



UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE, PARIS VI

THÈSE DE DOCTORAT

Spécialité : **PHYSIQUE THÉORIQUE**

Présentée
pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université Pierre et Marie Curie

par

Nicolás Bernal Hernández

Sujet :

**Théorie et phénoménologie du
MSSM avec des scalaires lourds**

Soutenue le mardi 30 septembre 2008 devant la commission d'examen :

MM. Francisco Del Águila	
Abdelhak Djouadi	Directeur de thèse
Ulrich Ellwanger	Président du jury
Pierre Fayet	
Jean-Loïc Kneur	Rapporteur
Jean Orloff	Rapporteur



UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE, PARIS VI

THÈSE DE DOCTORAT

Spécialité : **PHYSIQUE THÉORIQUE**

Présentée
pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université Pierre et Marie Curie

par

Nicolás Bernal Hernández

Sujet :

**Théorie et phénoménologie du
MSSM avec des scalaires lourds**

Soutenue le mardi 30 septembre 2008 devant la commission d'examen :

MM. Francisco Del Águila	
Abdelhak Djouadi	Directeur de thèse
Ulrich Ellwanger	Président du jury
Pierre Fayet	
Jean-Loïc Kneur	Rapporteur
Jean Orloff	Rapporteur

Table des matières

Résumé	7
1 Introduction	12
1.1 Le Modèle Standard	12
1.1.1 Champs et symétries du Modèle Standard	13
1.1.2 Le mécanisme de Higgs	16
1.1.3 Le boson de Higgs	18
1.1.4 Vertus et problèmes du modèle	19
1.2 La Supersymétrie	23
1.2.1 Algèbre supersymétrique et superespace	23
1.2.2 Les superchamps	25
1.2.3 Interactions et brisure de la SUSY	29
1.2.4 Le MSSM	31
1.2.5 Vertus du MSSM	34
1.3 Matière sombre	37
1.3.1 Évidence	37
1.3.2 Candidats à la matière sombre	40
1.3.3 Densité relique	44
2 Le MSSM avec des scalaires lourds	46
2.1 Problèmes du MSSM	46
2.2 Scalaires lourds : motivations	49
2.3 Théorie effective à basse énergie	51
2.3.1 Spectre de la théorie	53
2.3.2 Structure des masses des jauginos	58
2.3.3 Implémentation du modèle dans SuSpect	62
2.4 Contraintes sur le modèle	63
2.4.1 Collisionneurs	63
2.4.2 Matière sombre	67
2.4.3 Temps de vie du gluino	72
2.5 Désintégration du Higgs et des sparticules	74

2.5.1	Désintégration du boson de Higgs	74
2.5.2	Désintégrations des charginos et des neutralinos	77
2.5.3	Désintégration des gluinos	80
3	Reconstruction des paramètres	82
3.1	Scénarios représentatifs	83
3.1.1	Points de l'espace des paramètres	83
3.1.2	Le spectre de masses	84
3.1.3	Désintégrations des sparticules	85
3.2	Reconstruction au LHC	87
3.2.1	Sections efficaces de production	87
3.2.2	Observables au LHC	89
3.2.3	Reconstruction des paramètres	91
3.3	Reconstruction à l'ILC	92
3.3.1	Benchmarks	93
3.3.2	Désintégrations	95
3.3.3	Production de charginos et neutralinos	97
3.3.4	Reconstruction	101
4	Détection de la matière sombre	103
4.1	Détection directe	103
4.1.1	Méthode statistique	105
4.1.2	L'expérience Xénon	106
4.1.3	Reconstruction de la masse	107
4.2	Détection indirecte	108
4.2.1	Détection de gammas	109
4.2.2	L'expérience Fermi/GLAST	112
4.2.3	Modélisation du bruit de fond galactique	113
4.2.4	Reconstruction de la masse	114
4.3	Complémentarité détection directe et indirecte	116
4.4	Détection auprès des collisionneurs	120
4.4.1	De la cosmologie aux collisionneurs	120
4.4.2	Cas non polarisé	125
4.4.3	Polarisation	128
4.5	Complémentarité	128
4.6	Détection dans le MSSM avec des scalaires lourds	131
4.6.1	Détection directe	131
4.6.2	Détection indirecte	133
5	Conclusions	137

Annexes	142
A Équations du groupe de renormalisation	143
B Corrections radiatives aux masses	147
B.1 Masse du boson de Higgs	147
B.2 Masse des jauginos	149
B.2.1 Masse des neutralinos	149
B.2.2 Masse des charginos	151
B.2.3 Masse du gluino	153
B.3 Fonctions de Passarino-Veltman	154
B.4 Schémas de renormalisation	154
C Sections efficaces WIMP-noyau	157
C.1 Section efficace indépendante du spin	157
C.2 Section efficace dépendante du spin	158
D Fonctions spectrales	159
Bibliographie	161

Résumé

Le Modèle Standard des interactions électromagnétique, faible et forte décrit de façon très précise la physique des particules élémentaires, entre l'échelle atomique et les plus hautes échelles accessibles expérimentalement. Des mesures de haute précision l'ont testé au niveau de ses corrections quantiques et ont confirmé qu'il est le modèle le plus satisfaisant actuellement. Néanmoins, il comporte un secteur important qui n'a pas encore été testé : le secteur scalaire ou de Higgs, responsable de la brisure spontanée de la symétrie électrofaible et de la génération des masses des bosons de jauge de l'interaction faible W^\pm , Z ainsi que de la masse des fermions. Le boson scalaire de Higgs, témoin de cette brisure de la symétrie électrofaible, n'a pas encore été observé expérimentalement. En outre, il donne naissance à un problème théorique majeur : la masse du boson de Higgs n'est pas stable lorsqu'on tient compte des corrections radiatives, induites par des boucles impliquant des fermions, des bosons vecteurs et le boson de Higgs lui-même.

En effet, lorsque l'on calcule ces corrections radiatives à une boucle, il apparaît une dépendance quadratique avec l'échelle de coupure (cut-off) Λ , représentant l'échelle jusqu'à laquelle le Modèle Standard est valide et au-delà de laquelle une nouvelle physique au delà du modèle devrait apparaître. Or, si l'on choisit un cut-off de l'ordre de l'échelle de grande unification, $M_{\text{GUT}} \sim 10^{16}$ GeV, ou de la masse de Planck, $M_P \sim 10^{18}$ GeV, la masse du boson de Higgs, qui devait être de l'ordre de l'échelle électrofaible (donnée par $v \sim 250$ GeV, la valeur moyenne non-nulle dans le vide du champs de Higgs) va tendre vers ces grandes échelles : c'est le problème de *hiérarchie*. Cela veut dire qu'on a besoin de contre-termes pour stabiliser cette masse à l'échelle électrofaible, en les ajustant avec une énorme précision de l'ordre de $\mathcal{O}(10^{14})$, ce qui semble très peu naturel. C'est le problème d'*ajustement fin* ou de *naturalité*. On ne peut donc pas extrapoler de manière naturelle le Modèle Standard jusqu'à de très hautes énergies, tout en gardant un boson de Higgs léger, $M_H \lesssim 1$ TeV, comme requis pour des raisons d'unitarité et de perturbativité de la théorie. Le Modèle Standard n'est donc considéré que comme une théorie effective, valable seulement aux énergies accessibles actuellement, et une théorie plus fondamentale devrait la remplacer à l'échelle du TeV.

La *supersymétrie* (SUSY) est considérée comme l'extension la plus motivée et la plus attrayante du Modèle Standard. Elle fournit une solution technique au problème de naturalité en introduisant pour chaque particule un superpartenaire ayant les mêmes nombres

quantiques mais un spin différent : à un boson correspondra un fermion et réciproquement. Le MSSM est l'extension minimale supersymétrique du Modèle Standard ; elle a un contenu en champs minimal mais requiert un deuxième doublet de champs scalaires de Higgs pour briser spontanément la symétrie électrofaible. Les nouvelles particules supersymétriques, dites superparticules ou sparticules, contribuent elles aussi aux corrections quantiques à la masse du boson de Higgs, et entraînent une annulation exacte des termes qui divergent quadratiquement en la coupure Λ . Les divergences logarithmiques s'annulent aussi à condition que les sparticules aient la même masse que leurs partenaires standards, c'est à dire que la supersymétrie soit une symétrie exacte. Un problème se pose donc : si la SUSY était une symétrie exacte, on aurait, par exemple, des sélectrons de la même masse que l'électron, $m_e = 0.511$ MeV, qui auraient été très facilement détectables. Du fait de la non-observation de ces sparticules, la supersymétrie doit donc être brisée.

La brisure de la SUSY doit se faire de façon très spécifique, de manière à ne pas réintroduire dans la théorie des divergences quadratiques et ainsi préserver la solution au problème de hiérarchie. Cela se traduit par le fait que les particules supersymétriques doivent avoir une masse relativement proche de celles de leurs partenaires standards. En fait, pour que l'ajustement fin ne soit pas nécessaire, il faudrait que l'échelle de brisure de la SUSY, et donc les masses des sparticules, soit au maximum de l'ordre de la centaine de GeV. Or, les limites expérimentales obtenues auprès des collisionneurs LEP et Tevatron ont déjà exclu cette région de masse dans le MSSM et impliquent donc que le MSSM est ajusté au moins au niveau du pourcent. Si l'on tolère au mieux un ajustement fin de quelques dixièmes de pourcent, les sparticules auraient des masses de l'ordre du TeV ; toutefois, si l'on se permet un ajustement fin un peu plus important, des sparticules plus lourdes peuvent être obtenues. Cela serait un cas très spécial car il impliquerait, par exemple, la non-observation de squarks et de sleptons au LHC. Ce scénario est ce que l'on appellera le *MSSM avec des scalaires lourds*.

En plus du problème de hiérarchie dans le secteur du Higgs, le Modèle Standard présente un autre problème dans un domaine totalement différent. En effet, les observations cosmologiques suggèrent l'existence d'une *matière sombre* qui, pratiquement, n'émet ni n'absorbe de radiation électromagnétique à aucune longueur d'onde. Actuellement, il existe plusieurs indications, les courbes de rotations des galaxies spirales ou des amas de galaxies, les lentilles gravitationnelles, le fond diffus cosmologique, etc. . . , nous amenant à penser qu'une grande partie de l'univers est constituée de cette matière sombre dont la nature est encore inconnue. Pour expliquer ces observations, nous avons besoin d'une particule qui soit électriquement neutre, relativement massive, faiblement interagissante et absolument stable pour être présente depuis le tout début de l'univers. De plus, elle doit avoir une densité relique cosmologique compatible avec les mesures expérimentales. Or, le Modèle Standard n'offre pas de solution pour ce problème de la matière sombre : les neutrinos seraient de possibles candidats, mais ils s'avèrent beaucoup trop légers et n'expliquent pas la formation des grandes structures de l'univers comme les amas de

galaxies.

Toutefois, il existe plusieurs candidats au-delà du Modèle Standard pour régler le problème de la matière sombre. La supersymétrie, et en particulier le MSSM, propose un candidat idéal qui est la particule supersymétrique la plus légère (LSP). Il s'agit souvent du neutralino le plus léger, une combinaison linéaire des partenaires supersymétriques des bosons de jauge électrofaibles et des bosons Higgs neutres du modèle. Mais cette particule pourrait aussi bien être le superpartenaire du neutrino, le sneutrino, ou le partenaire supersymétrique du graviton de l'interaction gravitationnelle, le gravitino. Il se trouve que dans le cas du neutralino le plus léger, on arrive facilement à avoir une densité relique cosmologique compatible avec les mesures expérimentales.

Ce mémoire de thèse sera consacré à l'étude de quelques aspects phénoménologiques de la supersymétrie avec, comme principaux sujets, d'une part, la physique du MSSM dans le cas où les superparticules scalaires sont lourdes et les implications possibles auprès de collisionneurs à haute énergie tels que le LHC et, d'autre part, les caractéristiques des particules de matière noire et leurs détermination auprès des collisionneurs et dans des expériences d'astroparticules.

La première partie de cette thèse est une introduction générale au cadre théorique dans lequel notre travail de recherche va se faire. Nous commencerons par introduire le Modèle Standard, notamment ses symétries et son contenu en particules, en mettant l'accent sur le secteur du Higgs, et nous identifierons les problèmes du modèle : l'ajustement fin dans le secteur du Higgs, l'unification des couplages de jauge et l'absence de candidat pour la matière sombre. Ensuite, nous présenterons brièvement la supersymétrie et son contenu en champs ainsi que la manière de la briser explicitement afin d'établir des théories phénoménologiquement viables ; nous introduirons le Modèle Standard Supersymétrique Minimal (MSSM) et résumerons la manière dont il résout les problèmes du Modèle Standard. Finalement, les arguments principaux pour l'existence de la matière sombre dans l'univers seront présentés dans un troisième temps, les divers candidats supersymétriques revus et le calcul de la densité de relique cosmologique présenté.

Dans une deuxième partie, nous analyserons en détail le MSSM avec des scalaires lourds. Dans ce modèle, toutes les particules scalaires, i.e. les sfermions ainsi que tous les bosons de Higgs mis à part celui qui a les propriétés du Higgs standard, ont des masses au delà du TeV et seront donc inaccessibles auprès des futurs collisionneurs à haute énergie tels que le LHC. Nous résumerons tout d'abord les problèmes que posent des scalaires légers dans le MSSM ainsi que les avantages et inconvénients de scalaires très lourds. Nous introduirons ensuite la théorie effective à basse énergie, une fois que les degrés de liberté des scalaires auront été retirés du spectre. Le spectre de nouvelles particules de la théorie effective sera ensuite présenté : nous discuterons en particulier du calcul des masses du bosons de Higgs et des jauginos de spin $-\frac{1}{2}$, i.e. les charginos, neutralinos et gluinos, en incluant les corrections radiatives qui s'avèrent importantes et en relaxant l'hypothèse de masse unifiée des jauginos à très haute énergie. Les contraintes expérimentales sur l'espace

des paramètres du modèle seront ensuite imposées ; nous tiendrons compte des contraintes issues de la recherche des sparticules auprès des collisionneurs LEP et Tevatron, de la mesure de la densité relique cosmologique par le satellite WMAP et du temps de vie du gluino qui ne doit pas excéder l'âge de l'univers. Les modes de désintégration des particules SUSY et de Higgs seront finalement analysés avec un accent sur des canaux intéressants tels que la désintégration du Higgs en particules SUSY ou inversement et la désintégration de sparticules en boson de Higgs.

La troisième partie sera consacrée à la reconstruction des paramètres du MSSM avec des scalaires lourds auprès des collisionneurs. Nous choisirons deux points représentatifs de l'espace des paramètres du modèle, en supposant l'universalité de masses des jauginos à grande échelle et en imposant la contrainte que la densité cosmologique des neutralinos les plus légers soit compatible avec les mesures de WMAP. Nous analyserons ensuite les sections efficaces de production des sparticules et leur modes de détection au LHC. Les observables qui pourraient être mesurées au LHC seront ensuite étudiées : la masse du Higgs, les sections efficaces de production des jauginos ainsi que leurs différences de masses. Ces inputs seront ensuite utilisés pour remonter aux paramètres fondamentaux du modèle : les masses douces des jauginos M_1, M_2, M_3 , le paramètre μ , $\tan\beta$ et M_S . Nous verrons que dans certains cas, ces paramètres pourraient être reconstruits avec une bonne précision. Ensuite, nous étudierons les implications du MSSM avec des scalaires lourds au sein du l'accélérateur linéaire international (ILC). Nous allons choisir cinq points représentatifs, appartenant à différents scénarios avec et sans unification des masses des jauginos à l'échelle M_{GUT} . Nous commencerons par l'étude de la production et la détection des charginos et des neutralinos dans des collisions e^+e^- à des énergies de centre de masse de 500 GeV et de 1 TeV ; puis on analysera les possibilités que la machine offre pour la reconstruction des paramètres fondamentales de la théorie à base et à haute énergie. Pour quelques points, nous verrons que l'ILC est capable de remonter à ces paramètres avec une bonne précision.

La quatrième partie de ce mémoire sera consacrée aux particules de matière sombre, les WIMPs, et à l'étude de leurs propriétés fondamentales. Dans un premier temps, nous résumerons les principales caractéristiques de la détection directe de WIMPs via leurs interactions avec des noyaux ; la sensibilité de détection de ces particules dans l'expérience XÉNON ainsi que la reconstruction de leurs masses seront analysées. Nous étudierons ensuite la détection indirecte des WIMPs, via l'observation de certains des produits de leur annihilation ; la détection de leur annihilation en deux photons et dans l'expérience Fermi/GLAST seront résumés ainsi que la modélisation du bruit de fond galactique et la reconstruction de la masse des WIMPs. Nous commenterons ensuite sur la complémentarité entre les deux types de détection. Puis, la détection des WIMPs auprès des collisionneurs, en particulier du futur collisionneur électron-positron ILC, et la complémentarité avec la détection dans les expériences d'astroparticules sera discutée. Finalement, nous utiliserons les méthodes présentées de détection directe et indirecte de matière sombre

dans le cadre du MSSM avec des scalaires lourds. En effet, nous étudierons les régions de l'espace de paramètres qui peuvent être exclues après trois ans de prise de données par les expériences Xénon100 kg et Fermi/GLAST, puis nous résumerons les précisions qu'elles peuvent atteindre lors de la reconstruction de la masse de la LSP.

Une brève conclusion sera donnée dans une dernière partie. Finalement, des informations techniques mais importantes pour le travail décrit dans ce mémoire seront données dans quatre annexes. Dans l'annexe A, seront données les équations du groupe de renormalisation à l'ordre d'une boucle pour les couplages et paramètres de masse du MSSM avec des scalaires lourds. Dans l'annexe B, seront consignées les corrections radiatives pour les masses du Higgs, des neutralinos, des charginos et du gluino, formulées en termes des fonctions de Passarino-Veltman ; quelques aspects des deux schémas de renormalisation utilisés seront relevés. Dans l'annexe C seront brièvement présentés les différents types d'interaction entre les particules de matière sombre et les noyaux. Enfin, les fonctions spectrales pour l'annihilation entre deux particules de matière sombre seront présentées dans l'annexe D.

Chapitre 1

Introduction

1.1 Le Modèle Standard

Le Modèle Standard (MS) électrofaible a été proposé dans les années 1960 par Glashow, Salam et Weinberg [1, 2, 3] pour décrire de manière unifiée les interactions électromagnétique et faible des quarks et des leptons, les particules de matière de spin $-\frac{1}{2}$, via l'échange de particules de spin 1, les bosons de jauge W^\pm, Z ainsi que le photon γ . C'est une théorie de Yang-Mills [4] basée sur le groupe de symétrie de jauge $SU(2)_L \times U(1)_Y$ de l'isospin faible et de l'hypercharge, une sorte de généralisation de l'électrodynamique quantique, la théorie décrivant l'interaction électromagnétique basée sur la symétrie de jauge $U(1)_Q$. En plus de la symétrie de jauge, il fait appel au mécanisme de Higgs [5] pour briser spontanément la symétrie et générer de manière invariante de jauge les masses des particules, celles des fermions et celles des bosons de jauge W^\pm et Z de l'interaction faible. La symétrie de l'électromagnétisme médiée par le photon de masse nulle reste exacte.

Les interactions fortes entre les quarks de charges électriques $-\frac{1}{3}$ et $+\frac{2}{3}$ sont décrites par la chromodynamique quantique ou QCD [6], une autre théorie de Yang-Mills basée sur le groupe de jauge $SU(3)_C$. Les quarks apparaissent en trois couleurs et interagissent en échangeant des gluons non massifs de spin 1, colorés eux aussi. En vertu de la liberté asymptotique, la constante de couplage de l'interaction forte devient assez petite à des énergies plus grandes que le GeV, permettant ainsi d'avoir une approche perturbative qui mène à une théorie prédictive. Toutefois, les quarks et les gluons n'apparaissent pas en tant qu'états libres, mais sous forme d'états liés sans couleur et de charge électrique nulle ou entière, les hadrons tels que les protons et les neutrons.

Nous commencerons ce mémoire de thèse par brièvement décrire le Modèle Standard, son contenu en champs, ses interactions et le mécanisme de Higgs qui permet de générer les masses des particules. Nous résumerons aussi les insuffisances qui font que le modèle n'est considéré que comme une théorie effective, valable à basse énergies, et qu'une théorie plus fondamentale devrait prendre le relais à une échelle de l'ordre du TeV.

1.1.1 Champs et symétries du Modèle Standard

Champs de matière

Dans le Modèle Standard, il y a trois générations de fermions de chiralité gauche et droite pour les quarks et les leptons. Pour un champ f , ces deux composantes chirales sont définies selon

$$f_{L,R} = \frac{1}{2} (1 \pm \gamma_5) f \quad (1.1)$$

Les champs correspondant aux particules de chiralité gauche et droite sont, respectivement, dans des doublets et des singlets d'isospin. Le contenu en champs de matière est :

$$L_1 = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L, \quad L_2 = \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \nu^- \end{pmatrix}_L, \quad L_3 = \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L, \quad (1.2)$$

$$e_1 = e_R^-, \quad e_2 = \mu_R^-, \quad e_3 = \tau_R^-. \quad (1.3)$$

$$Q_1 = \begin{pmatrix} u \\ b \end{pmatrix}_L, \quad Q_2 = \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, \quad Q_3 = \begin{pmatrix} t \\ d \end{pmatrix}_L, \quad (1.4)$$

$$u_1 = u_R, \quad u_2 = c_R, \quad u_3 = t_R, \quad (1.5)$$

$$d_1 = d_R, \quad d_2 = s_R, \quad d_3 = b_R. \quad (1.6)$$

On remarquera que le MS ne comporte pas de composante droite pour le neutrino et sa composante gauche sera de masse nulle ; les petites masses des neutrinos devront donc être générées dans un cadre au delà du modèle.

L'isospin pour les fermions gauches et droits est donné par :

$$I_{fL}^3 = \begin{pmatrix} +\frac{1}{2} \\ -\frac{1}{2} \end{pmatrix}, \quad I_{fR}^3 = 0 \quad (1.7)$$

L'hypercharge faible Y_f du fermion f est définie en termes de l'isospin I_f^3 et de la charge électrique Q_f en unités de la charge du proton ($+e$), selon la relation

$$Y_f = Q_f - I_f^3. \quad (1.8)$$

Étant donné que les quarks de type 'up' ont une charge $+2/3$, ceux de type 'down' ont une charge $-1/3$, les leptons chargés ont une charge -1 et les neutrinos sont neutres, les hypercharges pour les champs de matière sont

$$Y_{Q_i} = \frac{1}{6}, \quad Y_{u_i} = \frac{2}{3}, \quad Y_{d_i} = -\frac{1}{3}, \quad Y_{L_i} = -\frac{1}{2}, \quad Y_{e_i} = -1. \quad (1.9)$$

De plus, les quarks et les leptons sont respectivement des triplets et des singlets sous le groupe de couleur $SU(3)_C$ de l'interaction forte. On pourra vérifier que

$$\sum_{\text{fermions}} Y_f^3 = 0, \quad (1.10)$$

ce qui assure l'annulation d'anomalies chirales [7] et en plus est un ingrédient nécessaire pour la renormalisabilité de la théorie [8].

Champs de jauge

Les champs de jauge correspondent à des bosons de jauge de spin 1 responsables de la médiation des interactions. Dans le secteur électrofaible, le champ B_μ correspond au générateur Y du groupe $U(1)_Y$ et les trois champs $W_\mu^{1,2,3}$ aux générateurs $T^{1,2,3}$ du groupe d'isospin $SU(2)_L$. Les générateurs T_2^a sont donnés par $T_2^a \equiv \frac{1}{2} \tau^a$, où les τ^a sont les matrices de Pauli qui décrivent les rotations :

$$\tau^1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \tau^2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \tau^3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad (1.11)$$

vérifiant les relations de commutation (ϵ^{abc} est le tenseur antisymétrique de Levi-Civita) :

$$[T_2^a, T_2^b] = i \epsilon^{abc} T_2^c. \quad (1.12)$$

Dans le secteur de l'interaction forte, les champs $G_\mu^{1\dots 8}$ correspondent aux huit gluons messagers de l'interaction. Les générateurs T_3^a du groupe $SU(3)_C$ sont définis à l'aide des matrices 3×3 de Gell-Mann, et obéissent à l'algèbre de Lie :

$$[T_3^a, T_3^b] = i f^{abc} T_3^c, \quad \text{Tr} [T_3^a T_3^b] = \frac{1}{2} \delta^{ab}, \quad (1.13)$$

où le tenseur f^{abc} correspond aux constantes de structure du groupe $SU(3)_C$.

Les tenseurs des champs de force sont définis par :

$$\begin{aligned} B_{\mu\nu} &= \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu, \\ W_{\mu\nu}^a &= \partial_\mu W_\nu^a - \partial_\nu W_\mu^a + g_2 \epsilon^{abc} W_\mu^b W_\nu^c, \\ G_{\mu\nu}^a &= \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a + g_3 f^{abc} G_\mu^b G_\nu^c, \end{aligned} \quad (1.14)$$

où g_1 , g_2 et g_3 sont respectivement les constantes de couplage des groupes $U(1)_Y$, $SU(2)_L$ et $SU(3)_C$. On remarquera que les champs de jauge de $SU(2)_L$ et $SU(3)_C$ ont des auto-interactions, un résultat de la nature non-abélienne de ces groupes ; le champ B_μ du groupe $U(1)_Y$ n'a pas d'auto-interaction, une situation similaire à celle du photon de l'interaction électromagnétique basée sur le groupe abélien $U(1)_Q$.

Interactions et lagrangien

Les champs de matière ont un couplage minimal aux champs de jauge via la dérivée covariante D_μ qui pour les quarks et les leptons est définie selon

$$\begin{aligned} D_\mu (Q_i, u_i, d_i) &= \left[\partial_\mu - i g_3 T_3^a G_\mu^a - i g_2 T_2^a W_\mu^a - i g_1 \frac{Y}{2} B_\mu \right] (Q_i, u_i, d_i), \\ D_\mu L_i &= \left[\partial_\mu - i g_2 T_2^a W_\mu^a - i g_1 \frac{Y}{2} B_\mu \right] L_i, \\ D_\mu e_i &= \left[\partial_\mu - i g_1 \frac{Y}{2} B_\mu \right] e_i. \end{aligned} \quad (1.15)$$

Cette dérivée covariante engendre un terme d'interaction entre les champs de fermions notés ψ et les champs de jauge V_μ de la forme

$$- g_i \bar{\psi} V_\mu \gamma^\mu \psi. \quad (1.16)$$

L'interaction est donc déterminée de manière minimale et unique une fois que le groupe de symétrie de jauge et la constante de couplage sont donnés.

Avant la brisure de la symétrie électrofaible, le lagrangien du MS est

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= -\frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G^{\mu\nu}_a - \frac{1}{4} W_{\mu\nu}^a W^{\mu\nu}_a - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \\ &+ i \bar{L}_i D_\mu \gamma^\mu L_i + i \bar{e}_i D_\mu \gamma^\mu e_i + i \bar{Q}_i D_\mu \gamma^\mu Q_i + i \bar{u}_i D_\mu \gamma^\mu u_i + i \bar{d}_i D_\mu \gamma^\mu d_i, \end{aligned} \quad (1.17)$$

Ce lagrangien est invariant sous les transformations locales pour les champs de matière

$$\begin{aligned} (Q_i, u_i, d_i)(x) &\rightarrow e^{i \alpha_3^a(x) T_3^a + i \alpha_2^a(x) T_2^a + i \alpha_1(x) Y} (Q_i, u_i, d_i)(x) \\ L_i(x) &\rightarrow e^{i \alpha_2^a(x) T_2^a + i \alpha_1(x) Y} L_i(x) \\ e_i(x) &\rightarrow e^{i \alpha_1(x) Y} e_i(x) \end{aligned} \quad (1.18)$$

et celles pour les champs de jauge :

$$\begin{aligned} G_\mu^a(x) &\rightarrow G_\mu^a(x) - \frac{1}{g_3} \partial_\mu \alpha_3^a(x) - \epsilon^{abc} \alpha_3^b G_\mu^c, \\ W_\mu^a(x) &\rightarrow W_\mu^a(x) - \frac{1}{g_2} \partial_\mu \alpha_2^a(x) - \epsilon^{abc} \alpha_2^b W_\mu^c, \\ B_\mu^a(x) &\rightarrow B_\mu^a(x) - \frac{1}{g_1} \partial_\mu \alpha_1(x). \end{aligned} \quad (1.19)$$

Dans le lagrangien de l'équation (1.17), on n'a incorporé aucune masse pour l'instant. En fait, l'addition d'un terme de masse, de la forme $\frac{1}{2} M_V^2 V_\mu V^\mu$, pour les bosons vecteurs

violerait explicitement l'invariance de jauge, eq. (1.19) ; ceci peut se voir dans le cas simple du champs B_μ où un terme de masse impliquerait :

$$\frac{1}{2}M_B^2 B_\mu B^\mu \rightarrow \frac{1}{2}M_B^2 \left(B_\mu - \frac{1}{g_1} \partial_\mu \alpha_1 \right) \left(B^\mu - \frac{1}{g_1} \partial^\mu \alpha_1 \right) \neq \frac{1}{2}M_B^2 B_\mu B^\mu. \quad (1.20)$$

De plus, un terme de masse pour un fermion dont le champ est noté ψ serait de la forme

$$m_f \bar{\psi} \psi = m_f \bar{\psi} \left(\frac{1}{2}(1 - \gamma_5) + \frac{1}{2}(1 + \gamma_5) \right) \psi = -m_f (\bar{\psi}_R \psi_L + \bar{\psi}_L \psi_R) \quad (1.21)$$

et n'est pas invariant sous la symétrie d'isospin, puisque les fermions gauches sont dans des doublets et les fermions droits dans des singlets.

Le mécanisme de Higgs [5] propose un moyen d'engendrer des masses pour les fermions et les bosons vecteurs en brisant spontanément la symétrie électrofaible.

1.1.2 Le mécanisme de Higgs

Afin de générer des masses pour les quarks, les leptons chargés ainsi que celles des bosons vecteurs Z et W^\pm de l'interaction faible, on introduit le champ scalaire complexe Φ , doublet de $SU(2)_L$ avec une hypercharge faible $Y_\Phi = +1$ [9]

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}, \quad (1.22)$$

La densité lagrangienne, invariante sous $SU(2)_L \times U(1)_Y$, est donnée par

$$\mathcal{L}_H = (D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) - \mu^2 \Phi^\dagger \Phi - \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2, \quad (1.23)$$

où la dérivé covariante D_μ s'écrit :

$$D_\mu \Phi = \left[\partial_\mu - i g_2 T_2^a W_\mu^a - i g_1 \frac{Y}{2} B_\mu \right] \Phi, \quad (1.24)$$

Pour un terme de masse $\mu^2 < 0$, la composante neutre du doublet Φ développe une valeur moyenne non-nulle dans le vide (vev)

$$\langle \Phi \rangle_0 = \langle 0 | \Phi | 0 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \quad \text{avec} \quad v \equiv \sqrt{-\frac{\mu^2}{\lambda}}. \quad (1.25)$$

On remarquera que la composante chargée du champs Φ ne doit pas prendre une vev afin de conserver l'invariance sous le groupe $U(1)_Q$ de l'électromagnétisme.

