

Aspects formels et phénoménologiques de la Supersymétrie

Des principes de construction aux prédictions pour les collisionneurs

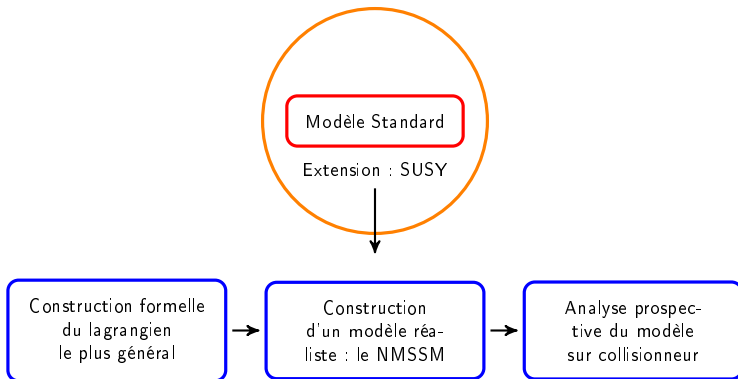
Robin Ducrocq
M2 PSA

Tuteurs : E. Conte (Groupe CMS) & M. Rausch de Traubenberg (Groupe Théorie)

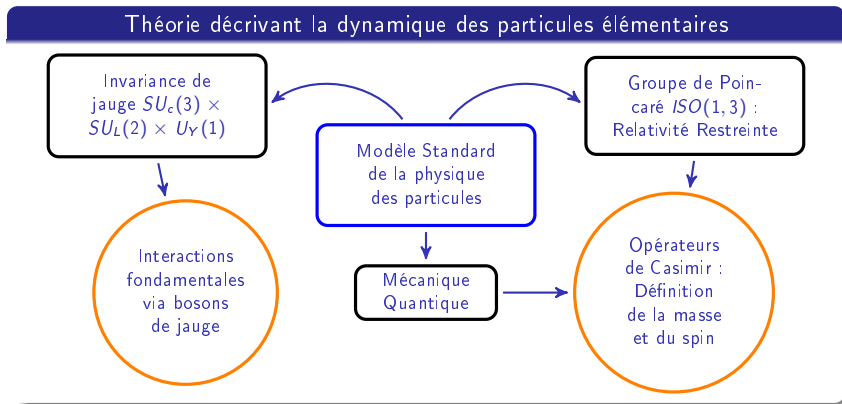
Groupe Théorie, IPHC, Strasbourg

19 juin 2018

Introduction



Le Modèle Standard de la physique des particules



La Supersymétrie

Principe de la supersymétrie

introduction d'un nouvel opérateur Q ($N_Q \leq 8$) :

$$Q|B\rangle = |F\rangle \quad Q|F\rangle = |B\rangle$$

Nouvelle structure mathématique en accord avec les théorèmes de Noether et Spin-Statistique

$|B\rangle$: état bosonique

$|F\rangle$: état fermionique

Exemple

sélectron gaucher \tilde{e}_L ($s = 0$) \longleftrightarrow électron gaucher e_L ($s = 1/2$)
Supersymétrie

Extension de la Relativité Restreinte : Superalgèbre de Poincaré

Superalgèbre de Lie $\mathfrak{g} = \mathfrak{g}_0 \oplus \mathfrak{g}_1$

$G_0^1, G_0^2 \in \mathfrak{g}_0, G_1^1, G_1^2 \in \mathfrak{g}_1,$

- $[G_0^1, G_0^2] \in \mathfrak{g}_0$
- $\{G_1^1, G_1^2\} \in \mathfrak{g}_0$
- $[G_0^1, G_1^1] \in \mathfrak{g}_1$
- Identités de Jacobi

Relativité Restreinte : Algèbre de Poincaré $\text{Iso}(1, 3)$
Yang-Mills : Groupe de jauge \mathcal{G}

Extension de la Relativité Restreinte : Superalgèbre de Poincaré $\text{Iso}(1, 3) \oplus (\tilde{2}, \tilde{1}) \oplus (\tilde{1}, \tilde{2})$
Groupe de jauge : extension triviale

Extension de la Relativité Restreinte : Superalgèbre de Poincaré

Crochet de Lie de la superalgèbre de Poincaré

$M^{\mu\nu}$, P^ρ : générateur de $\text{Iso}(1,3)$, (Q, \bar{Q}) : spineur de Majorana

$$[M^{\mu\nu}, M^{\rho\sigma}] = \eta^{\nu\sigma} M^{\rho\mu} - \eta^{\mu\sigma} M^{\rho\nu} + \eta^{\nu\rho} M^{\mu\sigma} - \eta^{\mu\rho} M^{\nu\sigma}$$

$$[M^{\mu\nu}, P^\rho] = \eta^{\nu\rho} P^\mu - \eta^{\mu\rho} P^\nu$$

$$[P^\mu, P^\nu] = 0$$

Q : spineur

$$[M^{\mu\nu}, Q_\alpha] = \sigma^{\mu\nu\alpha\beta} Q_\beta \quad [M^{\mu\nu}, \bar{Q}^{\dot{\alpha}}] = \bar{\sigma}^{\mu\nu\dot{\alpha}\dot{\beta}} \bar{Q}^{\dot{\beta}}$$

