

# Survol de la physique des particules

## 1.1 Modèle Standard, une présentation générale

En physique des particules, tout ce qui est connu tourne autour du modèle standard. Ce chapitre synthétise les grandes lignes du modèle standard. Pour une introduction plus complète, voir [20] [21] [22].

### 1.1.1 Les acteurs et leurs liaisons

Le modèle standard répond à deux questions :

- de quoi est faite la matière ?
- comment les particules interagissent-elles ?

Concernant la première question, on répertorie à ce jour :

- des quarks : up, down, top, bottom, charm, strange
- les leptons : électron, neutrino électronique, muon, neutrino muonique, tau, neutrino tauique

La réponse à la seconde question décrit les interactions comme des transformations de symétrie locale. En effet, pour modéliser les interactions, le modèle standard part du principe que si une particule peut se transformer en une autre, c'est qu'un groupe de symétrie agit sur elle et que les deux particules appartiennent à une même représentation de ce groupe. Les actions élémentaires d'un groupe sont codées dans les générateurs. Les particules qui véhiculent un échange élémentaire de particules sont les bosons de jauge.

Les symétries peuvent être conservées. Dans ce cas, les masses des bosons de jauge sont nulles. C'est ce qui arrive pour les symétries de couleur  $SU(3)$  et électromagnétique  $U(1)_{em}$ . Dans le modèle standard, les trois forces proviennent du groupe de symétrie  $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ .

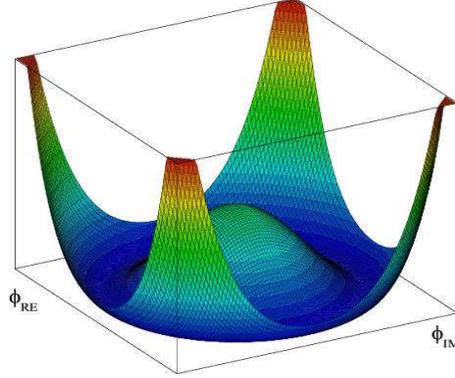


FIGURE 1.1 – Potentiel de Higgs,  $V(\phi)$  en fonction de  $\text{Re}(\phi)$  et  $\text{Im}(\phi)$ . On voit que le minimum se situe pour une vev non nulle de  $\phi$ . Son choix va donc briser la symétrie.

### 1.1.2 Le boson de Higgs

#### Masse des fermions

La façon la plus simple de faire intervenir des termes de masse pour les fermions du modèle standard consiste à introduire un doublet scalaire se comportant comme  $(1, 2, -1)$  sous  $\text{SU}(3)_c \times \text{SU}(2)_L \times \text{U}(1)_Y$ , le doublet de Higgs.

On peut alors écrire les termes de masses suivants :

$$\mathcal{L}_Y = Y_{ij}^{[e]} L_i H e_j^c + Y_{ij}^{[u]} Q_i H u_j^c + Y_{ij}^{[d]} Q_i H^\dagger d_j^c \quad (1.1)$$

Les couplages de Yukawas sont rentrés à la main pour coller aux données expérimentales. Un des défis de la physique des particules est de construire un modèle susceptible de prédire leurs valeurs.

#### Masse des bosons de jauge, brisure de symétrie électrofaible

Une des beautés du modèle standard est que le doublet introduit pour donner une masse aux fermions donne aussi une masse aux bosons de jauge.

En effet, pour que le doublet de Higgs donne une masse aux fermions, il faut que sa vev soit non nulle. Pour cela, on lui construit un potentiel de cette forme

$$L = D_\mu^\alpha \phi^\dagger D_\mu^\alpha \phi - V(\phi^\dagger \phi), \quad (1.2)$$

où  $a$  représente le groupe de jauge,  $D_\mu^\alpha$  est la dérivée covariante  $D_\mu^\alpha \phi = (\partial_\mu - ig^a A_\mu^a t^a) \phi$ ,  $t_a$  étant les générateurs du groupe de jauge.

$$V(\phi^\dagger \phi) = -m^2 \phi^\dagger \phi + \frac{\lambda}{2} (\phi^\dagger \phi)^2 \quad (1.3)$$

En prenant une vev non nulle, le boson de Higgs brise  $SU(2) \times U(1)_Y$  en  $U(1)_{em}$  et donne une masse aux bosons W et Z. Pour cela, le doublet de Higgs perd trois de ses degrés de liberté et il ne reste plus qu'une particule à trouver au final, le boson de Higgs. C'est la seule particule du modèle standard qui n'a pas encore été découverte. C'est (principalement) pour elle qu'à été construit le LHC, ce qui souligne l'importance de sa découverte, si celle-ci a lieu un jour.

