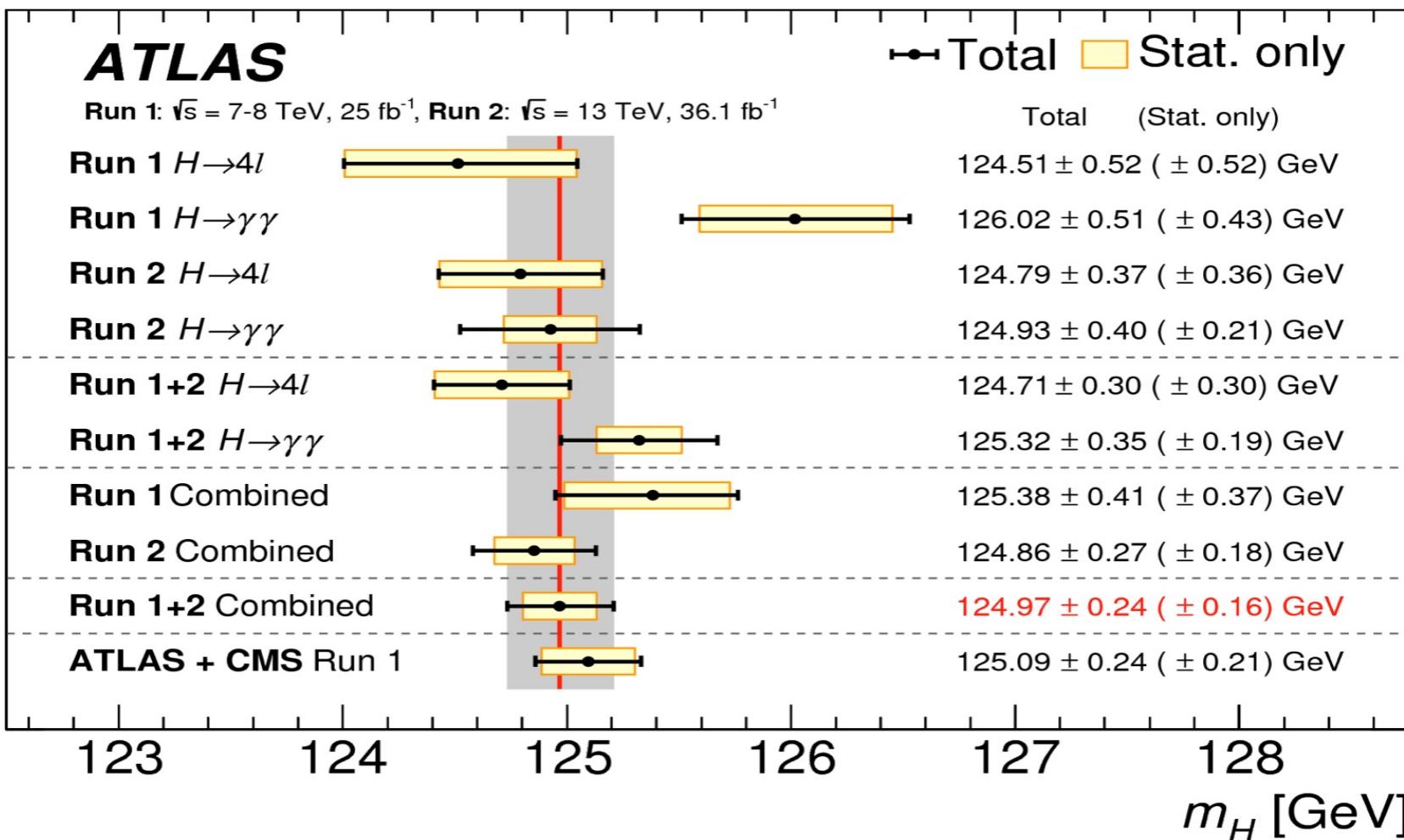


LHC RUN1
(CMS and
ATLAS)

Combinaison des résultats de CMS et ATLAS
Précision: 0.19 % !!!

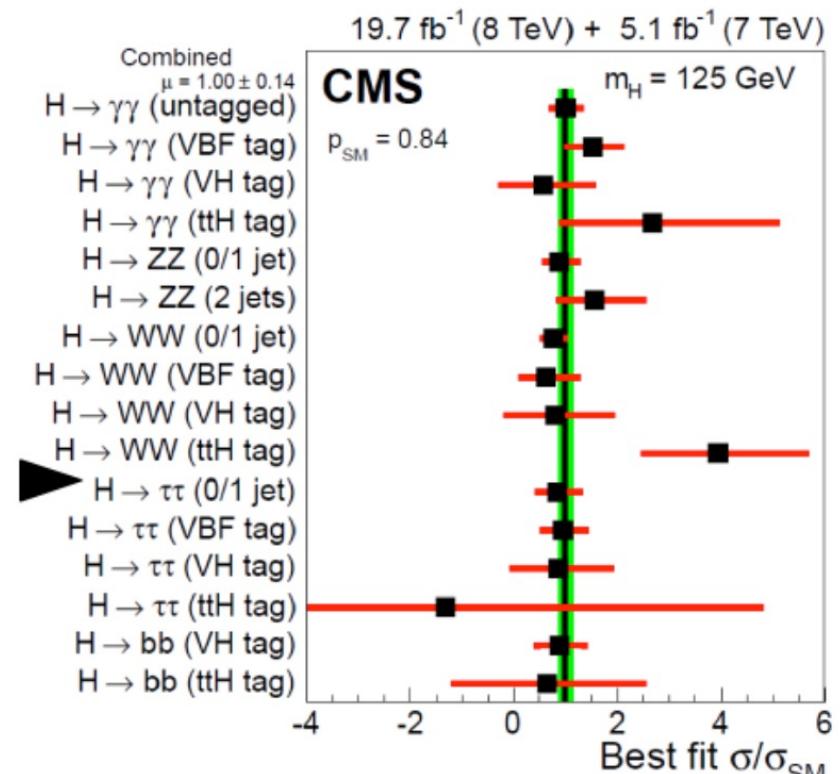
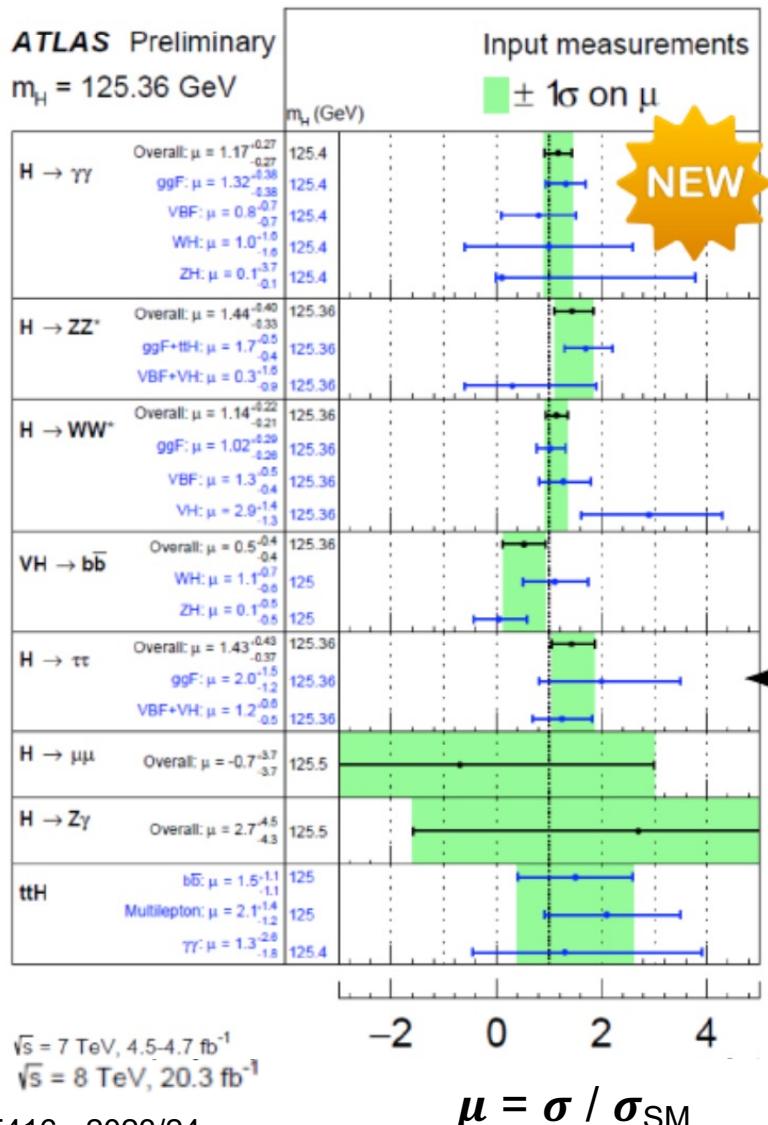
V. 15. Observation du H° au LHC

