

LHC : présent et futur

Problématiques théoriques

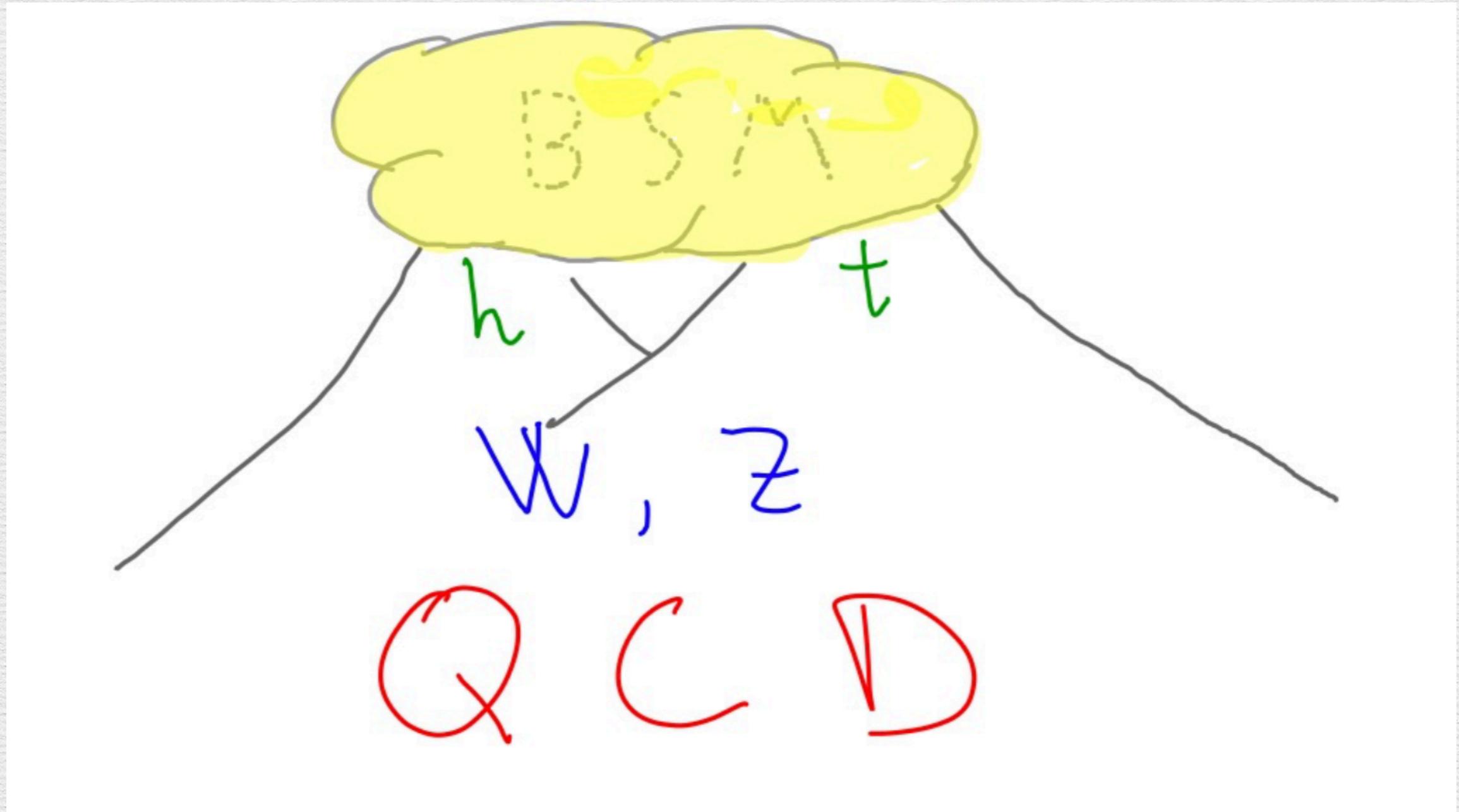
Aldo Deandrea
IP2I - Université Lyon 1

Journées Prospectives du LLR - 18 septembre 2019



Depuis 80 ans, nos connaissances
bâtissent de nouveaux mondes

Comment voir les sommets?



Comment le LHC a changé notre perspective?

- Après 2012 les résultats expérimentaux du LHC et d'autres expériences guident les modélisations théoriques
 - Découverte et étude des propriétés du boson de Higgs
 - Limites et recherches de nouvelles particules autour de l'échelle électrofaible
 - Physique de la saveur (y compris le quark top)
 - QCD, ions lourds

Approches pour la physique au delà du modèle standard (BSM) au LHC

- Theorie effectives du MS avec opérateurs effectifs (aucune nouvelle particule dans le spectre, effets dans les coefficients des opérateurs)
- Modèles (plus) complets/theories UV
- choix très partiel dans la suite parmi une multitude de modèles