## 1.2 Limites et problèmes

Si le modèle standard représente un grand succès de la physique du  $XX^e$  siècle, il n'en reste pas moins des choses à comprendre.

Parmi les questions ouvertes, on peut compter :

- D'où viennent les 19 paramètres libres (3 couplages de jauge, 2 paramètres dans le secteur de Higgs, 9 masses des particules, 3 angles de mélange, 1 phase CP et 1 paramètre  $\theta$  de QCD) ? On préférerait qu'il y en ait moins.
- D'où viennent les masses des neutrinos ?
- On voudrait savoir pourquoi les charges électriques ne sont pas quelconques (comme pour les masses) mais des multiples de  $e/3$
- On aimerait comprendre comment sont fixées les masses des particules, et en particulier pourquoi il y a t'il de telles différences d'ordre de grandeur dans ce domaine ?
- La gravité est traitée à part, et on ne sait pas comment prendre en compte des effets de gravitation quantique par exemple. De leur côté, les gens qui travaillent sur la gravitation et la cosmologie ont des problèmes difficiles à résoudre (en particulier comprendre d'où vient la valeur de la constante cosmologique et compter le nombre de micro-états d'un trou noir) qui peuvent gagner à être étudiés en synergie avec la physique des particules.

En dehors de ces questions fondamentales, un certain nombre de problèmes se posent.

### 1.2.1 Stabilité de l'échelle électrofaible

#### Unitarité

La contrainte d'unitarité permet de comprendre que de la nouvelle physique doit apparaître avant le TeV. En effet, si on impose l'unitarité de la matrice-S, soit la conservation des probabilités au niveau quantique, on se retrouve avec des contraintes qui donnent un cutoff de l'ordre du TeV pour le modèle standard. La majeure partie des modèles considèrent que c'est une contrainte sur la masse du higgs, imposant  $m_h < 780$  GeV. D'autres modèles qui se passent de Higgs sont obligés d'invoquer d'autres mécanismes à l'échelle du TeV (dimensions supplémentaires...).

### Hierarchie et naturalité

Pour donner des masses aux particules du modèle standard du bon ordre de grandeur, on sait que la masse du boson de Higgs doit être de l'ordre de quelques centaines de GeV.

Or, il est difficile de réaliser une masse de scalaire de l'ordre de 100 GeV si le modèle standard est valable jusqu'à l'échelle de Planck. En effet, dans ce cas, on peut calculer les corrections radiatives à la masse du boson de Higgs, et elles sont toutes de l'ordre de grandeur du cut-off, c'est-à-dire ici l'échelle de Planck. On comprend mal comment une somme de contributions de l'ordre de l'échelle de Planck pourraient valoir 100 GeV au final sans un gros fine-tuning.

Ainsi, la contribution à une boucle à la masse du boson de Higgs dans le modèle standard est

$$\delta m_h^2 = \frac{3\Lambda^2}{8\pi^2 v^2} (2M_W^2 - 4M_Z^2 - 2M_t^2 - m_h^2) \quad (1.4)$$

où  $\Lambda$  représente le cut-off du modèle standard, présumément la masse de Planck  $M_p$ .

Cela peut vouloir dire plusieurs choses.

- Soit il y a effectivement un fine-tuning qui a lieu ordre par ordre, et c'est très frustrant mais c'est comme ça
- Soit le cut-off n'est pas situé à l'échelle de Planck, et nos modèles physiques ne sont valables que jusqu'à une échelle intermédiaire qui peut être le TeV
- Soit les corrections quantiques, qui ne prennent en compte que les particules que nous connaissons, sont erronées car il existe aussi des particules plus lourdes que nous n'avons pas encore découvertes mais qui devraient être prises en compte dans le calcul des radiations correctives à plus haute énergie

Enfin, même si on résout le problème de hiérarchie, c'est-à-dire qu'on construit un modèle sans trop de fine-tuning<sup>1</sup>, il reste à comprendre à partir de quoi et comment l'échelle électrofaible a été générée (problème de naturalité).

### 1.2.2 Matière noire

L'hypothèse de la matière noire a été introduite pour répondre principalement à des observations astrophysiques. La relativité générale et la prise en compte de la matière connue (celle qu'on voit) conduit à des prédictions astrophysiques en décalage avec nos observations.

Par exemple, la figure 4 de l'article [23] montre la différence entre la vitesse de rotation prédite classiquement et celle observée calculée explicitement.

Pour expliquer cette différence, deux possibilités existent

- Considérer que la gravité est correctement décrite mais qu'il existe un type de matière invisible encore inconnu (dit noire ou sombre<sup>2</sup>) qui échappe à

1. Le trop dépendant des goûts et des contraintes des modèles que l'on sait construire

2. La traduction correcte serait sombre, mais tout le monde parle de matière noire, et nous ferons de même.

notre détection optique et dont la masse modifie la vitesse des objets que nous observons.