Mesure de la masse du boson scalaire:



ATLAS RUN1
(données de
2011-12)
+ une partie du
RUN2
(données de
2016 à 13 TeV)

Mesure du paramètre μ : importance du signal comparée à celle prédictie par le MS : $\mu = \sigma / \sigma_{\text{SM}}$



LHC RUN1
(CMS and ATLAS)

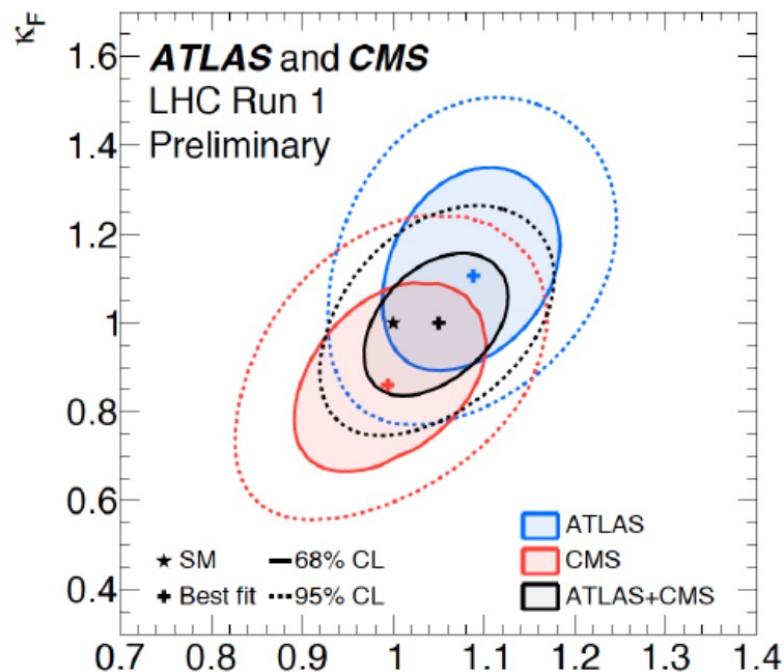
V. 15. Observation du H° au LHC

Mesure des couplages du boson H aux fermions et bosons relativ aux couplages du MS = (1,1)

Fermions: $g_F = \kappa_F \frac{\sqrt{2}m_F}{v}$

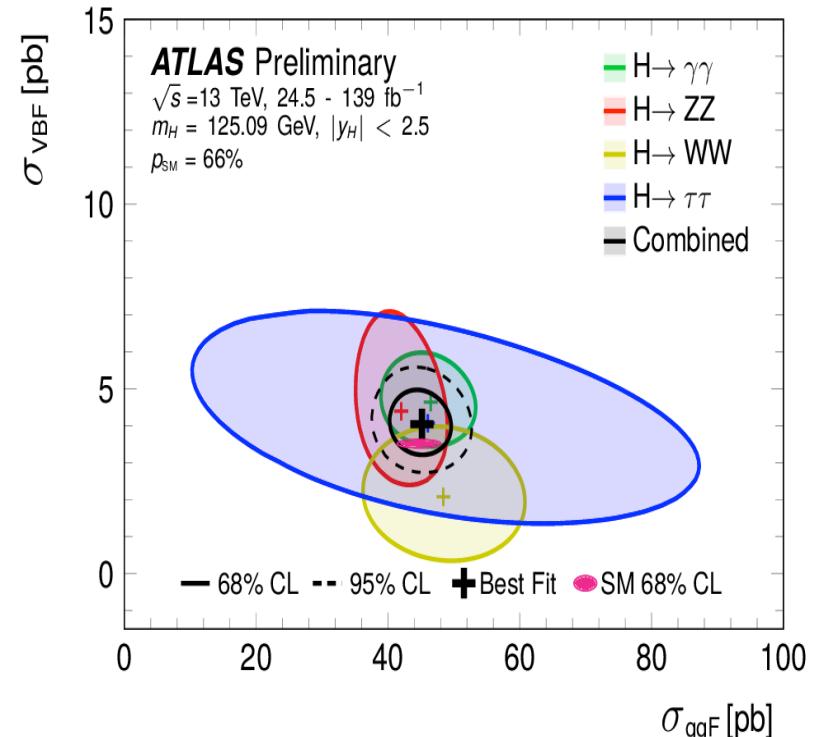
Gauge bosons: $g_V = \kappa_V \frac{2m_V^2}{v}$

Toutes les mesures sont compatibles avec le MS.



LHC RUN1 (CMS and ATLAS)

La combinaison des mesures de CMS et d'ATLAS (noir), plus précise, aussi en accord avec le MS.

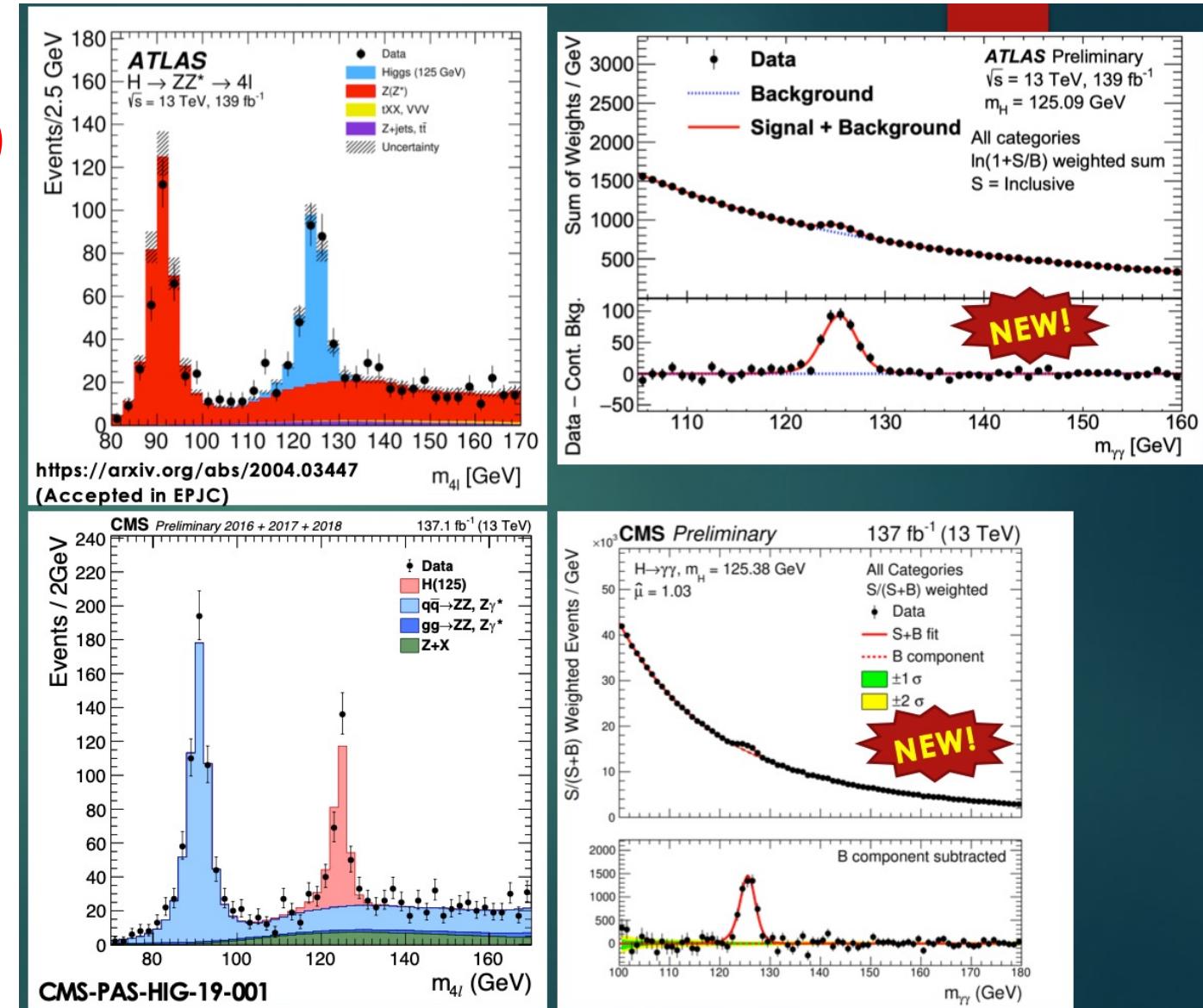


ATLAS RUN1 + partie du RUN2

Derniers résultats (conférences d'été 2020)