BSM et physique au LHC

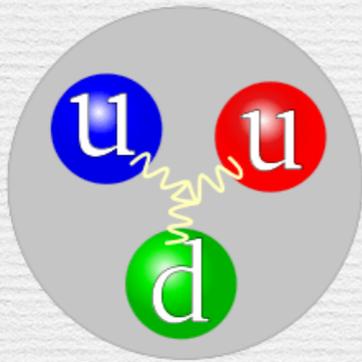
- L'étude détaillé du secteur de Higgs reste une priorité pour BSM
- Quelque point de tension avec le MS (ex. saveur)
- Naturalness/tuning: naïf, mais incite à mieux explorer l'échelle du TeV
- Particule/s de matière noire (nouveau secteur)?
- Secteurs de la saveur des quarks et leptons manquent d'une raison théorique claire
- Approche EFT vs recherche de nouvelles particules (BSM est dans les details)

Higgs

$$m^2 = m_0^2 \left(1 + a(\lambda, g) \log \frac{\Lambda^2}{m_0^2} \right) + b(\lambda, g) \Lambda^2$$

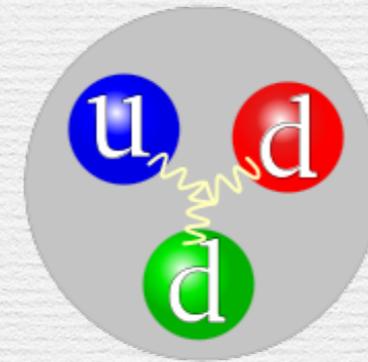
- la masse est un opérateur relevant (dim 2 en 4D)
- naturel si $b(\lambda, g) = 0$ par symétrie (ex. susy, jauge)
- naturel si Λ est une échelle physique (ex. composite)
- quasi-naturel si $b(\lambda, g) = 0$ en théorie des perturbations

une petite masse électrofaible qui fait
probablement la différence...



Proton (uud) :

$$2.2 + 2.2 + 4.7 + \text{glue MeV} = \\ 938.3 \text{ MeV}$$



Neutron (udd) :

$$2.2 + 4.7 + 4.7 + \text{glue MeV} = \\ 939.6 \text{ MeV}$$

Proton stable pour moins de 2 MeV !

Couplages du Higgs - paramétrisation simplifiée - κ s

$$\sigma_i = \kappa_i^2(\vec{\kappa}) \cdot \sigma_i^{SM}$$

$$\Gamma^f = \kappa_f^2(\vec{\kappa}) \cdot \Gamma^{f,SM}$$

- les κ ne sont pas tous indépendants (hgg et h $\gamma\gamma$ sont des vertex à boucle et contiennent les autres couplages)
- Dépendance de la largeur du Higgs, des sections efficaces et des selections cinématiques

Couplages du Higgs

Model	κ_V	κ_b	κ_γ
Singlet Mixing	$\sim 6\%$	$\sim 6\%$	$\sim 6\%$
2HDM	$\sim 1\%$	$\sim 10\%$	$\sim 1\%$
Decoupling MSSM	$\sim -0.0013\%$	$\sim 1.6\%$	$\sim -0.4\%$
Composite	$\sim -3\%$	$\sim -(3 - 9)\%$	$\sim -9\%$
Top Partner	$\sim -2\%$	$\sim -2\%$	$\sim +1\%$

Effets typiques sur les couplages dans différents modèles (simplifiés) et précision @LHC₁₄TeV et HL-LHC (Snowmass 2013 report) (u=t, d=b)

Luminosity	300 fb ⁻¹	3000 fb ⁻¹
Coupling parameter	7-parameter fit	
κ_γ	5 – 7%	2 – 5%
κ_g	6 – 8%	3 – 5%
κ_W	4 – 6%	2 – 5%
κ_Z	4 – 6%	2 – 4%
κ_u	14 – 15%	7 – 10%
κ_d	10 – 13%	4 – 7%
κ_ℓ	6 – 8%	2 – 5%

EFT - théories effectives

$$L = L_{d \leq 4} + \frac{1}{\Lambda} L_5 + \frac{1}{\Lambda^2} L_6 \dots$$

- Développement en opérateurs par rapport à l'échelle Λ (cut-off de la théorie ou échelle)
- Avantage : paramétrer une physique qu'on ne connait pas par les coefficients de ces opérateurs (à déterminer à partir des données du LHC)
- Désavantages : non-renormalisable et un nombre rapidement croissant d'opérateurs avec l'ordre n de L_n

EFT et géométrie du Higgs

- Le secteur de Higgs du MS a une symétrie $O(4) \rightarrow O(3)$ par le choix du vide, linéaire, renormalisable (les Goldstones sont sur un manifold plat R^4)

$$\mathcal{L}_{SM} = \frac{1}{2} \partial_\mu \phi \cdot \partial^\mu \phi - \frac{\lambda}{4} (\phi \cdot \phi - v^2)^2$$

$$\phi = (\phi_1, \phi_2, \phi_3, \phi_4)$$

- Les théories effective du Higgs qui généralisent le MS sont principalement de deux types: SMEFT et HEFT.