- Considérer que la relativité générale n'est pas valable et chercher à corriger la théorie de la gravitation. C'est la piste explorée par les théories de type MOND (Modified Newtonian Dynamics). Cela dit, même les gens qui travaillent sur des théories de gravitation modifiée comme MOND ont besoin d'avoir recours à de nouveaux types de matière. Pour leur cohérence, elles ont quand même besoin de faire appel à de la matière qui ne serait pas décrite par le modèle standard. Les solutions développées sont donc souvent un mélange contenant ces deux différentes pistes.

On observe aussi des effets de lentilles gravitationnelles qui nécessitent l'existence de particules massives et interagissant faiblement avec la matière connue[24].

La matière noire est également nécessaire pour expliquer les anisotropies du fond diffus cosmologique mesuré par WMAP [25]. Ceux-ci permettent d'évaluer à  $\Omega_M h^2 = 0.1326 \pm 0.0063$ , avec  $h$  le paramètre de Hubble, en unités de 100 km/sec par Mpc.

Enfin, les simulations qui tentent de comprendre comment la matière s'est agrégée pour former des galaxies ont besoin d'introduire de la matière noire pour obtenir des résultats valables[26].

Pour une revue sur la matière noire, voir [27].

### 1.2.3 Masse des neutrinos

Depuis 1998 et l'expérience de Super-Kamiokande, on sait que les neutrinos oscillent et qu'ils ont une masse. Aujourd'hui, on a les contraintes suivantes sur leurs masses et angles de mélanges [28] :

$$\sin^2(2\theta_{12}) = 0.87 \pm 0.03 \quad (1.5)$$

$$\Delta m_{21}^2 = (7.59 \pm 0.20)10^{-5} eV^2 \quad (1.6)$$

$$\sin^2(2\theta_{23}) > 0.92 \quad (1.7)$$

$$\Delta m_{32}^2 = (2.43 \pm 0.13)10^{-3} eV^2 \quad (1.8)$$

$$\sin^2(2\theta_{13}) < 0.15 \quad (1.9)$$

Les contraintes cosmologiques imposent elles une autre contrainte :  $\sum_i m_i \leq 0.75$  eV. Les neutrinos sont trop légers pour être des candidats viables à la matière noire.

Le modèle standard décrit des neutrinos de masse nulle. Il faut donc au moins rajouter des termes de masse, et si possible comprendre pourquoi la leur est bien plus faible que celle des autres particules.

## 1.3 Extensions possibles

Dans cette section, nous présenterons rapidement quelques unes des pistes explorées pour compléter le modèle standard. Cette partie n'a pas pour but

d'être exhaustive<sup>3</sup>, ni de développer le formalisme de chacune des théories. Il s'agit juste de broser en quelques mots les idées fondamentales de chaque théorie afin de pouvoir se repérer et comprendre les relations qu'elles entretiennent entre elles.

### 1.3.1 Supersymétrie

Chaque particule vient accompagnée d'un double supersymétrique, de mêmes charges, de spins et de masse différentes. La nomenclature pour les particules du modèle standard et leurs doubles est simple. Les doubles supersymétriques des fermions sont les sfermions de spin 0, donc squarks et sleptons pour les partenaires respectifs des quarks et leptons. Les partenaires de bosons ont un spin 1/2 et prennent -ino comme suffixe. Ainsi, les jauginos et higgsinos sont les partenaires respectifs des bosons de jauge et des bosons de Higgs. Lorsque nous aborderons plus tard la question de la gravité, nous aurons un graviton de spin 2 pour la médier, et un gravitino de spin 3/2 comme superpartenaire associé. Les "doubles" supersymétriques couplent de la même manière aux interactions du modèle standard, et on ne connaît pas encore leur masse. On sait juste que s'ils existent, ils sont trop lourds pour avoir été déjà détectés.

Le formalisme sera développé dans les chapitres suivants.

#### Stabilisation du Higgs

Le problème de hiérarchie nous amène à trois pistes

- On peut décider que ce n'est qu'un problème esthétique et faire avec
- Cela peut vouloir dire que le cut-off est à une échelle proche de celle du modèle standard
- Cela veut dire qu'on a oublié de prendre en compte les particules plus lourdes qu'on ne connaît pas encore dans notre calcul des corrections quantiques

Si on prend en compte la supersymétrie, les corrections à la masse du higgs qui prennent en compte ces partenaires ne divergent plus de manière quadratique. La supersymétrie ramène donc le problème de hiérarchie à un fine-tuning plus raisonnable, de l'ordre du pourcent. Malheureusement, plus on tarde à voir les particules supersymétriques, plus on doit supposer qu'elles sont lourdes, et plus on augmente le fine-tuning. Il reste cependant plus raisonnable que sans supersymétrie, où il vaudrait  $10^{-16}$  !