Il est possible de faire une expansion du champ Φ aux alentours du minimum v en termes des champs réels $\theta_{1,2,3}$ et H . Au premier ordre on aura :

$$\Phi = \begin{pmatrix} \theta_2 + i\theta_1 \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v+H) - i\theta_3 \end{pmatrix} = e^{i\theta_a \tau^a} \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v+H) \end{pmatrix}. \quad (1.26)$$

A ce stade, on peut utiliser la liberté que nous confère l'invariance de jauge et se placer dans la jauge unitaire en faisant une transformation de jauge du groupe $SU(2)_L$ sur Φ . Ceci permet d'éliminer les degrés de liberté $\theta_{1,2,3}$ qui deviennent non physiques :

$$\Phi(x) \rightarrow e^{-i\theta_a(x)\tau^a} \Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v+H \end{pmatrix}. \quad (1.27)$$

Dans la jauge unitaire, le terme cinétique du champ Φ prend la forme

$$\begin{aligned} (D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) &= \left| \left(\partial_\mu - i g_2 \frac{\tau^a}{2} W_\mu^a - \frac{i}{2} g_1 B_\mu \right) \Phi \right|^2 \\ &= \frac{1}{2} (\partial_\mu H)^2 + \frac{1}{8} g_2^2 (v+H)^2 |W_\mu^1 + i W_\mu^2|^2 + \frac{1}{8} (v+H)^2 |g_2 W_\mu^3 - g_1 B_\mu|^2. \end{aligned} \quad (1.28)$$

Si l'on définit les champs de jauge physiques W_μ^\pm , Z_μ et A_μ

$$W_\mu^\pm \equiv \frac{1}{2} (W_\mu^1 \mp i W_\mu^2), \quad Z_\mu \equiv \frac{g_2 W_\mu^3 - g_1 B_\mu}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}}, \quad A_\mu \equiv \frac{g_2 W_\mu^3 + g_1 B_\mu}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}}, \quad (1.29)$$

l'équation (1.28) peut se réécrire de la forme

$$|D_\mu \Phi|^2 = \frac{1}{2} (\partial_\mu H)^2 + M_W^2 W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{1}{2} M_Z^2 Z_\mu Z^\mu + \frac{1}{2} M_A^2 A_\mu A^\mu, \quad (1.30)$$

où les masses pour les bosons vecteurs seront données par

$$M_W = \frac{v g_2}{2}, \quad M_Z = \frac{v}{2} \sqrt{g_2^2 + g_1^2}, \quad M_A = 0. \quad (1.31)$$

Le symétrie de jauge $SU(2)_L \times U(1)_Y$ n'est plus apparente : elle a été spontanément brisée et la seule symétrie résiduelle est celle de l'électromagnétisme $U(1)_Q$. Trois des degrés de liberté du champs Φ ont été absorbés par les bosons vecteurs W^\pm et Z pour acquérir leur composantes longitudinales et donc leurs masses. Le photon A est toujours non massif en vertu de la symétrie $U(1)_Q$ non brisée qui le protège.

La masse des fermions peut être engendrée par le même champ Φ et par son conjugué $\tilde{\Phi} \equiv i \tau^2 \Phi^*$ qui a une hypercharge faible $Y_{\tilde{\Phi}} = -1$. On introduit le lagrangien de Yukawa, invariant sous $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$

$$\mathcal{L}_F = -\lambda_{e_i} \bar{L} \Phi e_i - \lambda_{d_i} \bar{Q} \Phi d_i - \lambda_{u_i} \bar{Q} \tilde{\Phi} u_i + c.h. \quad (1.32)$$

Après que le champ Φ ait acquis une vev et en se plaçant toujours dans la jauge unitaire équation (1.27), le lagrangien précédent peut se réécrire sous la forme

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_F = & -\frac{\lambda_{e_i}}{\sqrt{2}} H e_{iL} e_{iR} - \frac{\lambda_{d_i}}{\sqrt{2}} H d_{iL} d_{iR} - \frac{\lambda_{u_i}}{\sqrt{2}} H u_{iL} u_{iR} \\ & -m_{e_i} \bar{e}_{iL} e_{iR} - m_{d_i} \bar{d}_{iL} d_{iR} - m_{u_i} \bar{u}_{iL} u_{iR} + c.h. \end{aligned} \quad (1.33)$$

Les masses pour les fermions sont alors identifiés aux termes :

$$m_{e_i} = \frac{\lambda_{e_i} v}{\sqrt{2}}, \quad m_{d_i} = \frac{\lambda_{d_i} v}{\sqrt{2}}, \quad m_{u_i} = \frac{\lambda_{u_i} v}{\sqrt{2}}. \quad (1.34)$$

En résumé, avec le même doublet de champs scalaires de Higgs Φ , nous avons pu générer les masses des bosons vecteurs de l'interaction faible W^+ , W^- et Z ainsi que celles de tous les fermions chargés, tout en préservant la symétrie électrofaible de départ qui est toutefois cachée, puisque le vide n'est pas symétrique. Des quatre degrés de liberté initiaux du champs complexe Φ , après que trois aient été absorbés par W^\pm et Z , le degré de liberté résiduel va correspondre à une nouvelle particule scalaire, le boson de Higgs.

1.1.3 Le boson de Higgs

Pour ce qui est des propriétés du boson de Higgs, sa masse et ses interactions proviennent de la partie du potentiel scalaire du lagrangien de l'équation (1.23), $V(\Phi) = \mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2$. Après la brisure de la symétrie et la substitution $\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v+H \end{pmatrix}$, et en utilisant la relation $v^2 = -\mu^2/\lambda$, on obtient le lagrangien contenant le champ H de Higgs :

$$\mathcal{L}_H = \frac{1}{2} (\partial^\mu H)^2 - \lambda v^2 H^2 - \lambda v H^3 - \frac{\lambda}{4} H^4. \quad (1.35)$$

A partir de ce lagrangien, on voit tout de suite que la masse du Higgs est donnée par :

$$M_H^2 = 2\lambda v^2. \quad (1.36)$$

Les auto-interactions du champ H , résiduelles de celles du champ initial Φ sont aussi données par les couplages,

$$g_{H^3} = 3 \frac{M_H^2}{v}, \quad g_{H^4} = 3 \frac{M_H^2}{v^2}. \quad (1.37)$$

Pour ce qui est des couplages du boson de Higgs aux bosons de jauge et aux fermions, ils sont contenus dans la même partie du lagrangien qui contient les termes de masse de ces particules. En effet, les termes bilinéaires dans les champs de ces particules (qui

donnent les masses) et les termes trilineaires avec un champ H (qui donnent l'interaction avec le Higgs) apparaissent toujours sous la forme :

$$\mathcal{L}_{M_V} \sim M_V^2 \left(1 + \frac{H}{v}\right)^2, \quad \mathcal{L}_{m_f} \sim -m_f \left(1 + \frac{H}{v}\right). \quad (1.38)$$

On obtient donc très simplement les couplages du Higgs aux bosons de jauge et aux fermions

$$g_{Hff} = \frac{m_f}{v}, \quad g_{HVV} = -2\frac{M_V^2}{v}, \quad g_{HHVV} = -2\frac{M_V^2}{v^2}. \quad (1.39)$$

Tous ces paramètres dépendent de la valeur moyenne non-nulle dans le vide v . Celle-ci est en fait reliée à la constante de Fermi de l'interaction faible G_F , déterminée de façon précise dans la mesure du temps de vie du muon par exemple, ou encore à la masse du boson W ,

$$M_W = \frac{1}{2}g_2 v = \left(\frac{\sqrt{2}g^2}{8G_F}\right)^{1/2} \Rightarrow v = \frac{1}{(\sqrt{2}G_F)^{1/2}} \simeq 246 \text{ GeV}. \quad (1.40)$$

Le seul paramètre libre du MS, puisque les masses des fermions et des bosons de jauge ont été mesurées, est donc la masse du boson de Higgs M_H .

1.1.4 Vertus et problèmes du modèle

Le Modèle Standard est une des théories les mieux vérifiées en physique puisque des mesures de très haute précision, faites auprès des collisionneurs LEP, SLC et Tevatron, l'ont validé au millième près [10]. Du point de vue théorique, le modèle qui est une théorie quantique et relativiste des champs, combinant esthétique, grâce à l'invariance de jauge qui détermine de manière univoque les interactions, minimalité puisqu'un seul paramètre du modèle est encore inconnu, la masse du Higgs, et prédictivité puisque la théorie est perturbative, unitaire et renormalisable, ce qui permet des prédictions à n'importe quel ordre de perturbation, en incluant les corrections quantiques.

Il reste encore à valider le secteur scalaire, responsable de la brisure spontanée de la symétrie électrofaible et de la génération des masses des particules. Ce secteur a été testé indirectement dans les expériences de haute précision puisque les composantes longitudinales des bosons Z et W^\pm dont les propriétés ont été déterminées de manière précise font aussi partie de ce secteur scalaire. Mais le test crucial viendrait de l'observation du boson de Higgs. La découverte de cette particule et la détermination de ses propriétés est le premier enjeu des collisionneurs à haute énergie et, en particulier, du LHC.

Malgré tous ses succès, le MS est néanmoins considéré comme imparfait. Tout d'abord il a un trop grand nombre de paramètres, 19, qui ne sont pas fixés par la théorie mais

utilisés comme inputs expérimentaux. Il n'explique pas la prolifération des fermions et leur spectre de masse (en particulier la hiérarchie de masse qui fait que le quark top soit beaucoup plus lourd que l'électron) et ne dit rien sur la masse observée des neutrinos par exemple. De plus, il ne fait pas intervenir la quatrième interaction de la nature, la gravitation, même si son intensité est trop faible pour jouer un rôle aux échelles d'énergie présentement accessibles.

Tous ces problèmes font penser que le MS n'est qu'une théorie effective, valable seulement aux énergies déjà testées expérimentalement, d'une théorie plus complète et plus fondamentale, pouvant régler les insuffisances mentionnées plus haut. Au moins trois problèmes du MS demandent à ce que cette nouvelle théorie fondamentale se manifeste à l'échelle du TeV et nous résumons ci dessous les raisons.

Le problème de hiérarchie

Comme discuté dans le résumé, lors du calcul des corrections radiatives à la masse du boson de Higgs du MS, il y a apparition de divergences quadratiques en Λ , l'échelle ultraviolette de coupure jusqu'à laquelle le MS est valide et à partir de laquelle une nouvelle physique devrait entrer en jeu.

Si l'on considère uniquement les corrections données par N_f fermions de masse m_f ayant un couplage de Yukawa $\lambda_f = \sqrt{2}m_f/v$, et si l'on suppose qu'ils sont suffisamment lourds pour pouvoir négliger les moments externes, la masse du boson de Higgs à l'ordre d'une boucle est donnée par :

$$M_H^2 = m_H^2 + \frac{N_f \lambda_f^2}{8\pi^2} \left[-\Lambda^2 + 6m_f^2 \log \frac{\Lambda}{m_f} - 2m_f^2 \right] + \mathcal{O}\left(\frac{1}{\Lambda^2}\right), \quad (1.41)$$

où l'on note par m_H la masse du boson de Higgs à l'ordre des arbres et par M_H la masse à l'ordre d'une boucle. On remarque explicitement que ces corrections sont proportionnelles à Λ^2 et donc, la masse du boson de Higgs qui doit être de l'ordre de l'échelle électrofaible, $v \sim 250$ GeV, aura tendance à être plutôt de l'ordre de la grande échelle Λ qui serait par exemple l'échelle de grande unification $M_{\text{GUT}} \sim 10^{16}$ GeV : c'est le problème de hiérarchie [11].

Unification des couplages de jauge

Dans le Modèle Standard, les interactions électromagnétique, faible et forte sont décrites par trois groupes de symétrie distincts avec des constantes de couplage différentes. Les trois interactions ne sont donc pas unifiées au sens strict du terme. Toutefois les trois groupes formant $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$, peuvent être des sous-groupes d'une symétrie plus grande, par exemple $SU(5)$ ou $SO(10)$, qui se brise à très haute énergie pour donner celle du MS. Pour qu'il y ait unification, il faudrait que l'évolution des trois constantes de couplage fasse qu'elles aient une même valeur à cette grande échelle.

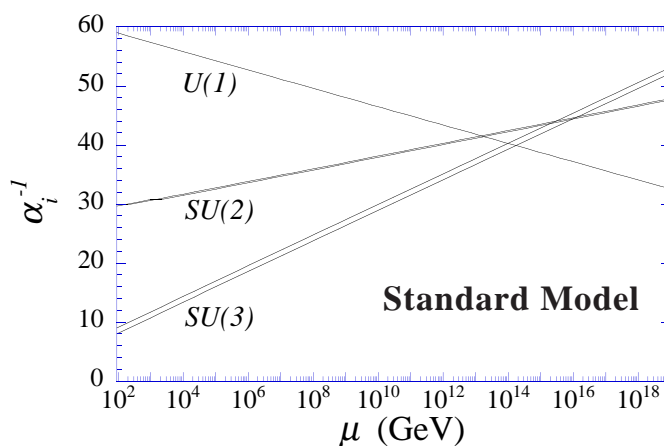


FIG. 1.1 – Évolution des constantes de couplages de jauge dans le Modèle Standard. Les effets des corrections à une et deux boucles sont inclus [12].

Les équations du groupe de renormalisation (RGE) qui décrivent l'évolution des constantes de couplage g_1 , g_2 et g_3 sont données à l'ordre d'une boucle par :

$$\beta_a \equiv \frac{d}{dt} g_a = \frac{1}{16 \pi^2} b_a g_a^3, \quad (1.42)$$

où $t \equiv \log Q$, Q étant l'échelle de renormalisation et les coefficients b_a sont définis par

$$(b_1, b_2, b_3) = (41/10, -19/6, -7) \quad (1.43)$$

La normalisation de g_1 a été choisie pour être en accord avec la dérivée covariante du groupe de grande unification de $SO(10)$ ou $SU(5)$: $g_1 = \sqrt{5/3} g'$, et $g_2 = g$. Les RGE de l'équation 1.42 peuvent être reformulées en termes de la quantité $\alpha_a \equiv g_a^2/(4\pi)$:

$$\beta_a = \frac{d}{dt} \alpha_a^{-1} = -\frac{b_a}{2\pi}. \quad (1.44)$$

La figure 1.1 compare l'évolution des α_a^{-1} , à l'ordre de deux boucles, pour le MS. On voit bien que les trois couplages n'atteignent pas de valeur unique à grande échelle et qu'il n'y a donc pas de vraie unification des couplages de jauge dans le modèle.

Matière sombre

Des mesures récentes du fond diffus cosmologique faites par le satellite WMAP [13], montrent que la matière baryonique lumineuse ne forme que $\sim 5\%$ de la matière de l'univers. La majeure proportion est en fait formée d'énergie sombre et une grande partie, $\sim 23\%$, de matière sombre ; figure 1.2. Cette matière correspondrait à une particule électriquement neutre, faiblement interagissante et absolument stable. Pour expliquer la

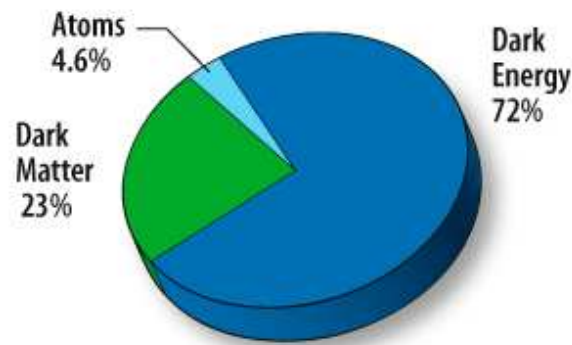


FIG. 1.2 – Proportion relative des constituants de l'univers actuel.

formation de grandes structures telles que les amas de galaxies, cette particule doit en outre être relativement massive. Ceci sera plus amplement discuté dans la section 1.3.

Nous avons donc besoin d'une particule neutre, massive, faiblement interagissante et stable pour pouvoir expliquer les mesures astrophysiques. Dans le MS, l'unique particule stable et neutre qui pourrait être responsable de l'abondance relique de matière sombre est le neutrino. Néanmoins, sa très faible masse pose des problèmes lors de la formation de grands structures comme les amas de galaxies. Le modèle n'offre donc pas de candidat pour une telle particule et ne peut résoudre le problème de la matière sombre.

Une solution à ces trois problèmes cruciaux [14, 15, 16, 17] est donnée par les théories supersymétriques qui sont discutées dans la section qui suit.

1.2 La Supersymétrie

1.2.1 Algèbre supersymétrique et superespace

Pour une description réaliste des interactions des particules élémentaires, la matrice S doit posséder plusieurs symétries :

- Invariance de Poincaré sous les translations et les rotations de Lorentz ; les générateurs de ces transformations notés respectivement P_μ et $M_{\mu\nu}$, vérifient l'algèbre :

$$\begin{aligned} [P_\mu, P_\nu] &= 0, \\ [P_\mu, M_{\rho\sigma}] &= i(\eta_{\mu\rho} P_\sigma - \eta_{\mu\sigma} P_\rho), \\ [M_{\mu\nu}, M_{\rho\sigma}] &= i(\eta_{\nu\rho} M_{\mu\sigma} - \eta_{\nu\sigma} M_{\mu\rho} - \eta_{\mu\rho} M_{\nu\sigma} + \eta_{\mu\sigma} M_{\nu\rho}). \end{aligned} \quad (1.45)$$

$\eta_{\mu\nu}$ correspond au tenseur métrique plat de signature $(-, +, +, +)$.

- Invariance sous des symétries internes en relation avec un nombre quantique conservé comme la charge électrique ou l'isospin. Les générateurs T^a de ces symétries internes sont des scalaires de Lorentz et forment un groupe de Lie avec des constantes de structure C^{abc} :

$$\begin{aligned} [T^a, P_\mu] &= 0 \\ [T^a, M_{\mu\nu}] &= 0 \\ [T^a, T^b] &= i C^{abc} T^c \end{aligned} \quad (1.46)$$

A la fin des années 1960, Coleman et Mandula [18] démontrèrent que les symétries précédentes sont les seules symétries continues que peut admettre la matrice S . Cela est vrai si l'on suppose une algèbre contenant uniquement des commutateurs. Néanmoins, en 1975, Haag, Lopuszanski et Sohnius [19] montrèrent qu'il n'était pas indispensable de n'avoir que des commutateurs dans l'algèbre : une algèbre de Lie graduée, contenant des commutateurs et des anticommutateurs, est tout à fait acceptable. De plus, ils établirent que l'algèbre de supersymétrie est la seule algèbre de Lie graduée compatible avec les symétries de la matrice S .

L'algèbre supersymétrique la plus générale doit contenir le générateur des translations, P_μ , celui des rotations, $M_{\mu\nu}$, et un certain nombre \mathcal{N} de générateurs de symétries internes Q^A . Même si \mathcal{N} peut valoir 1, 2, 4 ou 8, dans cette analyse on se restreindra désormais au cas $\mathcal{N} = 1$ car c'est l'unique cas dans lequel la théorie dispose de fermions chiraux. Ces générateurs sont des spineurs de Weyl à deux composantes Q_α et $\bar{Q}_{\dot{\alpha}}$, avec $\alpha, \dot{\alpha} = 1, 2$.

L'algèbre de ces générateurs est [20] :

$$\begin{aligned}
\{Q_\alpha, \bar{Q}_\beta\} &= 2 \sigma_{\alpha\beta}^\mu P_\mu, \\
\{Q_\alpha, Q_\beta\} &= \{\bar{Q}_\alpha, \bar{Q}_\beta\} = 0, \\
[Q_\alpha, P_\mu] &= [\bar{Q}_\alpha, P_\mu] = 0, \\
[Q_\alpha, M_{\mu\nu}] &= \frac{1}{2} (\sigma_{\mu\nu})_\alpha^\beta Q_\beta, \\
[\bar{Q}_\alpha, M_{\mu\nu}] &= -\frac{1}{2} \bar{Q}_\beta (\sigma_{\mu\nu})_{\dot{\alpha}}^{\dot{\beta}}.
\end{aligned} \tag{1.47}$$

D'après la première équation, on constate que les générateurs Q et \bar{Q} ont une dimension de masse $1/2$. Les $\sigma_{\mu\nu} \equiv \frac{1}{4} (\sigma_\mu \bar{\sigma}_\nu - \sigma_\nu \bar{\sigma}_\mu)$ de l'équation (1.47) sont les générateurs du groupe $SL(2, \mathbb{C})$. Les opérateurs Q_α et $\bar{Q}_{\dot{\alpha}}$ appartiennent respectivement aux représentations $(1/2, 0)$ et $(0, 1/2)$ du groupe de Lorentz : Q_α se transforme comme un spineur de Weyl gauche, $\bar{Q}_{\dot{\alpha}}$ comme un spineur droit.

Pour un champ ϕ , une transformation supersymétrique infinitésimale de paramètres grassmanniens θ et $\bar{\theta}$ s'écrit

$$\delta_\theta \phi = (\theta^\alpha Q_\alpha + \bar{\theta}_{\dot{\alpha}} \bar{Q}^{\dot{\alpha}}) \phi. \tag{1.48}$$

Une description compacte de la supersymétrie requière l'introduction du *superespace*. Celui-ci contient, outre les quatre coordonnées de l'espace-temps, deux coordonnées spinorielles (de Grassmann) θ^α et $\bar{\theta}^{\dot{\alpha}}$, qui vérifient les relations d'anticommutation :

$$\{\theta^\alpha, \theta^\beta\} = \{\bar{\theta}^{\dot{\alpha}}, \bar{\theta}^{\dot{\beta}}\} = \{\theta^\alpha, \bar{\theta}^{\dot{\beta}}\} = 0. \tag{1.49}$$

Les points du superespace sont caractérisés par les coordonnées $(x^\mu, \theta^\alpha, \bar{\theta}^{\dot{\alpha}})$. Une transformation supersymétrique globale dans le superespace est définie par :

$$G(x^\mu, \theta, \bar{\theta}) = \exp[i(-x^\mu P_\mu + \theta Q + \bar{\theta} \bar{Q})]. \tag{1.50}$$

Cette équation suppose que θ et $\bar{\theta}$ ont une dimension $-1/2$. La loi de composition des translations dans le superespace s'écrit :

$$G(x^\mu, \theta, \bar{\theta}) G(y^\mu, \zeta, \bar{\zeta}) = G(x^\mu + y^\mu + i \zeta \sigma^\mu \bar{\theta} - i \theta \sigma^\mu \bar{\zeta}, \theta + \zeta, \bar{\theta} + \bar{\zeta}). \tag{1.51}$$

En particulier, si l'on compose deux transformations supersymétriques dont l'une n'altère pas l'espace-temps, on a

$$G(0, \zeta, \bar{\zeta}) G(x^\mu, \theta, \bar{\theta}) = G(x^\mu + i \theta \sigma^\mu \bar{\zeta} - i \zeta \sigma^\mu \bar{\theta}, \theta + \zeta, \bar{\theta} + \bar{\zeta}). \tag{1.52}$$

L'équation (1.52) permet de définir une représentation différentielle des opérateurs Q_α et $\bar{Q}_{\dot{\alpha}}$:

$$\begin{aligned} Q_\alpha &= \frac{\partial}{\partial \theta^\alpha} - i (\sigma^\mu)_{\alpha\dot{\alpha}} \bar{\theta}^{\dot{\alpha}} \partial_\mu, \\ \bar{Q}_{\dot{\alpha}} &= \frac{\partial}{\partial \bar{\theta}^{\dot{\alpha}}} - i \theta^\alpha (\sigma^\mu)_{\alpha\dot{\alpha}} \partial_\mu, \end{aligned} \quad (1.53)$$

avec $P_\mu \equiv -i \partial_\mu$. On peut définir des dérivées covariantes de la forme :

$$\begin{aligned} D_\alpha &= \frac{\partial}{\partial \theta^\alpha} + i (\sigma^\mu)_{\alpha\dot{\alpha}} \bar{\theta}^{\dot{\alpha}} \partial_\mu, \\ \bar{D}_{\dot{\alpha}} &= -\frac{\partial}{\partial \bar{\theta}^{\dot{\alpha}}} - i \theta^\alpha (\sigma^\mu)_{\alpha\dot{\alpha}} \partial_\mu. \end{aligned} \quad (1.54)$$

Il est important de noter que ces charges et ces dérivées covariantes anticommulent

$$\{D, Q\} = \{\bar{D}, Q\} = \{D, \bar{Q}\} = \{\bar{D}, \bar{Q}\} = 0. \quad (1.55)$$

1.2.2 Les superchamps

On peut maintenant définir les *superchamps* $f(x, \theta, \bar{\theta})$ comme étant des fonctions sur le superspace. Un superchamp peut être développé en puissances des coordonnées θ et $\bar{\theta}$. La série va être tronquée grâce à la nature grassmannienne de ces variables. Ainsi, les termes carrés ou d'ordre supérieur en θ^α ou $\bar{\theta}_{\dot{\alpha}}$ seront nuls :

$$\begin{aligned} f(x, \theta, \bar{\theta}) &= z(x) + \theta \phi(x) + \bar{\theta} \bar{\chi}(x) + \theta \theta m(x) + \bar{\theta} \bar{\theta} n(x) \\ &+ \theta \sigma^\mu \bar{\theta} A_\mu(x) + \theta \theta \bar{\theta} \bar{\lambda}(x) + \bar{\theta} \bar{\theta} \theta \psi(x) + \theta \theta \bar{\theta} \bar{\theta} d(x), \end{aligned} \quad (1.56)$$

avec $\theta\theta \equiv \theta^a \theta_a = \theta^a \epsilon_{ab} \theta^b$ et $\bar{\theta}\bar{\theta} \equiv \bar{\theta}_{\dot{a}} \bar{\theta}^{\dot{a}} = \bar{\theta}_{\dot{a}} \epsilon^{\dot{a}\dot{b}} \bar{\theta}_{\dot{b}}$, où ϵ est un tenseur antisymétrique défini par $\epsilon^{12} = \epsilon_{21} = 1$. Le superchamp f ne doit pas être considéré comme un champ physique ; il s'agit d'une représentation de l'algèbre de supersymétrie dont l'ensemble des composantes forme un multiplet supersymétrique. Néanmoins, ces composantes peuvent avoir une signification physique.

Le superchamp f contient des champs bosoniques (z, m, n, A_μ, d) et fermioniques ($\phi, \chi, \lambda, \psi$). La dimension de z est la même que celle du superchamp f . Les dimensions des autres composantes augmentent progressivement avec la puissance de θ et $\bar{\theta}$ jusqu'à $[f] + 2$ pour de champ d . Le superchamp le plus général, tel qu'il est défini dans l'équation (1.56) est une représentation réductible de la supersymétrie. On souhaite maintenant construire des représentations irréductibles en imposant des contraintes sur f .

Le superchamp chiral

Le superchamp chiral tire son nom de la nature chirale des fermions du modèle standard. On a donc besoin d'un superchamp qui contient deux degrés de liberté fermioniques pour décrire les composantes gauche (ou droite) d'un fermion du MS. Les superchamps chiraux gauches Φ sont, par définition, ceux qui satisfont la condition

$$\bar{D}_{\dot{\alpha}}\Phi = 0. \quad (1.57)$$

Si on définit la coordonnée bosonique $y^\mu \equiv x^\mu + i\theta\sigma^\mu\bar{\theta}$, on remarque que $\bar{D}_{\dot{\alpha}}y^\mu = \bar{D}_{\dot{\alpha}}\theta = 0$ et ainsi le superchamp chiral peut s'écrire comme

$$\Phi(y, \theta) = z(y) + \sqrt{2}\theta\psi(y) + \theta\theta F(y). \quad (1.58)$$

Si Φ est de dimension 1, z sera un champ scalaire complexe physique, ψ un spineur de Weyl gauche et F un champ auxiliaire de dimension 2. L'équation (1.58) peut être réécrite sous la forme

$$\begin{aligned} \Phi(x, \theta, \bar{\theta}) &= z(x) + i\theta\sigma^\mu\bar{\theta}\partial_\mu z(x) + \frac{1}{4}\theta\theta\bar{\theta}\bar{\theta}\square z(x) \\ &+ \sqrt{2}\theta\psi(x) - \frac{i}{\sqrt{2}}\theta\theta\partial_\mu\psi(x)\sigma^\mu\bar{\theta} + \theta\theta F(x). \end{aligned} \quad (1.59)$$

Par ailleurs, on peut montrer que le produit de deux champs chiraux est aussi un champ chiral. En particulier, on s'intéresse aux composantes $\theta\theta$ qui sont invariantes sous les transformations de supersymétrie.

$$\begin{aligned} \Phi_i\Phi_j|_{\theta\theta} &= z_i F_j + z_j F_i - \psi_i\psi_j, \\ \Phi_i\Phi_j\Phi_k|_{\theta\theta} &= z_i z_j F_k + z_k z_i F_j + z_j z_k F_i - \psi_i\psi_j z_k - \psi_k\psi_i z_j - \psi_j\psi_k z_i. \end{aligned} \quad (1.60)$$

De la même façon que dans l'équation (1.57), on peut définir des superchamps antichiraux droits comme étant ceux qui satisfont

$$D_\alpha\Phi^\dagger = 0. \quad (1.61)$$

On a donc que

$$\Phi^\dagger(y^\dagger, \bar{\theta}) = z^*(y^\dagger) + \sqrt{2}\bar{\theta}\bar{\psi}(y^\dagger) + \bar{\theta}\bar{\theta}F^*(y^\dagger). \quad (1.62)$$

Le produit d'un champ chiral et d'un champ antichiral possède une caractéristique intéressante : sa composante $\theta\theta\bar{\theta}\bar{\theta}$ contient les termes cinétiques des champs z et ψ

$$\Phi_i\Phi_j^\dagger|_{\theta\theta\bar{\theta}\bar{\theta}} = F_i F_j^* + z_i^* \square z_j - \frac{i}{2}(\psi_i\sigma^\mu\partial_\mu\bar{\psi}_j - \partial_\mu\psi_i\sigma^\mu\bar{\psi}_j). \quad (1.63)$$

De plus, sous des transformations supersymétriques cette composante se transforme comme une dérivée totale et est donc invariante sous ces transformations.

En utilisant les expressions (1.63) et (1.60) on peut construire le lagrangien renormalisable le plus général comportant uniquement des champs chiraux

$$\mathcal{L} = \Phi_i^\dagger \Phi^i \Big|_{\theta\theta\bar{\theta}\bar{\theta}} + \left[\lambda_i \Phi^i + \frac{m_{ij}}{2} \Phi^i \Phi^j + \frac{g_{ijk}}{2} \Phi^i \Phi^j \Phi^k + c.h. \right]_{\theta\theta}. \quad (1.64)$$

Le premier facteur correspond aux termes cinétiques, les suivants à la composante $\theta\theta$ du *superpotentiel* W :

$$W(\Phi^i) = \lambda_i \Phi^i + \frac{m_{ij}}{2} \Phi^i \Phi^j + \frac{g_{ijk}}{2} \Phi^i \Phi^j \Phi^k. \quad (1.65)$$

Le superpotentiel est une fonction holomorphe des superchamps Φ^i . En composantes, le lagrangien s'écrit

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & i \partial_\mu \bar{\psi}_i \bar{\sigma}^\mu \psi^i + F_i^* F^i + z_i^* \square z^i \\ & + \left[\lambda_i F^i + m_{ij} \left(z^i F^j - \frac{1}{2} \psi^i \psi^j \right) + g_{ijk} \left(z^i z^j F^k - \psi^i \psi^j z^k \right) + c.h. \right]. \end{aligned} \quad (1.66)$$

Les champs auxiliaires F et F^* peuvent être intégrés en utilisant leurs équations du mouvement

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial F^*} = 0 \quad \text{et} \quad \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial F} = 0. \quad (1.67)$$

Il en résulte une expression de \mathcal{L} , uniquement en fonction des champs dynamiques z et ψ

$$\mathcal{L} = i \partial_\mu \bar{\psi}_i \bar{\sigma}^\mu \psi^i + z_i^* \square z^i + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 W}{\partial z^i \partial z^j} \psi^i \psi^j + c.h. \right) - \mathcal{V}(z, z^*), \quad (1.68)$$

où $\mathcal{V}(z, z^*) \equiv F_i^* F^i$ est le potentiel scalaire. Ce potentiel est manifestement défini positif : c'est une conséquence de la supersymétrie. Le minimum correspond donc à $F^i \geq 0$.