Superalgèbre de Lie : Nouvelles identités de Jacobi

$$[P_\mu, Q_\alpha] = 0 \quad [P_\mu, \bar{Q}^{\dot{\alpha}}] = 0$$

$$\{Q_\alpha, \bar{Q}^{\dot{\alpha}}\} = -2i\sigma^\mu_{\alpha\dot{\alpha}} P_\mu \quad \{Q_\alpha, Q_\beta\} = 0 \quad \{\bar{Q}^{\dot{\alpha}}, \bar{Q}^{\dot{\beta}}\} = 0$$

Représentation de supersymétrie : Superspace et superchamps

Variables de Grassmann

$\theta = (\theta^1, \theta^2)$ ($\theta^\alpha \in \mathbb{C}$) telles que $(\theta^\alpha)^2 = 0$: Algèbre de Grassmann : $\{\theta^\alpha, \theta^\beta\} = 0$

Dérivée : $\partial_\alpha(\theta^\beta) = \delta_\alpha^\beta$, $\{\partial^\alpha, \partial^\beta\} = 0$

Équivalent pour variable conjuguée $\bar{\theta} = (\bar{\theta}^1, \bar{\theta}^2)$

Extension de l'espace-temps

Superspace : point du superspace : $(x, \theta, \bar{\theta})$

$$Q \rightarrow \{Q_\alpha, \bar{Q}_{\dot{\alpha}}\} = -2i\sigma^\mu_{\alpha\dot{\alpha}}\partial_\mu ?$$

Générateurs :

$$Q_\alpha = -i(\partial_\alpha + i\sigma^\mu_{\alpha\dot{\alpha}}\bar{\theta}^{\dot{\alpha}}\partial_\mu) \quad \bar{Q}_{\dot{\alpha}} = i(\bar{\partial}_{\dot{\alpha}} + i\theta^\alpha\sigma^\mu_{\alpha\dot{\alpha}}\partial_\mu)$$

Bonus :

$$D_\alpha = (\partial_\alpha - i\sigma^\mu_{\alpha\dot{\alpha}}\bar{\theta}^{\dot{\alpha}}\partial_\mu) \quad \bar{D}_{\dot{\alpha}} = -(-\bar{\partial}_{\dot{\alpha}} + i\theta^\alpha\sigma^\mu_{\alpha\dot{\alpha}}\partial_\mu)$$

Fonction du superspace : Superchamp (scalaire Φ ou spinoriel \mathcal{W}_α)



Superchamp scalaire le plus général

Développement en θ et $\bar{\theta}$

$$\Phi(x, \theta, \bar{\theta}) =$$

Superchamp scalaire le plus général

Développement en θ et $\bar{\theta}$

$$\begin{aligned}\Phi(x, \theta, \bar{\theta}) = & z(x) + \theta \cdot \xi(x) + \bar{\theta} \cdot \bar{\zeta}(x) + \theta \cdot \theta f(x) \\ & + \bar{\theta} \cdot \bar{\theta} g(x) + \theta \sigma^\mu \bar{\theta} A_\mu(x) + \bar{\theta} \cdot \bar{\theta} \theta \cdot \omega(x) \\ & + \theta \cdot \theta \bar{\theta} \cdot \bar{\rho}(x) + \theta \cdot \theta \bar{\theta} \cdot \bar{\theta} d(x)\end{aligned}$$

ϕ : champ scalaire complexe

ψ : spineur gaucher

$\bar{\psi}$: spineur droitier

v_μ : champ vectoriel

Lagrangien renormalisable le plus général

Représentation irréductible de la supersymétrie

Superchamp chiral $\bar{D}_{\dot{\alpha}}\Phi = 0$: $\Phi = (\phi, \psi, F)$

Superchamp vectoriel $V^{\dagger} = V$: (jauge de Wess-Zumino) $V = (v_{\mu}, \lambda, D)$

Termes d'interactions : Superpotentiel

$$W(\Phi) = \frac{1}{2} m_{ab} \Phi^a \Phi^b + \frac{1}{6} \lambda_{abc} \Phi^a \Phi^b \Phi^c$$

Lagrangien de Wess-Zumino :

$$\mathcal{L}_{\text{W.Z.}} = \int d^2\theta d^2\bar{\theta} \Phi_a^{\dagger} \Phi^a + (\int d^2\theta W(\Phi) + \text{h.c.})$$



Wess-Zumino + Théorie de Yang-Mills :

$$\mathcal{L} = \underbrace{\int d^2\theta d^2\bar{\theta} \Phi^{\dagger} e^{-2gV} \Phi}_{\text{Matière + Higgs}} + \underbrace{\left(\int d^2\theta d^2\bar{\theta} \frac{1}{16g^2\tau_{\mathcal{R}}} \text{Tr}(\mathcal{W}^{\alpha}\mathcal{W}_{\alpha}) + \int d^2\theta W(\Phi) + \text{h.c.} \right)}_{\text{Interactions fondamentales}}$$