Certains articles étudient même les modèles qui minimiseraient ce fine-tuning, comme [29] par exemple.

#### Matière noire

Concernant la matière noire, on peut toujours mettre à la main un nouveau type de matière dont on ne sait rien, si ce n'est qu'elle est neutre et massive. En effet, elle doit être neutre sous  $U(1)_{em}$  et  $SU(3)$ , sinon on les aurait déjà

---

3. (les physiciens ont trop d'imagination pour que ce soit réaliste)

probablement détectées<sup>4</sup>. Cependant, les théories supersymétriques fournissent automatiquement un candidat pour la matière noire. En effet, on introduit de nouvelles particules massives. Si on introduit une R-parité suivant laquelle particules sont chargées + et sparticules sont chargées -, la sparticule la plus légère (notée LSP) est neutre et stable.

La LSP étant stable, elle doit s'être accumulée et contribuer gravitationnellement. Il est donc naturel de se demander si c'est la matière noire décrite précédemment.

Les densités de matière baryonique et de matière noire sont telles que

$$\Omega_M = \frac{\rho_M}{\rho_c} \sim 0.3 \quad (1.10)$$

avec  $\rho_c$  = densité critique =  $3H_0^2 M_p^2 \sim 10^{-26} \text{kg.m}^{-3}$ ,  $H_0$  étant le paramètre de Hubble mesurant l'expansion de l'univers à l'époque actuelle.

$$\Omega_B = \frac{\rho_B}{\rho_c} \leq 0.02 \quad (1.11)$$

La dynamique de la matière noire est pilotée via son annihilation et son expansion et décrite dans cette équation :

$$\frac{dn_x}{dt} + 3Hn_x = - \langle \sigma_{ann} v \rangle (n_x^2 - n_x^{(eq)2}) \quad (1.12)$$

Les notations sont les suivantes :

- $\langle \sigma_{ann} v \rangle$  est la moyenne thermique des sections d'annihilation  $X\bar{X}$  multipliée par la vitesse relative des deux particules s'annihilant
- $n_x^{(eq)}$  est la densité d'équilibre obtenue pour une distribution de l'espace des phases de type Fermi-Dirac (+) / Bose-Einstein (-)  $f(p) = \frac{1}{\exp(E/kT) \pm 1}$
- $H$  est le paramètre de Hubble, et  $3Hn_x$  permet de prendre en compte l'expansion de l'univers.

Quand la température est en dessous de  $m_x$ , l'expansion l'emporte sur l'annihilation et le nombre de particules  $X$  dans un covolume devient constant.

La densité des particules reliques est

$$\Omega_X = \frac{m_x n_x(t_0)}{\rho_c} = 40 \sqrt{\frac{\pi}{5}} \frac{s_0}{k} \frac{\bar{h}^3}{H_0^2 M_p^3} \frac{g_*^{1/2}}{g_s} \frac{x_f}{\langle \sigma_{ann} v \rangle} \quad (1.13)$$

où on a noté  $x_f = m_x/(kT_f)$ ,  $s_0$  la densité d'entropie actuelle,  $g_s$  le nombre de degrés de libertés internes de la particule utilisés pour évaluer l'entropie et  $g_*$  le nombre de degrés de liberté relativistes présents dans l'univers au moment du découplage.

En mettant des chiffres,

$$\langle \sigma_{ann} v \rangle \sim \frac{\alpha^2}{m_X^2} \quad (1.14)$$

---

4. Il y a quelques articles qui explorent la possibilité d'avoir une LSP chargée, par exemple colorées[30]. Nous ne les discuterons pas ici.

On remarque qu'une particule interagissant via les interactions faibles, d'une masse  $m_x \sim \alpha \times 100$  TeV donne naturellement le bon ordre de grandeur pour la densité relicue. C'est ce qu'on appelle le WIMP miracle.

On peut très bien étendre le modèle standard sans faire appel à la supersymétrie pour rendre compte de la matière noire, mais celle-ci permet de justifier naturellement l'existence d'une telle particule. De plus, on peut évaluer sa densité relicue et celle-ci peut naturellement avoir pour ordre de grandeur ce qui est nécessaire pour expliquer les observations astrophysiques et cosmologiques.

Tout modèle supersymétrique se doit donc de calculer l'abondance de sa LSP afin de savoir si celle-ci n'est pas trop grande. Si elle est suffisante pour expliquer nos observations, c'est un plus car le problème est résolu naturellement. Elle est souvent naturellement trop grande, ce qui réduit souvent l'espace des paramètres viables du MSSM. Si la densité est trop faible, le modèle n'est pas exclu mais il faudrait faire appel à un autre type de matière supplémentaire pour arriver à la bonne densité relicue.