Le superchamp vectoriel

Afin de décrire les bosons de jauge du modèle standard, on introduit les superchamps vectoriels, définis par la condition d'auto-conjugaison

$$V(x, \theta, \bar{\theta}) = V^\dagger(x, \theta, \bar{\theta}). \quad (1.69)$$

En composantes, d'après l'équation (1.56) un champ vectoriel se réduit à

$$\begin{aligned} V(x, \theta, \bar{\theta}) = & C(x) + i \theta \chi(x) - i \bar{\theta} \bar{\chi}(x) - \theta \sigma^\mu \bar{\theta} v_\mu(x) \\ & + \frac{i}{2} \theta\theta [M(x) + i N(x)] - \frac{i}{2} \bar{\theta}\bar{\theta} [M(x) - i N(x)] \\ & + i \theta\theta\bar{\theta} \left[\bar{\lambda}(x) + \frac{i}{2} \bar{\sigma}^\mu \partial_\mu \chi(x) \right] - i \bar{\theta}\bar{\theta}\theta \left[\lambda(x) + \frac{i}{2} \sigma^\mu \partial_\mu \bar{\chi}(x) \right] \\ & + \frac{1}{2} \theta\theta\bar{\theta}\bar{\theta} \left[D(x) + \frac{1}{2} \square C(x) \right]; \end{aligned} \quad (1.70)$$

les champs C , M , N , D et v_μ sont réels. On remarque que le superchamp vectoriel présente une invariance de jauge. Le nombre de degrés de liberté peut être réduit considérablement en choisissant une jauge. La jauge de Wess-Zumino [21], qui est une généralisation de la jauge unitaire habituelle, est de la forme

$$V \rightarrow V + \Phi + \Phi^\dagger; \quad (1.71)$$

où Φ est un superchamp chiral non physique qui peut être ajusté pour annuler C , M , N et χ . Ce choix implique aussi que les champs λ et D sont invariants de jauge et que le vecteur v_μ se transforme comme dans le cas non supersymétrique :

$$v_\mu \rightarrow v_\mu - i \partial_\mu (z - z^*). \quad (1.72)$$

Dans cette jauge, le superchamp vectoriel prend donc la forme

$$V(x, \theta, \bar{\theta}) = -\theta \sigma^\mu \bar{\theta} v_\mu(x) + i \theta \theta \bar{\theta} \bar{\lambda}(x) - i \bar{\theta} \bar{\theta} \theta \lambda(x) + \frac{1}{2} \theta \theta \bar{\theta} \bar{\theta} D(x). \quad (1.73)$$

Ce superchamp comporte un champ de jauge v_μ , un jaugino λ et un champ auxiliaire réel D . Le tenseur de champ (qui serait l'équivalent au $F^{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$ standard) est défini grâce aux champs spinoriels invariants de jauge

$$\begin{aligned} W_\alpha &= -\frac{1}{4} \bar{D} \bar{D} D_\alpha V, \\ \bar{W}_{\dot{\alpha}} &= -\frac{1}{4} D D \bar{D}_{\dot{\alpha}} V. \end{aligned} \quad (1.74)$$

On note que $\bar{D}_{\dot{\alpha}} W_\alpha = 0$ et $D_\alpha \bar{W}_{\dot{\alpha}} = 0$, ce qui signifie que ces champs sont respectivement chiraux et antichiraux. En composantes, on a

$$\begin{aligned} W_\alpha &= -i \lambda_\alpha(y) + \theta_\alpha D(y) - \frac{i}{2} (\sigma^\mu \bar{\sigma}^\nu \theta)_\alpha v_{\mu\nu}, \\ \bar{W}_{\dot{\alpha}} &= i \bar{\lambda}_{\dot{\alpha}}(y^+) + \bar{\theta}_{\dot{\alpha}} \bar{D}(y^+) + \frac{i}{2} (\sigma^\mu \bar{\sigma}^\nu \bar{\theta})_{\dot{\alpha}} v_{\mu\nu}, \end{aligned} \quad (1.75)$$

avec $v_{\mu\nu} \equiv \partial_\mu v_\nu - \partial_\nu v_\mu$. Comme W_α est un champ chiral, la composante $\theta\theta$ de $W^\alpha W_\alpha$,

$$W^\alpha W_\alpha|_{\theta\theta} = -2i \lambda \sigma^\mu \partial_\mu \bar{\lambda} - \frac{1}{2} v^{\mu\nu} v_{\mu\nu} + \frac{i}{4} \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} v_{\mu\nu} v_{\rho\sigma}, \quad (1.76)$$

se transforme comme une dérivée totale et est donc invariante sous des transformations de supersymétrie.

A partir de cette dernière expression, on peut construire le lagrangien renormalisable invariant de jauge le plus général comportant uniquement des champs vectoriels

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= \frac{1}{4} (W^\alpha W_\alpha|_{\theta\theta} + \bar{W}_{\dot{\alpha}} \bar{W}^{\dot{\alpha}}|_{\bar{\theta}\bar{\theta}}) \\ &= \frac{1}{2} D^2 - i \lambda \sigma^\mu \partial_\mu \bar{\lambda} - \frac{1}{4} v^{\mu\nu} v_{\mu\nu}. \end{aligned} \quad (1.77)$$

De la même façon que pour le cas chiral, le champ auxiliaire D peut être éliminé en utilisant ses équations du mouvement. Ce champ va aussi contribuer au potentiel scalaire, sans altérer sa qualité définie positive.

1.2.3 Interactions et brisure de la SUSY

Interactions invariantes de jauge

Pour l'instant, on a étudié séparément des théories supersymétriques pour des superchamps chiraux et vectoriels. On va maintenant construire un lagrangien supersymétrique invariant de jauge, afin de décrire des interactions entre des champs chiraux Φ_i et un champ vectoriel V .

Le superchamp chiral Φ_i se transforme sous l'action d'un groupe non-abélien G selon

$$\Phi^i \rightarrow (e^{-i\Lambda})^i_j \Phi^j, \quad \Phi^\dagger_i \rightarrow \Phi^\dagger_j (e^{i\Lambda^\dagger})^j_i, \quad (1.78)$$

où $\Lambda^i_j \equiv (T^a)^i_j \Lambda_a(x, \theta, \bar{\theta})$ est défini en termes des superchamps chiraux Λ_a . Les matrices T^a sont les générateurs hermitiques du groupe G dans la représentation définie par Φ . En particulier, dans la représentation adjointe

$$\begin{aligned} Tr(T^a T^b) &= C(r) \delta^{ab}, \\ [T^a, T^b] &= i f^{abc} T^c. \end{aligned} \quad (1.79)$$

La loi de transformation (1.78) du superchamp chiral a pour conséquence que le terme cinétique $\Phi^\dagger_i \Phi^i$ du lagrangien (1.64) n'est plus invariant de jauge. Néanmoins, si l'on généralise la loi de transformation (1.71) de V pour des groupes non abéliens selon

$$e^V \rightarrow e^{-i\Lambda^\dagger} e^V e^{i\Lambda}, \quad (1.80)$$

on peut construire un terme cinétique, invariant supersymétrique, de la forme

$$\Phi^\dagger_i (e^V)^i_j \Phi^j \Big|_{\theta\theta\bar{\theta}\bar{\theta}}. \quad (1.81)$$

Le tenseur de champs (1.74) pour des interactions non abéliennes doit être redéfini de la façon suivante

$$W_\alpha = -\frac{1}{4} \bar{D}\bar{D} e^{-V} D_\alpha e^V, \quad \bar{W}_{\dot{\alpha}} = -\frac{1}{4} D D e^{-V} \bar{D}_{\dot{\alpha}} e^V. \quad (1.82)$$

Ces tenseurs de champ se transforment selon

$$W_\alpha \rightarrow W'_\alpha = e^{-i\Lambda} W_\alpha e^{i\Lambda}. \quad (1.83)$$

Le lagrangien pour les champs vectoriels est le même que celui de l'équation (1.77) à une trace sur les indices de jauge près.

Le lagrangien supersymétrique renormalisable le plus général avec des interactions entre champs chiraux et vectoriels s'écrit

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \frac{1}{4C(r)} (W^\alpha W_\alpha|_{\theta\theta} + \bar{W}_{\dot{\alpha}} \bar{W}^{\dot{\alpha}}|_{\bar{\theta}\bar{\theta}}) + \Phi^\dagger e^V \Phi|_{\theta\theta\bar{\theta}\bar{\theta}} \\ & + \left[\left(\lambda_i \Phi^i + \frac{m_{ij}}{2} \Phi^i \Phi^j + \frac{g_{ijk}}{2} \Phi^i \Phi^j \Phi^k \right) \right]_{\theta\theta} + c.h. \end{aligned} \quad (1.84)$$

Brisure de la supersymétrie

Un modèle supersymétrique phénoménologiquement réaliste doit contenir des termes engendrant la brisure de la supersymétrie. On pourrait s'attendre à ce que la supersymétrie soit une symétrie exacte de la théorie qui est brisée spontanément ; c'est-à-dire que le vide ne doit pas être invariant sous des transformations supersymétriques, même si le modèle ultime l'est. De cette façon la supersymétrie est cachée aux basses échelles, notamment à l'échelle électrofaible. Néanmoins il n'est pas facile de briser cette symétrie spontanément. La définition de l'algèbre, équations (1.47), implique que le hamiltonien est défini en fonction des supercharges

$$H = \frac{1}{4} (Q_\alpha \bar{Q}_{\dot{\alpha}} + \bar{Q}_{\dot{\alpha}} Q_\alpha). \quad (1.85)$$

La supersymétrie n'est pas brisée si $H|0\rangle = 0$, ce qui implique que l'énergie de l'état du vide est nulle. Inversement, si elle est spontanément brisée, l'état du vide aura une énergie positive. On peut montrer que la supersymétrie est brisée si F_i ou D^a ne s'annulent pas dans le vide ; on cherche donc des modèles où les équations $F_i = 0$ et $D^a = 0$ ne puissent pas être satisfaites simultanément.

Plusieurs modèles avec une brisure spontanée ont été proposés dans la littérature. Ils mettent toujours en jeu des extensions du modèle afin d'inclure de nouvelles particules et interactions à de très hautes échelles d'énergie. On trouve par exemple la brisure médiée par la gravité [22, 23], par les interactions de jauge [24], par des anomalies [25], brisure dans des dimensions supplémentaires [26]... Néanmoins, il n'existe pas de consensus sur la façon selon laquelle la brisure doit avoir lieu. On doit donc attendre plus de données expérimentales pour résoudre cette question.

D'un point de vue pratique, il est possible de paramétriser les effets du modèle de brisure choisi en introduisant tous les termes qui peuvent briser la supersymétrie explicitement dans le lagrangien supersymétrique. Les nouveaux couplages doivent être *doux* afin de ne pas réintroduire de divergences quadratiques dans la théorie. En particulier, on ne peut pas introduire des couplages non dimensionnels.

Le lagrangien $\mathcal{L}_{\text{doux}}$ renormalisable le plus général brisant explicitement la supersymétrie doit contenir

- des masses pour les scalaires $-m_{\phi_i}^2 |\phi_i|^2$,
- des masses pour les jauginos $-\frac{1}{2} m_{\lambda_i} \bar{\lambda}_i \lambda_i$,
- des interactions scalaires trilinéaires $-A^{ijk} \phi_i \phi_j \phi_k + c.h.$
- et des termes scalaires bilinéaires $-b^{ij} \phi_i \phi_j + c.h..$

D’autres termes fermioniques pourraient exister mais ils seraient absorbés par une re-définition du superpotentiel, des masses scalaires et des couplages trilinéaires. Il a été montré rigoureusement qu’une théorie avec brisure douce de la supersymétrie ne contient pas de divergences quadratiques à tout ordre dans la série de perturbations [27].

Il est clair que $\mathcal{L}_{\text{doux}}$ brise la supersymétrie, vu qu’il contient exclusivement des scalaires et des jauginos mais pas leurs superpartenaires. Ces termes doux sont capables d’engendrer une masse à tous les scalaires et tous les jauginos, même si les bosons vecteurs et les fermions chiraux étaient sans masse.

1.2.4 Le MSSM

Le Modèle Standard Supersymétrique Minimal (MSSM) [28, 29, 30, 31, 12] est, comme son nom l’indique, l’extension supersymétrique la plus simple du modèle standard. Il est minimal dans le sens où il contient un nombre minimal de nouveaux champs.

Le MSSM est construit à partir du groupe de jauge $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$, c’est-à-dire, le même groupe que le modèle standard. A chaque boson vecteur la supersymétrie associe un fermion de spin 1/2. Les bosons de jauge appartiennent à 8+3+1 superchamps vectoriels associés aux groupes $SU(3)_C$, $SU(2)_L$ et $U(1)_Y$. Les superpartenaires de ces bosons sont génériquement appelés *jauginos*. En particulier, les partenaires des gluons sont les gluinos \tilde{g} , ceux des W^\pm et W^3 sont les winos \tilde{W} et celui du B est appelé bino \tilde{B} . Dans la table 1.1 sont indiqués les nombre quantiques des différents superchamps vectoriels du MSSM. La charge électrique Q_{em} d’une particule est définie comme la somme de son isospin T_3 et son hypercharge Y .

Super- champ	Spin		$SU(3)_C$	$SU(2)_L$	T_3	$U(1)_Y$	Q_{em}
	1	1/2					
B	B_μ	\tilde{B}	1	1	0	0	0
	W_μ^+	\tilde{W}^+					
W	W_μ^3	\tilde{W}^3	1	3	0	0	0
	W_μ^-	\tilde{W}^-					
g	g_μ	\tilde{g}	8	1	0	0	0

TAB. 1.1 – Superchamps vectoriels du MSSM

Le contenu en matière du MSSM est décrit par des superchamps chiraux. On utilise la convention standard selon laquelle les superchamps chiraux sont définis en terme de

spineurs gauches de Weyl (donc leurs conjugués de charge correspondent à des spineurs droits). On compte 2 doublets (Q_i et L_i) et 3 singlets (u_i^c , d_i^c et e_i^c) de $SU(2)_L$ par couleur et par famille pour décrire les différents quarks et leptons. L'indice $i = 1, 2, 3$ correspond aux différentes familles des fermions. On note que comme dans le modèle standard, le MSSM ne comporte pas de neutrinos droits.

Contrairement au modèle standard, deux doublets de Higgs (H_u et H_d) sont nécessaires. En fait, c'est la supersymétrie qui oblige à introduire un doublet supplémentaire. Cela peut se voir de deux façons :

- En supersymétrie, le superpotentiel, équation (1.65), est une fonction holomorphe et ainsi un supermultiplet de Higgs d'isospin $Y = +1/2$ ne peut former que des couplages de Yukawa donnant lieu à des masses pour les quarks de type 'up'. De même, un supermultiplet de Higgs d'isospin $Y = -1/2$ ne peut engendrer des masses que pour les quarks de type 'down' et les leptons chargés. Alors que pour le MS un doublet conjugué pouvait être utilisé, ouvrant la possibilité de donner des masses aux leptons chargés ainsi qu'aux quarks.
- Les superpartenaires du Higgs (dits higgsinos) vont engendrer de nouvelles contributions à l'anomalie chirale, puisque tous les degrés de liberté fermioniques contribuent à cette anomalie. Pour qu'il n'y ait pas d'anomalie, il faut que

$$\sum_{\text{fermions}} Y^3 = \sum_{\text{fermions}} T_3^2 \cdot Y = 0. \quad (1.86)$$

Dans le modèle standard les contributions des quarks et des leptons se compensent mais dans le MSSM, l'introduction d'un deuxième superchamp doublet de Higgs devient nécessaire pour annuler les contributions des higgsinos à cette anomalie.

Les superchamps chiraux et leurs nombres quantiques sont résumés sur la table 1.2.

Le contenu en particules du MSSM est résumé dans les tables 1.1 et 1.2. Si la supersymétrie était une symétrie exacte, chaque particule aurait la même masse que son partenaire SUSY. Il y aurait donc par exemple des sélectrons \tilde{e}_L et \tilde{e}_R de masse $m_{\tilde{e}} = m_e \sim 0.51$ MeV. Or, de telles particules seraient très facilement détectables, mais n'ont jamais été observées. Cela veut dire que la supersymétrie (dans le cas où elle serait une symétrie de la nature) doit être brisée dans l'état fondamental.

Le lagrangien du MSSM est composé de deux parties. La première, supersymétrique, contient les termes cinétiques des champs chiraux et vectoriels ainsi que le superpotentiel. La deuxième correspond aux termes de brisure douce de la supersymétrie. On a donc

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{cin}} + \mathcal{L}_W + \mathcal{L}_{\text{doux}}. \quad (1.87)$$

Super-champs	Spin		$SU(3)_C$	$SU(2)_L$	T_3	$U(1)_Y$	Q_{em}
	1/2	0					
Q	u_L	\tilde{u}_L	3	2	1/2	1/6	2/3
	d_L	\tilde{d}_L			-1/2		-1/3
u^c	\bar{u}_R	\tilde{u}_R^*	$\bar{3}$	1	0	-2/3	-2/3
d^c	\bar{d}_R	\tilde{d}_R^*	$\bar{3}$	1	0	1/3	1/3
L	ν_L	$\tilde{\nu}_L$	1	2	1/2	-1/2	0
	e_L	\tilde{e}_L			-1/2		-1
e^c	\bar{e}_R	\tilde{e}_R^*	1	1	0	1	1
H_u	H_u^+	\tilde{H}_u^+	1	2	1/2	1/2	1
	H_u^0	\tilde{H}_u^0			-1/2		0
H_d	H_d^0	\tilde{H}_d^0	1	2	1/2	-1/2	0
	H_d^-	\tilde{H}_d^-			-1/2		-1

TAB. 1.2 – Superchamps chiraux du MSSM

Le superpotentiel renormalisable et invariant de jauge du MSSM est

$$W = \sum_{i,j=1}^3 \sum_{a,b=1}^2 [\lambda_u^{ij} Q_{ai} \epsilon^{ab} H_{ub} u_j - \lambda_d^{ij} Q_{ai} \epsilon^{ab} H_{db} d_j - \lambda_l^{ij} L_{ai} \epsilon^{ab} H_{db} e_j + \mu H_{ua} \epsilon^{ab} H_{bd}]. \quad (1.88)$$

λ_u , λ_d et λ_l sont des matrices complexes 3×3 dans l'espace des familles qui correspondent aux couplages de Yukawa ; le terme μ est un facteur de masse supersymétrique pour les doublets de Higgs. Le superpotentiel est aussi invariant sous une parité R définie comme

$$R_p = (-1)^{2S+3(B-L)}, \quad (1.89)$$

où S est le spin de la particule et B et L sont respectivement les nombres baryoniques et leptoniques. La parité R permet d'assurer la conservation des nombres leptoniques et baryoniques, et elle élimine notamment d'éventuels processus donnant lieu à une désintégration très rapide du proton. Les particules d'un même multiplet n'ont pas la même parité R : les particules standard ont $R_p = 1$, les superpartenaires $R_p = -1$.

La parité R possède des conséquences phénoménologiques très intéressantes :

- les particules supersymétriques sont produites exclusivement par paires,
- la particule supersymétrique la plus légère (LSP) est stable,
- les sparticules autres que la LSP se désintègrent en un nombre impair de sparticules.

La structure du lagrangien du MSSM contraint très fortement les paramètres. Néanmoins, les termes de brisure douce de la supersymétrie engendrent un nombre phénoménal

de paramètres libres ; ceux ci viennent en grande partie des termes renormalisables vérifiant les symétries et brisant doucement la supersymétrie et qui sont :

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{\text{doux}} = & - \frac{1}{2} \left[M_1 \tilde{B}\tilde{B} + \sum_{a=1}^3 M_2 \tilde{W}^a \tilde{W}_a + \sum_{a=1}^8 M_3 \tilde{g}^a \tilde{g}_a + c.c. \right] \\
& - \sum_{i=1}^3 \left[m_{\tilde{Q}_i}^2 |\tilde{Q}_i|^2 + m_{\tilde{L}_i}^2 |\tilde{L}_i|^2 + m_{\tilde{u}_i}^2 |\tilde{u}_i|^2 + m_{\tilde{d}_i}^2 |\tilde{d}_i|^2 + m_{\tilde{e}_i}^2 |\tilde{e}_i|^2 \right] \\
& - m_{\tilde{H}_u}^2 |\tilde{H}_u|^2 - m_{\tilde{H}_d}^2 |\tilde{H}_d|^2 - (B \mu \sum_{a=1}^2 \tilde{H}_u^a \tilde{H}_{da} + c.c.) \\
& - \left[A_u^{ab} \tilde{Q}_{ai} \epsilon^{ij} \tilde{H}_{uj} \tilde{u}_b - A_d^{ab} \tilde{Q}_{ai} \epsilon^{ij} \tilde{H}_{dj} \tilde{d}_b - A_e^{ab} \tilde{L}_{ai} \epsilon^{ij} \tilde{H}_{dj} \tilde{e}_b + c.c. \right].
\end{aligned} \tag{1.90}$$

Dans l'équation (1.90) les facteurs M_1 , M_2 et M_3 correspondent aux masses du bino, des winos et des gluinos. Les termes de la deuxième ligne correspondent aux masses des squarks et des sleptons. Dans la troisième ligne on a de nouvelles contributions au potentiel du Higgs. Finalement, la dernière ligne correspond aux couplages trilineaires entre trois scalaires. Les facteurs $A_{u,d,l}$ sont des matrices complexes 3×3 dans l'espace des familles.

1.2.5 Vertus du MSSM

Solution au problème de hiérarchie

La supersymétrie offre une solution au problème de hiérarchie discuté dans la section 1.1. De la même façon que les bosons vecteurs sont protégés par la symétrie de jauge et les fermions chiraux sont protégés par la symétrie chirale, la supersymétrie protège la masse des scalaires des corrections quadratiques. En fait, si l'on suppose l'existence de N_S particules scalaires de masse m_S et avec des couplages trilineaires et quadrilineaires au boson de Higgs donnés respectivement par $v \lambda_S$ et λ_S , leur contribution, à l'ordre d'une boucle, à la masse du Higgs est de la forme

$$\Delta M_H^2 = \frac{N_S \lambda_S}{16 \pi^2} \left[-\Lambda^2 + 2 m_S^2 \log \frac{\Lambda}{m_S} \right] - \frac{N_S \lambda_S^2 v^2}{16 \pi^2} \left[-1 + 2 \log \frac{\Lambda}{m_S} \right] + \mathcal{O} \left(\frac{1}{\Lambda^2} \right), \tag{1.91}$$

et contient aussi des divergences quadratiques. Néanmoins, si l'on suppose que les couplages du Higgs aux particules scalaires ont une relation avec le couplage aux fermions de la forme $\lambda_f^2 = -\lambda_S$, et que le nombre de scalaires est le double que celui des fermions ($N_S = N_f$), la correction radiative totale engendrée par les fermions et les scalaires est

$$M_H^2 = m_H^2 + \frac{N_f \lambda_f^2}{4 \pi^2} \left[(m_f^2 - m_S^2) \log \frac{\Lambda}{m_S} + 3 m_f^2 \log \frac{m_S}{m_f} \right] + \mathcal{O} \left(\frac{1}{\Lambda^2} \right). \tag{1.92}$$

On remarque que les termes quadratiques en Λ ont disparu. Il reste toutefois, des divergences logarithmiques en Λ , mais, même si la coupure Λ est de l'ordre de la masse de Planck M_P , les corrections radiatives sont relativement petites. De plus, ces divergences disparaissent si les masses des fermions et des scalaires sont dégénérées, $m_S = m_f$.

De cette manière, la supersymétrie propose une explication au problème de hiérarchie, en introduisant pour chaque particule un superpartenaire. Comme ils vont appartenir au même supermultiplet, la particule standard et son superpartenaire vont avoir la même masse et leurs couplages, en particulier au boson de Higgs, vont être reliés. Néanmoins, comme il a été discuté dans la section 1.2.3, la supersymétrie doit être une symétrie brisée et donc $m_S \neq m_f$. On attend que les superpartenaires ne soient pas très lourds pour que les corrections radiatives ne déstabilisent pas la masse du boson de Higgs.

Unification des couplages de jauge

Un autre succès du MSSM est l'unification des couplages de jauge des interaction électromagnétique faible et forte. Dans le MSSM, les équations du groupe de renormalisation pour les constantes de couplage g_1 , g_2 et g_3 sont données par l'équation (1.42) mais les coefficients b_a sont différents de ceux du MS et sont donnés par :

$$(b_1, b_2, b_3) = \begin{cases} (41/10, -19/6, -7) & \text{MS} \\ (33/5, 1, -3) & \text{MSSM.} \end{cases} \quad (1.93)$$

Les coefficients pour le MSSM sont plus importants du fait de la plus grande quantité

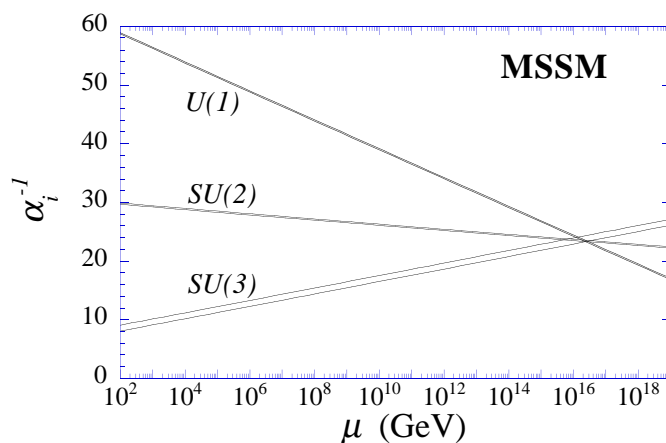


FIG. 1.3 – Évolution des constantes de couplages de jauge dans le MSSM. Les effets des corrections à une et deux boucles sont inclus. Figure prise de la référence [12].

de particules qui contribuent à la fonction bêta. La figure 1.3 compare l'évolution des α_a^{-1} , à l'ordre de deux boucles pour le MSSM. Contrairement au modèle standard, le MSSM inclut le bon nombre de champs pour assurer l'unification des couplages de jauge

à une échelle $M_{\text{GUT}} \sim 2 \cdot 10^{16}$ GeV. L'unification des couplages de jauge pourrait indiquer l'existence d'une théorie de grande unification à l'échelle de M_{GUT} .

Matière sombre

Comme discuté précédemment, le satellite WMAP montre que l'univers est composé de pratiquement un quart de matière noire. Nous avons donc besoin d'une particule neutre, massive et faiblement interagissante pour pouvoir expliquer ces mesures astrophysiques. Le MS ne nous offre pas de candidat à cette particule. Dans le MSSM avec conservation de la parité R , la particule supersymétrique la plus légère est totalement stable. Ces particules pourraient donc être des résidus des premières instants de l'univers et être donc les responsables de la densité relique de matière sombre. Dans le MSSM, les candidats potentiels sont le sneutrino, le neutralino et, dans les modèles de supergravité, le gravitino. Une description plus détaillée de la matière sombre est faite dans la section qui va suivre.

1.3 Matière sombre

Une des questions fondamentales pour la physique des particules et pour la cosmologie est la nature de la *matière sombre*. Auparavant, son existence même était souvent remise en question. Actuellement, il existe plusieurs évidences nous amenant à penser qu'une grande partie de l'univers est constituée d'une forme de matière dont la nature est encore inconnue. Cette matière inconnue est dite *sombre* parce qu'elle n'émet ni absorbe pratiquement pas de radiation électromagnétique à aucune longueur d'onde. Plusieurs revues sur ce sujet sont disponibles : voir par exemple celles des références [32, 33, 34].

1.3.1 Évidence

Amas de galaxies

Les premières évidences de l'existence de la matière sombre remontent aux débuts des années 1930, lors des observations par F. Zwicky de l'amas de galaxies Coma [35]. Un amas de galaxies est l'association de plus d'une centaine de galaxies liées entre elles par des interactions gravitationnelles. Ces mesures ont montré que la masse nécessaire pour lier les galaxies de l'amas entre elles était très supérieure à la somme totale des masses des objets lumineux de l'amas, et donc pour expliquer l'existence de l'amas, il a fallu supposer la présence d'une matière interagissante gravitationnellement mais non lumineuse.

Courbes de rotation des galaxies spirales

L'évidence directe la plus importante de la présence de matière sombre à l'échelle galactique vient des mesures des courbes de rotation des galaxies. Ces mesures datent des années 1970 et ont été réalisées initialement par V.C. Rubin et par d'autres astronomes [36]. Selon la mécanique newtonienne, la vitesse circulaire v d'un objet sur une orbite stable de rayon r est donnée par

$$\frac{v(r)^2}{r} = \frac{G M(r)}{r^2} \Rightarrow v(r) = \sqrt{\frac{G M(r)}{r}}, \quad (1.94)$$

où G est la constante de gravitation et $M(r)$ la masse totale contenue dans le disque de rayon r . Au delà de la partie 'visible' de la galaxie, M_{visible} est constante et on devrait donc s'attendre à

$$v(r) \propto \frac{1}{\sqrt{r}}. \quad (1.95)$$

Néanmoins, les mesures des vitesses des étoiles et des nuages de gaz en fonction de leur distance au centre galactique présentent un comportement *plat* (figure 1.4) à grandes distances, c'est à dire loin de la fin du disque visible.

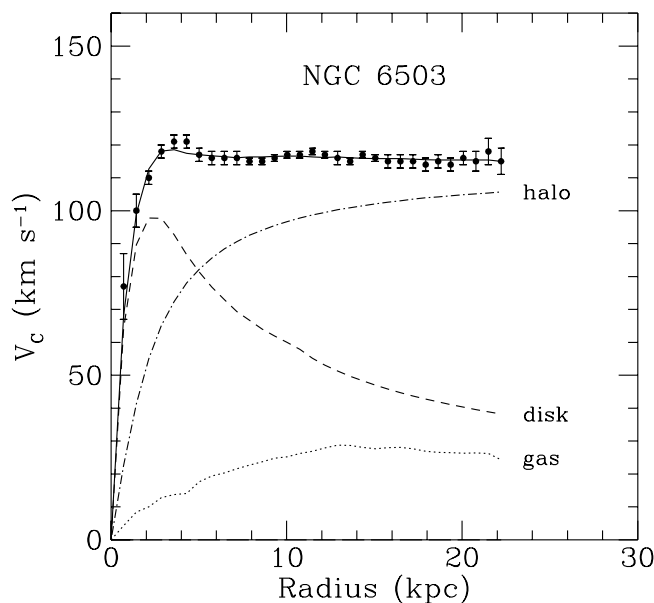


FIG. 1.4 – Courbe de rotation de NGC 6503. Les lignes correspondent aux contributions du gaz interstellaire, du *disque* de matière visible et du *halo* de matière sombre Ref. [37].

Le fait que la vitesse reste assez constante implique l'existence d'un halo non visible dit de *matière sombre* avec une masse $M(r) \propto r$ et donc un profil de densité de masse $\rho(r) \propto 1/r^2$ pour des grandes distances, vu que :

$$M(r) = 4\pi \int_0^r r'^2 \rho(r') dr'. \quad (1.96)$$

Même s'il existe un consensus sur la forme des halos de matière sombre à des grandes distances du centre galactique, pour l'instant son comportement dans la région interne de la galaxie reste encore une question à éclaircir.

Lentilles gravitationnelles

Selon les prédictions de la relativité générale d'Einstein, la courbure de l'espace temps produite par la matière donne lieu à une déflexion des rayons lumineux. Ce phénomène est connu sous le nom de *lentille gravitationnelle*. Vu que l'angle de déflexion est proportionnel à la masse de l'objet qui cause cette déflexion, on a en principe un bon moyen d'estimer directement la masse des objets astrophysiques. Il peut s'agir de planètes, de galaxies, voir d'amas de galaxies. Dans ce cas, des objets comme des galaxies distantes très brillantes ou des quasars peuvent être utilisés comme émetteurs. Une signature typique des lentilles gravitationnelles est l'apparition de plusieurs images d'un de ces objets. Les masses des corps responsables des lentilles déterminent la séparation angulaire des images.

