

Le Modèle Standard revue, limites et nouvelle physique

La première partie de cette thèse décrit les cadres théorique et expérimental dans lesquels se place le travail effectué. Le principal objectif de ce premier chapitre est de présenter le Modèle Standard. Les contraintes expérimentales et les limites théoriques du modèle sont discutées. Les scénarios les plus prometteurs de nouvelle physique sont finalement introduits : sonder ces nouveaux phénomènes constituent, avec la découverte de l'origine de la brisure de la symétrie électrofaible, la finalité de l'expérience ATLAS.

1.1 Le Modèle Standard de la physique des particules

1.1.1 Perspective historique

La finalité de la physique des particules est d'essayer de comprendre et de décrire les constituants ultimes de la matière et leurs interactions. Cette fin s'inscrit dans une longue démarche de l'homme qui, depuis l'Antiquité, cherche à comprendre la matière et les lois qui la régissent. Aujourd'hui, la description des phénomènes en physique des particules repose sur un espace à quatre dimensions (trois dimensions spatiales et une dimension temporelle), contenant les particules élémentaires constitutives de la matière (*fermions*) qui interagissent par des médiateurs (*bosons de jauge*) des quatre interactions fondamentales : l'électromagnétisme, l'interaction faible, l'interaction forte et la gravitation. Le Modèle Standard unifie dans un même cadre théorique la description des trois premières interactions, seule la gravitation n'est pas incluse. Mais au niveau atomique et subatomique, les effets de la gravitation peuvent toujours être négligés devant ceux des autres interactions. La Table 1.1 donne les intensités relatives des quatre interactions fondamentales. Au cours de la première moitié du 20^e siècle, le développement de la physique quantique et de la théorie de la relativité ont révolutionné la perception que nous avons du monde et ont posé les bases de la physique moderne.

Le point d'émergence du Modèle Standard peut être identifié à l'électrodynamique quantique, développé notamment sous l'impulsion de R. Feynman à la fin des années 1940. C'est en effet la première théorie unifiant des aspects quantiques et relativistes. En 1954, C.N. Yang et R. Mills construisent une nouvelle classe de théories, appelées théories de jauge, qui sont basées sur l'exploitation des symétries d'un système. En 1967, S. Weinberg et A. Salam unifient les interactions électromagnétique et faible dans la théorie électrofaible, poursuivant un effort initié par S.L. Glashow : cette théorie prédit l'existence d'un boson neutre médiateur de l'interaction faible et d'un boson de Higgs, permettant de générer les masses des particules du modèle. A la même période, le concept de quarks est introduit par M. Gell-Mann et G. Zweig (trois quarks appelés up, down et strange sont alors introduits). La structure interne du proton en partons (objets ponctuels) est mise en évidence par l'expérience de diffusion profonde inélastique électron-proton effectuée au Stanford Linear Accelerator en 1968-1969. En 1970, S.L. Glashow, J. Iliopoulos et L. Maiani développent l'idée de l'existence d'un quatrième quark. En 1973-1974, une théorie quantique des champs est formulée pour décrire l'interaction

forte	électromagnétique	faible	gravitation
1	10^{-2}	10^{-7}	10^{-39}

TAB. 1.1 – Ordre de grandeurs des interactions fondamentales, calculés entre deux protons au contact [1]

forte, appelée chromodynamique quantique : unifiée dans un même cadre théorique avec la théorie électro-faible, elle vient achever la construction du Modèle Standard. Les nombreux succès rencontrés par ce modèle, ainsi que ses limites, seront exposés plus loin.

1.1.2 Electrodynamic quantique

L'électrodynamique quantique (QED) est la généralisation quantique et relativiste de l'électromagnétisme classique, établi par J.C Maxwell au 19^e siècle. Cette théorie est basée sur l'invariance de jauge du groupe $U(1)_{em}$, qui traduit l'invariance par changement de phase de la fonction d'onde de la mécanique quantique. QED est la forme la plus simple d'une théorie quantique des champs. Une telle théorie est caractérisée par les principes suivants :

- les fermions et les bosons sont représentés par des opérateurs agissant en des points d'espace-temps ;
- la théorie possède une (ou plusieurs) invariance(s) de jauge ;
- la théorie est renormalisable : les divergences présentes peuvent être absorbées dans les valeurs des paramètres expérimentaux (par exemple, la masse ou la charge électrique).

En QED, un fermion est représenté par un spineur ψ à quatre composantes (deux degrés de liberté correspondent aux états de spin $\pm \frac{1}{2}$ et les deux autres à ceux de l'antiparticule). Partant de l'équation de Dirac pour le fermion libre de masse m :

$$(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi = 0$$

où les γ^μ sont les matrices de Dirac, le lagrangien du fermion libre est obtenu :

$$L_{Dirac} = i\bar{\psi}\gamma^\mu \partial_\mu \psi - m\bar{\psi}\psi = 0$$

Le premier terme décrit la propagation du fermion, le deuxième terme est un terme de masse.

Le lagrangien doit être invariant par les transformations de jauge locales suivantes :

$$\psi(x) \rightarrow \psi'(x) = e^{-ie\alpha(x)}\psi(x)$$

où la charge électrique e est introduite sans restreindre la généralité de la transformation et $\alpha(x)$ est une fonction de changement de phase local. Mais le lagrangien de Dirac n'est pas invariant par cette transformation. L'invariance est rétablie en introduisant la dérivée covariante à la place de la dérivée :

$$D_\mu = \partial_\mu - ieA_\mu$$

avec un champ A_μ se transformant selon :

$$A_\mu \rightarrow A'_\mu = A_\mu + \frac{1}{e}\partial_\mu \alpha(x)$$

A_μ est le champ de jauge de l'interaction (photon). Un terme dû à la propagation du photon doit maintenant être ajouté :

$$L_{\text{photon libre}} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}$$

avec

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$$

Ce champ se transforme comme le potentiel vecteur de l'électromagnétisme par transformation de jauge. $F_{\mu\nu}$ peut être identifié avec le tenseur électromagnétique (en notant (E_x, E_y, E_z) et (B_x, B_y, B_z)) les champs électrique et magnétique) :

$$\mathbf{F}_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 0 & E_x & E_y & E_z \\ -E_x & 0 & B_z & -B_y \\ -E_y & -B_z & 0 & B_x \\ -E_z & B_y & -B_x & 0 \end{pmatrix}$$

Le lagrangien de QED est finalement obtenu :

$$L_{\text{QED}} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu D_\mu - m)\psi - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} = 0$$

Ce lagrangien décrit la propagation du fermion, l'interaction fermion-photon (absorbée dans la dérivée covariante), la masse du fermion et la propagation du photon. Il est à noter que l'introduction d'un terme de masse pour le photon viendrait briser l'invariance.

Les théories de l'interaction forte et de l'interaction faible sont également des théories quantiques des champs.

1.1.3 Chromodynamique quantique

En 1951, la découverte par E. Fermi du hadron Δ^{++} de spin $\frac{3}{2}$ semble remettre en cause le principe d'exclusion de Pauli : trois quarks identiques de spin $+\frac{1}{2}$ sont nécessaires pour expliquer cet état. Un nouveau nombre quantique pour les quarks est introduit : la couleur (l'anticouleur pour les antiquarks).

La chromodynamique quantique (QCD) est la théorie décrivant l'interaction forte entre les quarks. QCD est une théorie de jauge basée sur la symétrie du groupe $SU(3)_c$ [2]. Huit bosons de jauge sont donc introduits (le nombre de générateurs du groupe $SU(n)$ est $n^2 - 1$) : ce sont les gluons et l'interaction entre quarks est décrite à travers des échanges de gluons. Ils sont sans masse et portent aussi des charges de couleur.