### 1.3.2 Théories de grande unification

Dans le modèle standard, les symétries qui restent à des énergies plus faibles que celles du modèle standard sont en fait ce qui reste de la symétrie  $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$  qui existe vers 100 GeV. L'idée des théories de grande unification est la même, c'est-à-dire de se demander si les symétries du modèle standard sont les réminiscences d'une symétrie plus grande qui aurait été brisée à une énergie plus grande, notée  $\Lambda_{GUT}$ .

#### Convergence des constantes de couplage

Il y a 30 ans, on pensait que les constantes de couplage du modèle standard convergèrent naturellement à haute énergie  $10^{16}$  GeV.

On sait maintenant que les constantes de couplages se rapprochent mais ne convergent pas exactement (voir figure 1.2).

On peut choisir parmi plusieurs interprétations possibles

- Les constantes de couplage ne convergent pas
- Les constantes de couplage convergent. En calculant l'évolution des constantes de couplage avec l'énergie, on calcule les corrections quantiques dues aux particules du modèle standard, déjà connues. Mais si d'autres particules, chargées sous  $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ , plus lourdes et qu'on n'a pas encore détectées existent, elles contribuent également aux corrections quantiques et aux équations de renormalisation. C'est parce qu'on oublie de les prendre en compte que les constantes de couplages ne semblent a priori pas converger.

Dans le cas des théories supersymétriques, il faut compter toutes les sparticules, chargées et de masse  $\sim 1$  TeV, dans les équations de renormalisation. On se rend alors compte que les constantes de couplage convergent naturellement à  $10^{16}$  GeV.

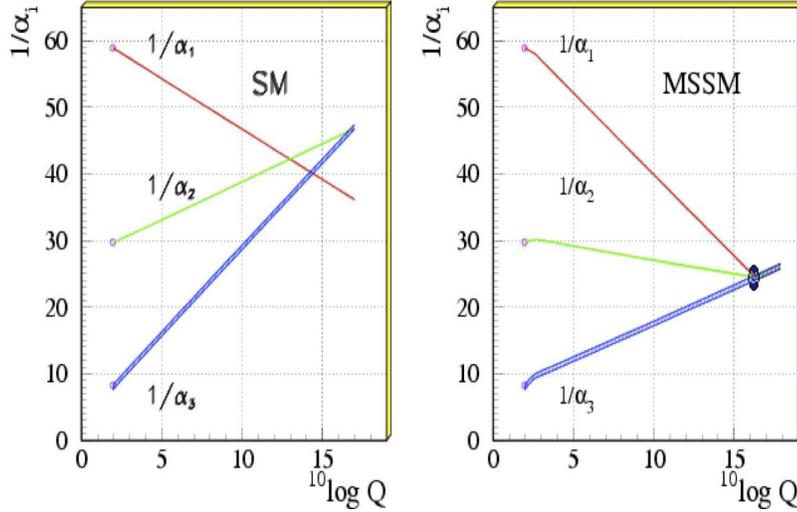


FIGURE 1.2 – Evolution des constantes de couplages sans et avec les superpartenaires. Tiré de [28].

C'est pour ça qu'on dit que l'unification des constantes de couplage est un signe en faveur de la supersymétrie (voir parfois de manière un peu exagérée qu'elles ont besoin de la supersymétrie pour exister).

Bien entendu, on peut aussi rajouter de manière plus ou moins ad hoc des champs chargés dont la prise en compte ferait converger les constantes de couplage, sans pour autant faire appel à la supersymétrie. Mais là encore, la supersymétrie donne une raison naturelle de faire appel à des particules supplémentaires aux propriétés adéquates.

### Annulation des anomalies dans le modèle standard

Dans le modèle standard, les différents quarks et leptons sont dans des représentations différentes et sont donc complètement indépendants. On remarque cependant que si on calcule les anomalies de  $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ , les contributions des quarks et des leptons s'annulent quasi-miraculeusement. S'ils appartiennent à une même représentation d'un groupe plus grand, ceci s'explique plus naturellement.

### Quelques chaînes de brisures

Pour illustration, on note ici quelques façons de passer d'un groupe de grande unification aux groupes de symétries du modèle standard.

Le modèle le plus simple est celui de  $SU(5)$ . La matière du modèle standard est contenue dans une  $\bar{5}$  et une 10, et  $SU(5)$  se brise lorsque le Higgs  $\Sigma$

dans l'adjointe prend une vev. Un superpotentiel simple pour arriver à cette dynamique est

$$W(\Sigma) = \frac{M}{2} \text{Tr} \Sigma^2 + \frac{\Lambda}{3} \text{Tr} \Sigma^3 \quad (1.15)$$

$$\text{Avec } \Sigma = v \begin{pmatrix} 2 & & & & \\ & 2 & & & \\ & & 2 & & \\ & & & -3 & \\ & & & & -3 \end{pmatrix}, \text{ on retombe sur } SU(5) \rightarrow SU(3)_c \times$$

$SU(2)_L \times U(1)_Y$ . Il y a deux autres vides supersymétriques mais ils sont moins intéressants.