Une analyse des observations des lentilles gravitationnelles [38] suggère que l'univers est rempli de matière sombre.

Fond diffus cosmologique

Même si les observations des amas de galaxies et des courbes de rotations des galaxies spirales donnent des signatures claires de l'existence de la matière sombre, elles ne permettent pas de déterminer la quantité totale de matière sombre dans l'univers. Cette quantité peut être extraite des mesures de précision du fond diffus cosmologique (CMB).

L'existence de cette radiation de fond cosmologique provenant de la propagation de photons qui se sont découplés de la matière dans l'univers primordial avait déjà été prédite par George Gamow et ses collaborateurs [39] en 1948. Elle a été découverte en 1965 par Arno Penzias et Robert Wilson [40]. Les premières observations du spectre du CMB ont été faites par la mission COBE (Cosmic Background Explorer) [41] lancée à la fin de l'année 1989. Ce satellite a mesuré essentiellement un spectre de corps noir. En juin 2001, a été lancée une nouvelle mission afin de prendre le relais de COBE ; il s'agit du satellite WMAP (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe) [13] qui est en train d'améliorer les mesures expérimentales et en particulier de détailler les anisotropies du CMB.

Les fluctuations de température du CMB ont été observées par le satellite WMAP qui a pris des mesures pendant plus de 5 ans sur tout le ciel. Le spectre de température du CMB suit avec une précision extraordinaire une loi de corps noir avec une température moyenne de 2.725 K. Cette radiation est extrêmement homogène et isotrope. Néanmoins il y a des fluctuations minuscules de 0.2 mK, correspondant à des variations de l'ordre de $\delta T/T \sim 0.01\%$. Ces variations sont reportées sur la figure 1.5, où les régions en rouge (bleu) correspondent aux zones plus chaudes (froides).

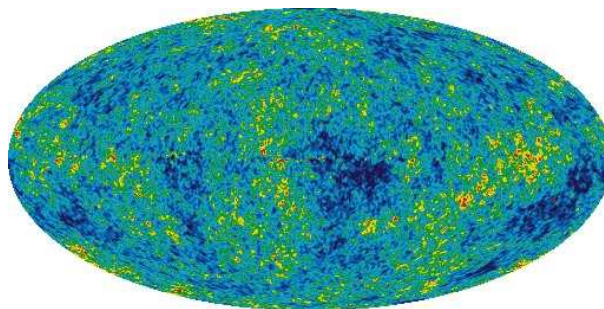


FIG. 1.5 – Variations de la température du CMB. Les régions en rouge (bleu) correspondent aux zones plus chaudes (froides).

Une analyse des anisotropies du CMB donne la possibilité de vérifier des modèles cosmologiques et d'imposer de fortes contraintes sur les paramètres de ces modèles. De l'analyse des données de WMAP après 5 ans de mesures, on peut tirer les abondances

des baryons (Ω_B) et de matière sombre (Ω_{DM}) dans l'univers qui, dans le cadre du modèle Λ CDM, sont :

$$\Omega_B h^2 = 0.02273 \pm 0.00062, \quad (1.97)$$

$$\Omega_{DM} h^2 = 0.1099 \pm 0.0062, \quad (1.98)$$

où $h = 0.71$ est la constante de Hubble en unités de 100 km s^{-1} . Les intervalles correspondent à un niveau de confiance de 68%. Le satellite WMAP montre aussi que actuellement l'univers est composé à 4,6% de matière baryonique ordinaire, à 23% de matière sombre et à 72% d'une énergie sombre qui accélère l'expansion de l'univers. Cette proportion a été présentée sur la figure 1.2.

Si l'univers était constitué exclusivement de matière lumineuse, la formation des grandes structures aurait eu lieu très tôt dans l'évolution de l'univers. Ceci exigerait des perturbations initiales telles que les anisotropies du CMB correspondantes auraient été plus grandes que celles observées : c'est donc que l'univers comporte autre chose...

Il existe d'autres façons d'expliquer les courbes de rotation des galaxies et des amas, l'effet des lentilles gravitationnelles et les anisotropies du CMB ne nécessitant pas l'introduction de matière sombre. Dans ces modèles, une modification de la gravitation à l'échelle galactique est introduite. Par exemple, les théories MOND (modified newtonian dynamics) [42] proposent que la gravité ne suit plus les prédictions de la dynamique newtonienne pour des accélérations plus faibles que $a_0 \simeq 1.2 \cdot 10^{-10} \text{ m s}^{-2}$. Même si, en général, cette théorie arrive à expliquer les observations astrophysiques, des nouvelles données sur l'amas de galaxies 1E0657-56 [43] semblent défavoriser les théories avec modification de la gravité. Mis à part ce fait, la principale difficulté que ce type de théories affrontent c'est qu'elles sont des théories effectives et que, pour l'instant, il n'y a pas de modèles pour les expliquer. L'existence de la matière sombre est, sans doutes, l'option la mieux motivée et la plus communément acceptée.

1.3.2 Candidats à la matière sombre

Dans le modèle standard, l'unique particule stable et neutre qui pourrait être responsable de l'abondance relique de matière sombre est le neutrino. Néanmoins, sa très faible masse pose un problème lors de la formation de structures cosmiques. En effet, la très grande vitesse de ces particules empêcherait la formation de structures plus petites que des superamas de galaxies, qui ensuite se fragmenteraient en amas de galaxies, puis en galaxies, etc... C'est le scénario dit *top-down*, puisque les plus grosses structures se forment d'abord, pour ensuite se diviser.

En revanche, si la matière sombre est plus massive, la matière ordinaire va pouvoir se regrouper pour former des galaxies à partir de nuages de gaz, qui pourront se regrouper en amas, puis en superamas. Ce scénario est dit *bottom-up*.

En général, si les particules de matière sombre sont peu massives (ou sans masse), on parle de matière sombre *chaude* ; parcontre si elle ont des masses d'au moins quelques GeV on parle de matière sombre *froide*. Actuellement, les observations de la dynamique des galaxies et des amas de galaxies privilégient fortement la matière sombre froide. Cependant, il n'y a pas de prédictions sur la nature exacte des particules de matière sombre froide. On peut quand même regrouper les candidats en deux catégories :

- les MACHOs (MAssive Compact Halo Objects) sont des objets compacts tels que les trous noirs, les étoiles à neutrons ou les naines blanches,
- les WIMPs (Weakly Interacting Massive Particle) sont des particules massives qui interagissent faiblement.

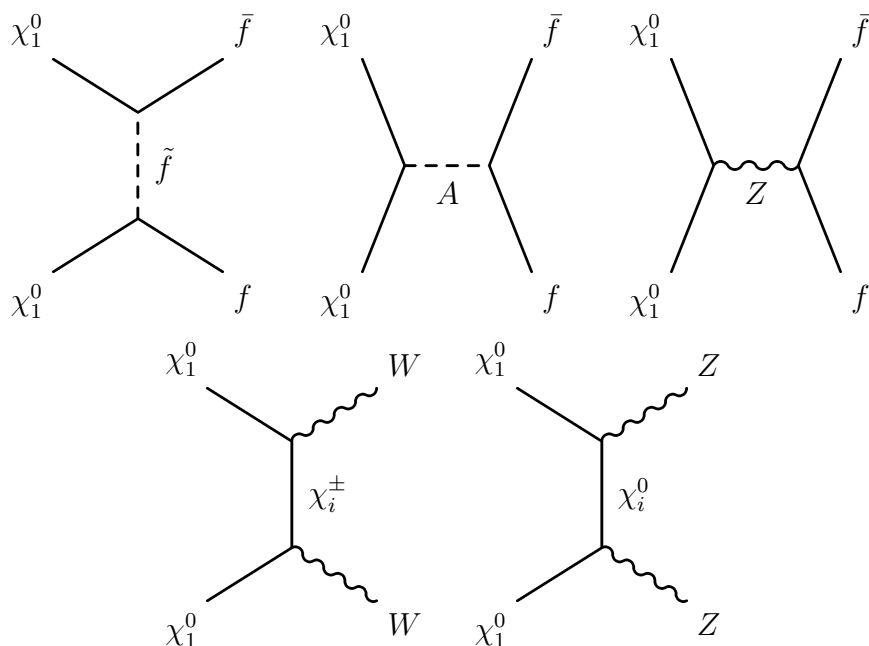
Dans l'analyse qui va suivre, on va se concentrer sur le cas où la matière sombre est composé uniquement de WIMPs.

Étant donné que le modèle standard ne propose aucun candidat interagissant faiblement avec la matière et avec une masse assez élevée, on est obligés d'examiner des modèles de nouvelle physique. En SUSY avec conservation de la parité R , la particule supersymétrique la plus légère (LSP) est absolument stable. Ces particules pourraient donc être des résidus des premiers instants de l'univers et être les responsables de la densité relique de matière sombre. Dans le MSSM, les candidats potentiels sont le sneutrino et le neutralino. Toutes les autres particules supersymétriques sont exclues à cause de leurs charges. Néanmoins, dans certains cas, le gravitino devient un autre candidat possible.

Sneutrinos

Dans le MSSM, le sneutrino (gauche) [44, 45] a une masse et des couplages qui sont typiquement à l'échelle électrofaible. Il est en principe un bon candidat pour les WIMPs. Cependant, son couplage au boson Z est assez important, ce qui implique qu'il peut s'annihiler très rapidement et donc engendrer une densité relique très faible. De la même façon, son couplage aux protons donne lieu à des sections efficaces très élevées, qui sont en général déjà exclues par les expériences de détection directe de matière sombre. Les sneutrinos gauches ne sont pas des bons candidats, sauf pour des masses de plusieurs centaines de GeV et même de l'ordre du TeV.

Toutefois, l'observation de l'oscillation des neutrinos implique que ces derniers sont massifs. Ceci mènerait à l'introduction d'un superchamp chiral pour le neutrino droit, et donc d'un sneutrino droit. Ce dernier n'est toutefois pas un candidat intéressant pour la matière sombre, vu que son couplage avec la matière ordinaire est très faible, étant donné qu'il est proportionnel au couplage de Yukawa du neutrino. On a donc une densité relique très élevée, en dehors des limites de WMAP. Néanmoins, si les sneutrinos gauches et droits peuvent se mélanger, il pourrait avoir un couplage acceptable à la matière, et donc engendrer une bonne densité relique [46, 47].

FIG. 1.6 – Processus dominants pour l’annihilation des neutralinos χ_1^0 .

Neutralinos

Dans le MSSM, le neutralino le plus léger est, sans doute, le candidat le plus populaire. Il est un état propre de masse constitué par le mélange de quatre états propres d’interaction : le bino \tilde{B}^0 , le wino \tilde{W}^0 et les higgsinos \tilde{H}_u^0 et \tilde{H}_d^0 . Ce mélange va déterminer les caractéristique du neutralino, notamment son couplage aux autres particules. Il existe plusieurs états finaux pour l’annihilation de neutralinos, les plus importants étant ceux en deux corps qui ont lieu à l’ordre des arbres. En particulier on a les annihilations en paires de quarks, de leptons, de bosons vecteurs et de bosons de Higgs, et les annihilations en un boson vecteur et un boson de Higgs. Les diagrammes dominants pour cette annihilation sont présentés dans la figure 1.6.

Dans le cadre du MSSM avec des scalaires lourds, le neutralino est la LSP. Une analyse détaillée est consignée dans la section 2.4.2.

Gravitinos

Les théories supersymétriques qui contiennent la gravité prédisent l’existence d’une particule de spin $3/2$, le gravitino, qui acquière une masse après la brisure spontanée de la SUSY. Si le gravitino est la LSP, il serait un bon candidat pour la matière sombre [48]. Cette particule aurait pu être produite thermiquement par des processus de QCD dans l’univers primordial (les principaux canaux sont présentés dans la figure 1.7) ou non thermiquement, par exemple lors de désintégrations des NLSP.

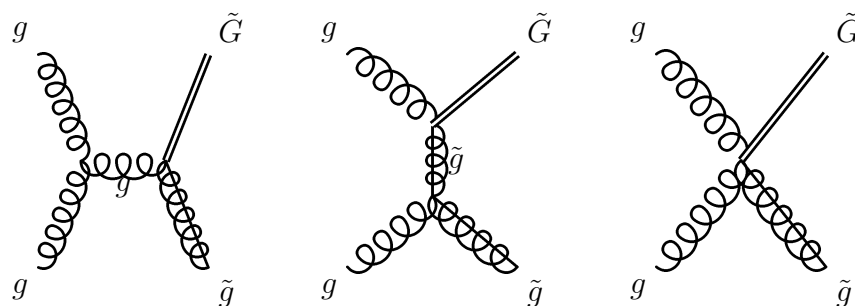


FIG. 1.7 – Principaux canaux de production des gravitinos.

Le gravitino est un candidat théoriquement très intéressant parce que toutes ses interactions sont fixées par les symétries de la théorie. Néanmoins, un problème se pose dans des théories avec conservation de la parité R . En fait, si le gravitino est la LSP, la particule la plus légère après elle, la NLSP peut se désintégrer exclusivement, via des interactions gravitationnelles, en une LSP et des particules du modèle standard. La NLSP aura donc une durée de vie très longue, ses désintégrations étant supprimées par des carrés de la masse de Planck.

Ce fait pose de fortes contraintes lorsqu'on essaye de reproduire l'abondance des éléments, dans le cadre de la nucléosynthèse primordiale : le gravitino doit être plus léger que ~ 1 GeV [49], et donc trop léger pour être un candidat pour la matière sombre froide. Ce problème est résolu en ayant une faible violation de la parité R et des gravitinos avec des masses comprises entre 5 GeV et 300 GeV [50]. Dans ce cas, on a une théorie consistante avec la leptogenèse et la nucléosynthèse primordial, fournissant en plus un bon candidat pour la matière sombre froide.

On remarque qu'une particule de matière sombre avec des couplages (gravitationnels) à la matière si faibles ne serait pas détectable dans les expériences de détection directe.

Autres particules non supersymétriques

Outre les candidats supersymétriques, les théories avec des dimensions supplémentaires universelles (UED) [51] proposent un autre candidat pour la matière sombre froide. En effet, dans ces théories, tous les champs du modèle standard peuvent se propager dans une ou plusieurs dimensions supplémentaires, compactifiées sur un cercle de rayon R . A chaque particule du modèle standard ($\phi \equiv \phi^{n=0}$) est associée une tour infinie de partenaires ϕ^n de Kaluza-Klein (KK) avec le même spin et avec des masses proportionnelles à n/R . La conservation de l'énergie-impulsion dans la dimension supplémentaire entraîne la conservation, à l'ordre des arbres, d'un nombre dit de KK. Néanmoins, elle est brisée par les corrections radiatives aux masses des modes de Kaluza-Klein, et réduite à la conservation d'une parité K . Cette parité K assure la stabilité de la particule de KK la plus légère (LKP), de la même façon que la parité R rend stable la LSP. La LKP peut engendrer la bonne densité relique [52], et est donc un bon candidat pour la matière sombre froide.

En plus des LKP, il y a d'autres possibles aspirants à la matière sombre ; on compte parmi eux les axions, les axinos, les wimpzillas, etc... Récemment, la référence [53] a proposé un test de 10 conditions que les particules doivent satisfaire afin d'être considérées comme des bons candidats pour la matière sombre.

Dans l'analyse qui sera présenté dans le chapitre 3, nous essayerons le plus possible d'être indépendant du modèle. Cela veut dire que nous étudierons les propriétés générales des WIMPs, sans demander que ces dernières soient des neutralinos, des LKPs ...

Avant de conclure cette section, nous aimerions souligner qu'il n'existe aucune raison pour que la matière sombre soit constituée d'une seule type de particule. En effet, il serait tout à fait possible que la densité relique soit donnée par plusieurs particules de nature différente. Néanmoins, dans l'analyse qui sera faite plus tard (et dans la plupart des analyses) on suppose qu'elle est formée par un seul type de particules.

1.3.3 Densité relique

Dès les années 60 on s'est aperçu que si une nouvelle particule stable existait, elle pourrait avoir actuellement une abondance cosmologique considérable. En effet, dans l'univers primordial, cette particule, notée χ et de masse m_χ , serait en équilibre thermique à des températures $T \gg m_\chi$. Son abondance à l'équilibre serait maintenue dû à son annihilation dans des particules plus légères X ($\chi\bar{\chi} \rightarrow X\bar{X}$) et par les réactions inverses ($X\bar{X} \rightarrow \chi\bar{\chi}$). Lorsque l'univers se refroidit à des températures $T \lesssim m_\chi$, l'abondance de matière sombre chute exponentiellement jusqu'au moment où l'expansion de l'univers devient plus rapide que la réaction d'annihilation. Après cette période de découplage de la matière sombre, appelée *freeze out*, la densité relique cosmologique demeure constante.

On peut décrire l'évolution de la densité de particules n_χ par volume comobile de matière sombre en utilisant l'équation de Boltzmann

$$\mathbf{L} = \mathbf{C}, \quad (1.99)$$

où \mathbf{L} et \mathbf{C} sont les opérateurs de Liouville et de collision qui décrivent la dynamique et les interactions de ces particules, respectivement. Après quelques manipulations, l'équation de Boltzmann peut s'écrire sous la forme

$$\frac{dn_\chi}{dt} + 3H n_\chi = -\langle\sigma v\rangle [(n_\chi)^2 - (n_\chi^{\text{eq}})^2]. \quad (1.100)$$

$\langle\sigma v\rangle$ est la moyenne thermique de la section efficace d'annihilation multipliée par la vitesse des particules, H est la constante de Hubble et n_χ^{eq} est la densité de particules de matière sombre à l'équilibre thermique. Dans l'équation (1.100), le terme proportionnel à H est dû à l'expansion de l'univers et les deux termes de droite correspondent respectivement à l'annihilation et à la production de matière sombre.

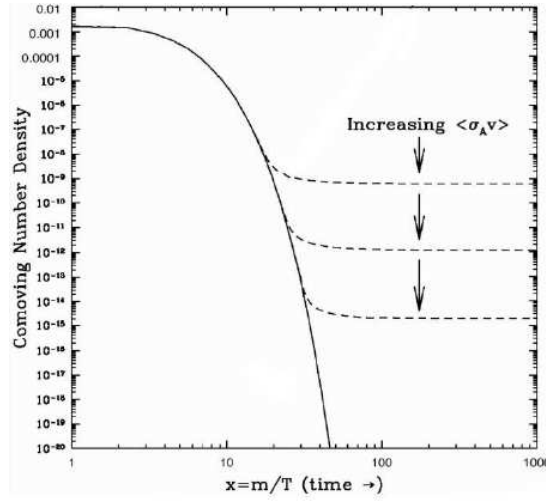


FIG. 1.8 – Abondance à l'équilibre (courbe continue) et abondance actuelle (courbe en pointillés) de matière sombre par volume comobile en fonction de x .

Lorsque l'univers était à haute température ($T \gtrsim m_\chi$), il y avait sensiblement autant de photons que de matière sombre ($n_\chi \propto T^3$), et la densité diminuait fortement. Puis, à mesure que l'univers se refroidit, le terme $3Hn_\chi$ devient de plus en plus important ce qui entraîne un gel de la densité des χ par volume comobile. Il s'avère que ce gel (ou freeze out) a lieu à des températures $T \simeq m_\chi/20$. La figure 1.8 présente une solution numérique de l'équation de Boltzmann.

L'abondance à l'équilibre (courbe continue) et l'abondance actuelle (courbe en pointillés) par volume comobile sont tracées en fonction de $x \equiv m_\chi/T$. Qualitativement, l'abondance relique de matière sombre non relativiste, en utilisant une solution approchée de l'équation de Boltzmann, est donnée par [54]

$$\Omega_{\text{DM}} h^2 \simeq \frac{3 \cdot 10^{-27} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}}{\langle\sigma v\rangle}. \quad (1.101)$$

Ce résultat est indépendant de la masse des particules de matière sombre (aux corrections logarithmiques près) et inversement proportionnel à la section efficace d'annihilation.

On notera finalement qu'il existe des cas où l'équation (1.100) n'est pas satisfaisante. En effet, Griest et Seckel [55] montrent trois cas où elle doit être généralisée :

- lorsque l'annihilation se fait via l'échange dans la voie s d'une particule sur couche de masse ;
- quand l'annihilation se fait très près d'un seuil de masse ; c'est à dire juste avant l'ouverture cinématique d'un canal d'annihilation ;
- quand la différence de masse entre χ et une autre particule χ' est très faible : c'est la coannihilation. Dans ce cas on doit tenir compte les annihilations $\chi\chi'$ et $\chi'\chi'$.

Chapitre 2

Le MSSM avec des scalaires lourds

2.1 Problèmes du MSSM

Du point de vue phénoménologique, la supersymétrie à l'échelle électrofaible [56] présente un grand avantage qui est la solution au problème de hiérarchie [57]. Néanmoins, comme on l'a vu dans le chapitre précédent, il y a d'autres motivations aussi importantes telles que l'unification des couplages de jauge du modèle standard et la présence d'une particule expliquant la matière sombre dans l'univers. Même s'il s'agit d'un modèle très satisfaisant théoriquement, le MSSM pose quelques problèmes sur le plan phénoménologique. Bien que surmontables, ce sont des vraies incommodités du modèle :

Beaucoup trop de paramètres libres.

Avant la brisure de la supersymétrie, le MSSM comporte deux paramètres libres : la masse supersymétrique μ des doublets de Higgs et $\tan \beta$ le rapport des valeurs moyennes dans le vide des Higgs. Même si plusieurs modèles de brisure spontanée de la SUSY ont été proposés, pour l'instant le mécanisme ultime reste encore inconnu. La solution consiste donc à inclure tous les termes qui brisent explicitement la SUSY et qui sont permis par les autres symétries du lagrangien. C'est ainsi que le MSSM comporte 124 paramètres libres, soit 105 de plus que le modèle standard. Ils viennent principalement des termes de brisure douce. Avec une telle quantité de paramètres libres il est impossible d'avoir une théorie prédictive.

Un boson de Higgs très léger : tension avec les mesures du LEP.

En effet, après brisure de la symétrie électrofaible dans le MSSM, les masses du Higgs lourd H , du pseudoscalaire A et des Higgs chargés H^\pm peuvent être, en principe, arbitrairement grandes. Néanmoins, à l'ordre des arbres on dispose d'une borne supérieure sur la masse du Higgs léger h :

$$M_h < |\cos 2\beta| \cdot M_Z \leq M_Z. \quad (2.1)$$

Un boson de Higgs aussi léger est déjà exclu expérimentalement ; il nous faut donc prendre

en compte les contributions dues aux corrections radiatives. Les corrections dominantes sont données typiquement par des boucles de quarks top et de stops. Il s'avère qu'après l'ajout de ces contributions, la borne supérieure sur la masse du Higgs léger devient :

$$M_h \lesssim 140 \text{ GeV}, \quad (2.2)$$

en supposant des particules plus légères que 1 TeV. D'autre part, sachant que les contraintes issues des recherches directes du Higgs au sein de LEP2 donnent une borne inférieure, $M_h \gtrsim 114.4 \text{ GeV}$, on voit l'apparition d'une 'tension' entre la théorie et les mesures expérimentales à cause de la petite fenêtre en masse qui reste encore accessible pour cette particule. Cette tension est aussi due à la non-observation des particules, ce qui indique que le MSSM nécessite un ajustement fin d'*au moins* quelques pourcents.

Nouvelles sources de courants neutres qui violent la saveur (FCNC).

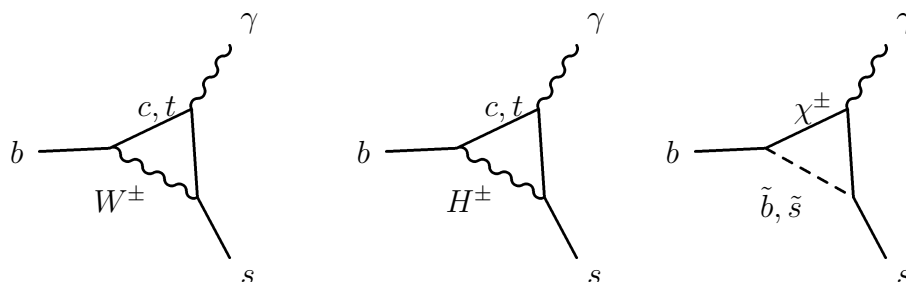
Dans le modèle standard, les FCNC sont inexistantes à l'ordre des arbres, et n'apparaissent qu'à partir d'une boucle. C'est exactement à ce même ordre de perturbation que les contributions supersymétriques entrent en jeu. Dans le MSSM, les contributions de SUSY aux FCNC sont souvent plusieurs ordres de grandeur trop grandes pour être compatibles avec les mesures expérimentales. Ce problème apparaît typiquement dans des modèles qui contiennent des particules légères ($\lesssim 1 \text{ TeV}$) et des termes de brisure douce ayant une structure générique dans l'espace de la saveur. Par exemple, la désintégration inclusive $b \rightarrow X_s \gamma$ a été particulièrement bien étudiée grâce à sa faible sensibilité à des effets non perturbatifs. La moyenne mondiale actuelle est [58]

$$\text{BR}[B \rightarrow X_s \gamma]_{\text{ex}} = (3.55 \pm 0.26) \cdot 10^{-4} \quad (2.3)$$

et elle a une erreur de l'ordre de 7%. Cette valeur est en accord avec la prédiction du modèle standard $\text{BR}[B \rightarrow X_s \gamma]_{\text{th}} = (3.15 \pm 0.23) \cdot 10^{-4}$ [59, 60]. Le MSSM donne des contributions considérables à cette désintégration en donnant des nouveaux canaux qui contiennent des particules (voir par exemple les figures 2.1). Vu le bon accord entre la prédiction du modèle standard et les résultats expérimentaux, il existe des contraintes très sévères dans la structure de la saveur pour le MSSM.

Nouvelles sources de violation CP.

Dans le MS l'unique source de violation de la symétrie CP est contenue dans la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM). Les mesures de violation CP dans les mélanges et les désintégrations des mésons B et K indiquent que le modèle standard est insuffisant pour expliquer l'asymétrie baryonique de l'univers. Au contraire, dans le MSSM les termes de brisure de SUSY contiennent plusieurs nouvelles phases qui peuvent engendrer plus de violation CP, même si l'on suppose l'universalité de la saveur dans les secteurs des squarks et des sleptons. En effet, une phase qui viole CP en SUSY, combinée avec


 FIG. 2.1 – Désintégration $b \rightarrow s\gamma$ dans le MS et nouveaux canaux dans le MSSM.

des superpartenaires à l'échelle du TeV, va généralement violer les contraintes expérimentales des moments dipolaires électriques de l'électron et du neutron de plusieurs ordres de grandeur [61]. Cette difficulté est connue comme le problème de CP supersymétrique.

Le problème du paramètre μ .

Le paramètre μ du superpotentiel permet l'acquisition d'une valeur moyenne dans le vide non nulle pour les deux superchamps de Higgs H_u et H_d , après la brisure de la symétrie électrofaible. Afin d'avoir une bonne brisure de cette symétrie, μ doit être de l'ordre de l'échelle électrofaible et non pas de l'ordre de l'échelle de Planck, où naïvement on l'aurait attendu. Le MSSM ne donne pas d'explication sur le mécanisme stabilisant ce paramètre.

Désintégration rapide du proton.

Dans le MSSM il peut y avoir des opérateurs non renormalisables de dimension cinq mettant en jeu deux fermions et deux sfermions qui, en général, vont engendrer la désintégration très rapide du proton, violant ainsi les contraintes expérimentales. Ces opérateurs, de la forme $qq\tilde{q}\tilde{l}$, sont faiblement supprimés et pourraient donner lieu à des désintégrations du type : $p \rightarrow K^+ \bar{\nu}$.

Bien sûr, aucun de ces problèmes n'est insurmontable et la construction de modèles pour les résoudre a été un des principaux objectifs de ces dernières années. Par exemple, le problème phénoménologique posé par le grand nombre de paramètres libres dans la version la plus générale du MSSM peut être résolu en faisant quelques suppositions :

- tous les paramètres de brisure douce de la SUSY sont réels,
- les matrices de masse des sfermions et les couplages trilinéaires sont diagonaux,
- les termes de masse qui brisent la SUSY et les couplages trilinéaires de la première et la deuxième génération des fermions ont la même valeur à basse énergie.

L'éventualité d'un excès de FCNC ou de violation de CP sont éliminés par ces hypothèses. Ce faisant, on aboutit à un modèle qui peut être prédictif (ou au moins beaucoup plus prédictif que le MSSM général) dans le sens où il devient possible de faire des études phénoménologiques réalistes. Ce modèle dit MSSM phénoménologique ou pMSSM [62], comporte 22 paramètres libres de plus que le MS.

Il existe également une extension du MSSM, le NMSSM (pour Next-to-MSSM), offrant une solution au problème du paramètre μ [63]. Dans ce modèle, le terme μ est engendré dynamiquement via l'acquisition d'une vev d'un supermultiplet chiral supplémentaire S .

2.2 Scalars lourds : motivations

Dans le cadre du MSSM ou de ses extensions, la compensation exacte des divergences logarithmiques du secteur du Higgs demande la dégénérescence en masse des particules standard et de leurs superpartenaires. Cette condition résout le problème de hiérarchie du modèle standard. Or, nous n'avons, jusqu'à présent, pas observé ces superpartenaires. La dégénérescence doit donc être levée en autorisant les particules à être plus massives et en acceptant un ajustement fin d'*au moins* quelques pourcents. Dans les dernières décennies, on a accepté d'augmenter les masses des superpartenaires jusqu'à des échelles de l'ordre du TeV afin d'avoir un minimum d'ajustement fin. Toutefois, il n'existe aucun critère pour définir objectivement le maximum d'ajustement fin qui peut être tolérable [64].

Cependant, deux autres motivations vont en faveur d'une supersymétrie à basse énergie, mettant en jeu des superpartenaires légers :

- d'un côté, l'évolution des couplages de jauge nécessite une modification assez rapide (c'est-à-dire à basse énergie) des fonctions bêtas, si l'on demande qu'ils convergent à une échelle de grande unification [65, 66] ;
- le problème de la matière sombre demande l'existence d'une nouvelle particule stable, neutre et interagissant faiblement, et qui soit, de plus, relativement légère afin de satisfaire les observations cosmologiques de la densité relique.

En 2004, N. Arkani-Hamed et S. Dimopoulos [67] ainsi que G. Giudice et A. Romanino [68, 69], proposent une modification simple mais dramatique dans la conception des modèles supersymétriques. En fait, ils font remarquer que pour que la SUSY puisse résoudre l'unification des couplages de jauge et le problème de la matière sombre, *seuls* les jauginos et les higgsinos doivent être relativement légers¹. C'est à dire que seuls les superpartenaires de spin $\frac{1}{2}$ (et non pas ceux de spin 0) doivent avoir des masses de l'ordre de l'échelle électrofaible : ainsi, même avec des scalaires 'lourds' on peut avoir une solution aux deux derniers problèmes énoncés précédemment. Par contre, plus la masse M_S des scalaires supersymétriques est élevée, plus l'ajustement fin sera important.

Le cas où $M_S \gg 10$ TeV est connu sous le nom de '*Split Supersymmetry*' [69, 68] et correspond à un scénario extrême où l'on doit renoncer à la solution supersymétrique du problème de hiérarchie.

On peut toutefois se restreindre au cas où les scalaires ont une masse de l'ordre de quelques TeV, disons $M_S \sim 10$ TeV. La phénoménologie est très proche de celle du modèle

¹L'hypothèse de squarks et de sleptons plus lourds que l'échelle électrofaible avait déjà été évoquée dans la référence [70].

de *Split SUSY* et, en particulier, les scalaires ne sont pas accessibles auprès des futurs collisionneurs tels que le LHC et ILC. Toutefois, dans ce dernier cas, nous gardons toujours la solution au problème de hiérarchie bien que nous ayons besoin d'un ajustement plus fin que dans le cas d'une échelle SUSY de l'ordre du TeV. On peut considérer que la différence entre un ajustement à un pourcent ou à un pour mille est assez minime et les implications phénoménologiques de cette éventualité sont intéressantes à étudier.