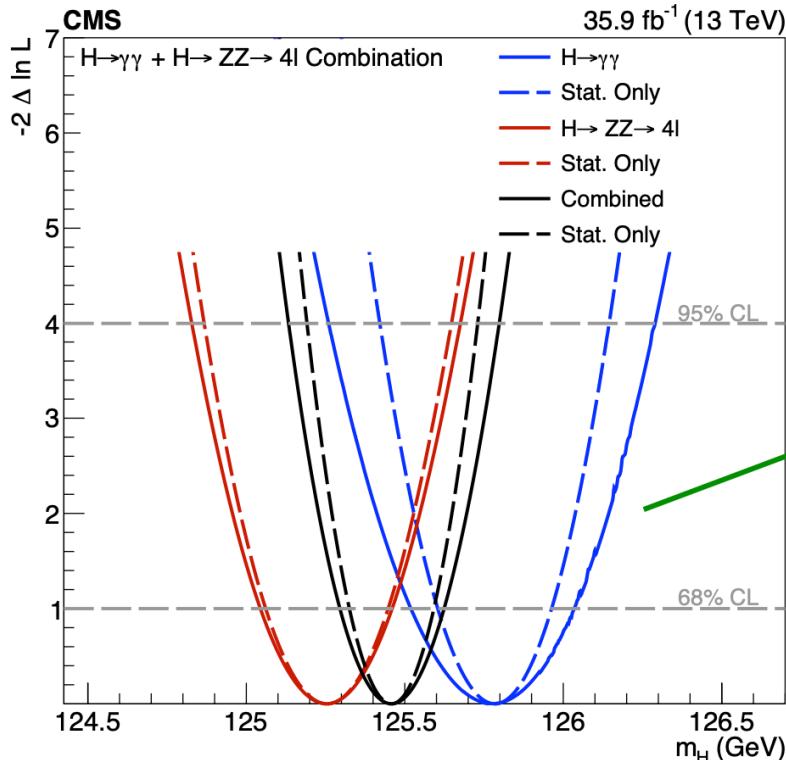
CMS et ATLAS :
Full RUN2
(données prises en
2015-2018 à 13 TeV)

Pour les canaux de
découverte :
 $H \rightarrow ZZ$ et $H \rightarrow \gamma\gamma$

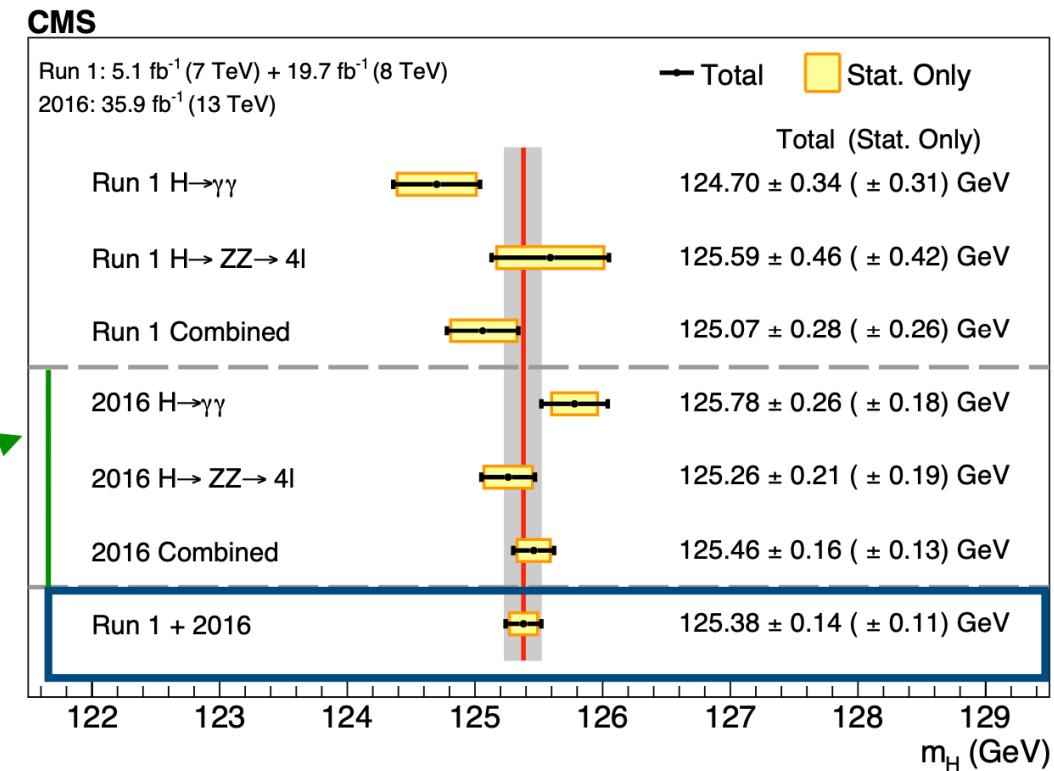


Derniers résultats (conférences d'été 2020)

CMS améliore la mesure de la masse en utilisant aussi les données de 2016 :



Combination of $H \rightarrow ZZ$ and $H \rightarrow \gamma\gamma$
with 2016 data



Combining Run 1 & 2016 data:
 $m_H = 125.38 \pm 0.14$ GeV

0.11% precision (compare with previous
most sensitive measurement: 0.2% precision)

Derniers résultats (conférences d'été 2020)

Résultats de Atlas sur le paramètre μ :

✓ Included, will full Run 2 dataset (139 fb^{-1})

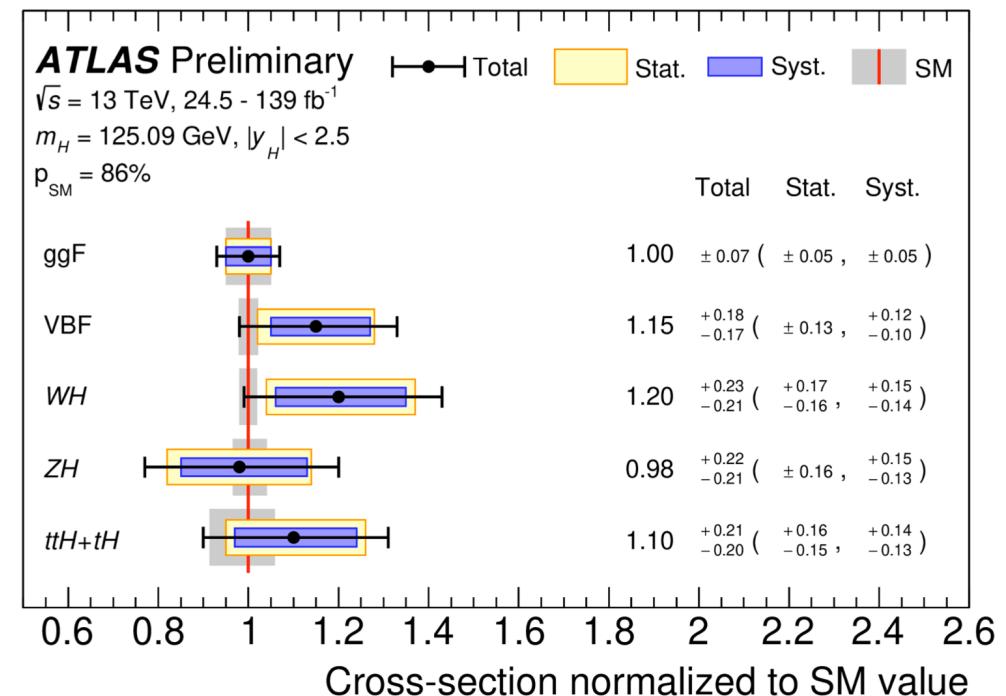
✗ Included with 2015-2016 data only

	$ZZ \rightarrow 4l$	$\gamma\gamma$	bb	$\mu\mu$	tt	WW	multi-lep	inv
ggF	✓	✓		✓	✗	✓		
VBF	✓	✓	✗	✓	✗	✓		✓
WH	✓	✓	✓	✓				
ZH	✓	✓	✓	✓				
ttH	✓	✓	✗	✓			✗	
tH		✓						