De manière complètement analogue à QED, l'invariance du lagrangien par le groupe de jauge est préservée en utilisant la dérivée covariante suivante :

$$D_\mu = \partial_\mu - ig_s \sum_{j=1}^8 \frac{\lambda_j}{2} G_\mu^j$$

où g_s est la constante de couplage fort, les matrices λ_i sont les matrices de Gell-Mann et les G_μ^i sont les huit champs de jauge correspondant aux gluons. En utilisant cette dérivée covariante et en ajoutant un terme cinétique pour la propagation des gluons, le lagrangien de QCD est obtenu :

$$L_{\text{QCD}} = \sum_{i=1}^{N_s} \bar{q}_i(i\gamma^\mu D_\mu - m_i)q_i - \frac{1}{4} \sum_{j=1}^8 F_{\mu\nu}^j F_j^{\mu\nu} = 0$$

où la somme pour le premier terme est effectuée sur les six saveurs de quarks, les $F_{\mu\nu}^j$ sont les tenseurs chromodynamiques :

$$F_{\mu\nu}^j = \partial_\nu A_\mu^j - \partial_\mu A_\nu^j - g_s f_{lm}^k A_\mu^l A_\nu^m$$

avec f_{lm}^k les constantes de structure, obtenues par les relations de commutation des λ_i .

Contrairement à QED, grâce à la charge de couleur des gluons, des couplages à trois ou quatre gluons sont possibles. Une autre particularité majeure de QCD est l'évolution de la constante de couplage avec la distance d'interaction entre les quarks :

- à grande distance, l'interaction devient très élevée : cela est responsable du confinement des quarks dans les hadrons ;
- lorsque la distance tend vers zéro, l'interaction devient nulle : c'est la liberté asymptotique.

1.1.4 Théorie électrofaible

L'interaction faible a été mise en évidence par les études sur la radioactivité. Le modèle de Fermi a été construit à partir de l'observation de la réaction :

$$n \rightarrow p + e^- + \nu_e$$

Dans ce modèle, l'interaction faible était décrite par le lagrangien suivant :

$$L_F = \frac{G_F}{\sqrt{2}} J^\mu J_\mu^\dagger$$

où G_F est la constante de couplage de Fermi et J^μ est le courant faible, égal à la somme d'un courant leptonique et d'un courant hadronique. Le principal problème de cette théorie est qu'elle est non renormalisable : la section efficace de diffusion électron-neutrino est proportionnelle à l'énergie dans le centre de masse. De plus, elle ne prédit pas d'interaction par courant neutre. La théorie électrofaible est développée à la fin des années 1960 par S. Weinberg, A. Salam et S.L. Glashow [3–5]. Elle prédit l'existence des bosons W et Z : elle est confirmée par l'observation de ces bosons dans les expériences UA1 et UA2 au CERN au début des années 1980.

La description de l'interaction faible est basée sur le groupe de jauge $SU(2)$. Une propriété fondamentale de l'interaction faible est la violation de la parité dans les interactions à courant chargé. Une conséquence est que seuls les fermions de chiralité gauche sont sensibles aux interactions faibles. Les fermions gauches sont donc regroupés dans des doublets de $SU(2)$ (des isospins faibles différents sont attribués aux deux éléments du doublet), les fermions droits sont des singulets de $SU(2)$. La représentation d'un fermion peut être écrite comme la somme d'un spineur de chiralité gauche et d'un spineur de chiralité droite : l'application des projecteurs de chiralité L et R permet de séparer les composantes gauche et droite. Ces projecteurs sont définis de la manière suivante :

$$R = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)$$

$$L = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)$$

où γ_5 est la cinquième matrice de Dirac. Les données des courants faibles indiquent qu'il y a trois familles de leptons, chacune caractérisée par la conservation d'un nombre leptonique. Cela peut être généralisé aux quarks. Pour les leptons, les doublets sont définis de la manière suivante :

$$\begin{pmatrix} e^- \\ \nu_e \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \mu^- \\ \nu_\mu \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \tau^- \\ \nu_\tau \end{pmatrix}_L$$

Pour les quarks, les doublets sont définis de la manière suivante :

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$$

Il est à noter que les neutrinos droits n'ont jamais été observés. Pour les quarks, à la différence des leptons, les interactions faibles avec changement de saveur sont possibles : les états propres d'interaction faible ne sont pas identiques aux états propres de masse, la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa [6, 7] relie ces deux bases. Afin de distinguer les doublets et les singulets de $SU(2)$, un nombre quantique d'hypercharge faible est introduit, de manière analogue à l'hypercharge. Le groupe de jauge associé est $U(1)_Y$. La constante de couplage associée est différente de la charge électrique (constante de couplage du groupe de symétrie $U(1)_{em}$ pour QED). L'hypercharge faible Y est reliée à la charge électrique Q et à la troisième composante I_3 de l'isospin faible par la relation :

$$Q = T_3 + \frac{Y}{2}$$

De nouveau, l'invariance de jauge du Lagrangien par $SU(2)_L \times U(1)_Y$ est restaurée en remplaçant la dérivée par la dérivée covariante suivante :

$$D_\mu = \partial_\mu - igYB_\mu - ig' \sum_{j=1}^3 \frac{\sigma_j}{2} W_\mu^j$$

Un boson d'hypercharge B^μ et trois bosons faibles W_j^μ sont introduits. Le lagrangien électrofaible est alors construit de manière analogue à QED, en utilisant la dérivée covariante et en ajoutant les termes de propagation des bosons de jauge.

Les bosons de jauge ne sont pas les bosons physiques, observés expérimentalement. La brisure de la symétrie électrofaible va permettre de définir les bosons physiques, correspondant à des masses définies.

1.1.5 Brisure de la symétrie électrofaible

L'introduction de termes de masse pour les bosons de jauge et pour les fermions viendrait briser l'invariance du lagrangien électrofaible par les transformations du groupe $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Afin que les fermions et les bosons de jauge deviennent massifs, la symétrie doit donc subir une brisure spontanée (par opposition à une brisure explicite). Brout, Englert et Higgs [8–10] ont montré que dans le cas d'une invariance de jauge, une brisure spontanée de la symétrie permet de rendre massif le boson de jauge associé à la symétrie brisée : le modèle électrofaible complet de Glashow-Weinberg-Salam résulte de la brisure spontanée du groupe de jauge $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Pour cela, un doublet d'isospin faible (dit doublet de Higgs) est introduit. Ce n'est ni un champ de matière, ni un champ de jauge : c'est un champ scalaire. Ce champ doit avoir un isospin et une hypercharge non nuls. Le champ Φ suivant est choisi :

$$\Phi = \begin{pmatrix} \Phi^+ \\ \Phi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \Phi_1 + i\Phi_2 \\ \Phi_3 + i\Phi_4 \end{pmatrix}$$

Le terme suivant est ajouté au lagrangien électrofaible :

$$L_{Higgs} = |D_\mu \Phi|^2 - V(\phi)$$

avec

$$V(\phi) = \lambda |\phi|^4 - \mu^2 |\phi|^2 \text{ avec } \lambda > 0 \text{ et } \mu^2 > 0$$

La dérivée covariante est utilisée afin de respecter l'invariance de jauge. Le potentiel $V(\phi)$ est le potentiel renormalisable le plus simple qui permet de briser la symétrie. L'état fondamental du champ correspond à la valeur minimale du potentiel : le minimum est atteint pour tout potentiel ϕ tel que $|\phi|^2 = -\frac{\mu^2}{2\lambda}$. Le choix particulier d'un potentiel parmi ces valeurs est arbitraire. La paramétrisation la plus courante pour le potentiel du vide est la suivante :

$$\Phi_{vide} = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}$$

La notation v est utilisée pour *vacuum expectation value* (v.e.v.). Cette solution n'est pas symétrique dans $SU(2)_L \times U(1)_Y$: la symétrie est brisée. Le champ physique de Higgs $H(x)$ est introduit comme un terme de fluctuation du champ Φ autour de la valeur minimale :

$$\Phi_{vide} = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+H(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}$$