Dans ce type de modèles avec des scalaires lourds [71], en plus des particules standard, le spectre à basse énergie comporte tout les fermions supersymétriques : le gluino \tilde{g} , les charginos $\tilde{\chi}_{1,2}^{\pm}$ et les neutralinos $\tilde{\chi}_{1\dots 4}^0$. Tous les scalaires supersymétriques (squarks, sleptons et bosons de Higgs) de masse M_S vont être découplés de la théorie à basse énergie. Seule une combinaison des deux doublets de Higgs doit être finement ajustée afin d'avoir un Higgs à l'échelle électrofaible, permettant ainsi d'engendrer une brisure du secteur électrofaible similaire à celle du modèle standard.

Les scénarios avec des scalaires lourds présentent des caractéristiques séduisantes. Premièrement, on a toujours l'unification des couplages de jauge vu qu'elle fonctionne de la même façon que dans le MSSM, étant donné que ce modèle diffère du MSSM essentiellement par la perte des squarks, des sleptons et d'un doublet de Higgs. En effet, comme les sfermions appartiennent à des multiplets complets de $SU(5)$, leur absence ne va pas modifier l'unification [69]. Le doublet de Higgs contribue à l'évolution des couplages de jauge, mais son rôle est très limité. De plus, et de même que dans le MSSM, en imposant la parité R , la particule supersymétrique la plus légère (LSP), en général le neutralino $\tilde{\chi}_1^0$, va être stable et donc un bon candidat pour la matière sombre.

En outre, le fait d'avoir des scalaires lourds découplés de la théorie à basse énergie permet d'éliminer un grand nombre de termes de brisure douce de la supersymétrie. On a ainsi une théorie avec un nombre très réduit de paramètres libres et donc beaucoup plus prédictif que le MSSM ou même que le pMSSM, avec une centaine et une vingtaine de paramètres libres respectivement. D'autre part, la tension avec les mesures du LEP se relaxe vu que la masse du boson de Higgs prédite par la théorie peut atteindre des valeurs beaucoup plus élevées que pour le cas du MSSM. En général, cette masse est comprise entre 130 et 150 GeV. Finalement, comme les scalaires ont été découplés du spectre de basse énergie, il n'y aura plus d'excès de FCNC et de violation CP. Par ailleurs, les opérateurs de dimension cinq sont supprimés par des puissances de la masse des scalaires lourds, et donc les processus de désintégration du proton sont supprimés et ce dernier devient stable.

Au niveau du spectre supersymétrique, le fait d'avoir des scalaires lourds entraînerait d'importantes répercussions. Les fermions (gluino \tilde{g} , charginos $\tilde{\chi}_{1,2}^{\pm}$ et neutralinos $\tilde{\chi}_{1\dots 4}^0$) peuvent demeurer à l'échelle électrofaible parce que leurs masses sont protégées par des symétries. En revanche, les scalaires (squarks, sleptons et bosons de Higgs), dont les masses ne sont pas protégées, vont se trouver naturellement à une échelle $M_S \gg 1$ TeV. Comme déjà mentionné, seule une combinaison des deux doublets de Higgs doit donc être finement

ajustée pour rester à l'échelle du TeV, et donner lieu à une brisure du secteur électrofaible comme dans le cas du modèle standard.

2.3 Théorie effective à basse énergie

A basse énergie, le spectre de cette théorie contient le bino \tilde{B} , le wino \tilde{W} , le gluino \tilde{g} et les higgsinos \tilde{H}_u et \tilde{H}_d , ainsi que les particules du MS. Le lagrangien avec parité R le plus général que l'on puisse construire, au-delà des termes cinétiques et des termes non renormalisables, qui vont être supprimés par des puissances de M_S , est le suivant :

$$\begin{aligned} \mathcal{L} \supset & m_H^2 H^\dagger H - \frac{\lambda}{2} (H^\dagger H)^2 - \left[h_{ij}^u \bar{q}_j u_i \epsilon H^* + h_{ij}^d \bar{q}_j d_i H + h_{ij}^e \bar{\ell}_j e_i H \right. \\ & + \frac{M_3}{2} \tilde{g}^A \tilde{g}^A + \frac{M_2}{2} \tilde{W}^a \tilde{W}^a + \frac{M_1}{2} \tilde{B} \tilde{B} + \mu \tilde{H}_u^T \epsilon \tilde{H}_d \\ & \left. + \frac{H^\dagger}{\sqrt{2}} \left(\tilde{g}_u \sigma^a \tilde{W}^a + \tilde{g}'_u \tilde{B} \right) \tilde{H}_u + \frac{H^T \epsilon}{\sqrt{2}} \left(-\tilde{g}_d \sigma^a \tilde{W}^a + \tilde{g}'_d \tilde{B} \right) \tilde{H}_d + \text{c.h.} \right], \end{aligned} \quad (2.4)$$

où $\epsilon = i \sigma^2$, les σ^a étant les matrices de Pauli et les indices $i, j = 1 \dots 3$ indiquant la génération des fermions. Ce lagrangien décrit la théorie effective obtenue en omettant les squarks, sleptons, le boson de Higgs scalaire lourd, le pseudoscalaire et les Higgs chargés. Dans l'équation (2.4), m_H et λ correspondent respectivement à la masse et au couplage quartique du doublet standard de Higgs H , et les $h^{u,d,e}$ correspondent aux couplages effectifs de Yukawa. On a de plus les termes $M_{1\dots 3}$ de masse des jauginos brisant doucement la SUSY, le terme μ de masse des higgsinos et les termes $(\tilde{g}_{u,d}, \tilde{g}'_{u,d})$ de couplage effectif entre les Higgs-higgsinos-jauginos.

Le doublet de Higgs dit 'standard', est une combinaison linéaire des composantes neutres des deux doublets de Higgs supersymétriques H_u et H_d ,

$$H = -\cos \beta \epsilon H_d^* + \sin \beta H_u, \quad (2.5)$$

ajustée finement de façon à avoir une masse m_H de l'ordre de l'échelle électrofaible. Ce boson de Higgs a essentiellement les mêmes propriétés que celui du modèle standard, mise à part sa masse qui est plus élevée et son couplage aux higgsinos et aux jauginos (voir les sections 2.3.1 et 2.5.1). Il est important de signaler que, contrairement au MSSM, $\tan \beta$ n'est plus interprétée comme le rapport des vev des champs de Higgs mais plutôt comme un angle d'ajustement fin qui permet d'avoir un Higgs lourd et un léger.

Les constantes de couplage de cette théorie effective sont fixées à l'échelle M_S , en demandant la continuité des flux des couplages du lagrangien complet du MSSM (équation (1.87)) et ceux du lagrangien du MSSM avec de scalaires lourds, équation (2.4). En l'occurrence, ces relations sont :

$$\lambda(M_S) = \frac{1}{4} [g^2(M_S) + g'^2(M_S)] \cos^2 2\beta + \Delta_{\text{th}} \lambda, \quad (2.6)$$

$$h_{ij}^u(M_S) = \lambda_{ij}^{u*}(M_S) \sin \beta, \quad h_{ij}^{d,e}(M_S) = \lambda_{ij}^{d,e*}(M_S) \cos \beta, \quad (2.7)$$

$$\begin{aligned} \tilde{g}_u(M_S) &= g(M_S) \sin \beta, & \tilde{g}_d(M_S) &= g(M_S) \cos \beta, \\ \tilde{g}'_u(M_S) &= g'(M_S) \sin \beta, & \tilde{g}'_d(M_S) &= g'(M_S) \cos \beta, \end{aligned} \quad (2.8)$$

où g et g' sont les constantes de couplage des groupes de jauge $SU(2)_L$ et $U(1)_Y$, et les $\lambda^{u,d,e}$ sont les couplages de Yukawa du MSSM.

Dans la condition de bord (entre les régimes avec et sans scalaires) du couplage quartique du Higgs (équation (2.6)), on a inclus une correction de seuil à une boucle [72] :

$$\Delta_{\text{th}}\lambda = \frac{3 h_t^4}{8 \pi^2} \left[\left(1 - \frac{g^2 + g'^2}{8 h_t^2} \right) \frac{X_t^2}{M_S^2} - \frac{X_t^4}{12 M_S^4} \right], \quad (2.9)$$

où h_t est le couplage de Yukawa du quark top et $X_t \equiv A_t - \mu / \tan \beta$ vient du mélange droite-gauche des squarks stop, A_t le couplage trilineaire entre le Higgs et les deux stops. Ici M_S est interprétée comme la moyenne des deux masses des stops. On note que dans ce modèle, le couplage trilineaire A_t ne peut pas être très grand (c'est-à-dire \gg TeV) car il est protégé par les mêmes symétries qui conservent les masses des jauginos et des higgsinos à l'échelle électrofaible. Étant donné que $\Delta_{\text{th}}\lambda$ est supprimée par des puissances de M_S , cette correction de seuil à λ est pertinente uniquement pour des valeurs de M_S pas trop élevées ($\gtrsim 10$ TeV).

Au delà de l'ordre des arbres, les conditions de bord (2.6) et (2.8) sont valides uniquement dans le schéma de renormalisation $\overline{\text{DR}}$, vu qu'il ne brise pas la supersymétrie. Néanmoins on peut utiliser le schéma $\overline{\text{MS}}$ en corrigeant ces relations avec les expressions à une boucle données dans l'appendice B.4.

Dans le contexte du MSSM, il est possible d'avoir des jauginos et des higgsinos qui ont des masses à l'échelle électrofaible, vu que les $M_{1\dots 3}$ sont protégées par la symétrie R et μ par une symétrie de Peccei-Quinn. Néanmoins, le groupe de symétrie du lagrangien (2.4) n'est pas agrandi si l'on annule séparément M_i ou μ . Cela est dû au fait qu'on a brisé explicitement la SUSY en éliminant les champs scalaires. Toutefois, si l'on annule *simultanément* M_i et μ , la théorie effective récupère l'invariance sous un produit de la symétrie R et de celle de Peccei-Quinn. L'équation (2.4) est donc invariante sous une symétrie $U(1)$ globale, avec des charges :

$$S[\tilde{H}_u] = S[q] = S[l] = 0, \quad (2.10)$$

$$S[\tilde{B}] = S[\tilde{W}] = S[H] = S[u] = -S[d] = -S[e] = -\frac{1}{2} S[\tilde{H}_d]. \quad (2.11)$$

Cette symétrie est brisée spontanément par la vev du champ de Higgs et explicitement par les termes proportionnels à μ et à M_i . Les paramètres de masses des jauginos et des higgsinos sont donc protégés par cette symétrie, ce qui implique que les charginos, neutralinos et gluinos sont à l'échelle électrofaible.

Mis à part les paramètres du modèle standard, le MSSM avec des scalaires lourds comporte 7 paramètres libres : M_S , μ , M_1 , M_2 , M_3 , $\tan\beta$ et A_t . Les masses des jauginos $M_{1\dots 3}$ sont traitées comme des paramètres d'entrée définis à l'échelle de grande unification M_{GUT} , qui est définie comme l'échelle à laquelle les constantes de couplage $g_1 \equiv \sqrt{5/3}g'$ et $g_2 \equiv g$ s'unifient. Lorsqu'on se placera dans le cas universel où les trois masses des jauginos sont unifiées à M_{GUT} , on notera $M_1(M_{\text{GUT}}) = M_2(M_{\text{GUT}}) = M_3(M_{\text{GUT}}) = m_{1/2}$. Il faut remarquer que contrairement au MSSM, μ doit aussi être défini comme un paramètre d'entrée vu qu'il n'est plus défini par les conditions de brisure de la symétrie électrofaible. Ce paramètre μ est évalué à l'échelle M_Z .

Comme les différents paramètres sont définis à différentes échelles, on utilise les équations du groupe de renormalisation (RGE) à une boucle pour faire évoluer de façon itérative les paramètres entre M_Z et M_S , et ainsi stabiliser le système. Les RGE sont consignées dans l'appendice A. Finalement, les paramètres sont évolués à une échelle Q_W de l'ordre de l'échelle électrofaible. Cette procédure permet de resommer à tout les ordres les logarithmes dominants de la forme $\log(M_S/Q_W)$.

2.3.1 Spectre de la théorie

Une fois que tous les paramètres sont fixés, les masses physiques du Higgs, des charginos et des neutralinos peuvent être calculées à l'échelle Q_W en incluant les corrections radiatives à une boucle. La masse du gluino est calculée à part, à l'échelle M_3 .

Masse du Higgs

A l'ordre des arbres, la masse carrée du boson de Higgs à l'échelle Q est

$$m_H^2(Q) = 2\lambda(Q)v^2 = \frac{\lambda(Q)}{\sqrt{2}G_F}, \quad (2.12)$$

où v est la vev du champs de Higgs et $G_F \simeq 1.16637 \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$ la constante de couplage de Fermi. On peut calculer la masse physique M_H à l'ordre d'une boucle :

$$M_H = \sqrt{\frac{\lambda(Q)}{\sqrt{2}G_F}} [1 + \delta^{MS}(Q) + \delta^X(Q)], \quad (2.13)$$

où δ^{MS} correspond aux contributions données par les diagrammes contenant des particules standard. L'expression de δ^{MS} est reportée dans la section B.1. Il faut signaler que cette contribution est dominée par les diagrammes qui contiennent des boucles de quarks top et qui sont donc proportionnels à M_t^4 . D'autre part, δ^X correspond à la contribution des charginos et des neutralinos ; elle est de la forme

$$\delta^X = \frac{1}{2} \left[\frac{T_H^X}{\sqrt{2}m_H^2 v} - \frac{\Pi_{HH}^X(m_H^2)}{m_H^2} + \frac{\Pi_{WW}^X(0)}{m_W^2} \right], \quad (2.14)$$

où T_H^X , Π_{HH}^X et Π_{WW}^X sont les contributions des neutralinos et charginos au tadpole du Higgs, la self-énergie du Higgs et la self-énergie du boson W respectivement. Le terme Π_{WW}^X correspond à la correction radiative à la vev. Ces expressions des self-énergies et du tadpole ont été prises de la référence [73], où elles sont calculées pour le cas du MSSM, en étant, bien entendu, adaptées au cas des scalaires lourds, en faisant une rotation des champs de Higgs, négligeant les contributions des scalaires lourds et en réécrivant les couplages des charginos et neutralinos en fonction des couplages effectifs Higgs-higgsino-jaugino $\tilde{g}_{u,d}$ et $\tilde{g}'_{u,d}$. L'expression trouvée pour δ^X est consignée dans la section B.1 et est équivalente à celle de la référence [74].

Grâce à la grande valeur de M_S , la valeur à basse énergie du couplage quartique λ du Higgs (et donc la valeur de M_H) est contrôlée par les corrections radiatives induites par le flux du groupe de renormalisation. dans le couplage de Yukawa du top $\propto \lambda_t^4$. On étudie donc l'évolution de la masse du Higgs en fonction de M_S . La figure 2.2 montre la variation de M_H en fonction de M_S pour $A_t = 0$, $\mu = m_{1/2} = 500$ GeV et $\tan\beta = 2$ et 30.

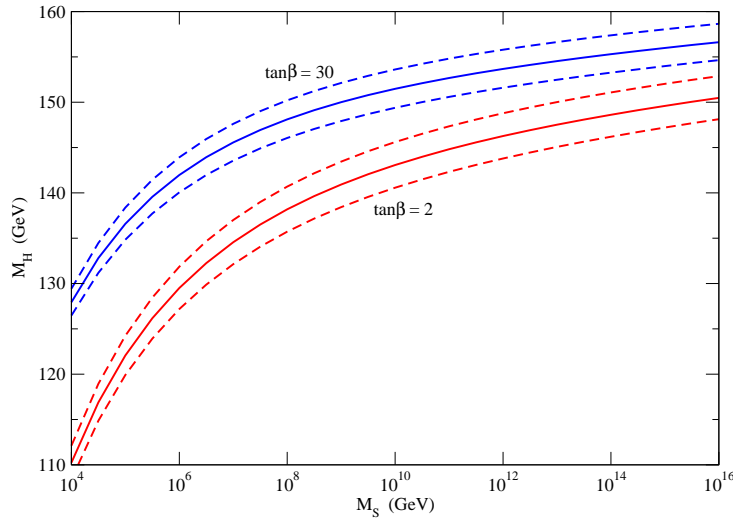


FIG. 2.2 – Masse du Higgs en fonction de M_S pour $A_t = 0$, $\mu = m_{1/2} = 500$ GeV et $\tan\beta = 2$ et 30. La ligne centrale correspond à la valeur centrale de la masse du top, les lignes discontinues à sa variation de $\pm 1\sigma$.

Pour chaque valeur de $\tan\beta$, la ligne continue correspond à la valeur centrale de la masse du top ($M_t = 170.9$ GeV), les lignes discontinues à sa variation de $\pm 1\sigma$. La masse du Higgs est sensible aux variations de $\tan\beta$ surtout pour des petites valeurs de M_S : on peut avoir des différences allant jusqu'à une vingtaine de GeV pour $M_S \sim 10^4$ GeV. En effet, dans cette région, la valeur de λ est dominée par le facteur $\cos^2 2\beta$ de l'équation (2.6) ; par contre, pour de plus fortes valeurs de M_S , ce sont les corrections dues au flux du groupe de renormalisation qui prennent le relais, et donc la dépendance en β s'affaiblit.

C'est sur la valeur de λ , et donc sur la masse du Higgs, que $\tan\beta$ joue le rôle le plus important dans la phénoménologie du modèle.

Le couplage trilinéaire A_t du top influence aussi la masse du Higgs. Néanmoins il ne joue un rôle important que pour des valeurs de M_S relativement basses, étant supprimé par des puissances de $1/M_S$ (voir l'équation (2.9)). D'autre part, ce couplage ne peut pas être très grand ($A_t \ll M_S$) parce qu'il est protégé par la même symétrie qui protège μ et les M_i . La figure 2.3 montre la variation de la masse du Higgs en fonction de X_t/M_S , pour $M_S = 10$ TeV, $\mu = m_{1/2} = 500$ GeV et $\tan\beta = 2$ et 30.

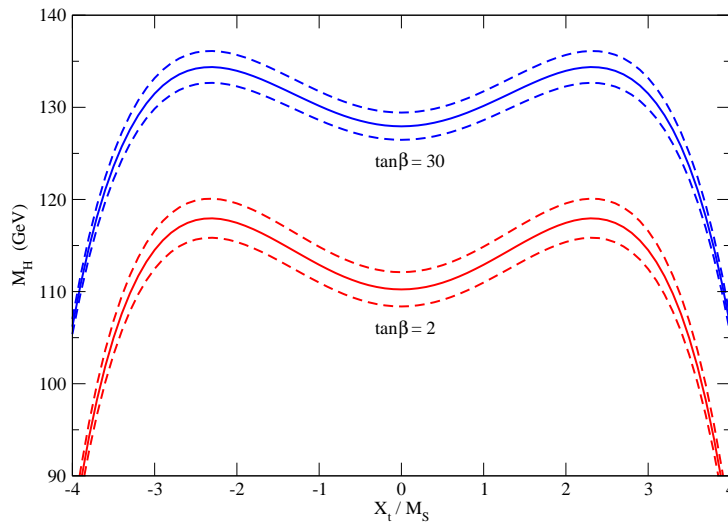


FIG. 2.3 – Masse du Higgs en fonction de X_t/M_S pour $M_S = 10$ TeV, $\mu = m_{1/2} = 500$ GeV et $\tan\beta = 2$ et 30. La ligne interne continue correspond à la valeur centrale de la masse du top, les lignes discontinues à sa variation de $\pm 1\sigma$.

Il est important d'étudier la dépendance de la masse du Higgs par rapport au choix de l'échelle de renormalisation Q_W à laquelle a été calculée la masse physique M_H . Bien sûr, la masse physique est, par définition, indépendante de l'échelle de normalisation ; cela veut dire que si l'on calcule les contributions à tout les ordres de perturbation il n'y aurait aucune dépendance en Q_W . Or, comme on a tronqué la série à l'ordre d'une boucle, la masse physique présente une dépendance en l'échelle Q_W . Dans la figure 2.4, on montre cette dépendance de M_H en Q_W , pour $M_S = 10^4$ (rouge) et 10^{10} GeV (bleu), $\tan\beta = 30$, $\mu = m_{1/2} = 500$ GeV et $A_t = 0$.

Pour chaque valeur de M_S , la ligne discontinue représente le résultat à l'ordre des arbres ($\delta^{MS} = \delta^x = 0$ dans l'équation (2.13)), la ligne pointillée et la ligne solide représentent les résultats à une boucle en utilisant la masse physique M_t et la masse running $m_t(Q_W)$ du quark top dans l'expression de δ^{MS} . Dans un premier temps, on peut remarquer que la masse à l'ordre des arbres présente une dépendance assez importante en Q_W , donnée par la dépendance de λ . Une dépendance non négligeable est aussi présente lorsqu'on calcule

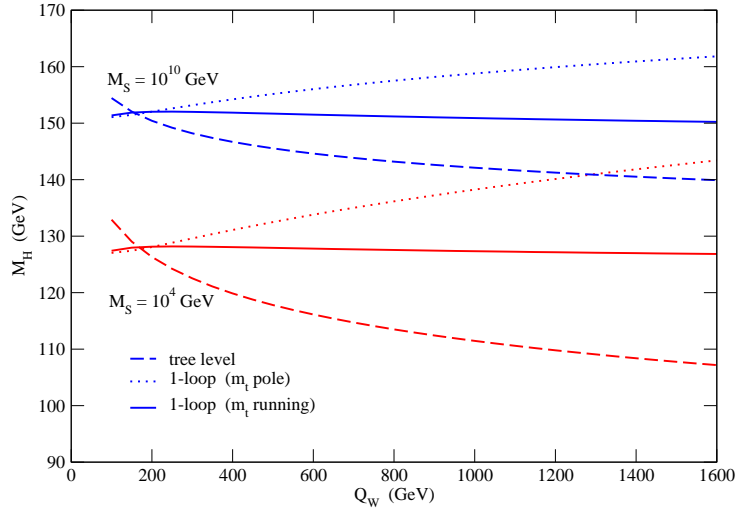


FIG. 2.4 – Masse du Higgs en fonction de l'échelle Q_W dans des différentes approximations, pour $M_S = 10^4$ et 10^{10} GeV.

M_H à une boucle en utilisant la masse physique M_t . Par contre, si l'on utilise la masse running $m_t(Q_W)$, la dépendance résiduelle de Q_W est très faible. On note aussi que les trois déterminations de la masse physique du Higgs sont comparables pour $Q_W \sim M_t$.

Masse des charginos et des neutralinos

A l'ordre des arbres, les matrices de masse pour les charginos et les neutralinos sont :

$$\mathcal{M}_{\pm} = \begin{pmatrix} M_2 & \tilde{g}_u v \\ \tilde{g}_d v & \mu \end{pmatrix}, \quad (2.15)$$

$$\mathcal{M}_0 = \begin{pmatrix} M_1 & 0 & -\tilde{g}'_d \frac{v}{\sqrt{2}} & \tilde{g}'_u \frac{v}{\sqrt{2}} \\ 0 & M_2 & \tilde{g}_d \frac{v}{\sqrt{2}} & -\tilde{g}_u \frac{v}{\sqrt{2}} \\ -\tilde{g}'_d \frac{v}{\sqrt{2}} & \tilde{g}_d \frac{v}{\sqrt{2}} & 0 & -\mu \\ \tilde{g}'_u \frac{v}{\sqrt{2}} & -\tilde{g}_u \frac{v}{\sqrt{2}} & -\mu & 0 \end{pmatrix}. \quad (2.16)$$

Ces matrices de masse dépendent de l'échelle d'énergie à laquelle les paramètres des équations (2.15) et (2.16) sont calculés. Afin de réduire cette dépendance, on introduit des corrections à une boucle, en adaptant les résultats de la référence [73] au cas de Split SUSY. Dans les figures 2.5 et 2.6 on présente les masses des charginos et neutralinos en fonction de Q_W , pour $M_S = 10^4$ GeV, $\mu = m_{1/2} = 500$ GeV et $\tan \beta = 30$.

Les lignes rouge discontinue et bleu continue correspondent respectivement aux résultats à l'ordre des arbres et à une boucle. On constate que l'introduction des corrections

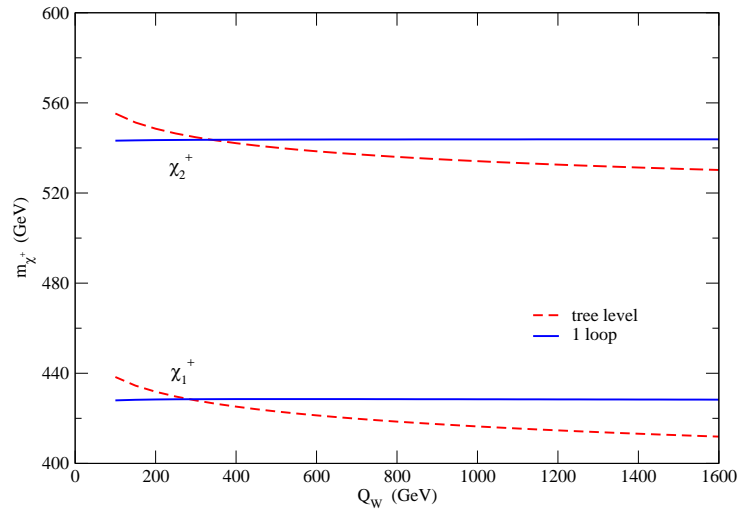


FIG. 2.5 – Masse des charginos en fonction de l'échelle Q_W pour $M_S = 10^4$ GeV, $\mu = m_{1/2} = 500$ GeV et $\tan\beta = 30$. Les lignes rouge discontinue et bleu continue correspondent respectivement aux résultats à l'ordre des arbres et à une boucle.

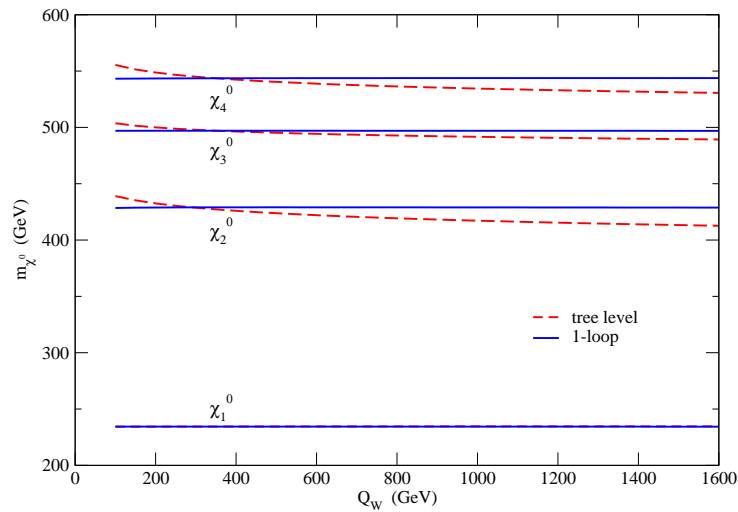


FIG. 2.6 – Masse des neutralinos en fonction de l'échelle Q_W pour $M_S = 10^4$ GeV, $\mu = m_{1/2} = 500$ GeV et $\tan\beta = 30$. Les lignes rouge discontinue et bleu continue correspondent respectivement aux résultats à l'ordre des arbres et à une boucle.

radiatives diminue considérablement la dépendance en l'échelle; l'unique exception est le neutralino le plus léger, qui a déjà une dépendance très faible et qui reçoit donc des corrections négligeables.

Masse du gluino

A l'ordre des arbres, la masse du gluino est donnée par

$$M_{\tilde{g}} = M_3. \quad (2.17)$$

A une boucle, sa masse physique est donnée par l'expression [69] :

$$M_{\tilde{g}} = M_3(Q) \left[1 + \frac{\alpha_S}{4\pi} \left(12 + 9 \log \frac{Q^2}{M_3^2} \right) \right]. \quad (2.18)$$

Dans l'analyse des sections suivantes, on s'intéressera principalement à la phénoménologie de processus où des charginos ou des neutralinos sont présents. C'est pour cette raison que l'on trouve pertinent de choisir par défaut une échelle qui est représentative du secteur des charginos et neutralinos :

$$Q_W = \sqrt{\mu \cdot M_2}. \quad (2.19)$$

Néanmoins, bien qu'à priori ce choix pour Q_W n'est pas le meilleur pour les phénomènes où des bosons de Higgs entrent en jeu, il s'avère que la masse du Higgs est peu sensible à ce choix, si l'on calcule M_H en utilisant la masse running du quark top (voir figure 2.4). D'un autre côté, dans plusieurs modèles la masse du gluino peut être substantiellement plus élevée que celle des charginos et neutralinos : on prendra donc $Q_W = M_3$, uniquement lorsqu'on discutera la masse et les désintégrations du gluino.

2.3.2 Structure des masses des jauginos

Les paramètres de masse $M_{1,2,3}$ des jauginos, entrant dans les matrices de masse des charginos, neutralinos et gluino sont fixés à l'échelle M_{GUT} de grande unification. Leurs valeurs, à l'échelle électrofaible (M_{EW}), sont déterminées en les faisant évoluer via les RGE. Si l'on suppose l'universalité de ces paramètres

$$M_1 = M_2 = M_3 = m_{1/2} \quad (2.20)$$

à M_{GUT} , comme il est fait par exemple dans le modèle minimal de supergravité (mSUGRA), les rapports entre ces masses à M_{EW} sont reliés aux valeurs des couplages $g_{1,2,3}$, selon

$$M_1 : M_2 : M_3 = \alpha_1 : \alpha_2 : \alpha_3, \quad (2.21)$$

avec $\alpha_i \equiv g_i^2/(4\pi)$. On remarque que ces rapports à basse énergie dépendent aussi de l'échelle intermédiaire M_S .

La figure 2.7 montre l'évolution des masses des jauginos entre M_{GUT} et M_{EW} pour $m_{1/2} = 500$ GeV et $M_S = 10^4$ et 10^{10} GeV.

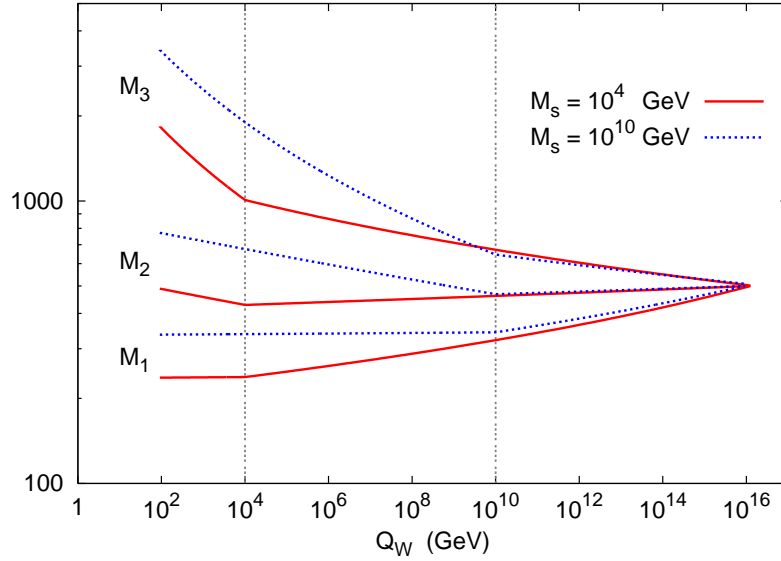


FIG. 2.7 – Évolution des masses des jauginos de M_{EW} à M_{GUT} , pour $M_S = 10^4$ et 10^{10} GeV, en supposant un scénario où ces masses sont unifiées à M_{GUT} .