Pour  $SO(10)$ , il y a plusieurs manières de passer de  $SO(10)$  à  $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ .

### Désintégration du proton

Dans les théories de grande unification, les quarks et leptons appartiennent à des représentations communes du groupe de grande unification. Cela veut dire qu'il y a des bosons massifs capables de transformer un quark en lepton, menant à terme à la désintégration du proton. Celle-ci n'ayant jamais été observée, cela met des contraintes sur les théories de grande unification [31] [32].

### 1.3.3 Masse des neutrinos

Depuis 10 ans, on sait que les neutrinos oscillent dont qu'ils ont une masse. Si comme pour les autres particules, on rajoute un terme de masse de Dirac, il faut que les couplages entre le higgs et les neutrinos soient extrêmement petits :  $\lambda \sim 10^{-13}$ . Sinon, on peut facilement étendre le modèle standard pour générer un mécanisme de See-Saw. Pour cela, on a besoin d'un neutrino droit  $N_R$  en plus du neutrino gauche  $\nu_L$ , qui se trouve être neutre sous les symétries du modèle standard. On tire parti du fait qu'on peut écrire un terme de masse de Majorana  $M \bar{N}_L^c N_R$ . Dans ce cas, la matrice de masse des neutrinos s'écrit :

$$\nu_L \quad N_L^c \quad (1.16)$$

$$\begin{pmatrix} 0 & m \\ m & M \end{pmatrix} \begin{matrix} \nu_R^c \\ N_R \end{matrix} \quad (1.17)$$

Ces deux valeurs propres donnent deux masses d'échelle très différentes pour peu que  $m \ll M$  :  $m_1 \sim M$  et  $m_2 \sim m^2/M$ . Pour  $m \sim 100$  GeV et  $M \sim 10^{14}$  GeV, on obtient les bons ordres de grandeur.

Un intérêt supplémentaire dans l'ajout de ce neutrino droit est que dans ce cas, on peut mettre tous les fermions du modèle standard dans la représentation 16 de  $SO(10)$ . C'est un autre argument en faveur des théories de grande unification.

### 1.3.4 Supergravité

Dans le modèle standard, on sait que si on part d'une symétrie globale et qu'on la jauge, on obtient une interaction. Dans le cas de la supersymétrie, c'est une généralisation de la gravitation que l'on trouve en la jaugeant. Sans surprise, le goldstino que l'on obtient en brisant la supersymétrie globale est absorbé par le gravitino et lui confère une masse de l'ordre de  $\frac{\Lambda_{BS}^2}{M_p}$ ,  $\Lambda_{BS}$  étant l'échelle de brisure de la supersymétrie et  $M_p$  la masse de Planck.

De plus, si on regarde la limite à basse énergie  $M_p \rightarrow \infty$ , la masse du gravitino  $m_{3/2}$  étant fixée, on retrouve les modèles décrits par la supersymétrie globale avec brisure douce.

### 1.3.5 Dimensions supplémentaires

L'idée d'avoir des dimensions en plus a plus d'un siècle, avec les théories de Kaluza-Klein. Il s'agissait alors d'unifier les deux forces connues de l'époque, gravitation et électromagnétisme, en introduisant l'idée d'une 5ème dimension. L'idée a été bien reprise et développée depuis lors. Si on croit aux théories des cordes, celles-ci ne sont valables que dans des univers à 10 dimensions (pour les supercordes, 26 pour les cordes bosoniques). Indépendamment des cordes, la physique des dimensions supplémentaire est suffisamment riche pour avoir donné lieu à de nombreux développements, en physique des saveurs avec le modèle de Randall Sundrum par exemple [33]. On peut aussi jouer sur le problème de naturalité en invoquant des dimensions de l'ordre de TeV [34] [35] [36] [37], chercher des particules de Kaluza-Klein aux collisionneurs, étudier la cosmologie de tels modèles...

La taille de la dimension supplémentaire est critique. C'est elle qui va donner l'échelle de masse des niveaux d'excitations des fonctions d'onde. Comme dans un oscillateur harmonique en mécanique quantique, on va trouver des particules dont l'énergie sera proportionnelle à  $\frac{1}{R}$ . Il faut donc que le rayon  $R$  de la dimension supplémentaire soit suffisamment petit pour justifier le fait que ces états excités n'ont jamais été observés. Certains modèles se placent à cette limite, avec  $R \sim TeV^{-1}$  et proposent une nouvelle physique parfois sans Higgs, et testable au LHC [38].