SMEFT

- h et les 3 bosons de Goldstone sont dans un doublet de $SU(2)$ faible
- Theorie effective non-renormalisable
- Le higgs est toujours dans la combinaison $h+v$
- dim 5 : 1 opérateur; dim 6 : 59 opérateurs qui conservent CP;

HEFT

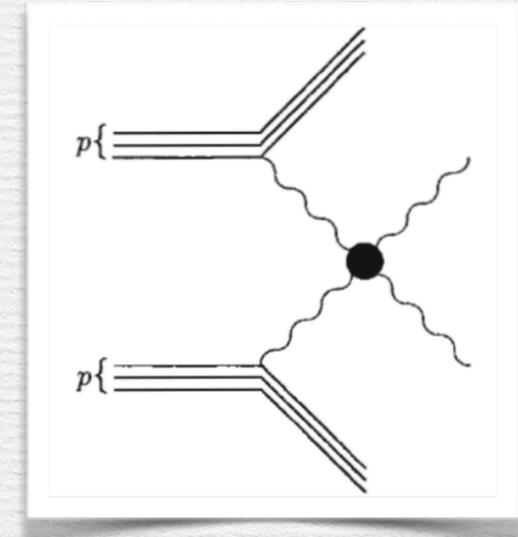
$$\mathcal{L}_0 = \frac{v^2}{4} \mathcal{F}(h) (D_\mu U)^\dagger D^\mu U + \frac{1}{2} \partial_\mu h \partial^\mu h - V(h)$$

$$\mathcal{F}(h) = 1 + 2a \frac{h}{v} + b \left(\frac{h}{v} \right)^2 + \dots$$

- Théorie de type chiral, non-linéaire, non-renormalisable
- Plus générale, h est indépendant des autres bosons de Goldstone
- Les Goldstones sont sur un coset qui a une courbure non-nulle: implications pour l'unitarité à haute énergie.

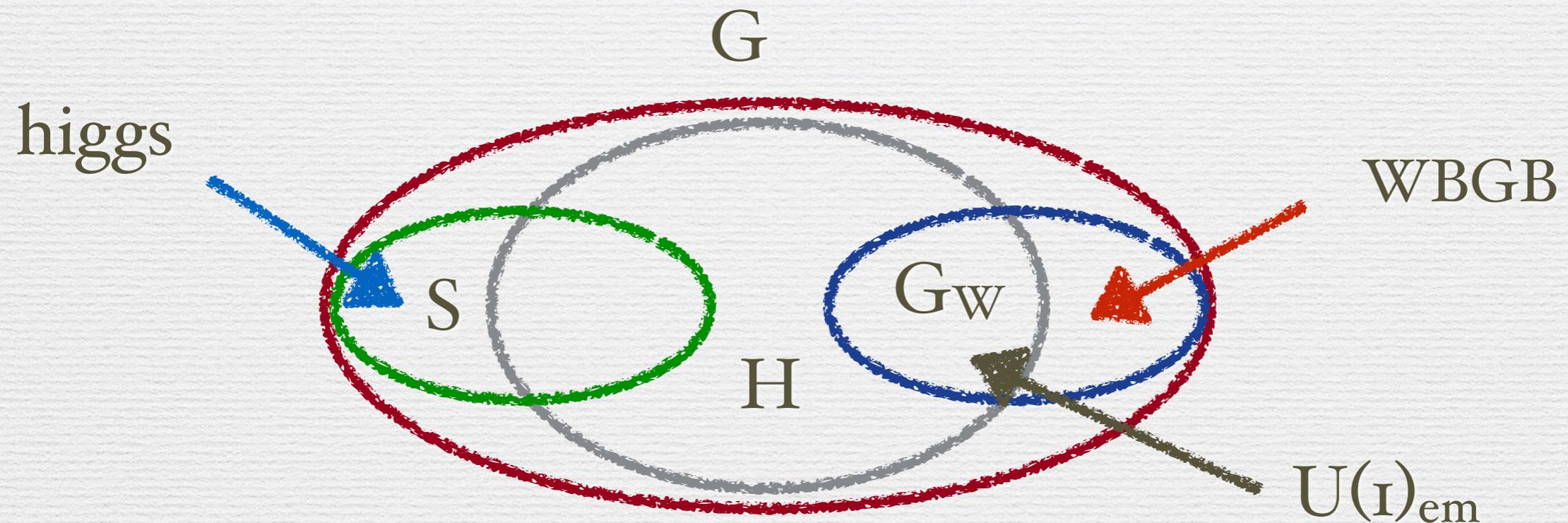
Unitarité de la théorie (Vector Boson Fusion)

$$\mathcal{L}_2 = -\frac{1}{2g^2} \text{Tr}(\hat{W}_{\mu\nu} \hat{W}^{\mu\nu}) - \frac{1}{2g'^2} \text{Tr}(\hat{B}_{\mu\nu} \hat{B}^{\mu\nu}) + \frac{v^2}{4} \left[1 + 2a \frac{h}{v} + b \frac{h^2}{v^2} \right] \text{Tr}(D^\mu U^\dagger D_\mu U) + \frac{1}{2} \partial^\mu h \partial_\mu h + \dots$$



- Violation d'unitarité: la théorie ne respecte plus la conservation de la probabilité dans les diffusions à haute énergie (comme le MS sans le Higgs)
- Il suffit d'étudier la diffusion des polarisations longitudinales $W_L W_L$, $Z_L Z_L$ et hh (théorème d'équivalence) pour la tester
- Ces theories ont une violation d'unitarité (sauf pour $a=b=1$ MS) donc des nouvelles resonance doivent être ajoutées