Le champ introduit est un boson de spin nul. Le développement du terme cinétique associé à Φ dans le lagrangien fait apparaître des termes de masse pour des combinaisons linéaires des bosons de jauge introduits dans la dérivée covariante de $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Les champs physiques sont les suivants :

$$A_\mu = B_\mu \cos \theta_W + W_\mu^3 \sin \theta_W$$

$$Z_\mu = -B_\mu \sin \theta_W + W_\mu^3 \cos \theta_W$$

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2)$$

avec θ_W l'angle de mélange électrofaible (angle de Weinberg) défini par :

$$\cos \theta_W = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \text{ et } \sin \theta_W = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}}$$

Les masses des bosons physiques associés (le photon, le Z^0 , le W^+ et le W^-) sont données par :

$$M_{A_\mu} = 0$$

$$M_{Z^0} = \frac{v\sqrt{g'^2 + g^2}}{2}$$

$$M_{W^\pm} = \frac{vg}{2}$$

Après la brisure de symétrie, il est possible d'obtenir une invariance résiduelle par $U(1)_{em}$. Cela impose la relation suivante entre les constantes de couplage :

$$e = \frac{gg'}{\sqrt{g'^2 + g^2}}$$

Un terme de masse pour le boson de Higgs apparaît également :

$$M_H = \sqrt{2\lambda}v$$

L'introduction du champ de Higgs résout également le problème des termes de masse des fermions. L'ajout au lagrangien de termes du type $\lambda_f \Phi \bar{\psi}_L \psi_R$ ne brise pas l'invariance. Le paramètre λ_f est la constante de couplage de Yukawa pour le fermion f . Les valeurs de ces couplages sont des paramètres libres du Modèle Standard. De tels termes ne peuvent exister pour les neutrinos (absence de neutrinos droits) : la masse des neutrinos est donc nulle dans le Modèle Standard.

Dans le cas de processus à faible transfert d'impulsion ($Q^2 \ll M_W^2$), le modèle de Fermi est un modèle effectif et la constante de Fermi est reliée au couplage g par :

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g}{8M_W^2} = \frac{1}{2v^2}$$

La mesure de la durée de vie du muon [11] permet de déterminer précisément G_F , fixant ainsi v :

$$v = 246 \text{ GeV}$$

Mais la masse du Higgs, reliée au paramètre λ , reste indéterminée.

1.1.6 Résumé du modèle

Le Modèle Standard est une théorie de jauge, basée sur l'invariance du groupe $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$. La brisure spontanée de la symétrie électrofaible $SU(2)_L \times U(1)_Y$ permet aux particules d'acquérir des masses et de faire émerger l'interaction électromagnétique. Deux types de particules, aux comportements fondamentalement différents, appartiennent à ce modèle :

- les fermions, qui sont les particules constitutives de la matière, obéissent à la statistique de Fermi-Dirac : la fonction d'onde d'un état à plusieurs fermions est antisymétrique par permutation de ces particules. Ils possèdent un spin demi-entier. Ils ne peuvent être produits que par paire fermion-antifermion.

- les bosons de jauge, qui sont les particules d'interaction, obéissent à la statistique de Bose-Einstein : la fonction d'onde d'un état à plusieurs bosons est symétrique par permutation de ces particules. Ils possèdent un spin entier.

Les fermions peuvent être classés en fonction de leurs propriétés de transformation selon les groupes de jauge du Modèle Standard : ce sont des représentations fondamentales des groupes de symétrie. Un nombre quantique est associé à chaque groupe :

- la couleur pour $SU(3)_C$
- l'isospin faible T et sa troisième composante T_3 pour $SU(2)_L$
- l'hypercharge Y pour $U(1)_Y$.

Les Tables 1.2 et 1.3 représentent la classification complète en fermions et bosons des particules du Modèle Standard.

Fermions	Génération	$SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$
Leptons	$\begin{pmatrix} e^- \\ \nu_e \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \mu^- \\ \nu_\mu \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \tau^- \\ \nu_\tau \end{pmatrix}_L$	$(\mathbf{1}, \mathbf{2}, -1)$
	e_R^-, μ_R^-, τ_R^-	$(\mathbf{1}, \mathbf{1}, -2)$
Quarks	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$	$(\mathbf{3}, \mathbf{2}, \frac{1}{3})$
	u_R, c_R, t_R	$(\mathbf{3}, \mathbf{1}, -\frac{4}{3})$
	d_R, s_R, b_R	$(\mathbf{3}, \mathbf{1}, -\frac{2}{3})$

TAB. 1.2 – Les fermions du Modèle Standard

Bosons	Spin	Charge électrique
photon	1	0
Z, W^+, W^-	1	0, +1, -1
gluons	1	0
Higgs	0	0

TAB. 1.3 – Les bosons de jauge du Modèle Standard

1.2 Propriétés du boson W

Les bosons W (ainsi que le boson Z) sont mis en évidence de manière directe en 1982 au CERN dans les expériences UA1 et UA2 (voir par exemple les références [12, 13]). Dans ces expériences, des faisceaux de protons et d'antiprotons d'énergie respective 270 GeV entraient en collision. L'accélérateur utilisé était le Super Proton Synchrotron (SPS). La défi technique pour rendre possible cette expérience était de produire un faisceau d'antiprotons suffisamment intense. Cela a été possible grâce au développement par S. Van Der Meer de la technique de refroidissement stochastique [14]. Cette technique permet de réduire la dispersion en énergie des particules. Pour un faisceau de particules en rotation, la dispersion spatiale du faisceau est relevée en un point, et en un autre point, un champ électrique est appliqué pour corriger cette dispersion (la correction est fonction de l'information relevée par le premier détecteur à chaque tour). La répétition de cette opération permet de produire un faisceau de particules suffisamment intense pour l'injection dans l'accélérateur principal.

Entre 1976 et 1978, l'expérience ICE (Initial Cooling Experiment) a montré la faisabilité de la technique sur un anneau de stockage d'antiprotons au CERN. Les premières collisions ont lieu en 1981 et en décembre 1982, les premières évidences d'événements avec un boson W se désintégrant en un électron et un neutrino sont établies. Une masse proche de 80 GeV est déterminée.

Les propriétés des bosons W sont ensuite précisément déterminées dans les collisions électron-positron du Large Electron Positron (LEP) au CERN et dans les collisions proton-antiproton du Tevatron à Fermilab. En particulier, entre 1996 et 2000, le LEP opérait à une énergie autour du seuil de production de la paire W^+W^- . Un total de 40.000 paires est collecté. La masse du W , les rapports de branchements, la polarisation des W produits¹⁾, ainsi que les couplages à trois bosons de jauge (γWW et ZWW) sont mesurés. Toutes ces mesures sont décrites de manière cohérente dans le cadre du Modèle Standard. La très haute statistique de bosons W accumulée ensuite au Tevatron a permis de réduire l'incertitude sur la mesure de la masse du W , malgré l'environnement beaucoup moins propre des événements dû aux collisions proton-antiproton.

Les paramètres actuels du boson W sont résumés dans la Table 1.2.