Lagrangien supersymétrique renormalisable général



Contenu en champs du NMSSM

Matière + Higgs : (Superchamp chiral : $\bar{D}_\alpha \Phi = 0$)

- quarks gauchers $Q' = (\underline{3}, \underline{2}, \frac{1}{6})$
- anti-quarks gauchers $U' = (\bar{\underline{3}}, \underline{1}, -\frac{2}{3})$, $D' = (\bar{\underline{3}}, \underline{1}, \frac{1}{3})$
- leptons gauchers $L' = (\underline{1}, \underline{2}, -\frac{1}{2})$
- anti-leptons gauchers $E' = (\underline{1}, \underline{1}, 1)$, $N' = (\underline{1}, \underline{1}, 0)$
- bosons de Higgs $\mathbf{H}_1 = (\underline{1}, \underline{2}, -\frac{1}{2})$, $\mathbf{H}_2 = (\underline{1}, \underline{2}, \frac{1}{2})$ (chargés et neutres)
- $\mathbf{S} = (\underline{1}, \underline{1}, 0)$

Interactions ($SU_c(3) \times SU_L(2) \times U_Y(1)$) : (Superchamp vectoriel : $V^\dagger = V$)

- $U_Y(1) : V_1 = (\underline{1}, \underline{1}, 0)$
- $SU_L(2) : V_2 = (\underline{1}, \underline{3}, 0)$
- $SU_c(3) : V_3 = (\underline{8}, \underline{1}, 0)$

Superpotentiel / Brisure de la supersymétrie

Superpotentiel du NMSSM

$$W_{NMSSM} = -L \cdot \mathbf{H}_1 y_e E - Q \cdot \mathbf{H}_1 y_d D + Q \cdot \mathbf{H}_2 y_u U \\ + \lambda S \mathbf{H}_1 \cdot \mathbf{H}_2 + \xi_F S + \mu' S^2 + \frac{\kappa}{3} S^3$$

Brisure de la Supersymétrie

Algèbre de supersymétrie

$[P_\mu, Q_\alpha] = 0 \rightarrow P_\mu P^\mu$ commute avec Q

$$m_{SM} = m_{SUSY}$$

supersymétrie : symétrie brisée !

Mécanisme interne à la Supersymétrie

$$V = F^i F_i^\dagger + \frac{1}{2} D^a D_a$$

Mécanisme d'O'Raifeartaigh :

- Brisure via champ auxiliaire F ($\langle F \rangle \neq 0$)

Mécanisme de Fayet-Iliopoulos :

- Brisure via champ auxiliaire D ($\langle D \rangle \neq 0$)

Spectre de masse incompatible avec l'expérience !



Brisure de la Supersymétrie

Théorie plus fondamentale : Supergravité

Brisure dans secteur "caché" → termes de brisures "douces"

$$W_{NMSSM} = -L \cdot H_1 y_e E - Q \cdot H_1 y_d D + Q \cdot H_2 y_u U + \lambda S H_1 \cdot H_2 + \xi_F S + \mu' S^2 + \frac{\kappa}{3} S^3$$

$$\begin{aligned}
 V_{soft}^{NMSSM} = & -\frac{1}{2}(M_3 \tilde{g}^a \tilde{g}_a + M_2 \tilde{W}^i \tilde{W}_i + M_1 \tilde{B} \tilde{B} + h.c.) + \sum_i m_i^2 \phi_i^\dagger \phi_i + m_3^2 H_1 \cdot H_2 \\
 & + (-y_e A_e \tilde{l}_L \cdot H_1 \tilde{e}_R^\dagger - y_d A_d \tilde{q}_L \cdot H_1 \tilde{d}_R^\dagger + y_u A_u \tilde{q}_L \cdot H_2 \tilde{u}_R^\dagger + h.c.) \\
 & + m_S^2 |S|^2 + \left(\lambda A_\lambda H_1 \cdot H_2 S + \frac{1}{3} \kappa A_\kappa S^3 + \frac{1}{2} B' \mu' S^2 + \xi_S S + h.c. \right)
 \end{aligned}$$

Calcul des matrices de masses

Exemple : Secteur des bosons de Higgs pseudoscalaires

Perturbation au minimum :

$$M_P^2 = \begin{pmatrix} P_{11} & P_{12} & P_{13} \\ P_{21} & P_{22} & P_{23} \\ P_{31} & P_{32} & P_{33} \end{pmatrix}$$