Brisure électrofaible avec un secteur fort



- G groupe global
- $G_W =$ groupe de jauge électrofaible = $SU(2)_L \times U(1)_Y$
- $S =$ subgroups maximal qui commute avec les générateurs de G_W
- $S \times G_W =$ groupe brisé; W_+, W_-, Z wouldbe-NGB(WBGB); PNGB (h, \dots)
- boson de Higgs léger car pNGB de la symétrie brisée du secteur fort, paramétrisation avec Lagrangien chiral

Dynamique composite fondamentale

- Brisure de symétrie déterminée par la représentation des nouveaux fermions R_{TC}
- R_{TC} réel: $G_F = SU(N)$ $\langle \Psi^i \Psi^j \rangle$
 $SU(N) \rightarrow SO(N)$
- R_{TC} pseudo-réel: $G_F = SU(2N)$ $\langle \Psi^i \Psi^j \rangle$
 $SU(2N) \rightarrow Sp(2N)$
- R_{TC} complexe: $G_F = SU(N)^2$ $\langle \bar{\Psi}^i \Psi^j \rangle$
 $SU(N)^2 \rightarrow SU(N)$

Modèles

coset	dim(coset)	Higgs(es)	G_{TC}	fermions
$SU(4)/Sp(4)$	5	1	$SU(2)$	2 doublets pseudo-real
$SU(5)/SO(5)$	14	1	$SO(N)$	5 vectorial real
$SU(3)^2/SU(3)$	8	1	$SU(N)$	3 fund. complex
$SU(6)/Sp(6)$	14	2	$SU(2)$	3 doublets pseudo-real
$SU(4)^2/SU(4)$	15	2	$SU(N)$	4 fund. complex

Le modèle effectif $SO(5)/SO(4)$ “Composite Higgs” qui a seulement 4 Goldstones (Higgs et parties longitudinales de W, Z) ne peut pas se construire comme théorie d’états liés de fermions.

Modèle minimal $SU(4)/Sp(4)$

Minimum possible: deux fermions de Dirac (4 Weyl). Le condensat (calculs sur réseau ou arguments de théorie de groupes) est :

$$\langle \psi^i \psi^j \rangle = \mathbf{6}_{SU(4)} = \mathbf{5}_{Sp(4)} \oplus \mathbf{1}_{Sp(4)}$$

la rep. 5 de $Sp(4)$ contient les Goldstones de la brisure $SU(4)/Sp(4)$, qui se décomposent sous $SO(4) \subset Sp(4)$ comme suit

$$\mathbf{5}_{Sp(4)} = (\mathbf{2}, \mathbf{2})_{SO(4)} \oplus (\mathbf{1}, \mathbf{1})_{SO(4)}$$

La 5 de $Sp(4)$ contient un **bi-doublet (peut être le Higgs)** et un singlet η . Le singlet de $Sp(4)$ est un **scalaire massif** (comme σ en QCD). Donc minimum deux particules de plus que le MS.

Modèle minimal $SU(4)/Sp(4)$

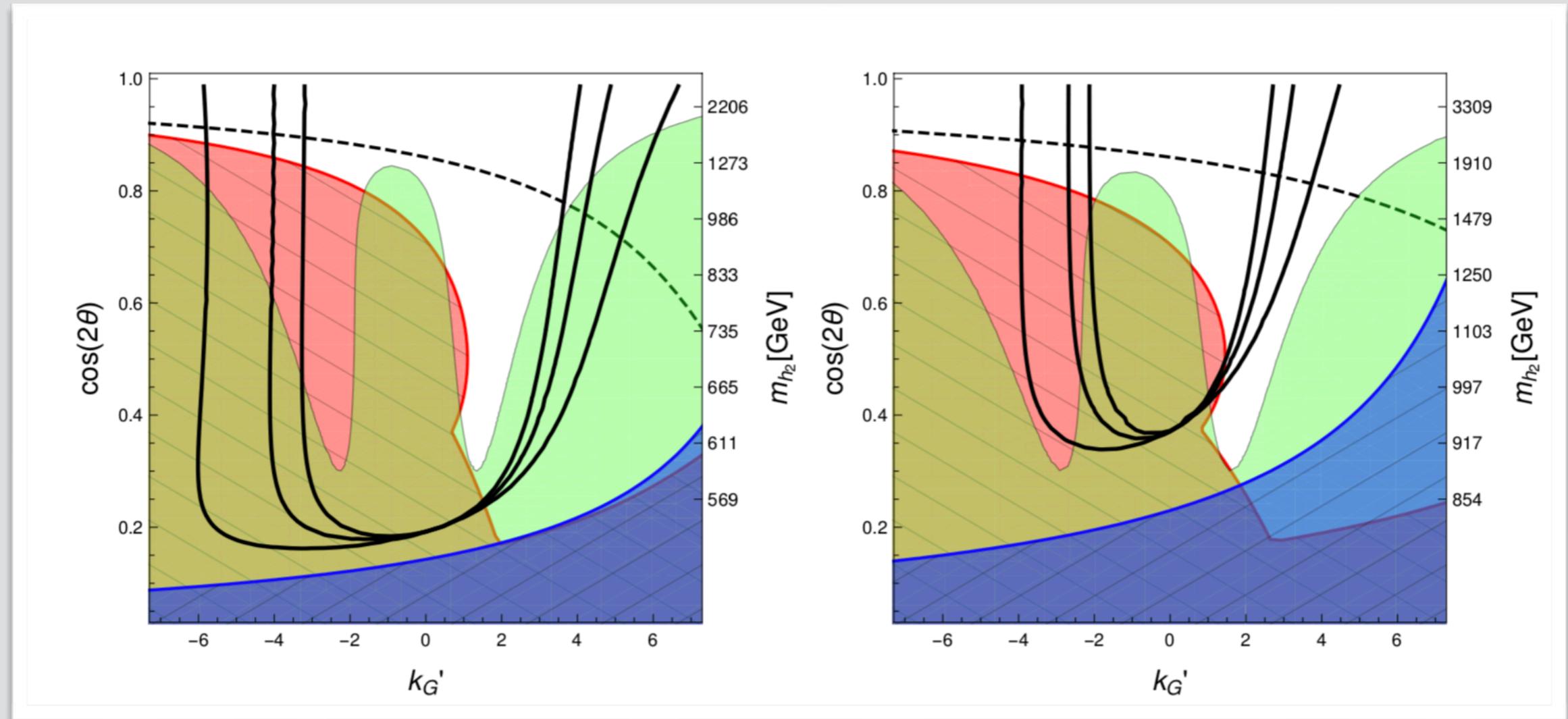
Le top et les nouveaux hyper-fermions contribuent au potentiel scalaire :