$$\mu = 1.06 \pm 0.07$$

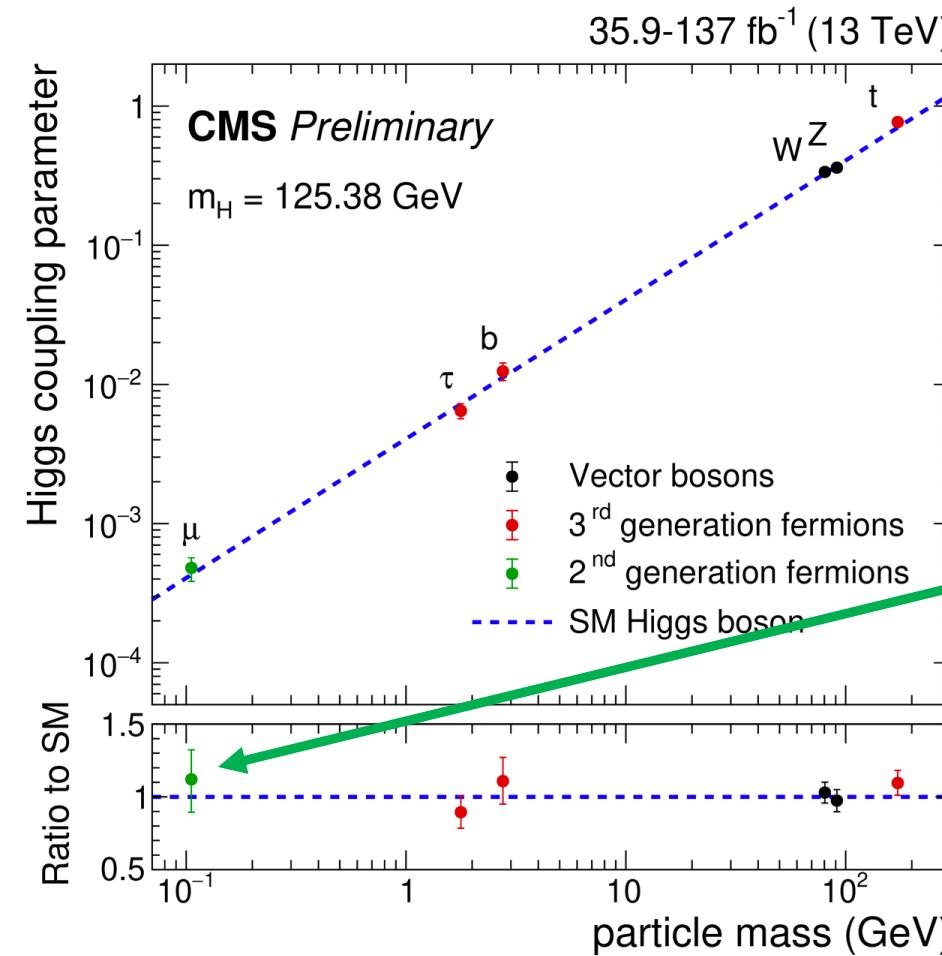
$1.06 \pm 0.04 \text{ (stat.)} \pm 0.03 \text{ (exp.)} {}^{+0.05}_{-0.04} \text{ (sig. th.)} \pm 0.02 \text{ (bkg. th.)}$

Partie du RUN2



Derniers résultats (conférence d'été 2020)

Partie du RUN2



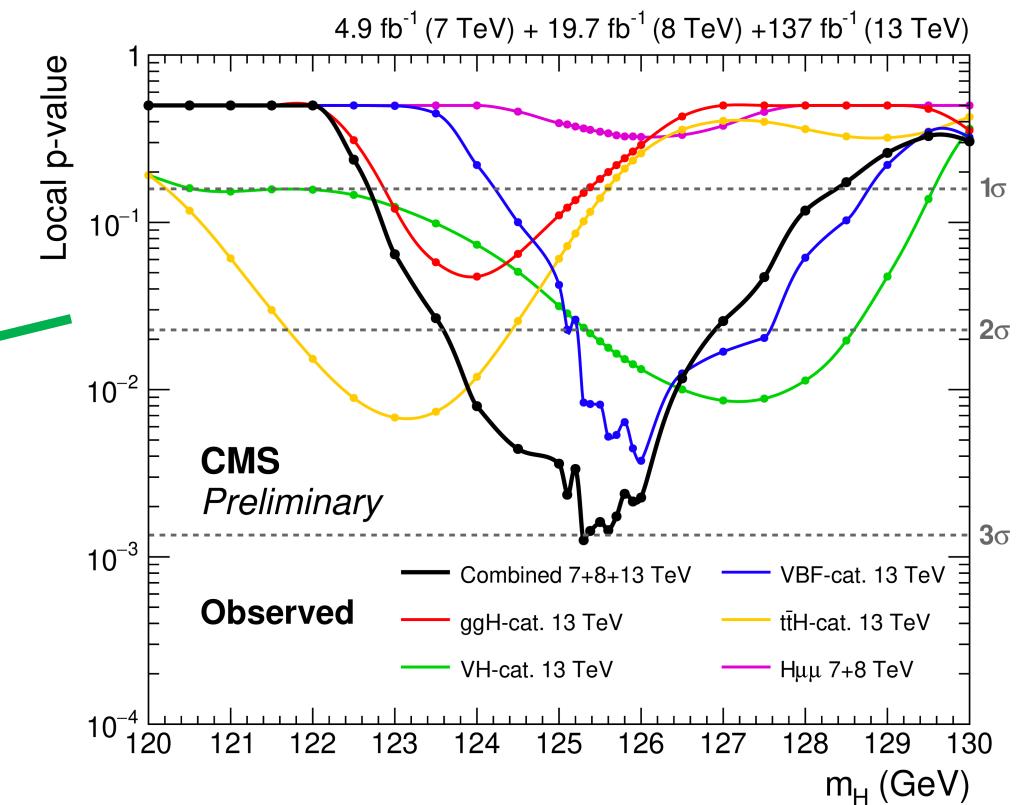
$H \rightarrow \mu\mu$ - CMS

First evidence of $H \rightarrow \mu\mu$ process!

CMS observes (expects) 3.0σ (2.5σ) at 125.38 GeV

$$\mu = 1.19^{+0.41}_{-0.39} (\text{stat})^{+0.17}_{-0.16} (\text{sys})$$

CMS Full RUN2



At $m_H = 125.09 \text{ GeV}$, ATLAS reports an observed (expected) excess with a significance of 2.0σ (1.7σ).