Absorption du boson de Golstone \rightarrow matrice 2×2 :

$$\begin{aligned} M_{P_{1,1}}^2 &= -\frac{2(\mu_{\text{eff}} \mathbf{B}_{\text{eff}} + \hat{m}_3^2)}{\sin 2\beta} \\ M_{P_{2,2}}^2 &= -\lambda \frac{v_1 v_2}{\sqrt{v_S}} (2\mu' + \mathbf{A}_\lambda + 2\sqrt{2} v_S \kappa) - \frac{\sqrt{2}}{v_S} \xi_S - 2\mathbf{B}' \mu' \\ &\quad - \xi_F (4\kappa + \frac{2\sqrt{2}\mu'}{v_S}) - \frac{3v_S \kappa \mathbf{A}_\kappa}{\sqrt{2}} - \sqrt{2} \kappa \mu' v_S \\ M_{P_{1,2}}^2 &= -\lambda \frac{v}{\sqrt{2}} (\mathbf{A}_\lambda - \sqrt{2} \kappa v_S - 2\mu') = M_{P_{2,1}}^2 \end{aligned}$$

États de masses :

$$m_{A_{1/2}}^2 = \frac{1}{2} \left(P_{11} + P_{22} \pm \sqrt{(P_{11} - P_{22})^2 + 4P_{12}^2} \right), \quad m_G^2 = 0$$



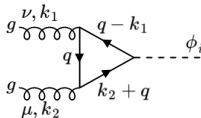
Production et désintégration de bosons de Higgs neutres

Scalars : H_1, H_2, H_3 | Pseudoscalaires : A_1, A_2

Production de bosons de Higgs neutres par fusion de gluon

$$\hat{\sigma}(gg \rightarrow H_i) = \frac{G_F \alpha_S^2(\mu)}{288 \sqrt{2} \pi} \left| \sum_Q g_Q^{H_i} A_Q^{H_i} (2m_Q/m_{H_i}) \right|^2$$

$$\hat{\sigma}(gg \rightarrow A_i) = \frac{G_F \alpha_S^2(\mu)}{128 \sqrt{2} \pi} \left| \sum_Q g_Q^{A_i} A_Q^{A_i} (2m_Q/m_{A_i}) \right|^2$$



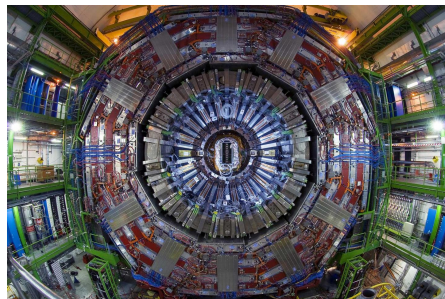
Élément de matrice pour la production d'un boson de Higgs scalaire

$$i\mathcal{M} = (-ig_s)^2 i^3 (-1) \text{Tr}[t_a t_b] g_Q^{H_i} \epsilon_\mu^1 \epsilon_\nu^2 \int \frac{d^4 q}{(2\pi)^4} \frac{\text{Tr}[\gamma^\mu (\not{q} + m) \gamma^\nu (\not{q} - \not{k}_1 + m) (\not{q} + \not{k}_2 + m)]}{[q^2 - m^2][(q - k_1)^2 - m^2][(q + k_2)^2 - m^2]}$$

Le LHC et le détecteur CMS



LHC (*Large Hadron Collider*, CERN, Genève) : Collisionneurs de protons



Détecteur CMS (*Compact Muon Solenoid*)

Étude de faisabilité sur processus du NMSSM pour Run 3 du LHC (2020 – 2023)

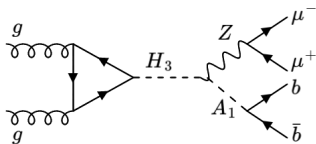
Run 3 : $E_{CdM} = 14 \text{ TeV}$, $\mathcal{L}_{int} = 300 \text{ fb}^{-1}$

Signature et Bruit de fond

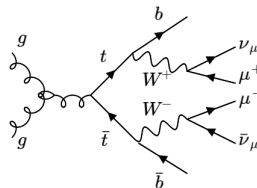
Analyse : choix d'un *benchmark* (Working Group NMSSM, CERN) : *BP2_P2*

Masse des bosons de Higgs pour *BP2_P2* (*NMSSMTools*)

$m_{H_1} = 125.9 \text{ GeV}$, $m_{H_2} = 201 \text{ GeV}$, $m_{H_3} = 448 \text{ GeV}$, $m_{A_1} = 65 \text{ GeV}$, $m_{A_2} = 440 \text{ GeV}$



Signal recherché



Bruit de fond principal

Autres bruits de fonds : Drell-Yan, Wbb , ZH , $t\bar{t}Z$, ...