L'évolution des M_i présente un changement de régime pour $Q = M_S$ dû au découplage des scalaires lourds dans les RGE. En effet, entre M_{EW} et M_S , on utilise les RGE de Split-SUSY, alors que de M_S à M_{GUT} , celles du MSSM. A l'échelle électrofaible, le rapport entre les masses des jauginos est $M_1 : M_2 : M_3 = 1.0 : 2.0 : 7.8$ pour $M_S = 10^4$ GeV et $M_1 : M_2 : M_3 = 1.0 : 2.3 : 10.2$ pour $M_S = 10^{10}$ GeV. En prenant $M_S = 1$ TeV, on retrouve le résultat standard du MSSM $M_1 : M_2 : M_3 \sim 1 : 2 : 7$.

Sachant que le nombre de paramètres libres dans le MSSM avec des scalaires lourds est assez restreinte, il est possible de relâcher l'hypothèse d'universalité des masses des jauginos à M_{GUT} , tout en ayant une théorie prédictive. Il sera toujours possible de scanner l'espace de paramètres μ, M_1, M_2, M_3 ; toutefois, au lieu de balayer cet énorme espace de paramètres il est aussi possible de choisir des modèles supersymétriques donnant des valeurs pour les M_i à l'échelle M_{GUT} , différentes de celles du cas universel [75, 76].

Si la gravité est le messenger qui communique la brisure de la SUSY du secteur invisible au secteur visible, les termes de masse des jauginos brisant la SUSY peuvent être engendrés par des interactions d'ordre supérieur qui couplent un superchamps chiral Φ_{ab} au tenseur supersymétrique de champs W^a . Ces interactions sont de la forme [23] :

$$\mathcal{L} = \int d^4\theta E \left(\frac{1}{R} f_{ab} W^a W^b + \text{c.h.} \right), \quad (2.22)$$

avec $f_{ab} = \delta_{ab} + \Phi_{ab}/M_P + \mathcal{O}(M_P^{-2})$, E est le déterminant du tenseur métrique et R est la courbure scalaire. Φ_{ab} se transforme comme un superchamps chiral gauche sous

des transformations supersymétriques et comme le produit symétrique de deux adjoints sous des transformations de jauge. Le premier terme dans l'expansion de f_{ab} va donner lieu à un terme cinétique ordinaire pour un superchamp vectoriel. Le deuxième terme va engendrer des masses pour les jauginos à travers un opérateur de dimension 5, après que le champ auxiliaire F_Φ du superchamp Φ ait acquis une vev [75] :

$$\mathcal{L} = \int d^2\theta W^a W^b \frac{\Phi_{ab}}{M_p} + \text{c.h.} \sim \frac{\langle F_\Phi \rangle_{ab}}{M_p} \lambda^a \lambda^b, \quad (2.23)$$

$\lambda^{1,2,3}$ étant les jauginos. Si F_Φ est un singlet, $\langle F_\Phi \rangle_{ab} = c \delta_{ab}$, et les masses des jauginos sont universelles. Néanmoins, en principe Φ et F_Φ peuvent appartenir à n'importe quelle représentation du produit symétrique de deux adjoints. Dans le contexte d'une théorie de grande unification basée sur $SU(5)$, en sachant que la représentation adjointe est **24**, on décompose le produit de deux adjoints dans des représentations irréductibles [77] :

$$\mathbf{24} \otimes \mathbf{24} = \mathbf{1}_s \oplus \mathbf{24}_s \oplus \mathbf{24}_a \oplus \mathbf{75}_s \oplus \mathbf{126}_a \oplus \overline{\mathbf{126}}_a \oplus \mathbf{200}_s, \quad (2.24)$$

où l'index 's' se réfère aux représentations symétriques et 'a' aux antisymétriques. Le produit symétrique des deux adjoints est donc :

$$(\mathbf{24} \otimes \mathbf{24})_s = \mathbf{1} \oplus \mathbf{24} \oplus \mathbf{75} \oplus \mathbf{200}, \quad (2.25)$$

où la représentation **1**, singlet de jauge, va donner lieu à des masses des jauginos unifiées. Pour les autres représentations $\langle F_\Phi \rangle_{ab} = c_a \delta_{ab}$ et donc le facteur c_a va être responsable de la hiérarchie des masses M_i à l'échelle M_{GUT} . Les valeurs des c_a vont dépendre de la représentation choisie. Une combinaison arbitraire des quatre représentations symétriques irréductibles est possible, mais ne sera pas étudiée ici.

Un autre scénario de non universalité est un modèle motivé par les supercordes dans lequel la brisure de la SUSY est dominée par les champs de modules et non pas par les dilatons. On considère le modèle de cordes dit **OII** des références [78, 79, 80], dans lequel tous les champs chiraux ont un poids modulaire égal à l'unité. La masse des jauginos (M_a) et celle des scalaires (m_0) à M_{GUT} est donnée par :

$$\begin{aligned} M_a &\sim \pm\sqrt{3} m_{3/2} [-(b_a + \delta_{GS} K \eta)], \\ m_0^2 &= m_{3/2}^2 [-\delta_{GS} K'], \end{aligned} \quad (2.26)$$

où $m_{3/2}$ est la masse du gravitino, les b_a sont les coefficients des RGE à une boucle du MSSM des constantes de couplages g_a ($b_1 = -33/5$, $b_2 = -1$, $b_3 = 3$), δ_{GS} est le paramètre de Green - Schwarz de mélange qui est un entier négatif pour le modèle **OII**; $\eta = \pm 1$. De plus, $K = 4.6 \cdot 10^{-4}$ et $K' = 10^{-3}$, ce qui implique que les squarks et les sleptons seront beaucoup plus lourds que les jauginos. Pour le choix $\delta_{GS} = -4$, à M_{GUT} le rapport entre les masses des jauginos est donnée par $M_1 : M_2 : M_3 \sim \frac{53}{5} : 5 : -1$.

	$Q = M_{\text{GUT}}$			$Q = M_Z$					
				$M_S = 10^4 \text{ GeV}$			$M_S = 10^{10} \text{ GeV}$		
	M_1	M_2	M_3	M_1	M_2	M_3	M_1	M_2	M_3
1	1	1	1	1.0	2.0	7.8	1.0	2.3	10.2
24	1	3	-2	1.0	6.3	-15.2	1.0	6.9	-19.7
75	5	-3	-1	1.0	-1.2	-1.5	1.0	-1.4	-2.0
200	10	2	1	2.4	1.0	1.9	2.2	1.0	2.2
OII	53/5	5	1	1.4	1.3	1.0	1.0	1.1	1.1

TAB. 2.1 – Rapports entre les masses des jauginos à M_{GUT} et à M_Z pour $M_S = 10^4$ et 10^{10} GeV, et pour différents mécanismes de brisure de SUSY.

Dans la table 2.1, on présente les différents rapports entre les masses des jauginos à M_{GUT} et à M_Z pour $M_S = 10^4$ et 10^{10} GeV, et pour les différents mécanismes de brisure de SUSY présentés.

On a utilisé les RGE à une boucle pour tous les couplages. Sur la table on voit qu'à l'échelle électrofaible les rapports entre M_1 , M_2 et M_3 (et donc entre les masses des charginos, des neutralinos et du gluino) possèdent une hiérarchie très variées et assez différente de celle du cas universel où l'on a $M_1 : M_2 : M_3 = \alpha_1 : \alpha_2 : \alpha_3 \sim 1 : 2 : 8$ pour $M_S = 10^4$ GeV.

En particulier, dans le scénario **200**, la hiérarchie entre la masse du wino et celle du bino est inversée : $M_1 > M_2$. Pour des grandes valeurs de μ , la LSP, de type wino, est presque dégénérée en masse avec le chargino le plus léger. Dans le scénario **75** $|M_1| \sim |M_2|$, et pour de grandes valeurs de μ , la LSP possède également une masse qui est assez proche de celle du neutralino χ_2^0 . Le scénario **OII** est le seul pour lequel M_3 est inférieure à M_1 et à M_2 , ce qui implique que le gluino tend à être la LSP. Néanmoins, si $\mu < M_3$ les superparticules χ_1^0 , χ_2^0 et χ_1^\pm seraient quasi-dégénérées en masse et plus légères que le gluino. Finalement, le scénario **24** est assez similaire à celui avec universalité des masses des jauginos mise à part le fait qu'il présente une hiérarchie entre M_1 et M_2 beaucoup plus prononcée : $M_2 \sim 6 M_1$.

Il existe beaucoup plus de modèles qui engendrent des masses de jauginos non universelles [81], néanmoins, ils donnent en général des structures des jauginos à basse énergie, et donc des phénoménologies, similaires aux modèles discutés précédemment. Dans les sections suivantes, on étudie ces structures des masses des jauginos parce qu'elles vont engendrer des phénoménologies caractéristiques et très variées à l'échelle électrofaible.

2.3.3 Implémentation du modèle dans SuSpect

Nous avons implémenté le MSSM avec des scalaires lourds dans une routine² du code SuSpect [82]. Le modèle peut être choisi en sélectionnant l'option `SHeavy`, qui correspond au choix `ichoice(1) = 3`, dans les fichiers d'entrée `suspect2.in` ou `suspect2_lha.in`. Il est nécessaire d'introduire deux ensembles de paramètres d'entrée :

- paramètres du modèle standard, c'est-à-dire les couplages faible et fort, le couplage de Fermi, la masse du boson Z et les masses des fermions de la troisième génération :

$$\alpha(M_Z), \alpha_s(M_Z), G_F, M_Z, M_t, m_b(m_b), M_\tau.$$

Pour les paramètres de masses on utilise les masses physiques, à l'exception de celle du quark b où l'on prend la masse running à l'échelle $Q = m_b$.

- paramètres spécifiques au modèle avec scalaires lourds :

$$\mu(M_Z), M_1(M_{\text{GUT}}), M_2(M_{\text{GUT}}), M_3(M_{\text{GUT}}), M_S, \tan\beta(M_S), A_t(M_S),$$

où μ , M_1 , M_2 et M_3 sont des paramètres dans le schéma de régularisation $\overline{\text{DR}}$.

Tous les autres paramètres et options de ces fichiers d'entrée sont sans importance dans les cas qui nous intéressent.

La routine `SHeavy.f` utilise les RGE, données dans l'annexe A, pour faire l'évolution des couplages de jauge, des couplages de Yukawa correspondant aux fermions de la troisième génération, des couplages Higgs-higgsino-jaugino ($\tilde{g}_{u,d}$, $\tilde{g}'_{u,d}$), des paramètres de masse des jauginos, du paramètre μ et du couplage quartique λ du boson de Higgs. Cette routine contient aussi toutes les corrections radiatives pertinentes à l'ordre d'une boucle. On remarque que tous les calculs sont réalisés dans le schéma $\overline{\text{DR}}$.

Les fichiers de sortie `suspect2.out` ou `suspect2_lha.out` contiennent les masses physiques des charginos, des neutralinos, ainsi que celle du gluino et celle du boson de Higgs léger. Elles sont calculées à l'échelle $Q_W = \sqrt{\mu M_2}$, sauf pour le gluino où l'on prend $Q = M_3$. Les fichiers contiennent aussi les matrices de mélange à l'ordre des arbres U , V et N (voir les équations (B.16) et (B.17)) des charginos et des neutralinos, calculées à l'échelle $Q_W = \sqrt{\mu M_2}$. Les masses de tous les squarks, les sleptons et les autres bosons de Higgs sont considérées comme dégénérées et sont mises à l'échelle M_S . Les angles de mélange des sfermions de la troisième génération et des bosons de Higgs sont mis à zéro. On a ajouté un bloc de données spécifique pour le modèle (`BLOCK GHH`) afin d'afficher les valeurs des couplages Higgs-higgsino-jaugino ($\tilde{g}_{u,d}$, $\tilde{g}'_{u,d}$). Elles sont données à l'échelle $Q_W = \sqrt{\mu M_2}$ et dans le schéma de renormalisation $\overline{\text{DR}}$.

Nous attirons l'attention sur le fait que, pour l'analyse phénoménologique des deux sections suivantes, on a dû adapter au cas de Split-SUSY les programmes `HDECAY` [83] et

²Cette routine est, pour l'instant, disponible sur demande et devrait être bientôt intégrée dans la version officielle de SuSpect.

SDECAY [84], qui calculent respectivement les largeurs et les rapports d'embranchement des bosons de Higgs et des particules supersymétriques. Ces programmes utilisent les résultats donnés par `SuSpect` pour les termes de brisure douce, les matrices de mélange et les masses des sparticules et des bosons de Higgs, mais ils calculent de façon interne les couplages entre les différentes particules. En particulier, on a dû modifier ces deux codes afin d'adapter le couplage Higgs - charginos et celui Higgs - neutralinos.

2.4 Contraintes sur le modèle

2.4.1 Collisionneurs

Dans le scénario **1**, la contrainte expérimentale la plus importante vient de la non-observation de charginos dans le LEP2, qui a atteint des énergies de l'ordre de $\sqrt{s} \simeq 208$ GeV. En fait, le processus de production du chargino le plus léger $e^+e^- \rightarrow \chi_1^\pm \chi_1^\mp$ permet d'obtenir la limite [10]

$$m_{\chi_1^\pm} \gtrsim 103 \text{ GeV}. \quad (2.27)$$

Cette limite est valide uniquement dans le cas où la différence des masses du chargino et du neutralino les plus légers, $\Delta M \equiv m_{\chi_1^\pm} - m_{\chi_1^0}$, est plus importante que quelques GeV. Généralement, lorsque le χ_1^\pm et le χ_1^0 sont de type bino, ses masses sont respectivement de l'ordre de M_2 et M_1 et donc la valeur de ΔM est importante. Néanmoins, lorsque la LSP est de type higgsino ou wino, $m_{\chi_1^\pm} \sim m_{\chi_1^0} \sim |\mu|$ ou M_2 , et donc la différence de masse est très faible. Toutefois, quand $\Delta M < m_\pi$, le temps de vie du chargino 1 est si long qu'il apparaîtrait comme une particule ionisante lourde qui échapperait du détecteur avant de se désintégrer. Dans ce cas, la limite imposée par l'équation (2.27) se dégrade à $m_{\chi_1^\pm} \gtrsim 92$ GeV [10].

En utilisant les relations entre les masses des jauginos de la table 2.1, on peut traduire les bornes sur la masse du chargino dans des limites sur la masse de la LSP. Si la LSP est de type bino, $m_{\chi_1^0} \sim M_1 \sim \frac{1}{2} M_2 \sim \frac{1}{2} m_{\chi_1^\pm} \gtrsim 50$ GeV, ce qui implique que la LSP est très lourde pour contribuer à la désintégration en invisible du boson $Z : Z \rightarrow \chi_1^0 \chi_1^0$. Par contre, si la LSP est de type wino ou higgsino, $m_{\chi_1^0} \sim m_{\chi_1^\pm} \gtrsim 92$ GeV. En outre, la contrainte sur $m_{\chi_1^\pm}$ peut se traduire comme une borne sur la masse du gluino, $m_{\tilde{g}} \sim M_3 \gtrsim 350$ GeV, qui est bien supérieure à la limite extraite du Tevatron. En fait, si les squarks sont plus lourds que le gluino [10],

$$m_{\tilde{g}} \gtrsim 195 \text{ GeV}. \quad (2.28)$$

Les différentes contraintes, dues aux mesures du LEP et du Tevatron, sur l'espace de paramètres $[\mu, M_2]$ sont présentées dans la figure 2.8.

Dorénavant, μ et M_2 doivent être interprétés comme des paramètres du schéma de renormalisation $\overline{\text{MS}}$, évalués à l'échelle $Q = Q_W \equiv \sqrt{\mu \cdot M_2}$. On a imposé que la désintégration en invisible du Z donné par les LSP, $Z \rightarrow \chi_1^0 \chi_1^0$, ait une largeur plus faible

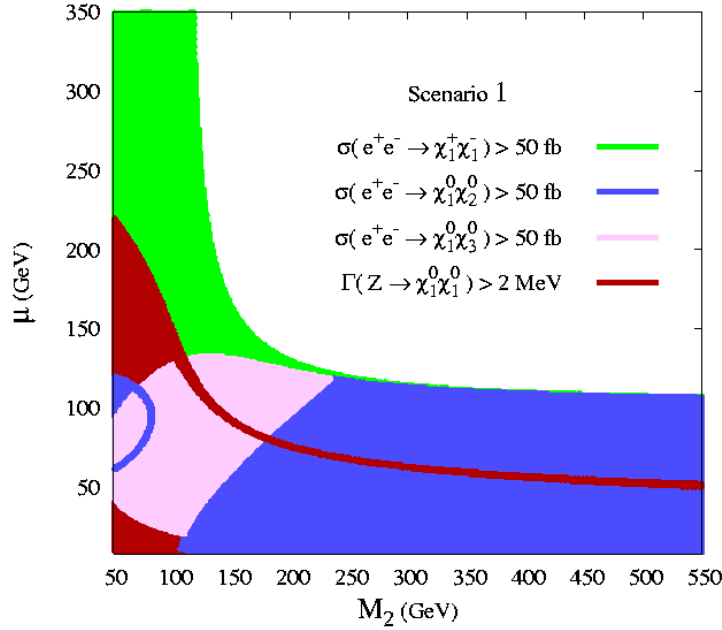


FIG. 2.8 – Dans le plan $[\mu, M_2]$ on présente les différentes régions exclues par les mesures de LEP de la largeur de désintégration $\Gamma(Z \rightarrow \chi_1^0 \chi_1^0)$ et les sections efficaces de production $e^+e^- \rightarrow \chi_1^\pm \chi_1^\mp$, $\chi_1^0 \chi_2^0$, $\chi_1^0 \chi_3^0$, pour le scénario **1** avec $M_S = 10^4$ GeV, $\tan \beta = 30$.

que celle mesurée par LEP1, $\Gamma_Z^{\text{inv}} \lesssim 2$ MeV. En outre, on a demandé que les sections efficaces de production $e^+e^- \rightarrow \chi_1^\pm \chi_1^\mp$, $\chi_1^0 \chi_2^0$, $\chi_1^0 \chi_3^0$ soient plus petites que 50 fb, qui pour une luminosité $\mathcal{L} \sim 100$ pb $^{-1}$, correspondent à moins de 5 événements. On remarque que la contrainte la plus importante est donnée par la limite pour la masse du chargino le plus léger (surface verte). Le processus $e^+e^- \rightarrow \chi_1^0 \chi_2^0$ (surface bleue), même s'il est favorisé par l'espace de phase, ne nous donne pas plus d'informations, vu que sa section efficace est en générale plus faible que 50 fb. Cette production de paires $\chi_1^0 \chi_2^0$ se produit via un Z virtuel dans le canal s qui se couple exclusivement aux higgsinos. Néanmoins, il y a une petite région pour des faibles valeurs de M_2 et μ où le χ_2^0 est plutôt de type wino qui a une section efficace > 50 fb.

Ces contraintes ont été aussi adaptées à des scénarios qui présentent une structure non universelle pour la masse des jauginos à M_{GUT} . En général on trouve des régions assez différentes que pour le cas universel. Les résultats sont présentés sur la figure 2.9, pour $M_S = 10^4$ GeV et pour les scénarios **24**, **75**, **200** et **OII** étudiés dans la section 2.3.2.

On a supposé $\mu > 0$, mais les résultats sont très similaires pour $\mu < 0$.

Pour le scénario **24**, la contrainte sur la masse du chargino, équation (2.27), exclue une partie très importante de l'espace de paramètres, à savoir $M_2, \mu \lesssim 100$ GeV. Pour $M_2 \gtrsim 300$ GeV et des faibles valeurs de μ , le processus $e^+e^- \rightarrow \chi_1^0 \chi_3^0$ est encore important

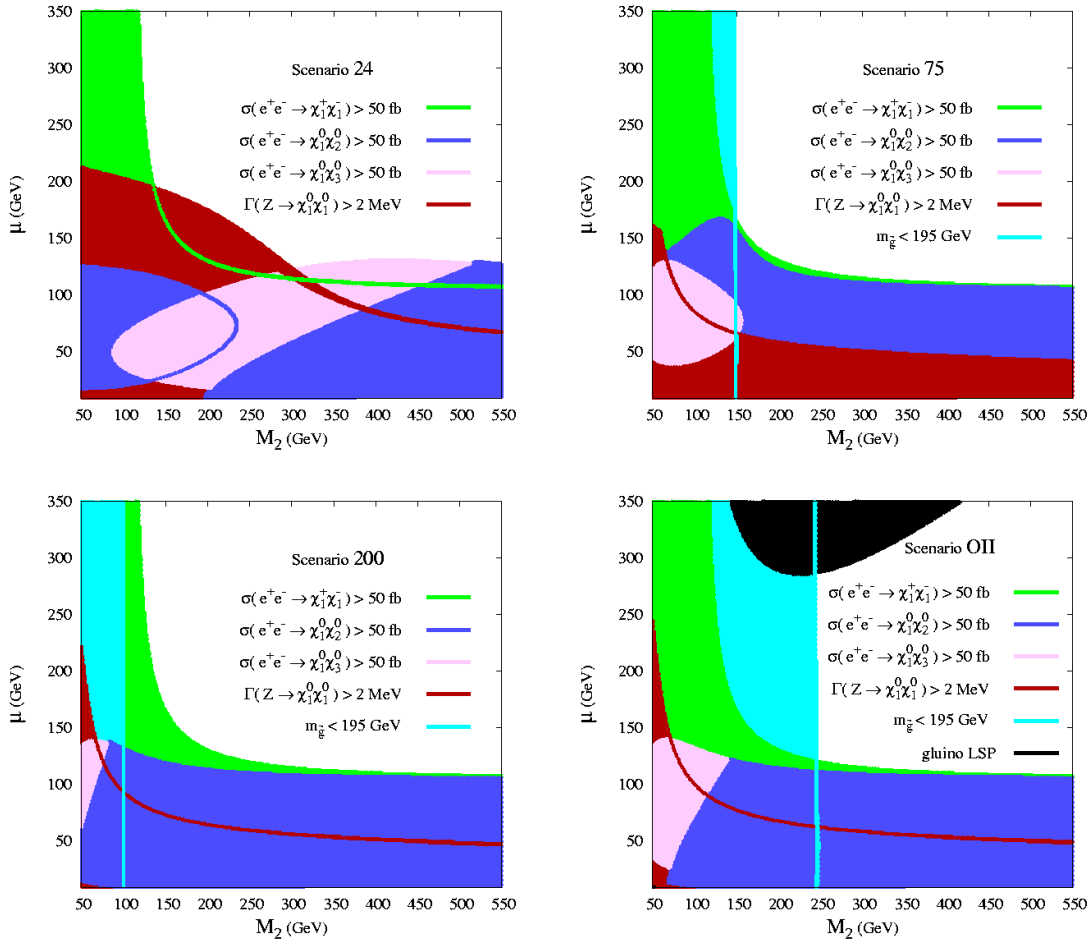


FIG. 2.9 – Les différentes régions dans le plan $[\mu, M_2]$ exclues par les mesures de LEP et du Tevatron, pour les scénarios **24**, **75**, **200** et **OII**, avec $M_S = 10^4 \text{ GeV}$, $\tan\beta = 30$.

et élimine une autre partie. Pour des plus importantes valeurs de M_2 , le processus $e^+e^- \rightarrow \chi_1^0\chi_2^0$ prend le relais en éliminant une autre région. Dans le cas où $M_1, M_2 \ll \mu$, le chargino et le neutralino les plus légers sont de type jaugino et, en particulier, la limite sur la masse du chargino 1 se traduit en une limite très basse pour la masse de la LSP, $m_{\chi_1^0} \gtrsim 17 \text{ GeV}$. Ce fait ouvre la possibilité d'avoir une désintégration $Z \rightarrow \chi_1^0\chi_1^0$ qui contribue à la désintégration en invisible du boson Z . Pour des valeurs de μ modérées, pour lesquelles la partie de type higgsino de la LSP est assez importante pour qu'elle ait un couplage non nul au Z , la contrainte $\Gamma \lesssim 2 \text{ MeV}$ exclue une autre partie du plan $[\mu, M_2]$ qui n'avait pas été éliminée par les autres contraintes.

Dans le scénario **75**, les masses du neutralino et du chargino les plus légers sont pas très éloignées, vu que $M_1 : |M_2| \sim 1 : 1.2$. Pour cette raison, l'espace de phase des

processus $e^+e^- \rightarrow \chi_1^\pm\chi_1^\mp, \chi_1^0\chi_2^0, \chi_1^0\chi_3^0$ est très similaire. Donc, la production de paires de charginos va avoir la section efficace la plus importante et par conséquent elle va donner la contrainte la plus importante sur l'espace de paramètres. Néanmoins, comme la valeur de M_3 est si proche de celles de M_1 et M_2 , la contrainte $m_{\tilde{g}} > 195$ GeV va jouer un rôle très important. Vu que $M_3 \sim 1.3 M_2$, la région pour laquelle $M_2 \gtrsim 150$ GeV est exclue par l'équation (2.28), indépendamment de la valeur de μ .

Un comportement similaire se trouve pour le scénario **200**, parce que les paramètres de masse des jauginos sont relativement proches. Cependant, comme le rapport M_3/M_2 est plus grand que dans le cas précédant la contrainte venant des charginos est plus forte que celle venant des gluinos. On remarque aussi que pour des grandes valeurs de μ , la LSP est de type wino et donc l'équation (2.27) se traduit en $m_{\chi_1^0} \gtrsim 100$ GeV. La LSP et le chargino le plus léger sont donc dégénérés en masse.

Finalement, dans le scénario **OII**, la contrainte donnée par la production de charginos exclue une partie importante de l'espace de paramètres. Néanmoins, comme $M_3 < M_1, M_2$, la limite sur la masse du gluino donnée par le Tevatron (équation (2.28)) élimine une partie considérable de l'espace de paramètres qui correspond à $M_2 \lesssim 230$ GeV. D'un autre côté, le gluino devient la LSP pour de grandes valeurs de μ , quand le neutralino le plus léger est de type jaugino. Une particule stable qui interagit fortement n'est pas compatible avec les observations cosmologiques, et donc, cette région de l'espace de paramètres est exclue.

Une autre limite importante venant des collisionneurs correspond à la non-observation du boson de Higgs du modèle standard au LEP2, ce qui implique que $m_H \gtrsim 114$ GeV [10]. Comme il a été discuté dans la section 2.3, le boson de Higgs du MSSM avec des scalaires lourds a essentiellement les mêmes caractéristiques que celui du modèle standard, mis à part le fait qu'il a une masse plus élevée ($M_H \sim 130$ GeV pour $M_S \sim 10^4$ GeV), et échappe donc à cette contrainte. On remarque qu'il existe une possibilité qu'un tel Higgs lourd soit observé au Tevatron, soit dans le processus $qq \rightarrow b\bar{b}l\nu$ pour $M_H \sim 130$ GeV, soit dans le processus $gg \rightarrow H \rightarrow WW^{(*)}$ pour $M_H \sim 160$ GeV, si on a une assez grande luminosité intégrée [9].

Finalement, on a aussi les contraintes issues des mesures de précision et des désintégrations rares. Comme la masse des sfermions est très élevée, la contribution supersymétrique au moment magnétique anormal $(g-2)_\mu$ du muon [85] (qui a lieu via des boucles de smuons et de neutralinos ou de sneutrinos et de charginos, avec des faibles contributions des bosons de Higgs) et la désintégration rare du quark b dans un quark s et un photon $\text{BR}(b \rightarrow s\gamma)$ (figure 2.1) est extrêmement faible, et donc l'unique contribution pertinente est celle du modèle standard. L'effet des particules supersymétriques sur les autres observables électrofaibles de haute précision est aussi très faible dans le MSSM avec des scalaires lourds. Ceci a été vérifié explicitement dans la référence [86], dans laquelle il est montré que les charginos et les neutralinos peuvent affecter les observables électrofaibles, seulement si leurs masses sont très proches des limites expérimentales.

2.4.2 Matière sombre

Selon les mesures du satellite WMAP [87] des anisotropies du CMB, la matière sombre froide correspond à 23% de l'énergie de l'univers (voir la figure 1.2). La densité relique de matière sombre est :

$$\Omega_{\text{DM}} h^2 = 0.111_{-0.008}^{+0.006}, \quad (2.29)$$

où h est la constante de Hubble en unités de 100 km s^{-1} . L'équation (2.29) correspond à $0.089 \leq \Omega_{\text{DM}} h^2 \leq 0.128$, à un niveau de confiance de 3σ .

Le MSSM avec des scalaires lourds, de la même façon que le MSSM ordinaire, propose un bon candidat pour la matière sombre froide [88, 89, 90]. En effet, dans quelques régions de l'espace de paramètres, le neutralino le plus léger χ_1^0 a une section efficace totale d'annihilation $\sigma_{\text{ann}} \equiv \sigma(\chi_1^0 \chi_1^0 \rightarrow \text{particules standard})$ permettant une densité relique cosmologique satisfaisant les contraintes données par WMAP. Pour $\mu \gg M_2$, le χ_1^0 est de type jaugino et en général, sa section efficace d'annihilation est très faible et donc une densité relique qui dépasse la valeur mesurée. Au contraire, pour $M_2 \gg \mu$, le χ_1^0 est de type higgsino et, de plus dégénéré en masse avec le χ_2^0 et le χ_1^\pm . Des processus de coannihilation [55] entrent alors en jeu, faisant croître la section efficace totale, en engendrant ainsi un $\Omega_{\text{DM}} h^2$ trop petit. Néanmoins, dans le MSSM avec des scalaires lourds, il y a des régions de l'espace de paramètres compatibles avec l'équation (2.29) :

- Une région dite de 'mélange' apparaît pour $|\mu| \sim M_1$, où la LSP est un mélange de jauginos et higgsinos telle qu'on ait la bonne densité relique. Les principaux états finaux de l'annihilation contiennent des bosons de jauge, des Higgs et des quarks lourds : $\chi_1^0 \chi_1^0 \rightarrow W^+ W^-, ZZ, HZ, HH, t\bar{t}$.
- Pour des LSP plus massives que 1 TeV et pour $M_2 \gg \mu$, la section efficace d'annihilation peut être augmentée par des processus de coannihilation avec le χ_2^0 et le χ_1^\pm .
- Lorsque $m_{\chi_1^0} \sim \frac{1}{2} M_H$, les LSP peuvent s'annihiler très efficacement via l'échange d'un Higgs réel dans le canal s [91, 92].