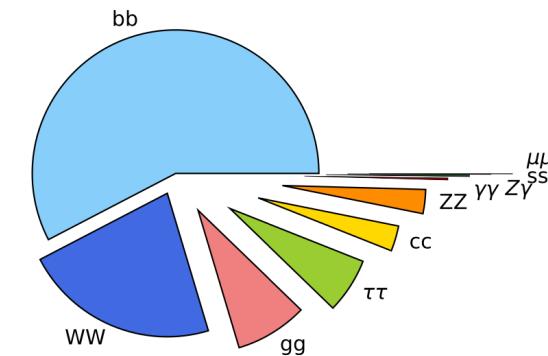
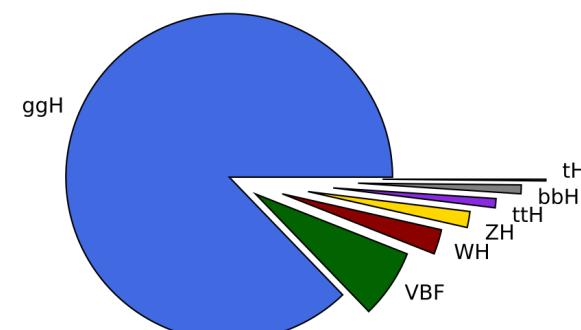
Derniers résultats (2022) : Higgs-10

Published in Nature
In July 2022
(for the 10 years
anniversary of
the H discovery)
ArXiv:2207.00043v2

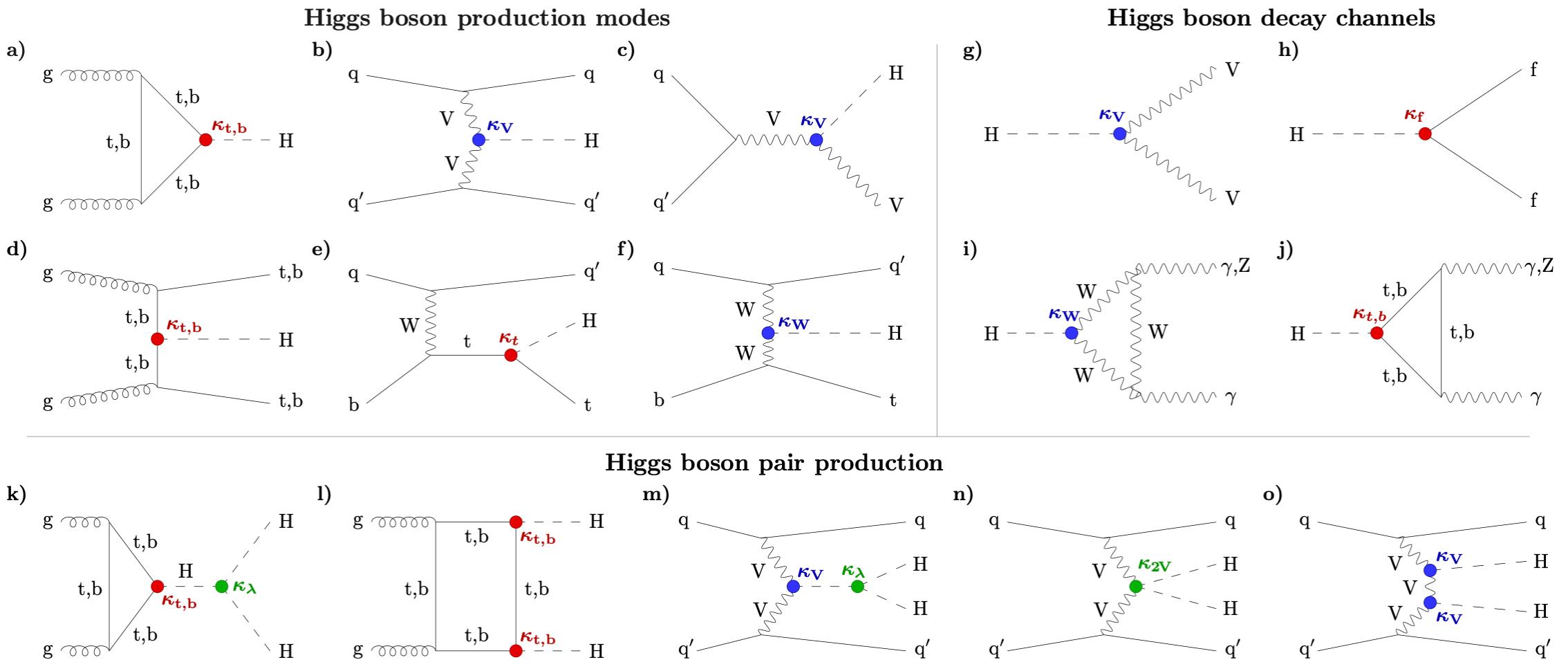
Table B.1: The SM Higgs production cross sections and branching fractions.

Theoretical cross sections for each production mode and branching fractions for the decay channels, at $\sqrt{s} = 13$ TeV and for $m_H = 125.38$ GeV [39].

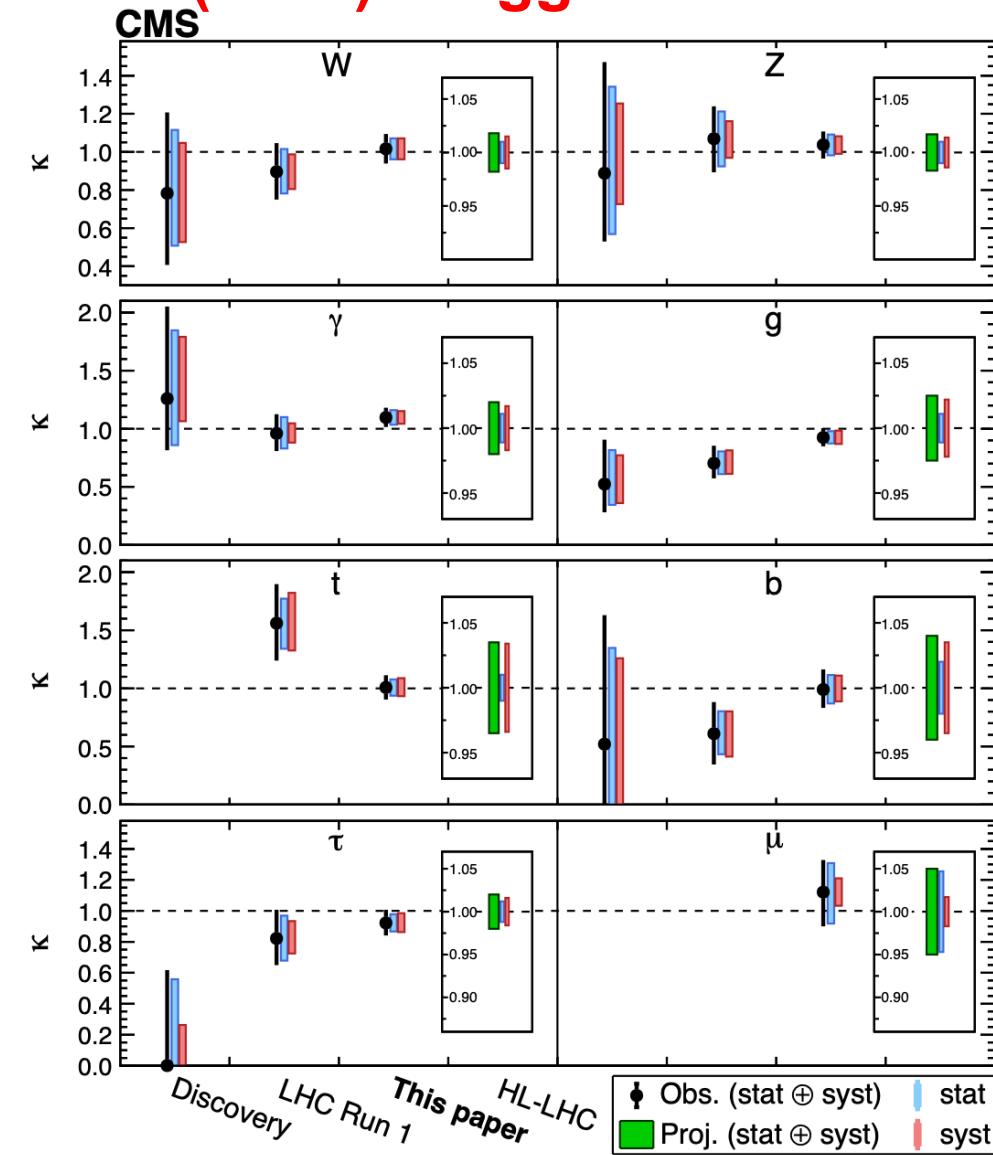
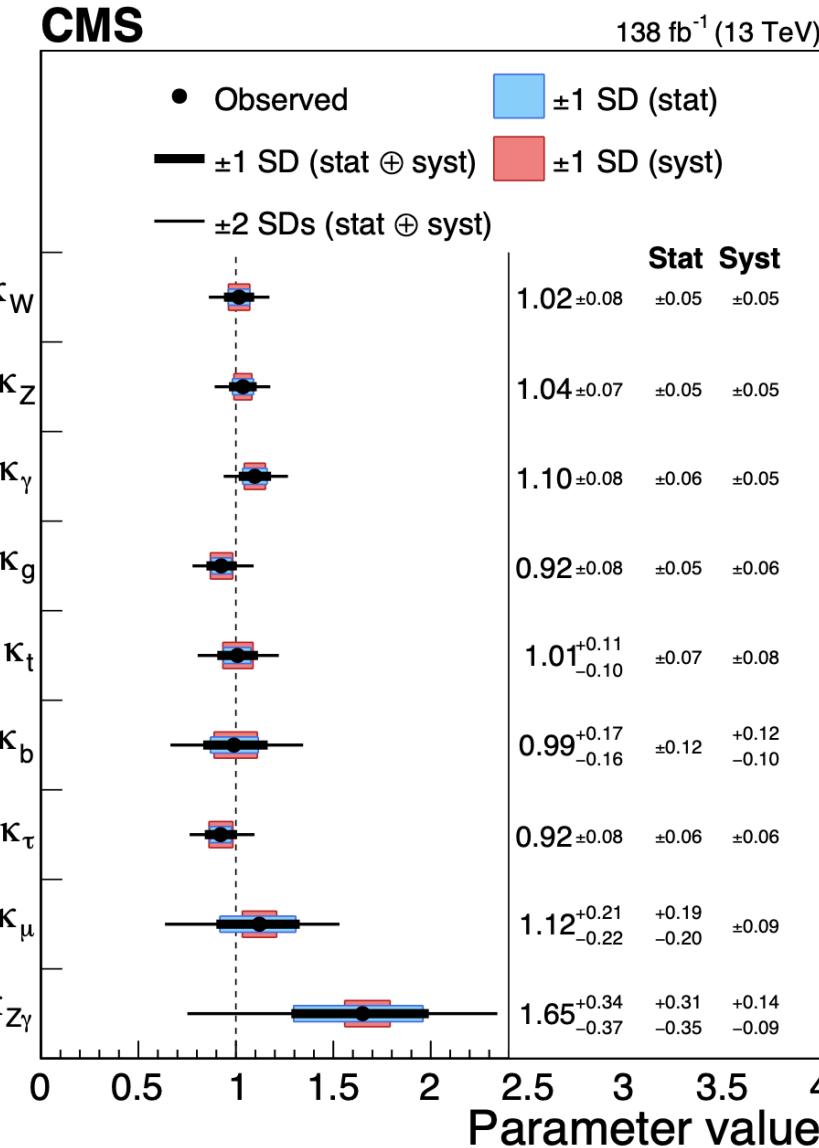
Production mode	Cross section (pb)	Decay channel	Branching fraction (%)
ggH	48.31 ± 2.44	bb	57.63 ± 0.70
VBF	3.771 ± 0.807	WW	22.00 ± 0.33
WH	1.359 ± 0.028	gg	8.15 ± 0.42
ZH	0.877 ± 0.036	$\tau\tau$	6.21 ± 0.09
ttH	0.503 ± 0.035	cc	2.86 ± 0.09
bbH	0.482 ± 0.097	ZZ	2.71 ± 0.04
tH	0.092 ± 0.008	$\gamma\gamma$	0.227 ± 0.005
		$Z\gamma$	0.157 ± 0.009
		ss	0.025 ± 0.001
		$\mu\mu$	0.0216 ± 0.0004