Production des échantillons Monte-Carlo

Section efficace 14 TeV

Signal : *SusHi*, Bruit de fond : *MG_aMC@NLO*

MG_aMC@NLO : Génération d'échantillons Monte-Carlo

- Génération NLO QCD uniquement pour des processus du Modèle Standard
⇒ Génération d'un boson de Higgs (SM) avec $m_{H_{(SM)}} = m_{H_3}$
- choix des *p.d.f.* (*fonction de densité partonique*) (*nn23lo1*)

Pythia : Environnement hadronique

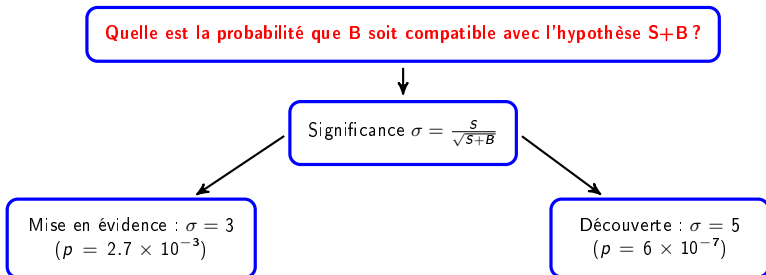
- Paramétrisation pour l'interaction multiple + états excités des protons : MC Tunes (13 TeV)

Delphes : Reconstruction et détecteur

- Implémentation des efficacités de *b-tagging* (DeepCSV)
- Modification du pile-up (50 interactions par croisement)



Significance



Sélection sur les données

Muons

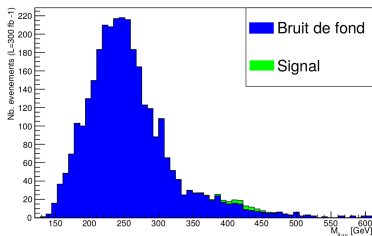
- au moins 2 μ (charges opposées)
- $p_T(\mu_1) > 24 \text{ GeV}$ et $p_T(\mu_2) > 9 \text{ GeV}$ (seuil de déclenchement du run 2)
- $M_{\mu\mu} \in M_Z \pm 10 \text{ GeV}$ ($Z \rightarrow \mu^+\mu^-$)

Quarks b

- au moins 2 jets
 - 2 jets issus de l'hadronisation de quarks b
 - $|\eta(j)| < 2.4$ (acceptance du détecteur)
 - $p_T(j) > 30 \text{ GeV}$ (éviter les jets issus de la fragmentation)
 - $\cos(\Delta\phi_{bb}) > 0.8$ ($A_1 \rightarrow b\bar{b}$)
-
- Coupure sur la *MET*

Spectres après sélection

Application des sélections avec *MadAnalysis* (programme C++) :



Analyse sur le bump de la
masse du H_3 ($m_{H_3} \pm 50$ GeV)

Masse invariante du système $2\mu 2b$

Maximisé en fonction de la coupure sur la MET : $\sigma = 2.46 \pm 0.45$

Prise en compte des incertitudes systématiques sur le bruit de fond :

$$\sigma = \frac{S}{\sqrt{S+B+xB^2}}$$

Avec $x = 10\%$

$$\sigma = 1.24 \pm 0.32$$

Construction & Analyse d'un modèle de supersymétrie :

- Construction formelle de la théorie :
 - maîtrise des outils mathématiques (Superalgèbres de Lie, Superspace, variables de Grassmann, ...)
- Construction du NMSSM :
 - Calcul des matrices de masses
 - Phénoménologie du secteur des bosons de Higgs neutres :
Formules similaires pour production et désintégration de bosons de Higgs scalaires et pseudoscalaires
- Analyse prospective d'une signature du NMSSM :
 - Production Monte-Carlo (configuration de programmes)
 - Mise en évidence difficile de $pp \rightarrow H_3 \rightarrow ZA_1$ avec le run 3 du LHC

Run 1 du HL-LHC ?

Merci de votre attention

Back-Up

Théorème mathématique fondamental de la supersymétrie

Théorème *no-go*

Certaines conditions restreignent les symétries possible de l'espace-temps (espace plat, QFT, ...)

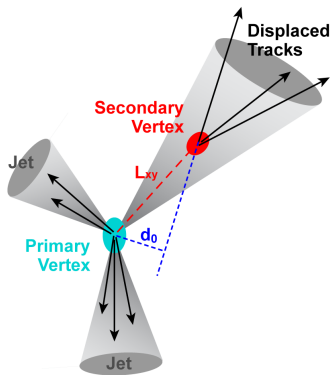
Théorème de Coleman-Mandula

Structure mathématique : Algèbre de Lie : $ISO(1,3) \times \mathcal{G}$

Théorème de Haag-Łopuszański-Sohnius

Structure mathématique : Superalgèbre de Lie \rightarrow supersymétrie

B-tagging



- Algorithme identifiant les jets provenant de l'hadronisation de quark b
- Variables utilisées : paramètre d'impact d_0 , temps de vie, ΔR , ...
- Efficacité d'identification : 60%
Fake-jets : 1%