$$V(\theta) = y_t'^2 C_t \cos^2 \theta - 4C_m \cos \theta$$

La masse du Higgs va dépendre de ces paramètres :

$$\begin{aligned} m_h^2 &= \frac{f^2}{4} \left(2C_m \cos \theta - y_t'^2 C_t \cos(2\theta) \right) \\ &= \frac{y_t'^2 C_t f^2}{4} \sin^2 \theta_{\min} . \end{aligned}$$

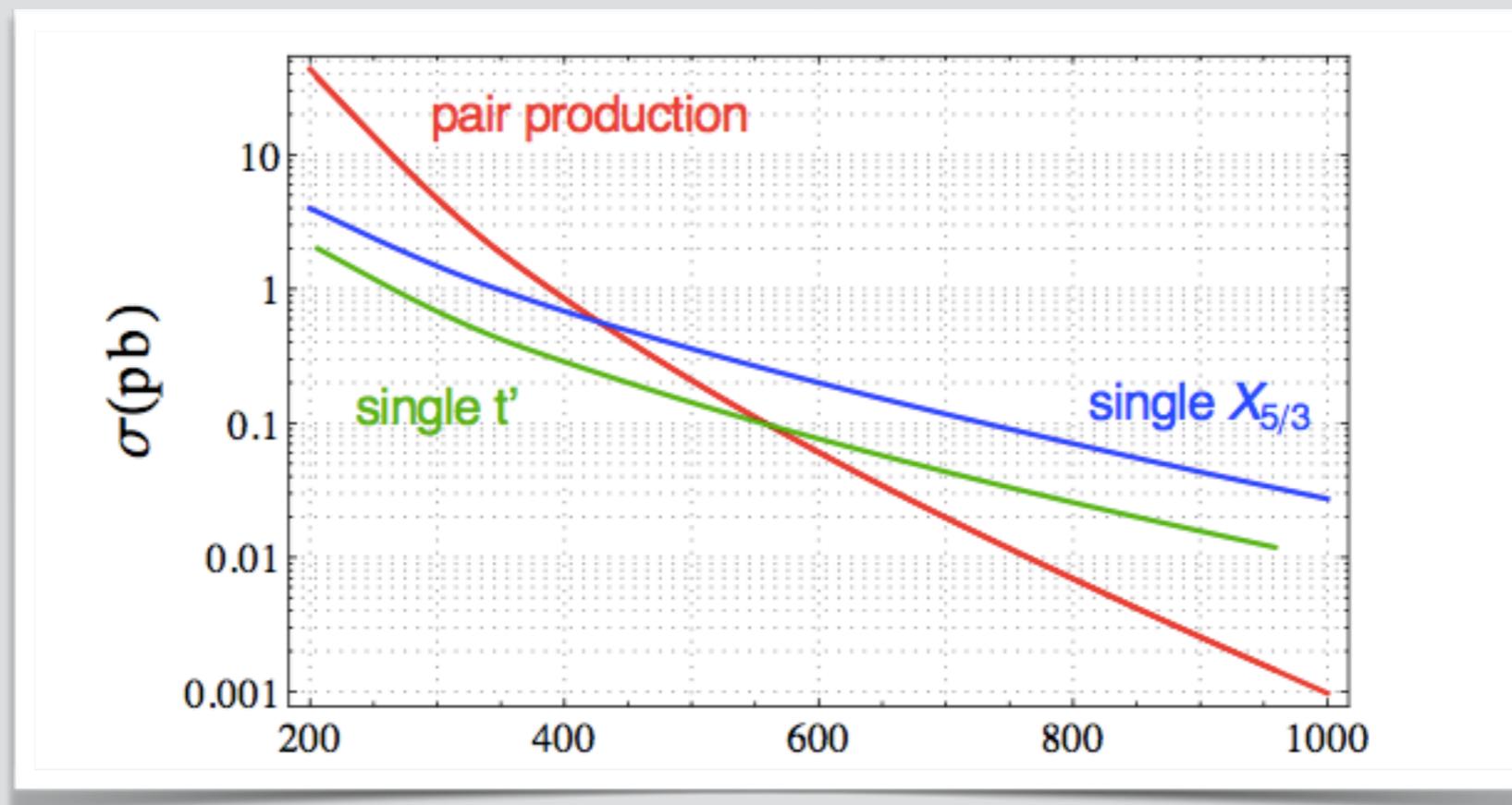
Scalars et dynamique électrofaible



from arXiv:1809.09146; coupling perturbativity (blue), Higgs couplings (red), EWPO (green). Black line for $\Gamma_{h_2} = m_{h_2}$ with 5, 10, 15 pNGBs. $\gamma=0.2$ left, $\gamma=0.3$ right.

Quarks Vector-like

- Présents dans plusieurs modèles (Xdim, composite, Little Higgs, SUSY) avec forte motivation théorique
- LHC a des limites fortes dans l'hypothèse de désintégrations uniquement en h, Z, W (~ 1 TeV)
- Mélange avec les 3 familles du MS important (production/désintégration)



Pourquoi “Vector-Like”

- Vector-like = couplage gauche et droit aux bosons de jauge sont identiques.
Courants chargés L et R :

$$J^{\mu+} = J_L^{\mu+} + J_R^{\mu+} = \bar{u}_L \gamma^\mu d_L + \bar{u}_R \gamma^\mu d_R = \bar{u} \gamma^\mu d = V$$

Pour les quarks du MS:

$$J^{\mu+} = J_L^{\mu+} + J_R^{\mu+} \quad \text{with} \quad \begin{cases} J_L^{\mu+} = \bar{u}_L \gamma^\mu d_L = \bar{u} \gamma^\mu (1 - \gamma^5) d = V - A \\ J_R^{\mu+} = 0 \end{cases}$$

- Pas d’anomalie de jauge pour ces fermions vector-like
- Les limites usuelles pour une 4e famille ne s’appliquent pas aux fermions vector-like
- Un terme de masse invariant de jauge: $\mathcal{L}_M = -M\bar{\psi}\psi$

VLQ comme états liés

	spin	SU(4)×SU(6)	Sp(4)×SO(6)	names
QQ	0	$(\mathbf{6}, \mathbf{1})$	$(\mathbf{1}, \mathbf{1})$	σ
			$(\mathbf{5}, \mathbf{1})$	π
$\chi\chi$	0	$(\mathbf{1}, \mathbf{21})$	$(\mathbf{1}, \mathbf{1})$	σ_c
			$(\mathbf{1}, \mathbf{20})$	π_c