Si dans les modèles les plus simples, les dimensions supplémentaires sont plates, dans les modèles de type Randall-Sundrum [39], la dimension supplémentaire est courbée. La métrique de l'espace-temps est

$$ds^2 = \exp(-2ky)\eta_{\mu\nu}dx^\mu dx^\nu - dy^2, \quad (1.18)$$

où  $y$  est la dimension supplémentaire, et varie entre 0 et  $\pi R$ . En 0 et  $\pi R$ , il y a deux branes, respectivement appelées branes ultraviolettes et branes infrarouge.  $k$  est la courbure de l'espace. La physique située en  $y$  subit la courbure de l'espace, ce qui se traduit par des énergies corrigées par un facteur  $\exp(-ky)$ . On comprend le choix de la nomenclature pour les deux branes : les énergies sur la brane infrarouge  $\Lambda_{IR}$  sont reliées à celles de la brane ultraviolette  $\Lambda_{UV}$  par

la relation

$$\Lambda_{IR} = \Lambda_{UV} \exp(-\pi k R) \quad (1.19)$$

On peut alors expliquer les hiérarchies de masses dans le modèle standard. Suivant leur localisation relative par rapport au Higgs le long de la dimension supplémentaire, les particules vont paraître plutôt lourdes ou légères. Par exemple, si le Higgs est sur la brane ultraviolette, on aura donc plutôt la première et seconde génération le long de la brane infrarouge, et la troisième le long de la brane ultraviolette. Les champs de jauge interagissent avec tous les fermions du modèle standard, donc doivent être situés dans le bulk (espace entier).

### 1.3.6 Cordes

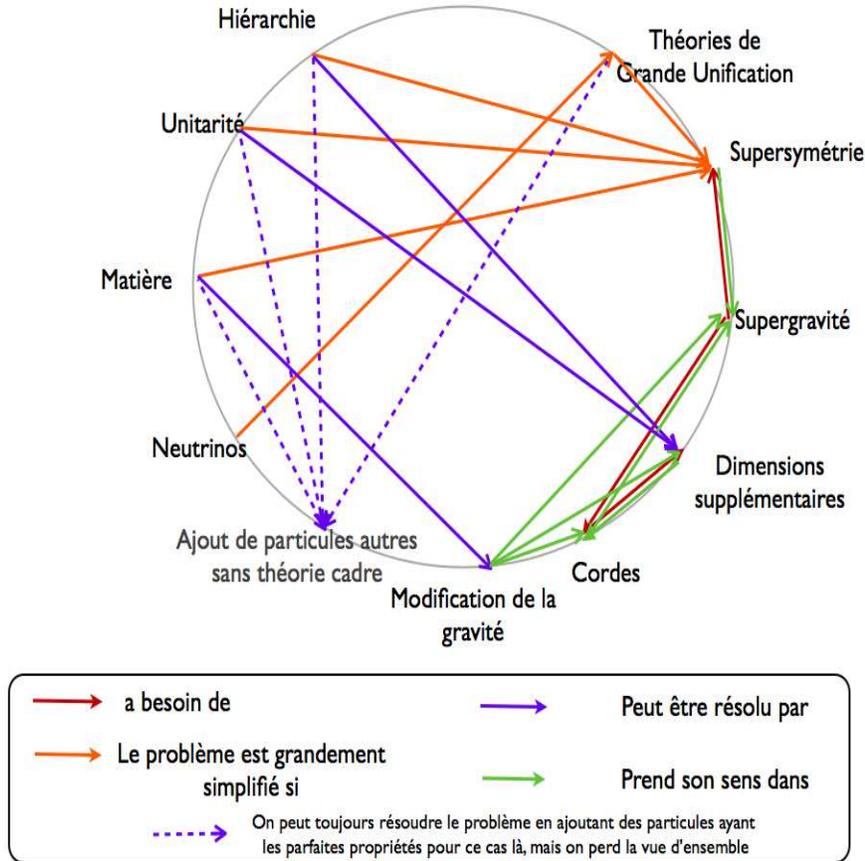
Une remarque préliminaire concernant la théorie des cordes. Beaucoup de personnes reprochent à la théorie des cordes de ne pas être prédictible, c'est-à-dire de ne pas prédire les paramètres du modèle standard. On peut cependant considérer que, de même que la théorie des champs n'est pas prédictible en soi, la théorie des cordes ne constitue qu'un cadre dans lequel construire un modèle. De même que le modèle standard choisit certains champs et interactions au sein de la théorie des champs, c'est seulement une fois la théorie des cordes construite de manière cohérente que l'on pourra décider de ce qu'on met dedans, voir quelles prédictions on obtient à basse énergie et juger de sa prédictibilité.