Lagrangien général supersymétrique renormalisable

$$\begin{aligned}
\mathcal{L} = & -\frac{1}{4}F_a^{\mu\nu}F_{\mu\nu}^a + \frac{i}{2}(\lambda^a\sigma^\mu D_\mu\bar{\lambda}_a - D_\mu\lambda^a\sigma^\mu\bar{\lambda}_a) \\
& + D_\mu\phi^\dagger D^\mu\phi - \frac{i}{2}(D_\mu\bar{\psi}\bar{\sigma}^\mu\psi - \bar{\psi}\bar{\sigma}^\mu D_\mu\psi) \\
& + i\sqrt{2}g\bar{\lambda}^a\cdot\bar{\psi}T_a\phi - i\sqrt{2}g\phi^\dagger T_a\psi\cdot\lambda^a \\
& - \mathcal{L}_{int}(\phi, \phi^\dagger) - V(\phi, \phi^\dagger)
\end{aligned}$$

avec :

$$\mathcal{L}_{int}(\phi, \phi^\dagger) = -\frac{1}{2}\frac{\partial^2 W(\phi)}{\partial\phi^i\partial\phi^j}\psi^i\cdot\psi^j + \text{h.c.}$$

$$\begin{aligned}
V(\phi, \phi^\dagger) &= V_F(\phi, \phi^\dagger) + V_D(\phi, \phi^\dagger) \\
&= \frac{\partial W(\phi)}{\partial\phi^i}\frac{\partial W^*(\phi^\dagger)}{\partial\phi_i^\dagger} + \frac{1}{2}g^2(\phi^\dagger T^a\phi)(\phi^\dagger T_a\phi) \\
&= F_i^\dagger F^i + \frac{1}{2}D^a D_a
\end{aligned}$$

Désintégration des bosons de Higgs neutres

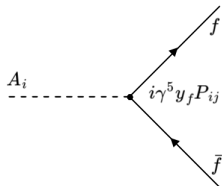
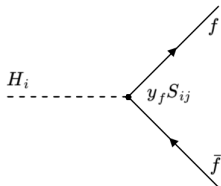
Largeur de désintégration des bosons de Higgs neutres en deux fermions

$$\Gamma_{H_i \rightarrow f\bar{f}} = \frac{1}{8\pi} m_{H_i} \frac{(m_f v_j)^2}{2} S_{ij}^2 \left(1 - \left(\frac{2m_f}{m_{H_i}} \right)^2 \right)^{\frac{3}{2}}$$

$$\Gamma_{A_i \rightarrow f\bar{f}} = \frac{1}{8\pi} m_{A_i} \frac{(m_f v_j)^2}{2} P_{ij}^2 \sqrt{1 - \left(\frac{2m_f}{m_{A_i}} \right)^2}$$

(j=1 si isospin de f = 1/2, j=2 si isospin de f = -1/2)

P_{ij}, S_{ij} : matrices de masses



Superalgèbre de Lie

Définition

Superalgèbre \mathfrak{g} : espace vectoriel \mathbb{Z}_2 -gradué $\mathfrak{g} = \mathfrak{g}_0 \oplus \mathfrak{g}_1$

Avec $\mathfrak{g}_0\{B_i, i = 1, \dots, n\}$ (bosons) et $\mathfrak{g}_1\{F_a, a = 1, \dots, m\}$ (fermions) :

- \mathfrak{g}_0 : algèbre de Lie
- \mathfrak{g}_1 : représentation de \mathfrak{g}_0 : $[B_i, F_a] = R_{i a}^b F_b$
- $\mathfrak{g}_0 \times \mathfrak{g}_0 \rightarrow \mathfrak{g}_1$: $\{F_a, F_b\} = Q_{ab}^i B_i$
- Identités de Jacobi

$$[B_i, [B_j, B_k]] + [B_k, [B_i, B_j]] + [B_j, [B_k, B_i]] = 0$$

$$[B_i, [B_j, F_a]] + [F_a, [B_i, B_j]] + [B_j, [F_a, B_i]] = 0$$

$$[B_i, \{F_a, F_b\}] - \{F_a, [B_i, F_b]\} - \{[B_i, F_a], F_b\} = 0$$

$$[F_a, \{F_b, F_c\}] - \{[F_a, F_b], F_c\} + [F_b, \{F_a, F_c\}] = 0$$

Supersymétrie $N = 1$

Extension non-triviale de l'algèbre de Poincaré : $\mathfrak{g}_0 = \text{Iso}(1, 3)$

$$\mathfrak{g}_1 = (\underline{2}, \underline{1}) \oplus (\underline{1}, \underline{2}) = \{Q_\alpha, \alpha = 1, 2\} \oplus \{\bar{Q}^{\dot{\alpha}}, \dot{\alpha} = 1, 2\} \quad (Q_\alpha^\dagger = \bar{Q}_{\dot{\alpha}})$$