Derniers résultats (2022) : Higgs-10

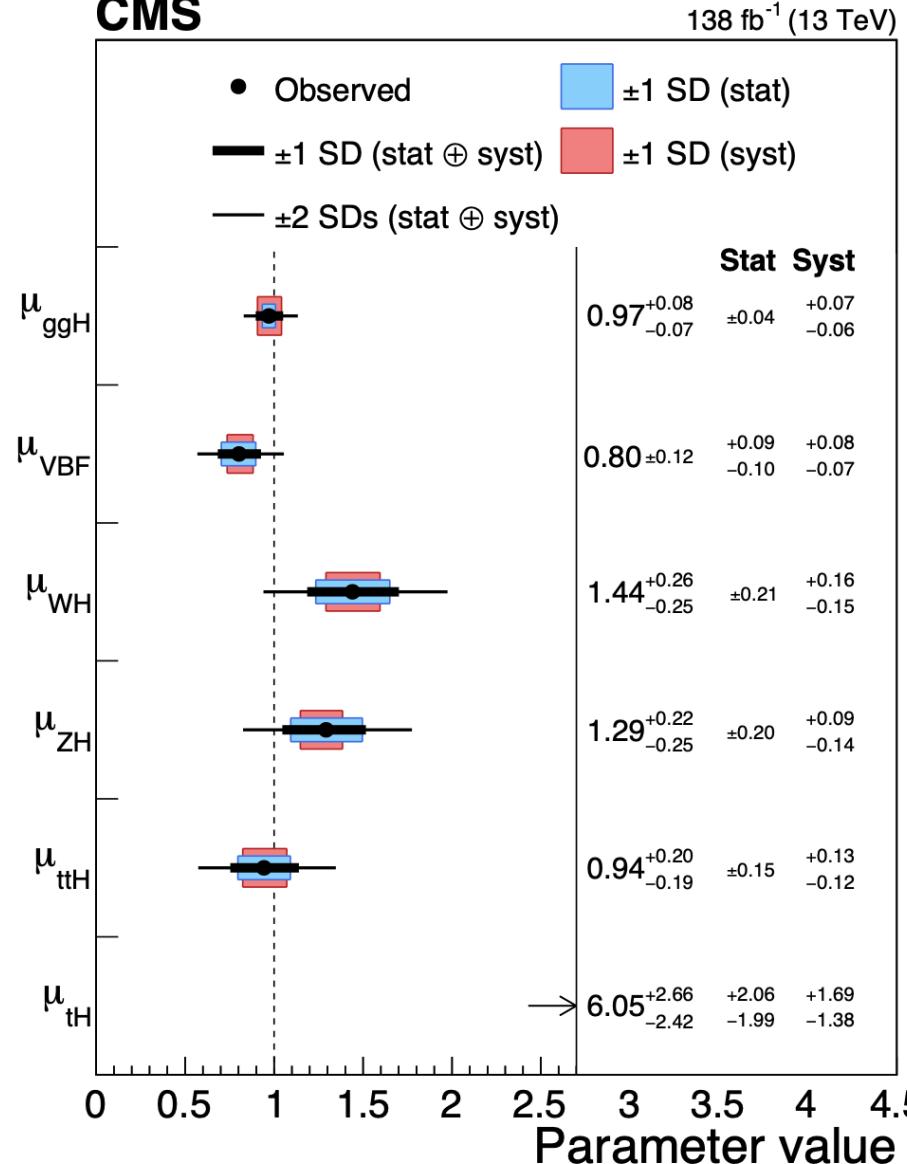


Derniers résultats (2022) : Higgs-10

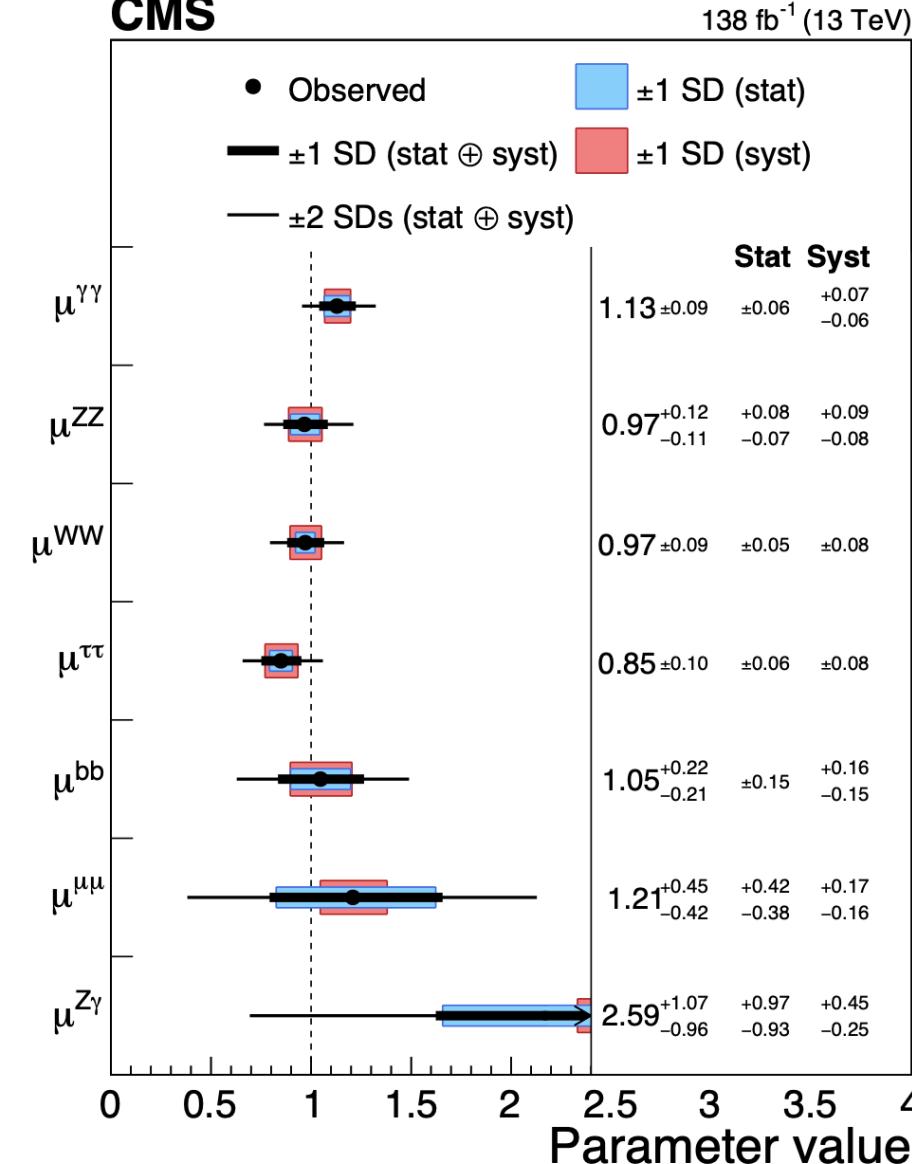