χQQ	1/2	$(\mathbf{6}, \mathbf{6})$	$(\mathbf{1}, \mathbf{6})$	ψ_1^1
			$(\mathbf{5}, \mathbf{6})$	ψ_1^5
$\chi\bar{Q}\bar{Q}$	1/2	$(\mathbf{6}, \mathbf{6})$	$(\mathbf{1}, \mathbf{6})$	ψ_2^1
			$(\mathbf{5}, \mathbf{6})$	ψ_2^5
$Q\bar{\chi}\bar{Q}$	1/2	$(\mathbf{1}, \bar{\mathbf{6}})$	$(\mathbf{1}, \mathbf{6})$	ψ_3
$Q\bar{\chi}\bar{Q}$	1/2	$(\mathbf{15}, \bar{\mathbf{6}})$	$(\mathbf{5}, \mathbf{6})$	ψ_4^5
			$(\mathbf{10}, \mathbf{6})$	ψ_4^{10}
$\bar{Q}\sigma^\mu Q$	1	$(\mathbf{15}, \mathbf{1})$	$(\mathbf{5}, \mathbf{1})$	a
			$(\mathbf{10}, \mathbf{1})$	ρ
$\bar{\chi}\sigma^\mu\chi$	1	$(\mathbf{1}, \mathbf{35})$	$(\mathbf{1}, \mathbf{20})$	a_c
			$(\mathbf{1}, \mathbf{15})$	ρ_c



scalaires



VLQ



vecteurs

Multiplets VLO

	SM	Singlets	Doublets	Triplets
	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} t' \\ b' \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} X \\ t' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t' \\ b' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} b' \\ Y \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} X \\ t' \\ b' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t' \\ b' \\ Y \end{pmatrix}$
$SU(2)_L$	2	1	2	3
$U(1)_Y$	$q_L = 1/6$ $u_R = 2/3$ $d_R = -1/3$	$2/3 \quad -1/3$	$1/6 \quad 7/6 \quad -5/6$	$2/3 \quad -1/3$
\mathcal{L}_Y	$-\frac{y_u^i}{\sqrt{2}} \bar{u}_L^i u_R^i$ $-\frac{y_d^i}{\sqrt{2}} \bar{d}_L^i V_{CKM}^{i,j} d_R^j$	$-\frac{\lambda_u^i}{\sqrt{2}} \bar{u}_L^i U_R$ $-\frac{\lambda_d^i}{\sqrt{2}} \bar{d}_L^i D_R$	$-\frac{\lambda_u^i}{\sqrt{2}} U_L u_R^i$ $-\frac{\lambda_d^i}{\sqrt{2}} D_L d_R^i$	$-\frac{\lambda_i}{\sqrt{2}} \bar{u}_L^i U_R$ $-\lambda_i v \bar{d}_L^i D_R$
\mathcal{L}_m		$-M \bar{\psi} \psi$ (gauge invariant since vector-like)		
Free parameters		4 $M + 3 \times \lambda^i$	$4 \text{ or } 7$ $M + 3\lambda_u^i + 3\lambda_d^i$	4 $M + 3 \times \lambda^i$