Matrices de masses du NMSSM

Dans la base $\{\text{Re}(H_{10}), \text{Re}(H_{20}), \text{Re}(S)\}$:

$$M_{S_{1,1}}^2 = g^2 v_1^2 - \tan \beta (\mu_{\text{eff}} B_{\text{eff}} + \hat{m}_3^2)$$

$$M_{S_{2,2}}^2 = g^2 v_2^2 - \frac{(\mu_{\text{eff}} B_{\text{eff}} + \hat{m}_3^2)}{\tan \beta}$$

$$M_{S_{3,3}}^2 = -\frac{v_1 v_2}{\sqrt{2} v_S} \lambda (2\mu' + A_\lambda) - \sqrt{2} \frac{\xi_S + 2\mu' \xi_F}{v_S} + \kappa v_S (2\kappa v_S + \frac{A_\kappa}{\sqrt{2}} + 3\sqrt{2}\mu')$$

$$M_{S_{1,2}}^2 = (|\lambda|^2 - g^2) v_1 v_2 + \mu_{\text{eff}} B_{\text{eff}} + \hat{m}_3^2$$

$$M_{S_{1,3}}^2 = |\lambda|^2 v_S v_1 + \lambda \frac{v_2}{\sqrt{2}} \left(2\mu' + \frac{\kappa v_S}{\sqrt{2}} - B_{\text{eff}} \right)$$

$$M_{S_{2,3}}^2 = |\lambda|^2 v_S v_2 + \lambda \frac{v_1}{\sqrt{2}} \left(2\mu' + \frac{\kappa v_S}{\sqrt{2}} - B_{\text{eff}} \right)$$

Matrices de masses du NMSSM

Dans la base $\{A, \text{Im}(S)\}$ ($A = \sin \beta \text{Im}(H_{10}) + \cos \beta \text{Im}(H_{20})$)

$$M_{P_{1,1}}^2 = -\frac{2(\mu_{\text{eff}} B_{\text{eff}} + \hat{m}_3^2)}{\sin 2\beta}$$

$$M_{P_{2,2}}^2 = -\lambda \frac{v_1 v_2}{\sqrt{v_S}} (2\mu' + A_\lambda + 2\sqrt{2} v_S \kappa) - \frac{\sqrt{2}}{v_S} \xi_S - 2B' \mu' - \xi_F (4\kappa + \frac{2\sqrt{2}\mu'}{v_S})$$

$$-\frac{3 v_S \kappa A_\kappa}{\sqrt{2}} - \sqrt{2} \kappa \mu' v_S$$

$$M_{P_{1,2}}^2 = -\lambda \frac{v}{\sqrt{2}} (A_\lambda - \sqrt{2} \kappa v_S - 2\mu')$$

Matrices de masses du NMSSM

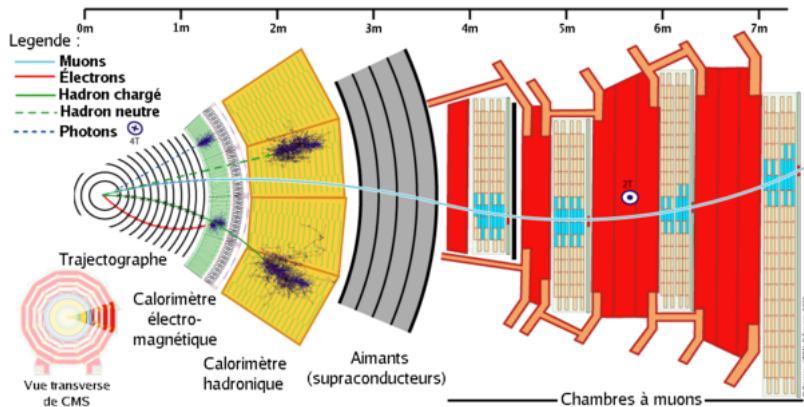
Dans la base $\{\tilde{B}, \tilde{W}_3, \tilde{H}_{10}, \tilde{H}_{20}, \tilde{S}\}$, la matrice de masse devient alors :

$$M_{\tilde{\chi}_0} = \begin{pmatrix} M_1 & 0 & -\frac{g_1 v_1}{2} & \frac{g_1 v_2}{2} & 0 \\ & M_2 & \frac{g_2 v_1}{2} & -\frac{g_2 v_2}{2} & 0 \\ & & 0 & \mu_{eff} & \lambda \frac{v_2}{\sqrt{2}} \\ & & & 0 & \lambda \frac{v_1}{\sqrt{2}} \\ & & & & \sqrt{2} \kappa v_S + 2\mu' \end{pmatrix}$$

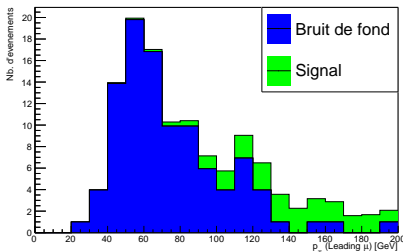
Dans la base $\{\tilde{e}_R, \tilde{e}_L\}$:

$$M^2 = \begin{pmatrix} m_e^2 + m_L^2 + \cos 2\beta (\sin^2 \theta_W - \frac{1}{2}) M_Z^2 & m_e (A_e^* + \mu_{eff} \tan \beta) \\ m_e (A_e + \mu_{eff}^* \tan \beta) & m_e^2 + m_R^2 - \cos 2\beta \sin^2 \theta_W M_Z^2 \end{pmatrix}$$