Derniers résultats (2022) : Higgs-10

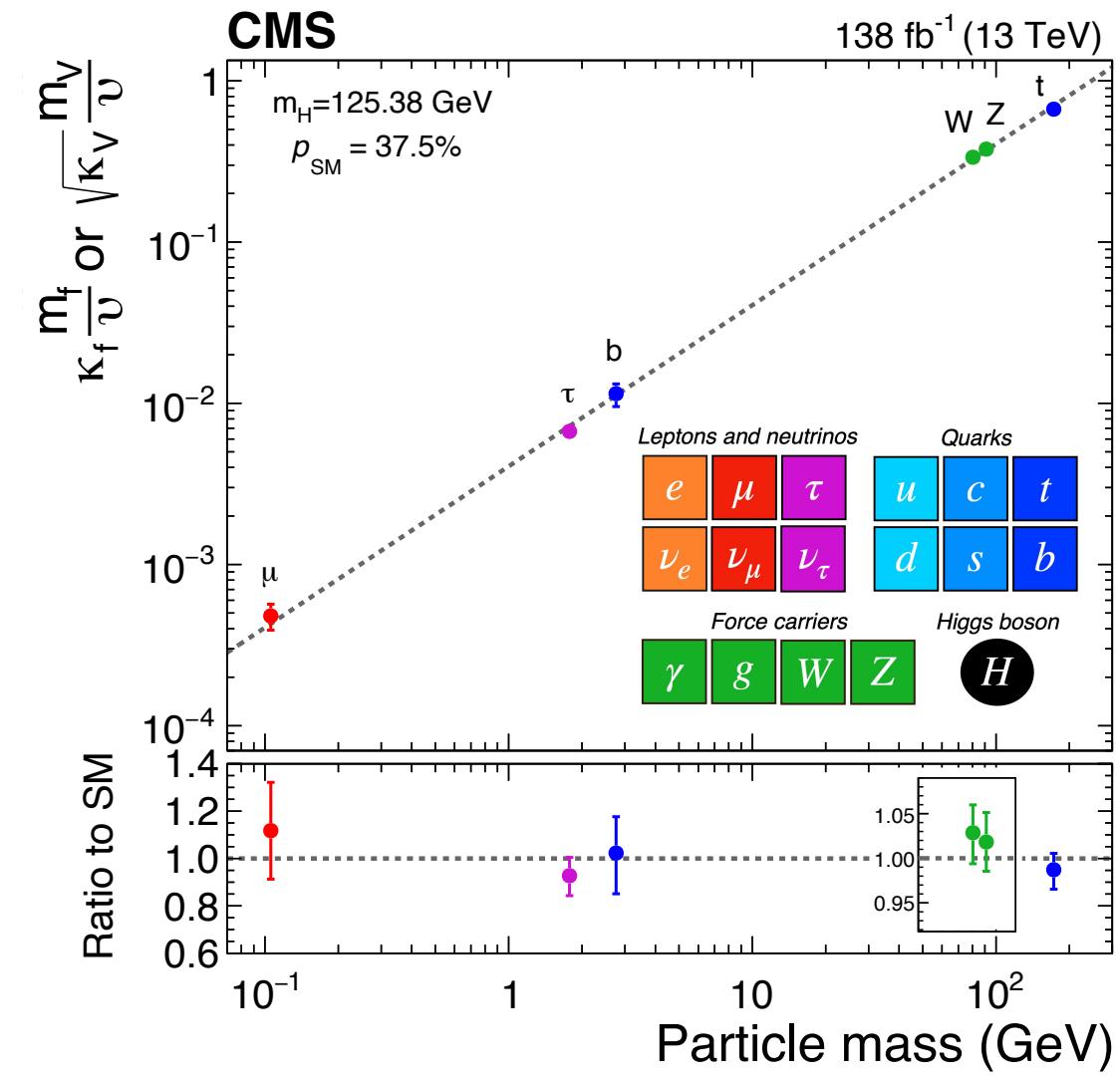
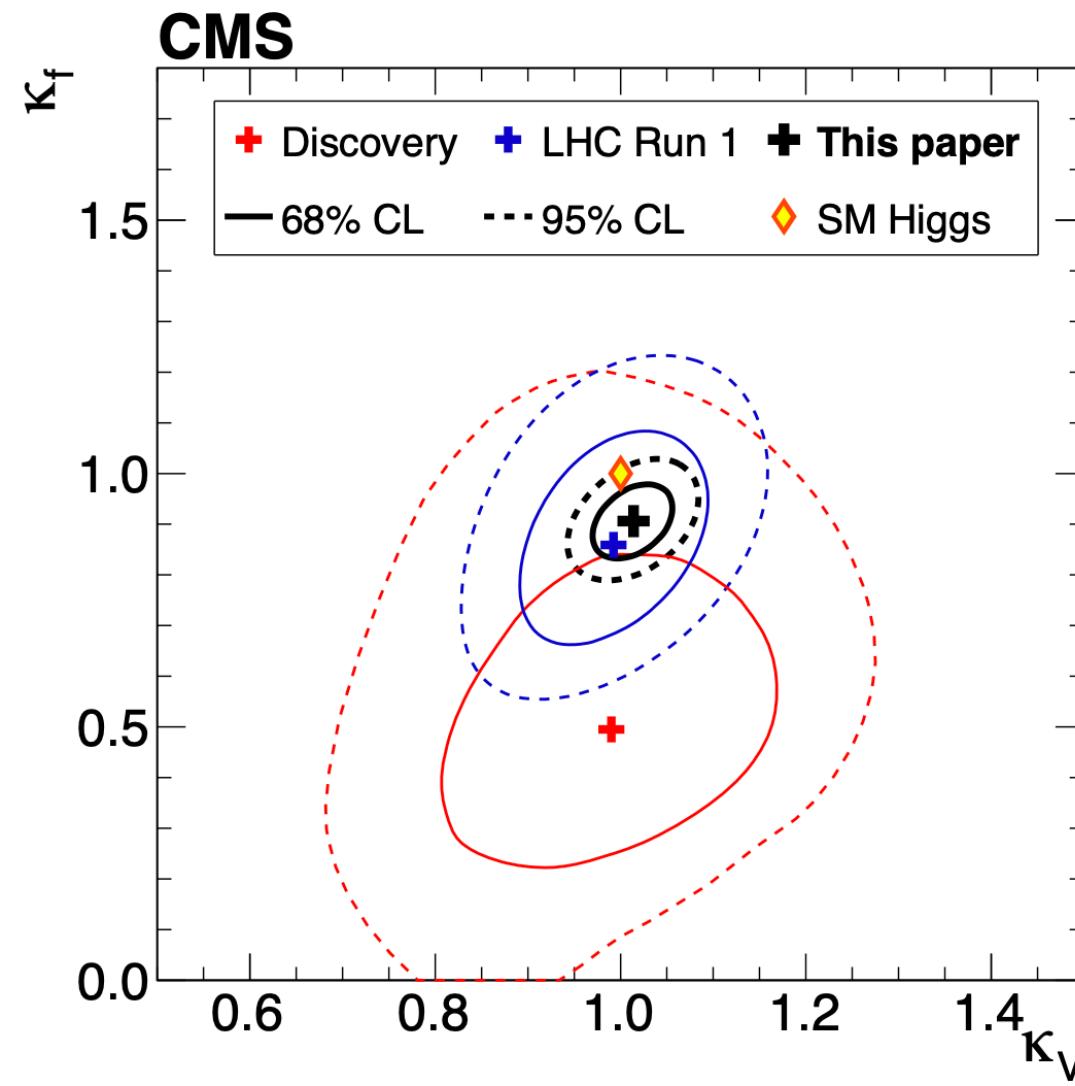
CMS