Dans ce dernier cas, le Higgs produit sur couche de masse va se désintégrer principalement en paires $b\bar{b}$, pour des masses $M_H \lesssim 130 \text{ GeV}$. Par contre, si la masse des scalaires M_S est très élevée, la masse du Higgs peut atteindre des valeurs de l'ordre de 150 GeV, pour $M_S \sim 10^{10} \text{ GeV}$. Un Higgs de cette masse ne peut pas se désintégrer dans une paire de W sur couche de masse, mais par contre le canal WW^* avec un W réel et un autre virtuel est possible et devient le processus dominant. Le W^* se désintègre ensuite en une paire de fermions. La largeur de désintégration de ce processus, dans la limite où les fermions finaux sont de masse nulle, est donnée par l'expression [93, 94, 95] :

$$\Gamma(H \rightarrow WW^*) = \frac{2 G_\mu^2 M_W^4}{16 \pi^3} M_H \left[\frac{3(1-8x+20x^2)}{\sqrt{4x-1}} \arccos\left(\frac{3x-1}{2x^{3/2}}\right) - \frac{1-x}{2x} (2-13x+47x^2) - \frac{3}{2} (1-6x+4x^2) \log x \right], \quad (2.30)$$

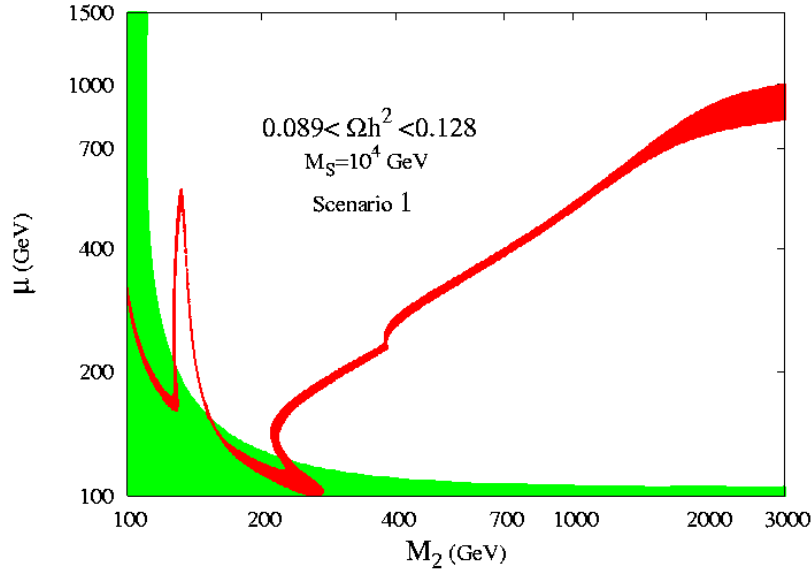


FIG. 2.10 – Dans le plan $[\mu, M_2]$, en rouge est présentée la région qui satisfait la contrainte de matière sombre donnée par WMAP, pour $M_S = 10^4$ GeV, $\tan\beta = 30$ et des masses des jauginos unifiées à M_{GUT} . La zone exclue par les collisionneurs est présentée en vert.

où $x \equiv M_W^2/M_H^2$. Ce nouveau canal de désintégration a été implémenté dans un code FORTRAN, basé sur les références [96, 97, 98], et qui calcule la densité relicue de matière sombre. Ce code est directement relié au programme `SuSpect` [82]. En utilisant ces codes³, l'espace de paramètres $[\mu, M_2]$ a été scanné afin de déterminer les régions compatibles avec la contrainte cosmologique donnée par WMAP.

Sur la figure 2.10 est présentée, en rouge, la région qui satisfait les observations de densité relicue, pour $M_S = 10^4$ GeV et en supposant l'unification des masses des jauginos à l'échelle de grande unification. On a fixé désormais le paramètre $\tan\beta = 30$.

La région verte correspond à la zone exclue par les données des collisionneurs. Pour des faibles valeurs de M_2 , il y a un pic qui correspond à la résonance du Higgs dans le canal $s, \chi_1^0\chi_1^0 \rightarrow H$. Dans cette région $M_2 \sim 2M_1 \sim 2M_{\chi_1^0} \sim M_H$. Le boson de Higgs, ayant une masse $M_H \sim 130$ GeV se désintègre principalement en $b\bar{b}$ ($\sim 50\%$). La zone comprise sous le pic n'est pas permise parce que l'annihilation est très efficace ($M_H = 2 \cdot m_{\chi_1^0}$) et donc le $\Omega_{\text{DM}}h^2$ engendré devient trop faible. Ce pic disparaît lorsque $\mu \sim 600$ GeV. En fait, au delà de cette valeur, la LSP devient presque totalement de type bino et ne couple donc pas assez au Higgs : la section efficace d'annihilation devient ainsi très faible. Il faut remarquer que le Higgs couple préférentiellement aux neutralinos et aux charginos quand ces derniers sont composés de mélanges higgsino-jaugino (voir l'équation

³Pour quelques points significatifs, les résultats ont été comparés avec ceux obtenus en utilisant `micrOMEGAs` [99, 100]. On a trouvé un bon accord entre les deux résultats.

(2.4)). Les couplages Higgs-higgsino-higgsino ou Higgs-jaugino-jaugino sont nuls.

Un autre pic, similaire à celui qu'on vient de discuter, aurait pu avoir lieu pour des LSP du type higgsino. Il aurait correspondu à des valeurs de $\mu \sim M_H/2 \sim 75$ GeV. Comme, d'une part, cette région est déjà exclue par les mesures de précision auprès des accélérateurs, et que, d'autre part, dans cette région la densité relique est déjà trop faible à cause de la coannihilation avec le χ_2^0 et le χ_1^+ , une telle résonance ne jouerait aucun rôle.

Pour des valeurs de M_2 comprises entre ~ 200 et ~ 400 GeV, il apparaît une zone assez droite où $\mu \sim M_1$, qui correspond à des LSP composées d'un mélange 'équilibré' de higgsino et bino ce qui lui permet d'avoir une densité relique acceptable. Dans cette région, les LSP vont s'annihiler principalement en WW ($\sim 40\%$), HH ($\sim 40\%$), ZZ ($\sim 10\%$) et HZ ($\sim 10\%$). Pour $M_2 \sim 400$ GeV une discontinuité apparaît, correspondant à l'ouverture du canal du quark top : $\chi_1^0 \chi_1^0 \rightarrow t\bar{t}$. A partir de ce moment, ce canal va dominer le processus d'annihilation. Finalement, pour $M_2 \gtrsim 2$ TeV et $\mu \sim 1$ TeV, il y a une région où la LSP est majoritairement de type higgsino et où la densité relique est dans l'intervalle permis expérimentalement, grâce à la coannihilation avec le χ_2^0 et le χ_1^+ .

Dans la figure 2.11 (gauche) on change uniquement l'échelle de masse des scalaires à $M_S = 10^{10}$ GeV, au lieu de $M_S = 10^4$ GeV. Pour cette valeur de M_S , la contrainte donnée par la densité relique de matière sombre suit le même schéma que dans le cas précédent. Toutefois, comme le boson de Higgs est plus lourd, le pic du Higgs va être déplacé vers une valeur $M_2 \sim M_H \sim 150$ GeV. De plus, dans ce cas le canal $\chi_1^0 \chi_1^0 \rightarrow WW^* \rightarrow W f \bar{f}$ va être important pour la section efficace d'annihilation. D'autre part, pour $M_2 \sim 110$ GeV un autre pic où l'on a la bonne densité relique de matière sombre apparaît, du fait de la résonance du boson Z dans le canal s : $\chi_1^0 \chi_1^0 \rightarrow Z \rightarrow f \bar{f}$. Ce dernier pic est exclu par les contraintes des collisionneurs.

La figure 2.11 (droite) diffère de la figure 2.10 par le fait que le paramètre μ est pris négatif. Dans ce cas, le pic du Higgs peut atteindre des valeurs de $|\mu|$ jusqu'à 400 GeV. Au delà de cette valeur, la LSP est majoritairement de type bino et son couplage au Higgs devient trop faible pour engendrer une bonne densité relique.

La figure 2.12 montre, sur plan $[M_2, \mu]$, les régions compatibles avec les résultats de WMAP pour $M_S = 10^4$ GeV, dans les cas de non universalité expliqués précédemment.

Le scénario **24** présente un comportement assez similaire du cas avec universalité, néanmoins ils diffèrent pour deux aspects. D'un coté le pic du Higgs apparaît pour une valeur plus importante de M_2 , du fait de l'augmentation du rapport entre les masses du wino et du bino : $M_H \sim 2 m_{\chi_1^0} \sim 2 M_1 \sim M_2/3$. Ce pic a donc lieu pour $M_2 \sim 3 M_H \sim 400$ GeV. D'autre part, il existe un autre pic satisfaisant la contrainte de matière sombre. Il correspond à la production résonnante d'un boson Z dans le canal s : $\chi_1^0 \chi_1^0 \rightarrow Z \rightarrow f \bar{f}$. De la même façon que le pic du Higgs, ce pic apparaît pour $M_2 \sim 3 M_Z \sim 300$ GeV.

Dans le scénario **75**, on a que $M_1 : M_2 : M_3 = 1.0 : -1.2 : -1.5$ et donc la LSP va avoir, en général, une masse assez proche de celle du chargino le plus léger et du deuxième

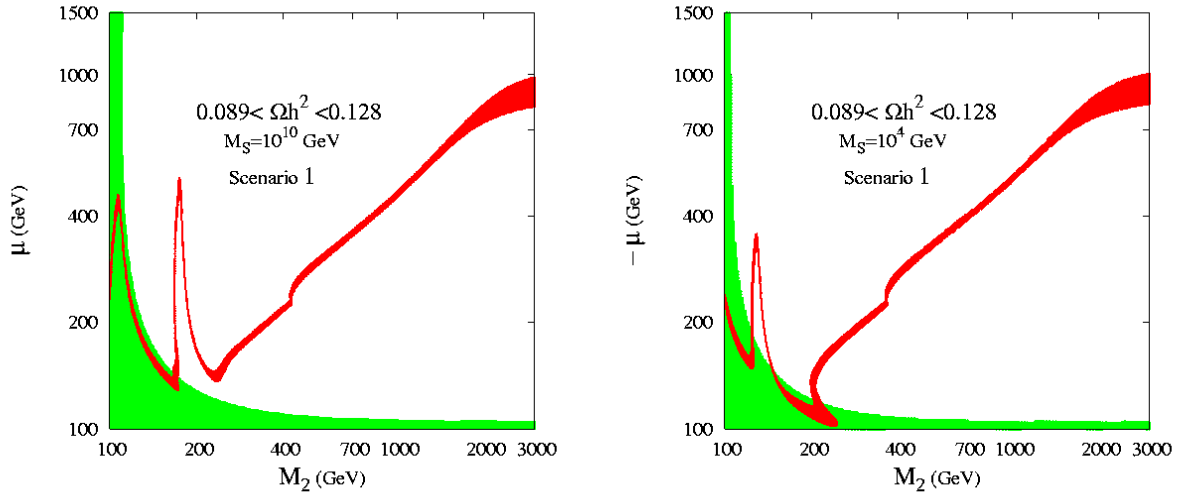


FIG. 2.11 – Les contraintes dans le plan $[\mu, M_2]$ comme dans la figure 2.10 mais avec à gauche $M_S = 10^{10}$ GeV et $\mu > 0$ et à droite $M_S = 10^4$ GeV et $\mu < 0$.

neutralino le plus léger. La coannihilation va jouer un rôle déterminant dans ce scénario. Il y a une région droite où $M_2 \sim \mu$ est inférieur à 1 TeV dans laquelle la LSP est surtout de type bino ($\sim 85\%$ pour $\mu \sim M_2 \sim 600$ GeV) et où l'on obtient la bonne densité relicue, via une coannihilation efficace de $\chi_2^0 \chi_1^\pm$, $\chi_1^\pm \chi_1^\mp$ ($\sim 50\%$) et $\chi_1^0 \chi_1^\pm$, $\chi_1^0 \chi_2^0$ ($\sim 25\%$); le reste étant donné par l'annihilation. Il existe une autre région, pour $\mu \sim 900 - 1100$ GeV et $M_2 \gtrsim 1.2$ TeV, dans laquelle la LSP est presque un état pur de higgsino mais avec une différence de masse avec le χ_2^0 et le χ_1^\pm assez importante pour que la section efficace de coannihilation soit petite et ainsi $\Omega_{\text{DM}} h^2$ puisse satisfaire la contrainte de l'équation (2.29). Les autres régions qui étaient permises dans les autres scénarios sont rejetées à cause d'une coannihilation très efficace.

Une situation similaire apparaît dans le scénario **200** où l'on a une hiérarchie inversée entre les masses du wino et du bino : $M_1 : M_2 : M_3 \sim 2.4 : 1.0 : 1.9$. Cette situation implique que le χ_1^0 et le χ_1^\pm sont des états de type wino ou higgsino, et qu'ils sont dégénérés en masse dans la majorité de l'espace de phase. La coannihilation de la LSP avec le χ_1^\pm (et avec le χ_2^0 , pour $M_2 \gg \mu$) est très efficace et donne lieu à une densité relicue très faible. De même que dans le scénario **75**, il y a des régions satisfaisant la contrainte de WMAP. Une pour $\mu \sim 1$ TeV et $M_2 \gtrsim 1.2$ TeV, l'autre pour $M_2 \sim 1.5$ TeV et $M_2 \gtrsim 800$ GeV.

Finalement, le scénario **OII** engendre à basse énergie un paramètre de masse du gluino qui est en général plus petit que ceux du bino et du wino : $M_1 : M_2 : M_3 \sim 1.4 : 1.3 : 1.0$ pour $M_S = 10^4$ GeV. La région qui correspond à un gluino LSP (en bleu, figure 2.12) est automatiquement exclue parce que le candidat de matière sombre ne peut pas avoir une charge de couleur. La seule région acceptable pour la densité relicue correspond à la bande $\mu \sim 0.8 - 1$ TeV et $M_2 \gtrsim 1.5$ GeV, qui est similaire à celle des scénarios **200** et **75**.

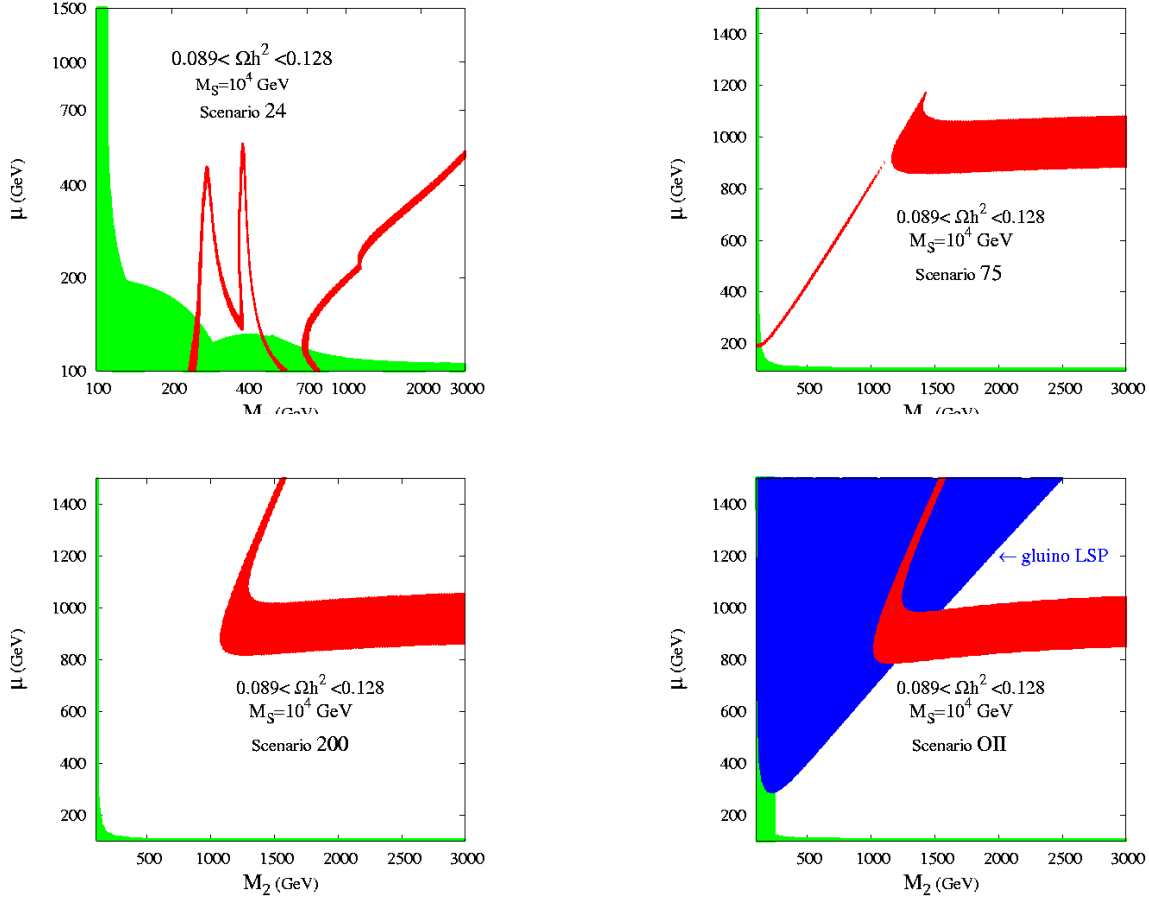


FIG. 2.12 – Les contraintes dans le plan $[\mu, M_2]$ comme dans la figure 2.10 mais pour différents scénarios qui ne présentent pas d'unification des masses des jauginos à M_{GUT} .

Près de la frontière où le gluino est la LSP ($\mu \sim 900$ GeV et $M_2 \sim 1.5$), la différence de masse entre \tilde{g} et χ_1^0 est très faible. On pourrait donc espérer que leur coannihilation $\tilde{g}\chi_1^0 \rightarrow q\bar{q}$ engendre une bonne densité relique; or ce canal est supprimé du fait de la présence de scalaires lourds. Par contre, les canaux $\tilde{g}\tilde{g} \rightarrow q\bar{q}$ et gg vont être dominants dans la section efficace totale d'annihilation, même s'ils sont supprimés par un facteur de Boltzmann $\exp\left[-2\frac{m_{\tilde{g}}-m_\chi}{T}\right]$, où T est la température dite de *freeze-out*. L'annihilation des gluinos va dominer la section efficace totale d'annihilation grâce au couplage fort de ce dernier. Pour le point $M_2 = 1.5$ TeV et $\mu = 900$ GeV par exemple, la densité relique $\Omega_{\text{DM}} \sim 0.1$ est donnée principalement par les canaux $\tilde{g}\tilde{g} \rightarrow gg$ (45%) et $\tilde{g}\tilde{g} \rightarrow q\bar{q}$ (35%).

2.4.3 Temps de vie du gluino

Une autre contrainte sur le modèle, et en particulier sur M_S , vient de la durée de vie du gluino. En effet, elle doit être plus courte que l'âge de l'univers ($\tau_U \sim 14 \times 10^9$ années), sinon les gluinos contribueraient à la densité relic cosmologique [101, 102]. Or, on sait que cette densité relic est constituée de particules interagissant faiblement et donc le gluino devraient avoir un temps de vie plus court.

Dans le MSSM avec des scalaires lourds, le traitement standard pour calculer la largeur de désintégration du gluino, et donc sa durée de vie ($\tau_{\tilde{g}} = \hbar/\Gamma_{\text{tot}}$), n'est pas satisfaisant, du fait que dans cette désintégration il y a toujours médiation d'un squark lourd. On rappelle que les vertex qui mettent en jeu des gluinos sont de la forme $\tilde{g}\tilde{g}g$ et $\tilde{g}\tilde{q}q$. La figure 2.13 présente les modes de désintégration du gluino dans le MSSM.

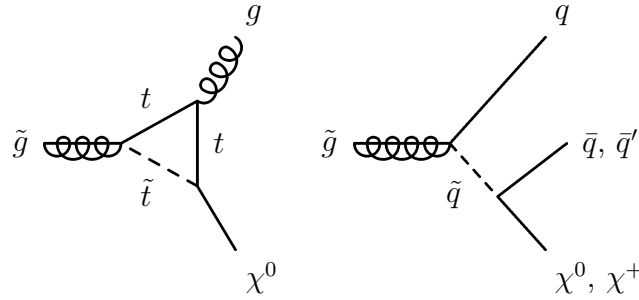


FIG. 2.13 – Modes de désintégration du gluino dans le MSSM.

La largeur totale de désintégration dans le cas de Split-SUSY a été calculée dans la référence [103], où est utilisé un lagrangien effectif pour resommer les corrections données par les logarithmes de M_S . Les désintégrations en trois corps $\tilde{g} \rightarrow q\tilde{q}^* \rightarrow q\bar{q}\chi_i$ et les désintégrations $\tilde{g} \rightarrow g\chi_i^0$ sont prises en compte. Le temps de vie est donné par [103]

$$\tau_{\tilde{g}} = \frac{4 \text{ sec}}{N} \cdot \left(\frac{M_S}{10^9 \text{ GeV}} \right)^4 \cdot \left(\frac{1 \text{ TeV}}{m_{\tilde{g}}} \right)^5, \quad (2.31)$$

où N est un facteur de normalisation de l'ordre de l'unité. On remarque que le temps de vie $\tau_{\tilde{g}}$ s'allonge avec l'augmentation de M_S et la diminution de la masse du gluino. Le temps de vie du gluino dans le scénario avec universalité des masses des jauginos est présenté sur la figure 2.14 en fonction de M_S et pour plusieurs valeurs de $m_{\tilde{g}}$.

Pour chaque valeur de $m_{\tilde{g}}$, et donc pour chaque valeur de M_2 , on fixe la valeur de μ pour avoir une densité relic qui satisfasse les limites expérimentales de WMAP. Sur cette figure, un temps de vie supérieur à l'âge de l'univers peut être atteint pour $M_S \sim 10^{13} - 10^{14}$ GeV et pour $m_{\tilde{g}} = 1 - 3$ TeV. Ces résultats son équivalents pour les scénarios **24** (haut de la figure 2.15), **75** et **200**.

Une situation légèrement différente apparaît pour le scénario **OII** lorsque la masse du gluino est près de celle du neutralino χ_1^0 . Dans ce cas, le gluino peut se désintégrer soit en

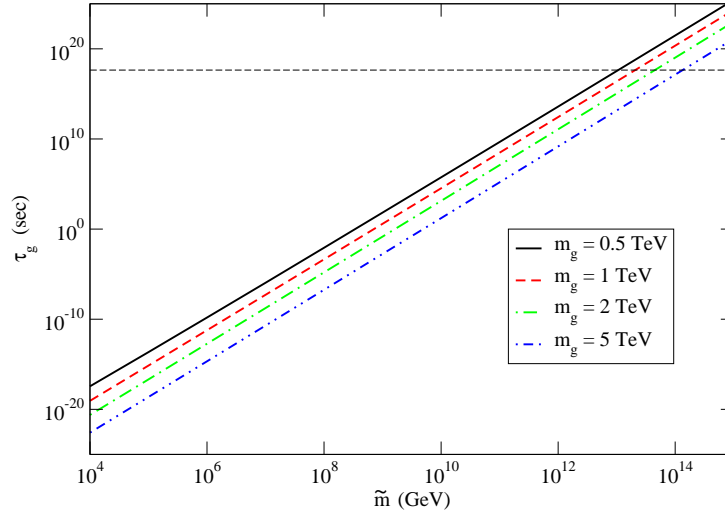


FIG. 2.14 – Temps de vie du gluino en fonction de M_S , pour différentes valeurs de la masse du gluino. On suppose un scénario avec unification des masses de jauginos à M_{GUT} . La ligne horizontale correspond à l'âge de l'univers $\tau_U = 14 \times 10^9$ années [103].

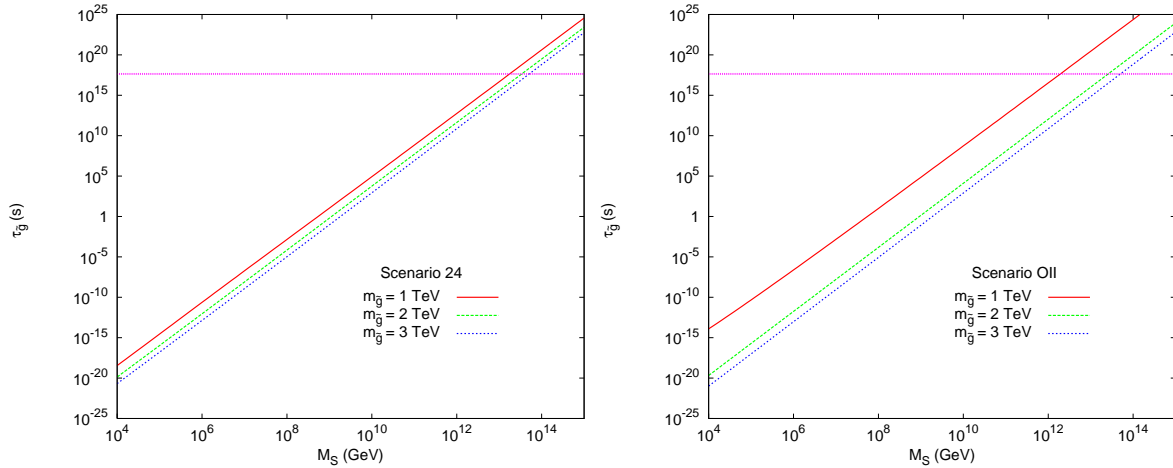


FIG. 2.15 – Temps de vie du gluino en fonction de M_S , pour différentes valeurs de la masse du gluino. On utilise les scénarios **24** et **OII**, et on fixe les valeurs de M_2 et μ pour satisfaire la contrainte de densité relicue de matière sombre. La ligne horizontale correspond à l'âge de l'univers $\tau_U = 14 \times 10^9$ années.

deux fermions légers et un chargino ou neutralino de type higgsino, soit dans un neutralino de type higgsino et un gluon. Ces deux processus sont supprimés respectivement par les facteurs de l'espace de phase $\Gamma \propto (m_{\tilde{g}} - m_\chi)^5$ et $\Gamma \propto (m_{\tilde{g}} - m_{\chi^0})^3$. On a alors besoin de valeurs de M_S moins importantes pour satisfaire la contrainte de $\tau_{\tilde{g}}$. La figure 2.15 (en bas) présente les résultats pour ce scénario. On voit que pour un gluino de ~ 1 TeV, la limite $\tau_{\tilde{g}} = 14 \times 10^9$ années est atteinte pour $M_S \lesssim 10^{12}$ GeV.

2.5 Désintégration du Higgs et des sparticules

2.5.1 Désintégration du boson de Higgs

Le boson de Higgs du MSSM avec des scalaires lourds va se désintégrer principalement comme celui du modèle standard [9]. Il a une masse qui peut varier dans l'intervalle $\sim 130 - 160$ GeV pour $M_S = 10^4 - 10^{14}$ GeV et $\tan\beta = 30$. Tout au long de cette section, $\tan\beta$ sera fixée à cette valeur. Les rapports d'embranchement du Higgs du modèle standard sont présentés dans la figure 2.16.

Pour de faibles valeurs de M_S , le Higgs a une masse de l'ordre de $M_H \lesssim 130$ GeV et se désintègre principalement en des paires $b\bar{b}$ avec un rapport d'embranchement de $\sim 90\%$; suivi de loin par les désintégrations en $\tau^+\tau^-$ et en $c\bar{c}$ avec des embranchements de $\sim 5\%$. La désintégration dans des paires de gluons gg , donnée par des boucles de quarks top, contribue aussi à hauteur de quelques pourcents. Même si leur contribution au rapport d'embranchement est très faible ($\sim 1\%$), les désintégration en $\gamma\gamma$ et $Z\gamma$, avec un quark top ou un boson W comme médiateur, donnent un signal très clair dans les collisionneurs. De plus, ces canaux sont sensibles aux nouvelles particules chargées comme les charginos.

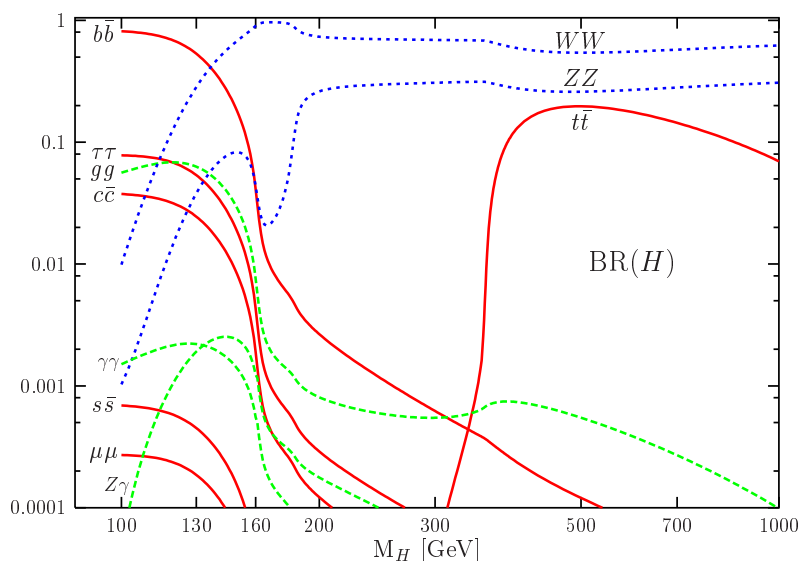


FIG. 2.16 – Rapports d'embranchement du Higgs du MS en fonction de la masse M_H [9].

Lorsque $M_H \gtrsim 140$ GeV, le boson de Higgs se désintègre dans des paires WW et ZZ , avec un des bosons vecteurs hors couche de masse. Pour $M_H \gtrsim 150$ GeV, le Higgs se désintègre presque exclusivement en deux W réels. Tous les autres canaux sont donc très supprimés. En particulier, le canal $H \rightarrow ZZ$ est supprimé parce qu'un des Z est virtuel.

Même si le Higgs du MSSM avec des scalaires lourds se désintègre principalement comme celui du MS, il existe deux cas où il présente des différences. Dans un premier

lieu, pour de petites valeurs de la masse du neutralino le plus léger, le canal $H \rightarrow \chi_1^0 \chi_1^0$ [104, 105] peut être cinématiquement accessible. Dans le scénario **1**, ce canal est révélateur pour des petites valeurs de M_2 , où le χ_1^0 est principalement de type bino et donc $M_H \gtrsim 2m_\chi \sim 2M_1 \sim M_2$. Pour des valeurs de μ croissantes, le χ_1^0 est de plus en plus de type bino et son couplage au Higgs est de moins en moins important.

Dans la figure 2.17, dans le plan $[\mu, M_2]$ on présente les régions où le rapport d'embranchement $\text{BR}(H \rightarrow \chi_1^0 \chi_1^0)$ est plus grand que 1% et 5% et donc potentiellement mesurable au futur accélérateur linéaire international (ILC). Ces régions ont été calculées grâce à une version modifiée du code HDECAY [83]. De plus, dans cette figure on présente, en vert, les contraintes données par les mesures de précision auprès des collisionneurs et, en rouge, la région permise par WMAP.

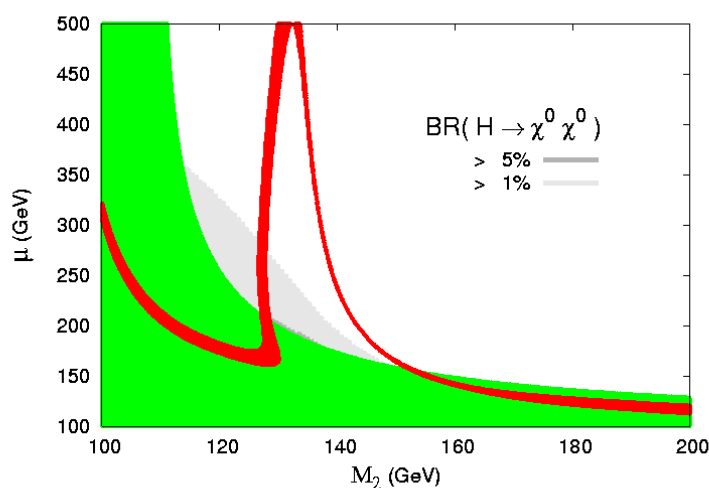


FIG. 2.17 – Rapport d'embranchement $\text{BR}(H \rightarrow \chi_1^0 \chi_1^0)$ dans le plan $[\mu, M_2]$, pour $M_S = 10^4$ GeV et pour le scénario **1**. Les régions satisfaisant WMAP et exclues par les collisionneurs sont présentées respectivement en rouge et en vert.

Dans le scénario **24**, comme le rapport entre les masses du bino et du wino est $M_1 : M_2 \sim 1 : 6$, l'espace de paramètres accessible est beaucoup plus important que pour le cas avec universalité, et est borné par $M_2 \lesssim M_H/6$. Dans la figure 2.18 on présente le rapport d'embranchement du Higgs en deux LSPs pour ce scénario de non universalité.