pNGBs colorés

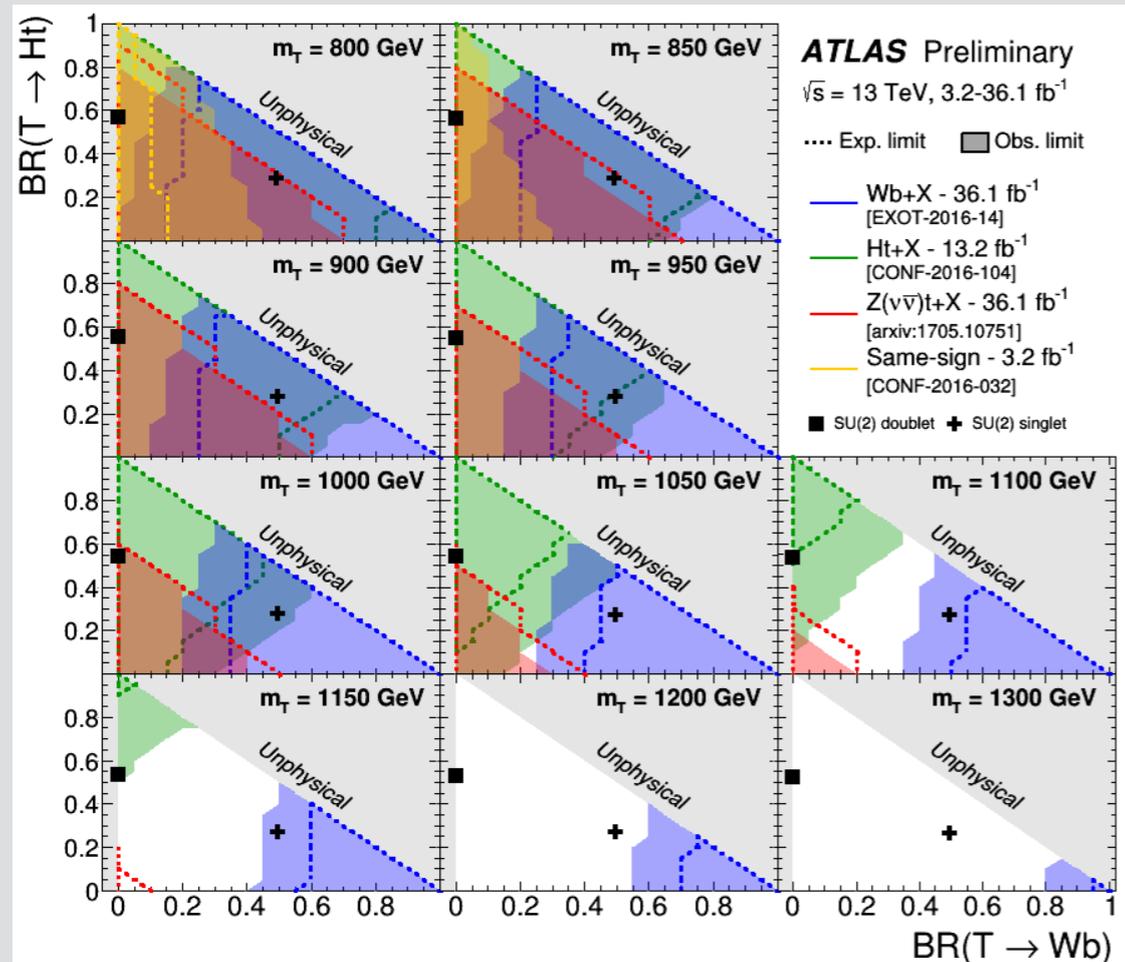
- $SU(6)/SO(6) \supset SU(3)_c : 20' \text{ de } SO(6) \equiv A_2 = (8,0) + (6,4/3) + (6,-4/3) \quad (\pi_8, \pi_6, \pi_6^c)$
- $SU(6)/Sp(6) \supset SU(3)_c : 14 \text{ de } Sp(6) \equiv S_2 = (8,0) + (3,-4/3) + (3,4/3) \quad (\pi_8, \pi_3, \pi_3^c)$
- $SU(3) \times SU(3)/SU(3)_c : 8 \text{ de } SU(3) \equiv Ad = (8,0) \quad (\pi_8)$
- toujours un octet π_8 et selon le models aussi triples et sextets de couleur (1507.02283)