CMS

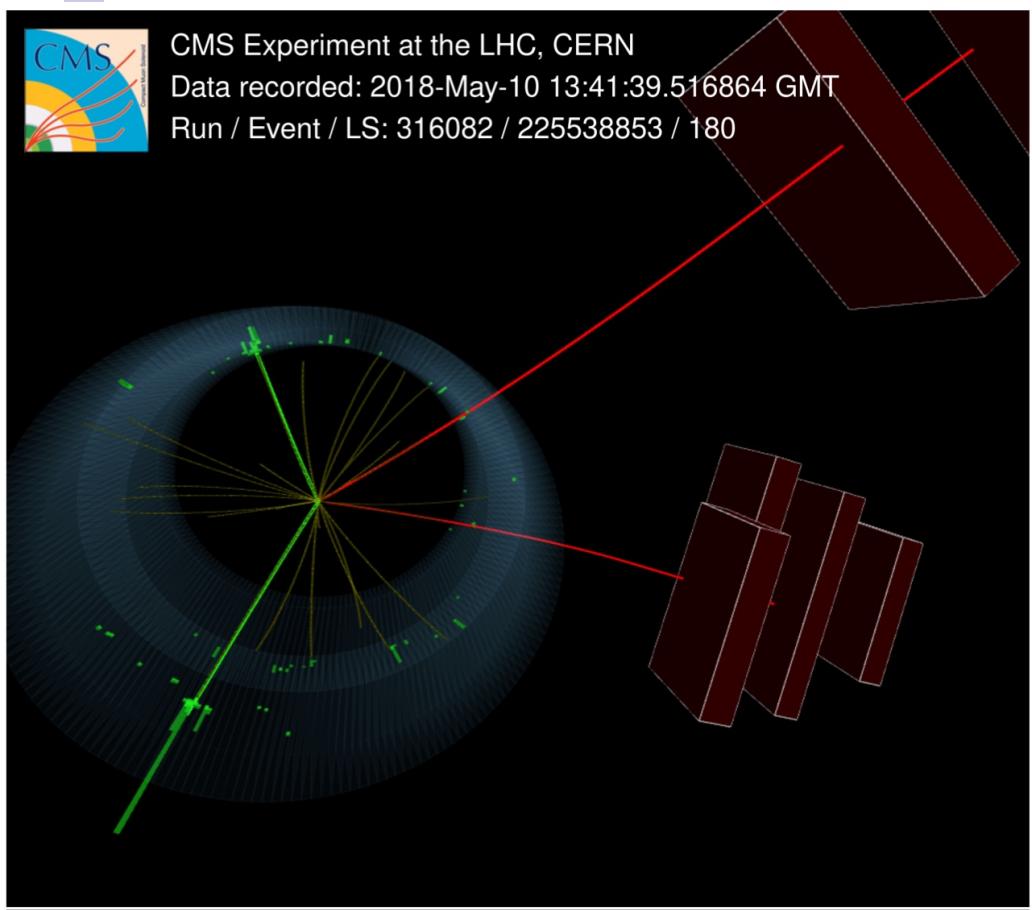


Derniers résultats (2022) : Higgs-10

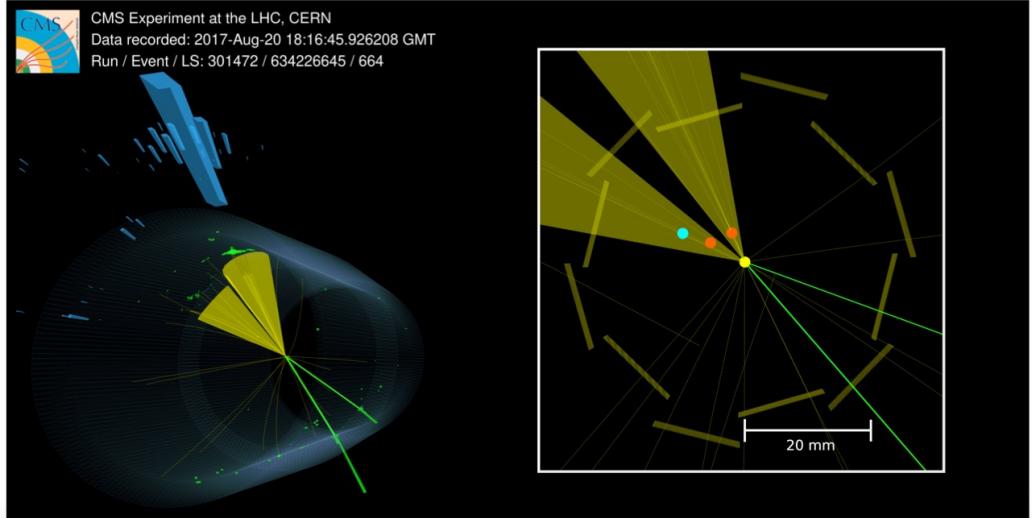




CMS Experiment at the LHC, CERN
Data recorded: 2018-May-10 13:41:39.516864 GMT
Run / Event / LS: 316082 / 225538853 / 180



CMS Experiment at the LHC, CERN
Data recorded: 2017-Aug-20 18:16:45.926208 GMT
Run / Event / LS: 301472 / 634226645 / 664



(upper) An event display of a candidate $H \rightarrow ZZ \rightarrow ee\mu\mu$. (lower) An event display of an $H \rightarrow bb$ candidate produced in association with a Z boson decaying into an electron-positron pair, in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV recorded by CMS. The charged-particle tracks, as reconstructed in the inner tracker, are shown in yellow; the electrons are shown in green, the energy deposited by the electrons in the ECAL is shown as large green towers, the size of which is proportional of the amount of energy deposited; the blue towers are indicative of the energy deposits in the HCAL, while the red boxes are the muon chambers crossed by the muons (red tracks); the yellow cones represent the reconstructed jets. (lower, inset) The zoom into the collision region shows the displaced secondary vertices (in red) of the two b quarks decaying away from the primary vertex (in yellow). One of the bottom hadrons decays into a charm hadron that moves away from the secondary vertex before decaying ($b \rightarrow c \rightarrow X$; vertex in cyan).