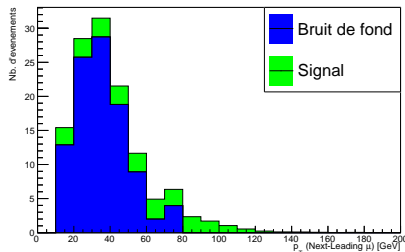
Le détecteur CMS



Spectres après sélections sur le bump du H_3

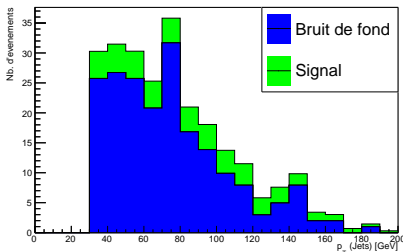


$p_T(\mu_1)$ des événements après sélections sur le bump du H_3

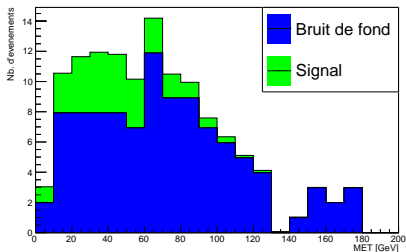


$p_T(\mu_2)$ des événements après sélections sur le bump du H_3

Spectres après sélections sur le bump du H_3



$p_T(j)$ des événements après sélections sur le bump du H_3



MET des événements après sélections sur le bump du H_3

Régularisation dimensionnelle

Diagramme à boucle :

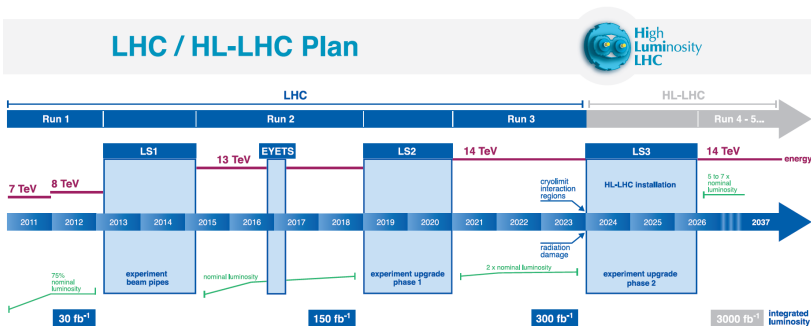
$$I = \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \frac{1}{k^2 - m^2 + i\epsilon} \frac{1}{(p - k)^2 - M^2 + i\epsilon} \quad \Rightarrow \quad \text{Diverge!}$$

Solution : Régularisation dimensionnelle : dimension $d = 4 \rightarrow d = 4 - 2\epsilon$
 ($\epsilon \in \mathbb{C}$)

$\epsilon \rightarrow 0$: Pôle de la fonction $\Gamma(\alpha)$ ($\alpha\Gamma(\alpha) = \Gamma(\alpha + 1)$) :

$$\begin{aligned} \int \frac{d^{4-2\epsilon} k}{(2\pi)^{4-2\epsilon}} \frac{1}{[M^2 - k^2 - 2kp - i\epsilon]^\alpha} &= \frac{i}{16\pi^2} (4\pi)^\epsilon \frac{\Gamma(\alpha - 2 + \epsilon)}{\Gamma(\alpha)} [M^2 + p^2]^{2-\epsilon-\alpha} \\ \int \frac{d^{4-2\epsilon} k}{(2\pi)^{4-2\epsilon}} \frac{k^\mu}{[M^2 - k^2 - 2kp - i\epsilon]^\alpha} &= \frac{-ip^\mu}{16\pi^2} (4\pi)^\epsilon \frac{\Gamma(\alpha - 2 + \epsilon)}{\Gamma(\alpha)} [M^2 + p^2]^{2-\epsilon-\alpha} \\ \int \frac{d^{4-2\epsilon} k}{(2\pi)^{4-2\epsilon}} \frac{k^\mu k^\nu}{[M^2 - k^2 - 2kp - i\epsilon]^\alpha} &= \frac{i}{16\pi^2} (4\pi)^\epsilon \frac{1}{\Gamma(\alpha)} [M^2 + p^2]^{2-\epsilon-\alpha} \\ &\quad \times \left\{ \Gamma(\alpha - 2 + \epsilon) p^\mu p^\nu - \frac{1}{2} \eta^{\mu\nu} [M^2 + p^2] \Gamma(\alpha - 3 + \epsilon) \right\} \end{aligned}$$

Le LHC



Algèbre de Lie

\mathbb{R} -algèbre de Lie \mathfrak{g}

\mathbb{R} -espace vectoriel muni d'une application bilinéaire $(x, y) \in \mathfrak{g} \times \mathfrak{g} \rightarrow [x, y] \in \mathfrak{g}$ antisymétrique ("crochet de Lie") tel que :

$$[T_a, [T_b, T_c]] + [T_c, [T_a, T_b]] + [T_b, [T_c, T_a]] = 0$$

T_a : générateurs de $\mathfrak{g} = \text{Vect}\{T_a, a = 1, \dots, n\}$

$$[T_a, T_b] = f_{ab}^c T_c$$

où $f_{ab}^c \in \mathbb{R}$: constantes de structure de l'algèbre