M_W	$80.398 \pm 0.025 \text{ GeV}$
$M_{W^+} - M_{W^-}$	$-0.2 \pm 0.6 \text{ GeV}$
Γ_W	$2.141 \pm 0.041 \text{ GeV}$
Rapports de branchement	
$e\nu_e$	$(10.80 \pm 0.09) \times 10^{-2}$
$\mu\nu_\mu$	$(10.75 \pm 0.13) \times 10^{-2}$
$\tau\nu_\tau$	$(10.57 \pm 0.15) \times 10^{-2}$
hadrons	$(67.60 \pm 0.27) \times 10^{-2}$

TAB. 1.4 – Les paramètres du boson W [11]

1.3 Contraintes expérimentales et théoriques

1.3.1 Tests de précision électrofaibles

De très nombreux paramètres du secteur électrofaible du Modèle Standard ont été déterminés au cours des dernières décennies avec une très grande précision. En combinant les données des expériences du LEP, de l'expérience SLAC Large Detector (SLD)²⁾ et du Tevatron, un ajustement global électrofaible peut être effectué à partir des prédictions du Modèle Standard. Le tableau de la Figure 1.1 montre, pour 18 grandeurs, l'écart entre l'ajustement et la prédiction : l'accord global est remarquable. La prédiction est calculée à partir de cinq paramètres d'entrée (dont la masse du Higgs) : les valeurs utilisées sont celles correspondant au meilleur ajustement. L'écart le plus significatif est obtenu pour le coefficient d'asymétrie $A_{FB}^{(0,f)}$, mesuré dans les expériences du LEP. Les écarts observés sont insuffisants pour être considérés comme des signes de nouvelle physique. À l'inverse, la masse du Higgs et les extensions du Modèle Standard sont fortement contraintes par ces données.

Un autre résultat important est l'accord remarquable observé pour l'évolution de la constante de couplage fort en fonction de l'échelle d'énergie [11], confirmant le secteur fort du Modèle Standard. D'une manière générale, le Modèle Standard n'a pas été mis en défaut pour une gamme d'énergie allant du keV à la centaine de GeV, de la description de la violation de parité dans les atomes aux résultats des collisions proton-antiproton du Tevatron.

1.3.2 Contraintes sur la masse du Higgs

Les contraintes actuelles sur la masse du Higgs proviennent principalement de la recherche directe effectuée au LEP et du résultat d'un ajustement global (dans lequel la masse du Higgs est un paramètre libre) des données électrofaibles. Des arguments de consistance théorique du Modèle Standard permettent également de contraindre les zones de masse autorisées.

¹⁾Le boson W est un boson de spin 1, trois hélicités sont possibles : hélicité ± 1 (polarisation transverse) et hélicité 0 (polarisation longitudinale).

²⁾SLD est une expérience de collision d'un faisceau d'électrons polarisé avec un faisceau d'électrons non polarisé pour l'étude du boson Z .

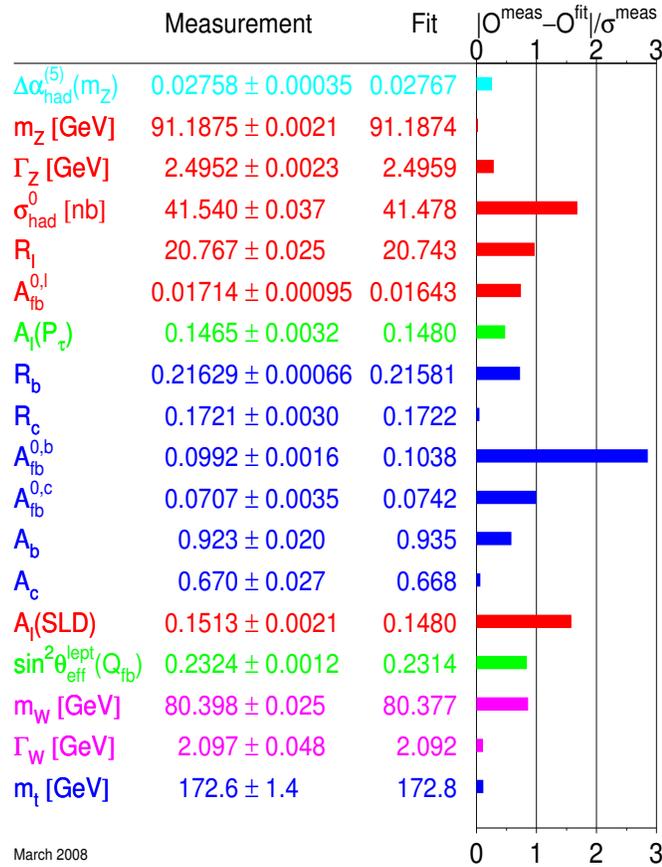


FIG. 1.1 – Comparaison de 18 grandeurs mesurées expérimentalement avec l’ajustement du Modèle Standard [15]

Exclusion directe

Les expériences du LEP ont permis d’exclure un boson de Higgs de masse inférieure à 114.4 GeV à 95% CL (*confidence level*) [16]. En 2000, au cours de la dernière année de fonctionnement du LEP, ALEPH a observé un excès d’événements compatible avec un boson de Higgs de 115 GeV. Mais cet excès n’a pas été confirmé par les autres expériences du LEP et l’arrêt de la machine n’a pas permis de valider cette observation. En 2008, le Tevatron a annoncé un premier résultat d’exclusion à 95% CL pour une gamme de masse entre 160 et 170 GeV (voir Fig. 1.2) ; ce résultat montre la sensibilité du Tevatron pour la recherche du boson de Higgs dans une fenêtre de masse autour de 160 GeV. Il est prévu que le Tevatron prenne des données jusque fin 2010, ce qui permettra d’augmenter la luminosité intégrée d’un facteur 2. La gamme d’exclusion pourra être étendue, mais la sensibilité requise pour une découverte ne devrait pas être atteinte dans la zone non-exclue de basse masse.

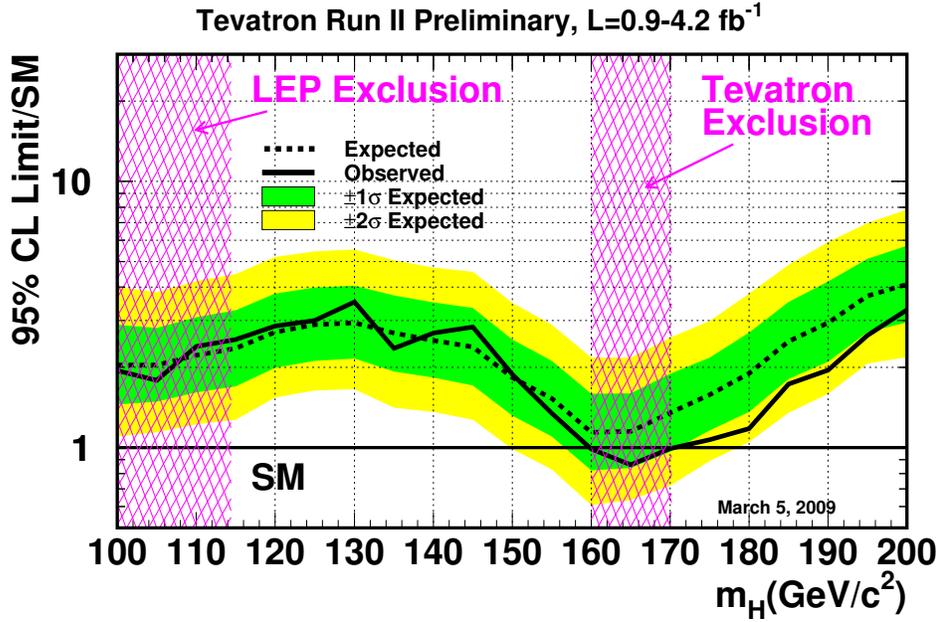


FIG. 1.2 – Courbe d’exclusion à 95% CL d’un boson de Higgs du Modèle Standard en fonction de sa masse, pour l’analyse combinée des expériences CDF et DZero [17]