La théorie des cordes est l'aboutissement des hypothèses décrites auparavant (supersymétrie, supergravité, dimensions supplémentaires). Elle décrit la physique des hautes énergies comme étant celle de cordes se déplaçant dans un univers à 10 ou 11 dimensions (dans le cas supersymétrique). Celles-ci sont trop petites pour que leurs effets aient été détectés à nos échelles. Leur structure mathématique complexe permet de poser un cadre aux théories de supergravité ou aux branes. Si l'ensemble des modèles de cette thèse sont décrits dans le cadre classique de la théorie des champs, nous gardons en tête la possibilité d'implanter nos modèles dans le cadre plus vaste de la théorie des cordes.

### 1.3.7 Bilan

On sait que le modèle standard n'est pas la fin de l'histoire. Chaque problème vu précédemment peut être pris séparément et résolu sans supersymétrie. Entre ceux qui sont persuadés que la supersymétrie n'existe pas et ceux qui sont sûrs que le LHC va prouver son existence, tous les degrés de croyances existent, menant à de nombreux débats entre physiciens.

Seule l'expérience tranchera, mais notons tout de même que cette théorie a le mérite d'aborder tous les problèmes à la fois. En effet, la supersymétrie est la seule à adresser tous ces problèmes à la fois.



## 1.4 Contraintes à vérifier

Le modèle standard a été extrêmement bien testé. Les modèles qui cherchent à l'étendre doivent satisfaire toutes sortes de contraintes :

- Il faut pouvoir calculer la valeur de  $\rho = \frac{M_W^2}{M_Z^2 \cos^2(\theta_W)}$ . Cette grandeur vaut un à l'ordre des arbres dans le modèle standard, et seulement des corrections de l'ordre du pourcent via les corrections radiatives. Il faut que les modèles au delà du modèle standard collent aussi bien aux contraintes expérimentales, et ce corrections quantiques comprises.
- le LEP a mis une limite de 114,4 GeV sur la masse du Higgs. Des mesures plus récentes ont exclues la bande comprise entre 158 GeV et 175 GeV[40].

Dans le modèle standard, le mécanisme de GIM permet d'expliquer pourquoi les changements de saveur sont faibles. Si on rajoute de nouvelles particules, on risque de prédire des oscillations en contradiction avec les observations actuelles. Il faut donc expliquer pourquoi les matrices de masse sont telles que les

changements de saveurs restent supprimés.

- les mélanges de mésons, supprimés par GIM dans le modèle standard. Ce sont les mélanges de mésons K qui sont les plus contraignants, devant les mésons B et D. Ils suivent la contrainte  $(\frac{500GeV}{\bar{m}^2})(\frac{\Delta_{d\bar{s}}}{\bar{m}^2}) \leq 10^{-2,-3}$  [42]
- le moment magnétique anomal du muon. Connue avec une grande précision, la valeur du modèle standard est à trois sigma de celle mesurée :  $a_\mu|_{exp} - a_\mu|_{MS} = (6 - 25)10^{-10}$ . La supersymétrie peut essayer de corriger cet écart, sachant que  $a_\mu|_{SUSY} - a_\mu|_{MS} \sim 1310^{-10} \left(\frac{100GeV}{M_{SUSY}}\right)^2 \tan\beta \text{ sign } \mu$
- la transition  $b \rightarrow s\gamma$ . Le modèle standard prédit  $B[B \rightarrow X_s\gamma]_{MS} = (3,70 \pm 0,30)10^{-4}$  tandis que les valeurs expérimentales sont  $B[B \rightarrow X_s\gamma]_{exp} = (3,55 \pm 0,32)10^{-4}$ . Faire aussi bien est un défi contraignant pour les nouveaux modèles construits.
- la transition  $\mu \rightarrow e\gamma$  qui est inobservable dans le modèle standard.

La matière noire a fait l'objet de recherches directes et indirectes

- La détection directe consiste à chercher à détecter la diffusion d'une particule de matière noire sur de la matière. On distingue deux types de limites, celles qui dépendent du spin de la particule cible et celles qui sont indépendantes du spin. Ces dernières sont un peu plus sensibles.
- La détection indirecte, elle, consiste à chercher le résultat de l'annihilation de particules de matière noire. On peut ainsi analyser les rayons gammas, les rayons cosmiques ou les neutrinos solaires.
- Il faut que les candidats à la matière noire puissent reproduire la densité de matière noire observée aujourd'hui. Il faut également que les particules légères ne perturbent pas la baryogénèse primordiale, c'est-à-dire la façon dont les éléments légers se sont formés lors de l'expansion de l'univers.