Nouveaux modes de désintégration

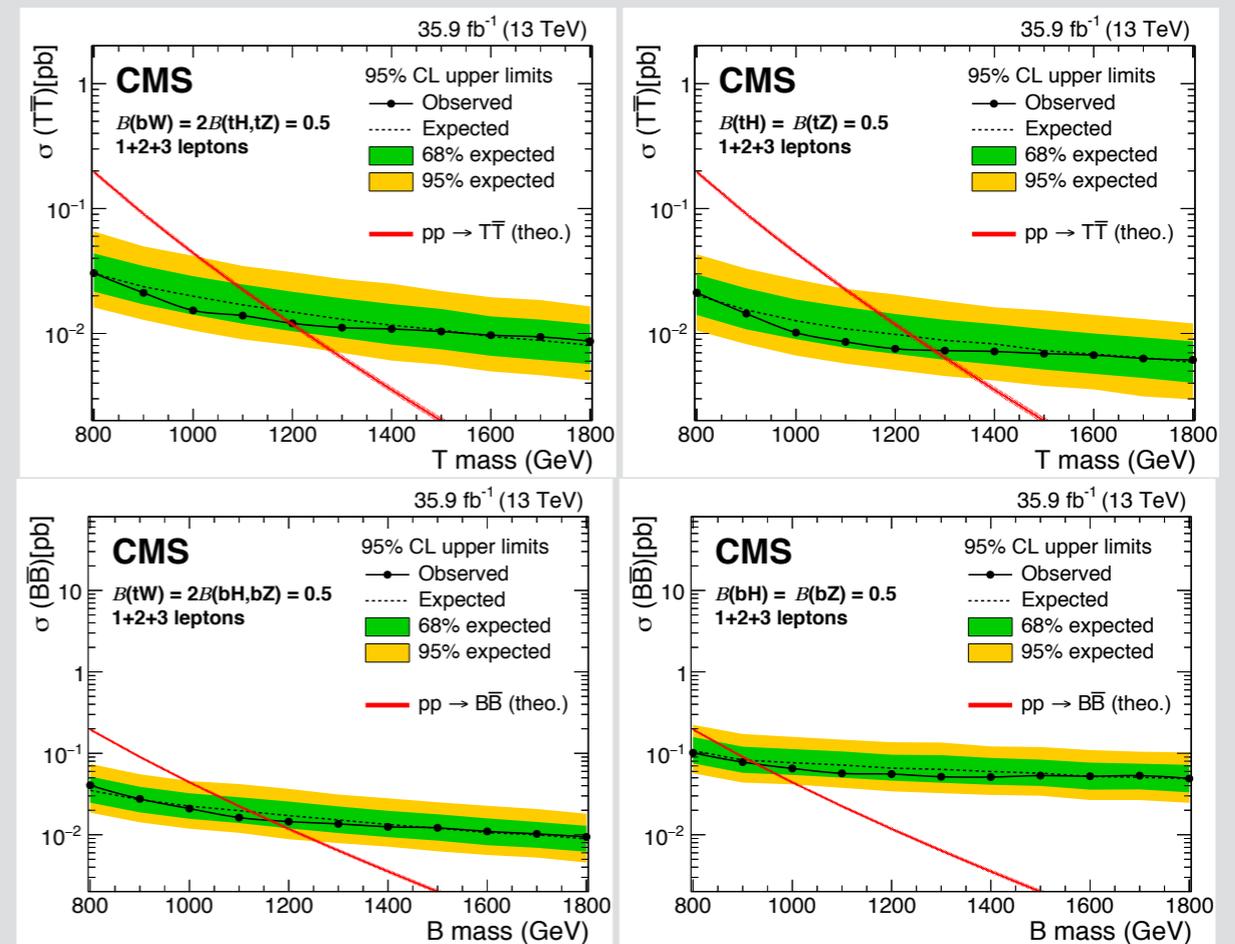
- La description avec fermions fondamentaux pour les modèles composite contient des nouvelles particules par rapport au MS
→ présence de nouveaux états légers (pNGBs) qui sont aussi présent dans les désintégrations de VLQs
- singlet EW: $T \rightarrow \eta t$ avec $\eta = \text{EW pNGB}$
- U(1): $T \rightarrow a t$ avec $a = \text{pNGB non-anomalous U(1)}$
- Coloré: $X_{5/3} \rightarrow \pi_6 b$ avec $\pi_6 = \text{pNGB coloré}$
- Chargé : $X_{5/3} \rightarrow \phi^+ t$ avec $\phi^+ = \text{EW pNGB}$
- **Conséquences**: BR grand dans ces modes de désintégration, et limites de masses sur les VLQs réduits.

Exemple de limites VLQ

- En supposant seulement des désintégrations en W, Z, h et melange 3e famille :



ATLAS twiki



CMS 1805.04758

Conclusions

- Discussion sur une petite partie des modèles BSM, mais beaucoup de directions à explorer pour le LHC dans le futur.
- Les limites actuelles sur plusieurs recherches (VLQ, susy etc) sont obtenues avec des hypothèses précises, donc à prendre avec précaution
- Les approches de Lagrangian effectif SMEFT, HEFT contiennent aussi des hypothèses
- des particules légères ne sont pas systématiquement exclues, par contre typiquement dans des canaux difficiles