Ajustement électrofaible

La masse du boson W est reliée aux autres paramètres du Modèle Standard par le terme de corrections radiatives (contributions de diagrammes à boucles impliquant le quark top ou le boson de Higgs) :

$$m_W^2 = \frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}G_F \cos \theta_W} (1 + \Delta r)$$

où Δr est le terme global de corrections radiatives. La principale correction vient de la masse du quark top :

$$\Delta r_t \sim m_t^2$$

La dépendance à la masse du Higgs n’est que logarithmique :

$$\Delta r_H \sim m_W^2 \ln \frac{m_H^2}{m_W^2}$$

L’ajustement électrofaible décrit précédemment permet de contraindre la masse du Higgs. La figure 1.3 montre le résultat de cet ajustement. La masse déterminée est :

$$m_H = 90^{+36}_{-27}$$

Combiné avec l’exclusion directe à basse masse, un intervalle restreint à 95% CL est obtenu :

$$114.4 < m_H < 163 \text{ GeV}$$

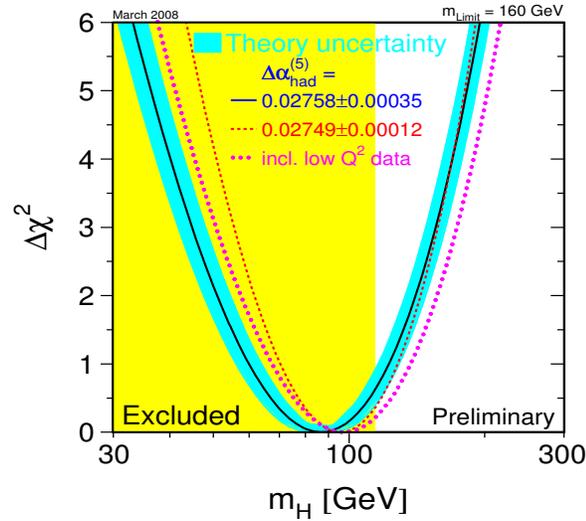


FIG. 1.3 – $\Delta\chi^2(m_H) = \chi^2(m_H) - \chi_{\min}^2$ (résultant de l’ajustement électrofaible) [15]

Contraintes théoriques

Le premier argument est l’unitarité. La section efficace de diffusion des bosons électrofaibles massifs (par exemple : $W_L^+ W_L^- \rightarrow W_L^+ W_L^-$) diverge à haute énergie, brisant l’unitarité. L’introduction de diagrammes avec échange d’un boson de Higgs permet de régulariser les amplitudes. Cela impose une masse inférieure à ~ 1 TeV au boson de Higgs. La deuxième contrainte vient de l’argument de trivivialité. La constante d’auto-couplage du Higgs λ , définie dans le potentiel de Higgs, varie avec l’échelle d’énergie considérée. Supposer le Modèle Standard valide jusqu’à une certaine échelle d’énergie Λ contraint λ et impose une limite supérieure à la masse du Higgs en fonction de l’échelle d’énergie. Cette contrainte est plus restrictive que celle imposée par l’unitarité. La troisième contrainte est liée à la stabilité du vide. Le potentiel de Higgs ne définit un vide stable que si la constante d’auto-couplage λ est positive quelle que soit l’échelle d’énergie. Une limite inférieure est ainsi obtenue.

La Figure 1.4 montre la zone de masse autorisée par les contraintes de trivivialité et de stabilité du vide en fonction de l’échelle d’énergie.

1.3.3 Vers une nouvelle physique ?

La remarquable puissance prédictive du Modèle Standard a été décrite précédemment. Cependant, quelques résultats expérimentaux semblent pointer vers une nouvelle physique. Deux résultats essentiels sont discutés ici.

Oscillation des neutrinos

Le phénomène d’oscillation correspond au passage d’un neutrino d’une saveur à une autre. Le détecteur Super-Kamiokande (SK) a mis en évidence l’oscillation des neutrinos muoniques, en comparant le flux ayant traversé l’atmosphère à celui ayant traversé successivement l’atmosphère et la terre : le second flux est plus d’un facteur deux en dessous des prédictions [19]. L’oscillation des neutrinos a été confirmée au Sudbury Neutrino Observatory (SNO) : l’observation du flux de neutrinos solaires a mis en évidence la présence de neutrinos non électroniques [20]. Or seuls des neutrinos électroniques sont produits par les réactions de fusion

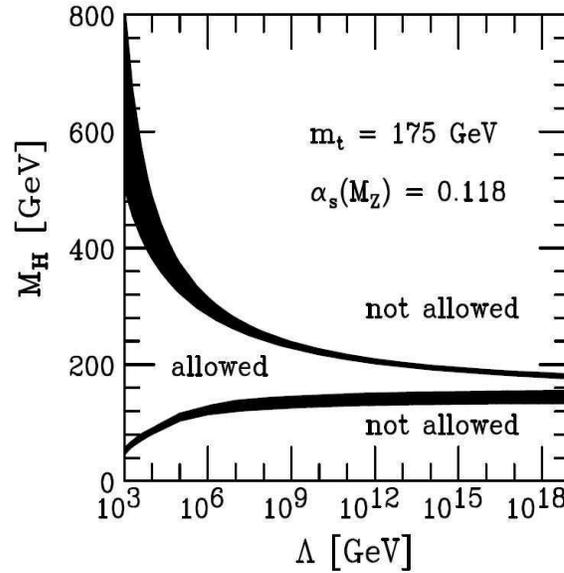


FIG. 1.4 – Contraintes sur la masse du Higgs en fonction de l’échelle d’énergie [18]

au sein du soleil. L’expérience KAMLAND, basée sur l’observation d’antineutrinos électroniques émis par un réacteur nucléaire, a ensuite permis de contraindre fortement les paramètres d’oscillation (voir Fig. 1.5).

L’oscillation des neutrinos implique des masses non nulles pour les neutrinos. Masse et oscillation des neutrinos sont reliées de la manière suivante : les neutrinos se propagent comme une superposition d’états propres de masse, différents des états propres de saveur (qui correspondent aux états propres de l’interaction faible). Or dans le cadre strict du Modèle Standard, l’absence de neutrinos droits impose des masses nulles. La nature même des neutrinos est une question toujours ouverte. Deux cas sont possibles :

- les neutrinos sont des particules de Dirac : les neutrinos droits doivent exister ;
- les neutrinos sont des particules de Majorana : le neutrino est sa propre antiparticule.

La non-observation de la double désintégration β sans neutrino n’a pas permis de déterminer la nature du neutrino. Afin que les neutrinos acquièrent une masse, des neutrinos droits doivent être ajoutés aux particules du Modèle Standard. Des mesures de cosmologie ont permis d’établir les limites supérieures les plus contraignantes aux masses des neutrinos, de l’ordre de l’eV. Cette masse si faible pourrait révéler une nouvelle physique. Le mécanisme dit de Seesaw peut expliquer cette masse si faible. L’existence de neutrinos droits lourds est postulée. Un couplage de Yukawa entre les neutrinos gauches et les neutrinos droits est alors possible et s’écrit, en introduisant la matrice de Seesaw :

$$\begin{pmatrix} \nu_L & \nu_R \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & M \\ M & M_{EW} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_L \\ \nu_R \end{pmatrix}$$

où est M_{EW} est l’échelle d’énergie de la brisure électrofaible et M est une haute échelle d’énergie, caractéristique de l’apparition d’une nouvelle physique. La diagonalisation de la matrice donne une masse effective pour les neutrinos gauches :

$$m_\nu = \frac{M_{EW}^2}{M} \ll M$$

La faible masse observée des neutrinos fixe une échelle M de l’ordre de 10^{15} GeV.

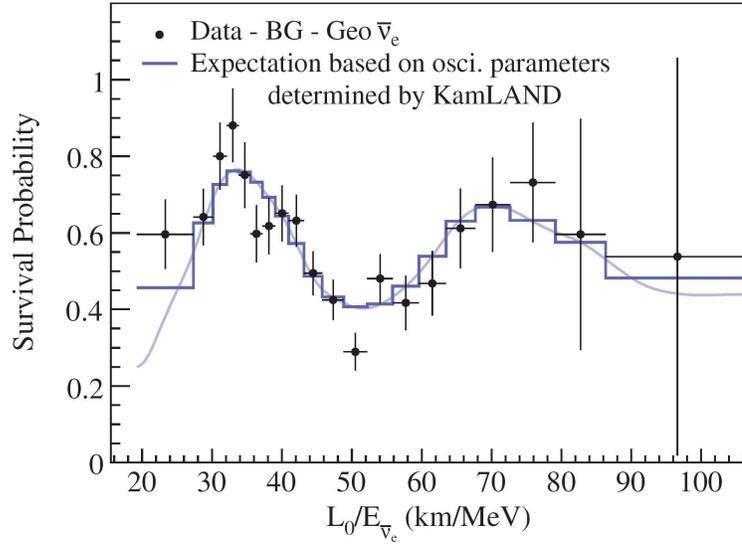


FIG. 1.5 – Rapport du flux d’antineutrinos électroniques observé au flux attendu dans l’hypothèse de non-oscillation [21]

Anomalie du moment magnétique du muon

Le rapport gyromagnétique g_μ du muon, reliant le moment magnétique au spin, est défini par :

$$\vec{M} = g_\mu \frac{e}{2m_\mu} \vec{S}$$

Les corrections quantiques dues aux boucles peuvent être paramétrées par le facteur a_μ :

$$a_\mu = \frac{g_\mu - 2}{2}$$

L’expérience E821 à Brookhaven National Laboratory (BNL) a permis de déterminer avec une remarquable précision ce rapport gyromagnétique, en étudiant la précession de muons dans un champ magnétique permanent [11] :

$$a_\mu = 11\,659\,208.0 (5.4) (3.3) 10^{-10}$$

la première erreur étant statistique et la seconde systématique. L’écart avec la prédiction du Modèle Standard est de 3.4σ , ce qui pourrait être interprété comme un premier signe de nouvelle physique. Des particules supersymétriques de masse 100-500 GeV apporteraient naturellement la contribution supplémentaire observée à a_μ .

D’un point de vue expérimental, aucun résultat ne met encore en défaut le Modèle Standard de manière irréfutable. Ce sont principalement des arguments théoriques qui poussent à penser que le Modèle Standard n’est qu’une théorie effective à basse énergie.

1.3.4 Insuffisances du modèle

De nombreux arguments pointent le caractère incomplet du modèle. Les principales insuffisances font l’objet de cette partie.

Nombre de paramètres libres

Le Modèle Standard possède 19 paramètres libres, dont les valeurs sont déterminées expérimentalement. Ce nombre élevé de paramètres libres atténue la force prédictive du modèle et donc son caractère fondamental. Le nombre observé de familles de leptons n'est pas expliqué ; la répétition de la symétrie en trois familles pour les quarks est également un mystère.

Unification

Les constantes de couplage des interactions électromagnétiques, faible et forte sont différentes et ne convergent à aucune échelle d'énergie. La convergence est naturellement résolue dans les modèles supersymétriques.

Asymétrie matière-antimatière

L'interaction faible du Modèle Standard viole la symétrie de charge-parité. Mais les coefficients d'asymétrie mesurés expérimentalement dans les désintégrations de mésons ne permettent pas d'expliquer quantitativement l'asymétrie matière-antimatière présente dans l'univers.

Naturalité

Le mécanisme de Higgs introduit précédemment permet d'expliquer la brisure de la symétrie électrofaible dans le cadre du Modèle Standard. Les contraintes imposées par le modèle sur la masse du Higgs ont été présentées. Le problème de la naturalité n'a pas été introduit car il peut être résolu formellement sans contraindre davantage sa masse. Les corrections radiatives à la masse du Higgs divergent quadratiquement avec l'échelle de renormalisation. Un cut-off est introduit, correspondant à l'énergie au-delà de laquelle la théorie n'est plus renormalisable. La masse du Higgs est donnée par :

$$m_H \sim m_0^2 + \lambda \frac{kg^2 \Lambda^2}{16\pi^2}$$

où m_0 est la masse nue du Higgs. S'il est imposé au modèle d'être valide jusqu'à l'échelle de Planck ($\sim 10^{19}$ GeV), le paramètre m_0 doit alors être ajusté avec une précision de 10^{-16} , rendant la théorie non naturelle. Un cut-off de l'ordre du TeV permet de conserver la naturalité du modèle.

Gravitation

La gravitation n'est pas incluse dans le Modèle Standard. Malgré une activité intense dans cette voie, aucune formulation quantique de la gravitation n'est aujourd'hui satisfaisante. Les formalismes de la théorie quantique des champs (construite sur des champs agissant dans un espace-temps plat) et de la relativité générale (basée sur un espace-temps courbe engendré par la matière présente) sont actuellement incompatibles.

Matière noire - énergie noire

Des observations cosmologiques permettent de déterminer que la matière baryonique ne représente que $\sim 4\%$ de la densité de matière de l'univers ; $\sim 26\%$ sont attribués à la matière noire et $\sim 70\%$ sont attribués à l'énergie noire.

Le Modèle Standard ne propose aucun candidat pour la matière noire. Les nouvelles particules introduites dans les modèles supersymétriques (correspondant à des degrés de liberté supplémentaires) permettent de résoudre ce problème : le neutralino constitue aujourd'hui le candidat le plus sérieux. L'énergie noire ne possède aucune source identifiée : l'explication de ce phénomène ne peut se concevoir que dans une extension du Modèle Standard incluant la gravitation.

1.4 Au-delà du Modèle Standard

Il a été vu précédemment que le Modèle Standard ne pouvait être qu'une théorie effective à basse énergie d'une théorie plus fondamentale. Une nouvelle physique doit être présente à l'échelle du TeV et au-delà.

La première extension qui fut introduite pour expliquer la brisure de la symétrie électrofaible est la technicolor. Un nouveau groupe de jauge $SU(N_{TC})$ est introduit et donc une nouvelle interaction, présente à l'échelle du TeV. Un condensat de nouveaux fermions, couplés par cette nouvelle interaction, joue le rôle du boson de Higgs du Modèle Standard. La *v.e.v.* non-nulle de ce condensat est à l'origine de la brisure de la symétrie électrofaible : la brisure est ici dynamique (cas analogue à QCD). Le principal attrait de cette théorie était la résolution du problème de naturalité du boson de Higgs. Mais les prédictions du modèle initial se sont révélées incompatibles avec les données électrofaibles ; des extensions du modèle (Extended Technicolor, Walking Technicolor) pourront être testées au LHC.

Les modèles les plus prometteurs actuellement sont les modèles supersymétriques et de grande unification ; ils sont brièvement discutés dans cette section. Une revue de ces modèles, insistant sur leurs conséquences phénoménologiques, est présentée dans la référence [22].

1.4.1 Supersymétrie

Le fondement de la supersymétrie repose sur l'introduction d'une nouvelle symétrie entre fermions et bosons.

Les principales motivations physiques de la supersymétrie sont :

- le problème de la naturalité est résolu : les contributions divergentes des boucles fermioniques sont compensées par les contributions de nouvelles boucles bosoniques, stabilisant la masse du Higgs ;
- un boson de Higgs de basse masse est prédit, ce qui est compatible avec les contraintes de l'ajustement électrofaible ;
- les constantes de couplage convergent à une échelle d'énergie de l'ordre de 10^{16} GeV (voir Fig. 1.6) ;
- la supersymétrie contient des particules stables, candidats pour expliquer la matière noire observée.

La supersymétrie est l'extension maximale du groupe de Poincaré (groupe des symétries d'espace-temps). Un couple de générateurs fermioniques Q, \bar{Q} est introduit. L'algèbre supersymétrique contient les générateurs de l'algèbre de Poincaré et les générateurs introduits. Ces nouveaux générateurs associent fermions et bosons :

$$Q |Boson\rangle = |fermion\rangle, \quad Q |fermion\rangle = |boson\rangle$$

Le Minimal Supersymmetric Extension of the Standard Model (MSSM) est l'extension introduisant le nombre le plus faible de nouvelles particules ; seul ce modèle est évoqué ici.

Des fermions et des bosons de jauge sont placés dans des mêmes supermultiplets : un supermultiplet contient des particules de même masse mais de spins différents. Toutes les particules connues du Modèle Standard doivent appartenir à des multiplets. La conservation des nombres quantiques impose l'introduction de nouvelles particules : un boson de jauge connu ne peut être associé à un fermion connu car ils se transforment différemment selon les transformations des groupes de jauge du Modèle Standard. Un superpartenaire doit donc être introduit pour chaque particule :

- les squarks et les sleptons (de spin 0) pour les fermions
- les jauginos (de spin $\frac{1}{2}$) pour les bosons de jauge
- secteur de Higgs : deux doublets de Higgs sont nécessaires pour la brisure de la symétrie électrofaible (au lieu d'un seul dans le Modèle Standard). Les superpartenaires sont les higgsinos.

Aucune particule supersymétrique n'ayant été découverte, la supersymétrie doit être brisée : le mécanisme et l'échelle de brisure ne sont pas contraints par le modèle. Afin d'expliquer les masses observées des particules du modèle Standard, la symétrie électrofaible doit aussi être brisée : le principe est identique à celui du Modèle Standard mais rendu plus complexe par les huit degrés de liberté introduits par les deux doublets complexes de Higgs. Sur les huit degrés de liberté :

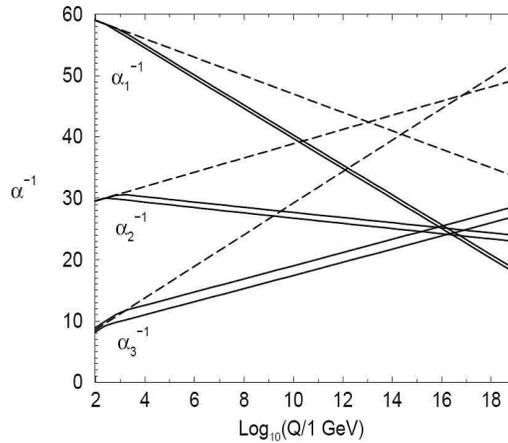


FIG. 1.6 – Evolution de l’inverse des constantes de couplage de jauge de $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ en fonction de l’échelle d’énergie [23]. Les traits pointillés correspondent au Modèle Standard, les traits continus au modèle supersymétrique (les bandes correspondent aux variations des paramètres d’entrée du modèle supersymétrique).

- trois sont utilisés pour engendrer les masses des bosons W^+ , W^- et Z^0 ;
- trois correspondent à des bosons scalaires de Higgs neutres h^0 , H^0 et A^0 ;
- deux correspondent à des bosons scalaires de Higgs chargés H^\pm .

Dans le MSSM, une centaine de paramètres (masses et couplages) sont introduits, ce qui rend difficile les tests du modèle. Afin de réduire le nombre de degrés de liberté, des contraintes supplémentaires sont ajoutées à la main. Les modèles contraints diffèrent principalement par le mode de brisure de la supersymétrie. Un exemple prometteur de modèle est mSUGRA(minimal SuperGRAvity) : la supersymétrie est brisée par interaction gravitationnelle et plusieurs conditions d’universalité sont imposées à l’échelle d’unification. Les masses à l’échelle électrofaible sont déterminées grâce aux équations du groupe de renormalisation. Seuls cinq paramètres libres demeurent :

- la masse commune des jauginos : $m_{\frac{1}{2}}$
- la masse commune scalaire : m_0
- le paramètre de couplage trilineaire commun : A_0
- le rapport des v.e.v. des deux doublets de Higgs : $\tan \beta$
- le signe du coefficient de mélange des deux doublets de Higgs : μ .

Des *benchmark points* sont utilisés pour tester les modèles : certains paramètres sont fixés et les contraintes imposées par les résultats expérimentaux sur les paramètres libres sont étudiées. La Figure 1.7 montre le potentiel de découverte d’ATLAS dans le canal *1 lepton plus énergie transverse manquante* pour 1 fb^{-1} de données, dans le cadre de mSUGRA : les contours à 5σ (en fonction du nombre de jets requis) dans le plan $(m_0, m_{\frac{1}{2}})$ sont représentés.

1.4.2 Les théories de grande unification

Le groupe $SU(5)$

L’idée fondamentale des théories de grande unification est de construire un groupe de jauge qui englobe $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$. L’échelle d’unification doit être supérieure à l’échelle électrofaible et inférieure à l’échelle de Planck, car la gravitation n’est pas incluse dans la théorie.

L’extension la plus simple est le groupe $SU(5)$. Ce groupe possède 24 bosons de jauge : 12 bosons de jauge correspondent aux bosons du Modèle Standard, 12 nouveaux bosons de jauge sont introduits. Une des

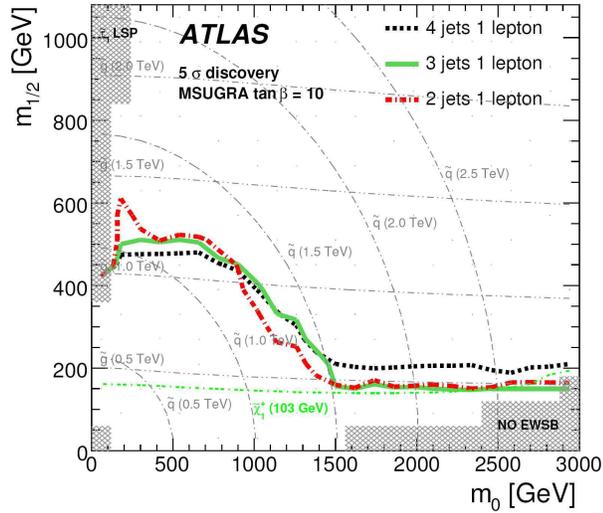
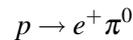


FIG. 1.7 – Régions de découverte pour 1 fb^{-1} de données d'ATLAS (en fonction du nombre de jets requis) dans le plan $(m_0, m_{\frac{1}{2}})$, dans le canal *1 lepton plus énergie transverse manquante* [25]

représentations de $SU(5)$ en accord avec le Modèle Standard place dans un même quintuplet un triplet de couleur et un doublet de $SU(2)$. Un quintuplet s'écrit par exemple :

$$\Psi_L = \begin{pmatrix} \bar{d}_1 \\ \bar{d}_2 \\ \bar{d}_3 \\ e^- \\ \nu_e \end{pmatrix}$$

La charge électrique d'un multiplet doit être nulle, ce qui introduit naturellement la quantification de la charge électrique des quarks et résout le problème historique de l'égalité de la charge électrique du proton et de l'électron. Les nouveaux bosons introduits (appelés leptoquarks) autorisent des transformations sans conservation des nombres leptoniques et baryoniques. Cette propriété autorise la désintégration du proton, par exemple selon la réaction :



Le taux de désintégration du proton calculé dans $SU(5)$ donne une durée de vie du proton inférieure à 10^{30} ans. Cela est exclu par l'expérience SuperKamiokande, dont les résultats imposent une limite inférieure sur la durée de vie du proton proche de 10^{34} ans [24]. En considérant $SU(5)$ supersymétrique, la durée de vie du proton est de l'ordre de 10^{35} ans, compatible avec les contraintes expérimentales actuelles. L'unification des constantes de couplage n'étant réalisée qu'en introduisant des contributions supersymétriques, la supersymétrie apparaît comme une composante incontournable de toute théorie de grande unification. Les théories les plus prometteuses reposent sur une brisure spontanée locale de la supersymétrie, la localité introduisant naturellement la gravité : ce sont les théories dites de supergravité.

Les dimensions supplémentaires

L'idée d'ajouter des dimensions supplémentaires à l'espace-temps, afin d'unifier les interactions, est introduite dans les années 1920 : T. Kaluza et O. Klein construisent un modèle à cinq dimensions afin d'unifier la gravitation et l'électromagnétisme [26]. De manière analogue, afin d'unifier la théorie quantique des champs et la gravitation, les théories des cordes se sont développées : les particules ponctuelles sont remplacées par

des objets étendus dans des dimensions supplémentaires (les cordes), les cordes pouvant être ouvertes ou fermées. L'extension des objets permet de contrôler les divergences dans les interactions faisant intervenir les gravitons. Les innombrables possibilités de compactifier les dimensions supplémentaires, nécessaires pour retrouver à basse énergie l'espace-temps à quatre dimensions, constituent l'obstacle majeur à la prédictivité de ces théories. Cependant, dans le cas de dimensions supplémentaires de taille suffisante, il pourrait être possible d'observer au LHC des excitations dites de Kaluza-Klein (observation d'une résonance non-attendue dans l'évolution d'une section efficace à cause du puits de potentiel créé par la présence des dimensions supplémentaires) ou des micro trous noirs (observation du rayonnement d'Hawking lors de l'évaporation du trou noir).

Chapitre 2

La physique du W dans l'expérience ATLAS au LHC

Ce chapitre introduit le programme de physique de l'expérience ATLAS. Les perspectives pour la physique du boson W sont en particulier détaillées. Les mécanismes de production du boson W dans les collisions proton-proton sont étudiés et le calcul de la section efficace de production à l'ordre dominant est finalement présenté.

2.1 Le LHC

2.1.1 Description de la machine

Chaîne d'accélération

La chaîne complète d'accélérateurs utilisée pour obtenir deux faisceaux de protons de 7 TeV est représentée sur la Figure 2.1.

La première étape consiste en la production de protons dans un duoplasmatron. Du dihydrogène gazeux est injecté avec des électrons dans une chambre à vide : les molécules de H_2 se dissocient et forment un plasma $H^+ - e^-$. Le plasma est alors accéléré : en sortie, les protons ont une énergie d'environ 100 keV. Les protons sont alors injectés dans le LINear ACcelerator (LINAC2), qui les accélère jusqu'à 50 MeV. Tout au long de la chaîne d'accélération, ce sont des cavités radiofréquences qui permettent d'augmenter l'énergie des protons. Le booster augmente ensuite leur énergie jusqu'à 1.4 GeV, le Proton Synchrotron (PS) jusqu'à 26 GeV et le Super Proton Synchrotron (SPS) jusqu'à 450 GeV, énergie d'injection dans le LHC.

La première étape de mise en forme en paquets de protons espacés de 25 ns a lieu dans le PS [28]. Un paquet contient $\sim 10^{11}$ protons. Un cycle de remplissage du SPS correspond à trois ou quatre injections, à 3.6 s d'intervalle, de 72 paquets de protons espacés de 25 ns. La phase d'accélération des protons dans le SPS dure 8 s. L'injection dans le LHC est alors réalisée.

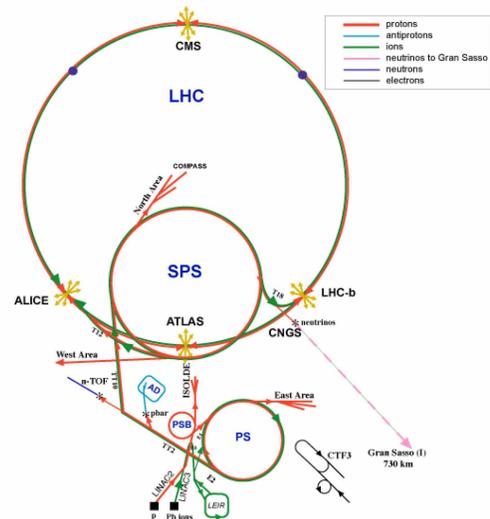


FIG. 2.1 – Le complexe d'accélérateurs du CERN [27]

Pour la préparation d'un faisceau d'un run du LHC, ce cycle est répété douze fois. Au total, 2808 paquets (sur les 3564 positions disponibles) sont injectés : des groupes de paquets vides sont nécessaires à cause des temps de montée des systèmes d'injection et de dump. Quatre minutes sont nécessaires pour remplir chaque anneau.

L'anneau principal

Une fois l'injection des protons du SPS terminée, environ 20 minutes sont nécessaires pour augmenter l'énergie des protons jusqu'à 7 TeV. L'énergie maximum est déterminée par le champ magnétique maximum (8.33 T) créé par les aimants du LHC. Les aimants utilisent des supraconducteurs en niobium-titane, placés dans un bain d'hélium superfluide et refroidis ainsi à une température en dessous de 2 K. Le système de cryogénie fonctionne de manière permanente. Pour des raisons de maintenance et économiques, une interruption hivernale de plusieurs mois est imposée chaque année : les dipôles sont alors progressivement remontés à température ambiante puis ramenés à 2 K (environ six semaines sont nécessaires pour chaque étape). La Figure 2.2 montre la coupe transversale d'un dipôle ; la Figure 2.3 est une photographie de dipôles installés dans le tunnel du LHC. Afin de respecter les contraintes spatiales et économiques, les deux tubes à vide dans lesquels se propagent les faisceaux sont montés dans un même cryostat. Au voisinage des points d'interaction, les deux faisceaux partagent un même tube sur environ 130 m. Un cycle nominal du LHC peut-être décomposé en quatre phases : l'injection (~ 20 minutes), l'augmentation de l'énergie des faisceaux de 450 GeV à 7 TeV (~ 20 minutes), le run de physique (maximum 15 heures, un dump complet du faisceau est réalisé à la fin du run), la diminution du champ magnétique des aimants (~ 20 minutes). Les principaux paramètres de la machine pour son fonctionnement nominal, i.e. à une luminosité de $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, sont donnés dans la Table 2.1.

Pour l'année 2009, il est prévu d'effectuer des collisions avec des faisceaux d'une énergie de 5 TeV pour une luminosité de $10^{31} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Le courant nécessaire dans les dipôles pour atteindre cette énergie est 9.3 kA (contre 11.8 kA pour l'énergie nominale). En Septembre 2008, un incident est survenu dans le secteur 3-4 (un secteur correspond à un huitième de l'anneau) lors de la montée en courant de ce secteur jusqu'à 9.3 kA. L'origine de l'incident est une connection électrique défectueuse entre deux dipôles. Les réparations nécessaires repoussent le démarrage à l'automne 2009.

Paramètre	Valeur
Circonférence de l'anneau	26658.883 m
Nombre de dipôles	1232
Longueur d'un dipôle	14.3 m
Champ magnétique	8.33 T
Energie électromagnétique stockée par dipôle	7 MJ
Energie des protons	7 TeV
Luminosité	$10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
Nombre de protons par paquet	$1.15 \cdot 10^{11}$
Nombre de paquets	2808
Espacement entre deux paquets	25 ns
Dimension transverse d'un paquet (aux points 1 et 5, ATLAS et CMS)	$16.7 \mu\text{m}$
Longueur d'un paquet	7.55 cm
Durée de vie du faisceau	14.9 h

TAB. 2.1 – Valeurs des principaux paramètres du LHC à son fonctionnement nominal. Les valeurs ont été prises dans la référence [29].