Dans ce cas, le rapport d'embranchement peut atteindre des valeurs supérieures à 10% qui sont compatibles avec la contrainte de densité relique de matière sombre. Si c'est le pôle du H ou du Z celui qui donne la bonne densité relique, alors le couplage entre le Higgs et le neutralino le plus léger est potentiellement mesurable à l'ILC.

La désintégration du Higgs en d'autres neutralinos ou charginos plus lourds est en général cinématiquement exclue. Néanmoins, dans le scénario **24**, la limite inférieure de

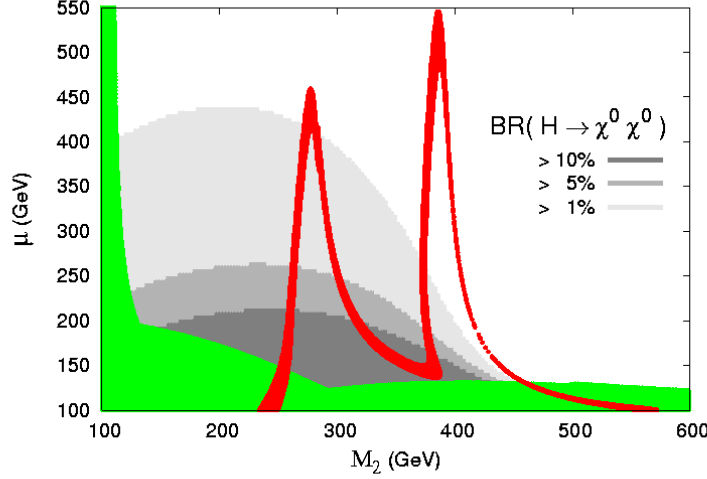


FIG. 2.18 – Rapport d'embranchement $\text{BR}(H \rightarrow \chi_1^0 \chi_1^0)$ dans le plan $[\mu, M_2]$, pour $M_S = 10^4$ GeV et pour le scénario **24**.

la masse de la LSP est $m_{\chi_1^0} \gtrsim 17$ GeV, ce qui laisse la possibilité d'une désintégration $H \rightarrow \chi_1^0 \chi_2^0$. Mais ce canal a lieu pour des valeurs de M_2 et μ très proches de la zone exclue par les contraintes de LEP2 et qui ne satisfont pas la densité relicue mesurée par WMAP.

Un deuxième cas où l'on peut avoir des déviations par rapport à la désintégration du Higgs du MS correspond au canal $H \rightarrow \gamma\gamma$ [106, 107]. En effet, mis à part les contributions des boucles du quark top et du boson W on doit prendre en compte les boucles des charginos. Il est important de remarquer que contrairement aux couplages du Higgs avec les particules du MS (proportionnels à leurs masses), les couplages Higgs-charginos sont inversement proportionnels à m_{χ^\pm} . On a donc une contribution donnée par les charginos seulement importante pour des masses de charginos assez faibles [108, 109]. Dans la figure 2.19 on présente dans le plan $[\mu, M_2]$ la déviation de $\text{BR}(H \rightarrow \gamma\gamma)$ pour le MSSM avec des scalaires lourds par rapport au modèle standard

$$\frac{\Delta\Gamma}{\Gamma} \equiv \frac{\Gamma_{\text{Lourds}}(H \rightarrow \gamma\gamma) - \Gamma_{\text{MS}}(H \rightarrow \gamma\gamma)}{\Gamma_{\text{Lourds}}(H \rightarrow \gamma\gamma)}, \quad (2.32)$$

pour le cas avec unification des masses des jauginos et $M_S = 10^4$ GeV. La région satisfaisant WMAP et celle exclue par les mesures de précision sont également présentées.

La déviation par rapport au MS est supérieure à 2%, ce qui la rend potentiellement observable dans l'option $\gamma\gamma$ de l'ILC puisqu'on attend une précision de cette ordre dans la mesure du couplage $H\gamma\gamma$. Ceci est possible seulement pour des assez petites valeurs de M_2 et donc des petites masses de χ_1^\pm .

La contribution des charginos diminue pour de grandes valeurs de μ parce que le chargino χ_1^\pm , qui est dominant dans ce cas, devient de plus en plus de type wino et son

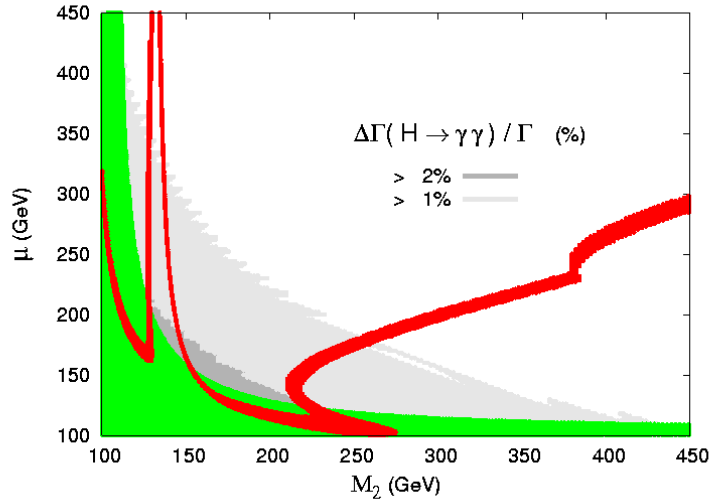


FIG. 2.19 – Déviations du MSSM avec des scalaires lourds par rapport au MS de $\text{BR}(H \rightarrow \chi_1^0 \chi_1^0)$ dans le plan $[\mu, M_2]$, pour $M_S = 10^4$ GeV et pour le scénario **24**.

couplage au Higgs devient de plus en plus faible. Le signe de la contribution est donné par le signe de μ , donc pour $\mu < 0$, $\Gamma_{\text{Lourds}}(H \rightarrow \gamma\gamma) < \Gamma_{\text{MS}}(H \rightarrow \gamma\gamma)$.

Comme la masse des charginos dépend uniquement de M_2 et μ , la déviation présenterait le même aspect pour les cas avec non universalité ; l'unique différence viendrait des régions permises par WMAP et des contraintes des collisionneurs données par la figure 2.12. Dans ces scénarios de non universalité, en général les régions qui engendrent la bonne densité relicue nécessitent des grandes valeurs de M_2 et μ . Ces régions correspondent à des χ^\pm très lourds qui ne contribueront presque pas à la désintégration du Higgs en $\gamma\gamma$. C'est pour cette même raison que dans ces scénarios la désintégration $H \rightarrow \chi_1^0 \chi_1^0$ est supprimée.

Pour des valeurs de $M_S \gtrsim 10^{10}$ GeV, la masse du Higgs $M_H \sim 160$ GeV est proche du seuil de production de deux bosons W sur couche de masse. Donc les rapports d'embranchement en neutralinos χ_1^0 et en photons devient plus faibles que pour $M_S = 10^4$ GeV, étant en compétition avec le processus $H \rightarrow WW^*$.

Un troisième cas où l'on pourrait avoir des déviations par rapport à la désintégration du Higgs du MS correspondrait au canal $H \rightarrow Z\gamma$, mais les contributions des boucles des charginos sont en général beaucoup moins importantes que pour le canal en deux photons.

2.5.2 Désintégrations des charginos et des neutralinos

Le neutralino le plus léger ne va pas se désintégrer parce qu'il est protégé par une parité R qui le rend stable. Les autres neutralinos et les charginos vont se désintégrer le plus souvent dans des états χ plus légers et des bosons de jauge $V = W, Z$ pouvant être virtuels et se désintégrer ensuite en deux fermions sans masse : $\chi_i \rightarrow \chi_j V^{(*)} \rightarrow$

$\chi_j f \bar{f}$ [110, 111]. Le rapport d'embranchement total pour l'état final à trois corps va donc être donné par le rapport d'embranchement des bosons vecteurs. D'autre part, comme les scalaires sont très massifs, les désintégrations qui comportent l'échange d'un scalaire virtuel ($\chi_i \rightarrow f \tilde{f}^* \rightarrow f \bar{f} \chi_j$) vont être fortement supprimées et ne vont pas participer à la largeur totale. Finalement, les charginos et neutralinos peuvent aussi se désintégrer en états plus légers et un Higgs $\chi_i \rightarrow \chi_j H$ [112, 113] ou un photon $\chi_i \rightarrow \chi_j \gamma$ [114, 115, 116]. On va prêter spécialement attention à ces deux derniers canaux. En fait, le premier donne une information directe sur le couplage $H\chi\chi$; le deuxième engendre un photon monochromatique et donc une signature expérimentale très claire.

Après avoir adapté le programme `Sdecay` [84] pour le cas des scalaires lourds, on a calculé les rapports d'embranchement pour les désintégrations des charginos et des neutralinos en des états plus légers et un boson de Higgs. Dans la figure 2.20, on présente les rapports d'embranchement $\text{BR}(\chi_i \rightarrow \chi_j H)$ en fonction de μ dans les scénarios **1** et **24**, et pour $M_S = 10^4$ GeV. Les valeurs de M_2 sont choisies de telle façon que la contrainte de densité relicue de matière sombre soit satisfaite et que l'on soit sur la branche gauche du pic du Higgs, dans le plan $[\mu, M_2]$ des figures 2.10 et 2.12. Les largeurs de désintégration sont contrôlées par deux conditions :

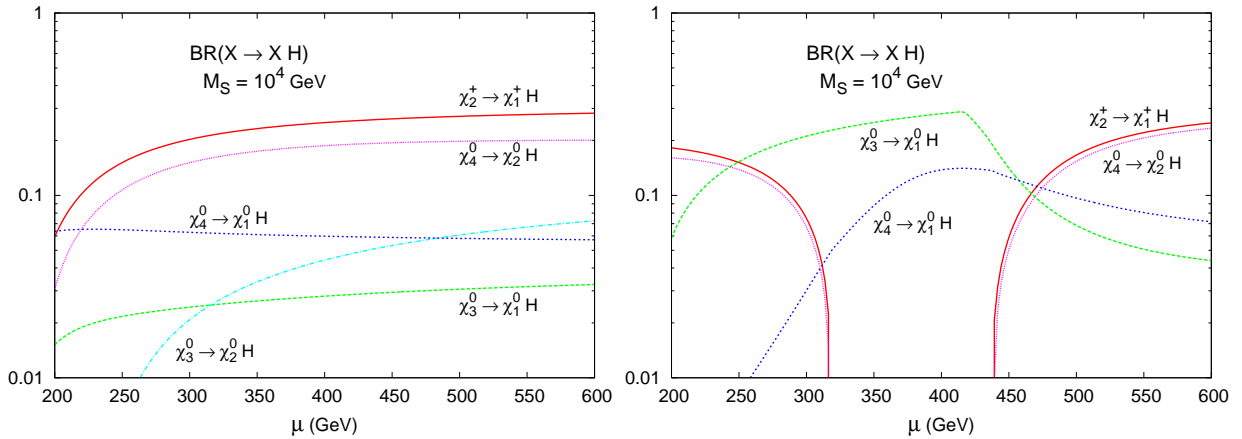


FIG. 2.20 – Rapport d'embranchement $\text{BR}(\chi_i \rightarrow \chi_j H)$ en fonction de μ , pour $M_S = 10^4$ GeV et dans les scénarios **1** (à gauche) et **24** (à droite).

- La différence de masse entre les χ initiaux et finaux doit être plus importante que la masse du Higgs pour que ce dernier soit sur couche de masse. Si le Higgs est virtuel $H^* \rightarrow f \bar{f}$, la largeur sera fortement supprimée à cause de la petitesse du couplage.
- Les χ initiaux et finaux doivent être de différents types (jaujino ou higgsino) pour maximiser le couplage $H\chi\chi$.

Dans la figure 2.20, on voit que les désintégrations $\chi_2^\pm \rightarrow \chi_1^\pm H$ et $\chi_4^0 \rightarrow \chi_2^0 H$ atteignent jusqu'à 20%. Dans le scénario **1**, les autres canaux avec un Higgs dans l'état final ont un rapport d'embranchement inférieur à 8% parce qu'ils sont supprimés par l'espace de

phase ou bien par le couplage $H\chi\chi$. Dans le scénario **24**, un comportement intéressant apparaît pour des valeurs intermédiaires de $\mu \sim M_2$. Dans cette région, les charginos et les neutralinos χ_2^0 , χ_3^0 et χ_4^0 sont des mélanges de jauginos et winos et ont des masses du même ordre de grandeur, impliquant que leurs désintégrations en un Higgs sont cinématiquement interdites. Dans cette région les canaux dominants sont $\chi_{3,4}^0 \rightarrow \chi_1^0 H$.

La désintégration $\chi_i^0 \rightarrow \chi_j^0 \gamma$ ne peut pas avoir lieu à l'ordre des arbres. Néanmoins, un tel processus est permis à partir d'une boucle, mais il va être supprimé par des puissances des couplages électrofaibles. Alors, pour que son rapport d'embranchement puisse avoir une importance significative, il est nécessaire que les autres canaux $\chi_i^0 \rightarrow \chi_j^0 Z$ et $\chi_i^0 \rightarrow \chi_j^0 H$ soient fortement supprimés. Ceci est possible lorsque la différence de masse entre les états χ_i^0 et χ_j^0 est inférieure à M_Z et donc à M_H ; ce qui entraîne une production d'un Z hors couche de masse et donc une largeur supprimée par un couplage $Zf\bar{f}$. De plus, pour que les couplages des neutralinos au Higgs et au Z soient fortement supprimés, les états initiaux et finaux doivent être en même temps des états purs de type jaugino ou higgsino.

Ces cas de figure sont partiellement trouvés dans des régions où les neutralinos ne sont pas très massifs et où la densité relicue de la LSP est en accord avec les limites mesurées par WMAP (le couplage $Z\chi\chi$ n'est donc pas négligeable). On présente dans la figure 2.21 le rapport d'embranchement $\text{BR}(\chi_2^0 \rightarrow \chi_1^0 \gamma)$ en fonction de μ , pour $M_S = 10^4$ et 10^{10} GeV et en se plaçant dans le scénario **1**.

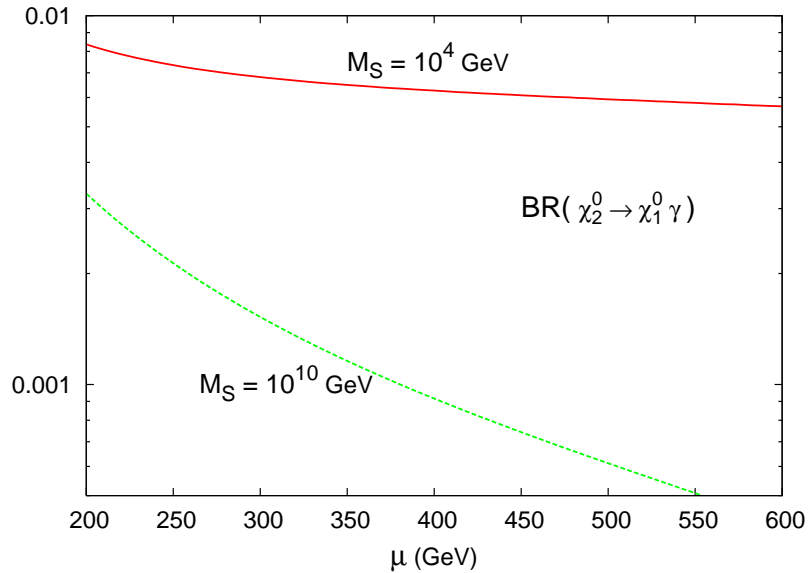


FIG. 2.21 – $\text{BR}(\chi_2^0 \rightarrow \chi_1^0 \gamma)$ en fonction de μ , pour $M_S = 10^4$ et 10^{10} GeV et le scénario **1**.

D'autre part, les valeurs de M_2 sont choisies de telle façon que la contrainte de densité relicue de matière sombre soit satisfaite et qu'on soit sur la branche gauche du pic du Higgs, dans le plan $[\mu, M_2]$ des figures 2.10 et 2.11. Pour $M_S = 10^4$ GeV, le rapport

d'embranchement atteint difficilement 1% pour des petites valeurs de μ . Pour $M_S = 10^{10}$ GeV ce rapport d'embranchement est moins important parce que la différence entre les masses du χ_2^0 et du χ_1^0 est plus grande, ce qui favorise la désintégration $\chi_2^0 \rightarrow \chi_1^0 Z^*$ qui dominera alors la largeur totale.

2.5.3 Désintégration des gluinos

Comme il a été expliqué dans la section 2.4.3, les gluinos se désintègrent soit dans une paire quark - antiquark et un chargino ou un neutralino via l'échange d'un squark lourd, $\tilde{g} \rightarrow \chi_i^0 q \bar{q}$ ou $\tilde{g} \rightarrow \chi_i^\pm q \bar{q}'$ [110], soit dans un gluon et un neutralino via une boucle avec un quark et un squark lourd, $\tilde{g} \rightarrow \chi_i^0 g$ [117, 118] (voir la figure 2.13). Par conséquent, l'état final va contenir toujours un chargino ou un neutralino (qui se désintègre selon les canaux énumérés dans la section précédente) et un ou deux jets durs.

Pour faire une analyse auprès des collisionneurs, il est très important de savoir la quantité de jets durs, et donc, la valeur du rapport d'embranchement des désintégrations en deux ou trois corps. On a donc étudié l'espace de paramètres $[\mu, M_2]$ afin de délimiter les régions dans lesquelles le rapport d'embranchement $\text{BR}(\tilde{g} \rightarrow g \sum \chi_i^0)$, sommé sur tous les neutralinos, est plus grand que 1, 5, 10, 25 et 50%. Les résultats pour le scénario **1** sont présentés sur la figure 2.22, pour $M_S = 10^4$ GeV (gauche) et $M_S = 10^{10}$ GeV (droite); la région en rouge correspond à celle que satisfait la contrainte de matière sombre, celle en vert à la zone exclue par les collisionneurs.

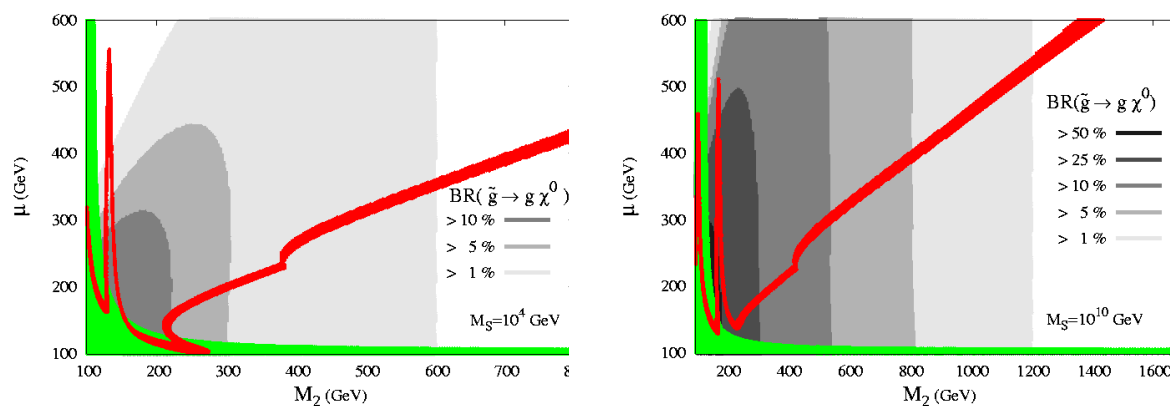


FIG. 2.22 – Rapport d'embranchement $\text{BR}(\tilde{g} \rightarrow \sum_i g \chi_i^0)$ dans le plan $[\mu, M_2]$, pour $M_S = 10^4$ et 10^{10} GeV et dans le scénario **1**. La région compatible avec WMAP (rouge) et celle exclue par les collisionneurs (vert) sont aussi affichées.

On remarque que le rapport d'embranchement $\text{BR}(\tilde{g} \rightarrow g \sum \chi_i^0)$ est plus important pour de faibles masses du gluino et donc pour des petites valeurs de M_2 , et aussi pour

des grandes valeurs de l'échelle de masse M_S des scalaires. Ce rapport d'embranchement atteint 50% pour $M_2 \gtrsim 200$ GeV et $M_S = 10^{10}$ GeV. En effet, la contribution principale à la désintégration radiative est donnée par des boucles de quarks tops et de stops (qui ont des couplages importants, $\propto m_t$, à la composante de type higgsino), et le rapport entre cette désintégration et celle en trois corps est proportionnelle à [103]

$$\left(\frac{m_t}{m_{\tilde{g}}}\right)^2 \left[1 - 2 \log\left(\frac{M_S}{m_t}\right)\right]^2. \quad (2.33)$$

En particulier, le rapport d'embranchement est relativement important dans la région où la densité relique est donnée par l'annihilation des LSP via l'échange d'un Higgs réel, dans laquelle tous les neutralinos sont relativement légers et donc cinématiquement accessibles. Pour les scénarios sans unification des masses des jauginos à l'échelle M_{GUT} on obtient des résultats similaires. La figure 2.23 montre les régions pour lesquelles le rapport d'embranchement $\text{BR}(\tilde{g} \rightarrow g \sum \chi_i^0)$ est plus grand que 1, 5, 10, 25 et 50%, pour les scénarios **24** (gauche) et **OII** (droite) et $M_S = 10^4$ GeV.

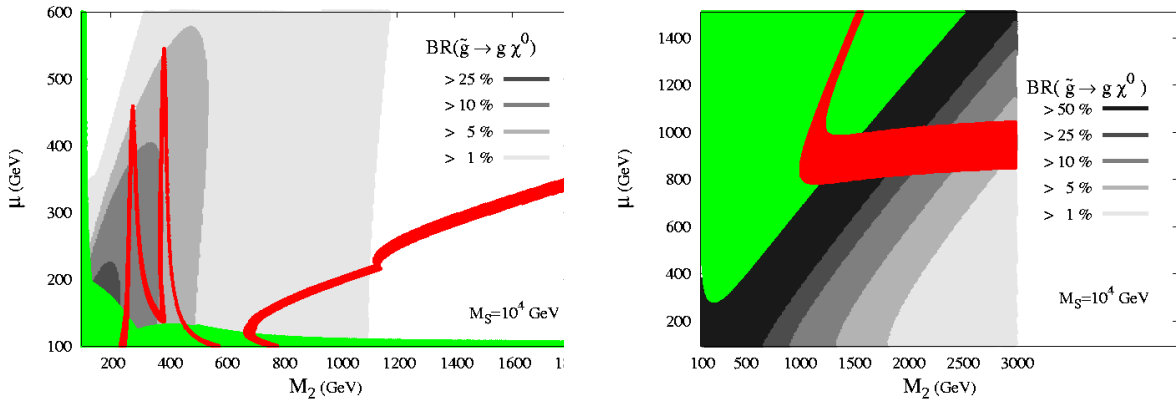


FIG. 2.23 – Rapport d'embranchement $\text{BR}(\tilde{g} \rightarrow \sum_i g \chi_i^0)$ dans le plan $[\mu, M_2]$, pour $M_S = 10^4$ GeV et dans les scénarios **24** et **OII**. La région compatible avec WMAP (rouge) et celle exclue par les collisionneurs (vert) sont aussi affichées.

On remarque que dans le scénario **24**, pour une même valeur de M_2 , le rapport d'embranchement est nettement plus important que dans le cas avec universalité. Pour $M_S = 10^{10}$ GeV, le canal $\tilde{g} \rightarrow g \sum \chi_i^0$ domine de loin sur celui en trois corps. Dans le scénario **OII**, la désintégration radiative $\tilde{g} \rightarrow g \sum \chi_i^0$ est dominante sur une bande dans laquelle la masse du gluino est très proche de celle du neutralino le plus léger. Vu que cette zone coupe la région qui correspond à la bonne densité relique de matière sombre, il existe des régions qui satisfont toutes les contraintes physiques et où la désintégration radiative est dominante.

Chapitre 3

Reconstruction des paramètres

La mise en évidence de la supersymétrie constitue, avec la découverte des bosons de Higgs, la principale motivation pour les futurs collisionneurs de particules tels que le LHC dont le démarrage est prévu sous peu, et le International Linear Collider ou ILC, un collisionneur électron–positron d’une énergie de 500 GeV à 1 TeV, actuellement en projet. Ceci consisterait, en premier lieu, à produire directement une multitude de nouvelles particules : les scalaires du secteur de Higgs et les partenaires supersymétriques scalaires et fermioniques des particules standards.

Cependant il sera aussi nécessaire de mesurer certains paramètres fondamentaux, tels que $\tan \beta$ et les masses des particules supersymétriques, et de vérifier un certain nombre de relations entre couplages et masses imposées par la Supersymétrie. Ceci permettra de reconstruire le lagrangien supersymétrique à basse énergie, ce qui rendrait possible la détermination de la structure de la physique sous-jacente à l’échelle de grande unification. Pour ce faire, la plus grande précision dans les prédictions théoriques est souhaitable pour ces grandeurs, ce qui requiert la prise en compte de la manière la plus complète possible de tous les processus de production et de désintégration intéressants et d’y inclure les effets des corrections radiatives.

Dans ce chapitre, nous discuterons de la manière dont on pourrait reconstruire les paramètres du lagrangien à basse énergie du MSSM avec des scalaires lourds. Nous commencerons par choisir quelques scénarios représentatifs à étudier et résumer la phénoménologie qu’ils impliquent. Les modes de production et de désintégration des superparticules dans ces cas, seront résumés. Nous analyserons ensuite les différentes signatures des superparticules au LHC et les observables qui pourraient être étudiées pour extraire les paramètres du lagrangien à basse énergie. Nous verrons ensuite comment remonter aux paramètres fondamentaux de la théorie à haute énergie.

Nous continuerons ce chapitre en analysant la reconstruction des paramètres du MSSM avec des scalaires lourds au sein du ILC. Nous allons commencer par choisir cinq points représentatifs dans l’espace de paramètres du modèle. Nous ne nous avons pas limité aux

cas avec unification des masses des jauginos à l'échelle M_{GUT} , en effet, nous avons exploré les différentes options données par les scénarios **1**, **24**, **75** et **200**, présentés dans la section 2.3.2. Pour ces points, nous analyserons la production et la désintégration des particules supersymétriques, puis nous nous intéresserons à la détection de charginos et neutralinos. Ceci se fera dans le cadre de collisions e^+e^- avec des énergies de centre de masse de 500 GeV et 1 TeV. Finalement nous étudierons les possibilités offertes par la machine pour reconstruire les paramètres de la théorie à basse et à haute énergie.

3.1 Scénarios représentatifs

3.1.1 Points de l'espace des paramètres

Afin d'étudier la possibilité de reconstruire l'espace de paramètres du MSSM avec des scalaires très lourds, nous avons choisi quelques points représentatifs qui satisfont toutes les contraintes expérimentales citées dans la section 2.4 : dans un premier temps ces points doivent donner lieu à une densité relique de matière sombre en accord avec la valeur mesurée par WMAP, et à un gluino avec une durée de vie plus courte que l'âge de l'univers. De plus, ces points doivent être en accord avec les mesures de grande précision provenant des expériences auprès des collisionneurs.

De la même façon que dans la première partie de l'analyse phénoménologique du chapitre précédent, pour cette étude on va se restreindre au scénario où les masses des jauginos sont unifiées à M_{GUT} . De plus, pour simplifier l'analyse, on va se placer dans un cadre où $M_S = 10^4$ GeV, $A_t = 0$ [ce dernier ne jouant aucun rôle si $A_t \ll M_S$]. $\tan \beta = 30$ sera fixé dans le choix des paramètres inputs mais on essaiera aussi de déterminer sa valeur. Une fois ces paramètres fixés, il restera deux paramètres libres dans le MSSM avec des scalaires lourds : μ et M_2 . Sur la figure 3.1, nous présentons les deux points choisis dans l'espace de paramètres $[\mu, M_2]$.

Le premier point (*HS1*) étudié est placé sur la branche gauche du pic du Higgs, dans l'espace de paramètres $[\mu, M_2]$. Ce pic correspond à l'échange d'un Higgs quasi réel dans l'annihilation des neutralinos dans le canal s . En général, dans cette région, le neutralino le plus léger est surtout de type bino et sa densité relique tend à être très importante. Néanmoins, pour ce point on a une bonne densité relique du fait de la résonance en question. Pour le point *HS1*, on prend

$$\text{HS1} : \mu(M_Z) = 290 \text{ GeV} \quad \text{et} \quad m_{1/2}(M_{\text{GUT}}) = 132.4 \text{ GeV} \quad (3.1)$$

A l'échelle électrofaible, les masses des jauginos ont les valeurs suivantes :

$$M_1(M_Z) = 61.8 \text{ GeV} , \quad M_2(M_Z) = 126.9 \text{ GeV} , \quad M_3(M_Z) = 458.5 \text{ GeV} \quad (3.2)$$

Le deuxième point étudié (*HS2*) correspond à une région où le neutralino le plus léger est un mélange dit *équilibré* entre sa partie higgsino et sa partie jaugino. Ce mélange

permet de maximiser le couplage $\chi_1^0\chi_1^0H$ et donc la section efficace d'annihilation des LSP pour être dans la plage permise par WMAP. Les états finaux de cette annihilation de neutralinos comportent des paires W^+W^- , ZZ , ZH et HH principalement. On remarque que le canal $\chi_1^0\chi_1^0 \rightarrow t\bar{t}$ n'est pas encore cinématiquement ouvert. Pour le point *HS2* on prend les valeurs

$$\text{HS2} : \mu(M_Z) = 200 \text{ GeV} \text{ et } m_{1/2}(M_{\text{GUT}}) = 296.5 \text{ GeV} \quad (3.3)$$

ce qui donne, à l'échelle électrofaible

$$M_1(M_Z) = 139.5 \text{ GeV} , \quad M_2(M_Z) = 283.4 \text{ GeV} , \quad M_3(M_Z) = 971.1 \text{ GeV}. \quad (3.4)$$

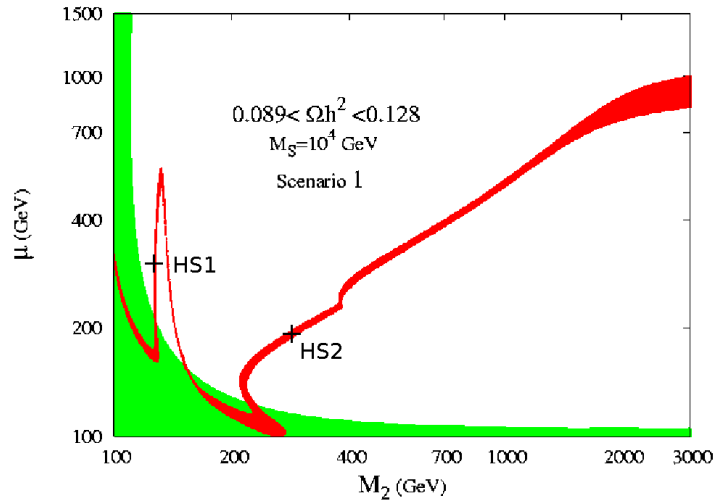


FIG. 3.1 – Dans le plan $[\mu, M_2]$ en rouge est présentée la région qui satisfait la contrainte donnée par WMAP, pour $M_S = 10^4$ GeV, $\tan\beta = 30$, en supposant l'unification des masses des jauginos à M_{GUT} . La zone exclue par les collisionneurs est présentée en vert. Les croix correspondent aux deux points choisis et décrit dans le texte.

3.1.2 Le spectre de masses

Le spectre de masse engendré par les deux points de l'espace de paramètres choisis est reporté sur la table 3.1. Pour ces deux cas, le boson de Higgs a une masse très similaire, de l'ordre de 128 GeV. Cela est dû au fait qu'elle est donnée fondamentalement par la masse des scalaires M_S ; sa dépendance en M_2 et μ est très faible et provient uniquement des corrections radiatives de seuil.

Pour le point *HS1*, la hiérarchie entre les masses des jauginos et la masse des higgsinos est très bien définie : $M_1 \ll M_2 \ll \mu \ll M_3$. Dans le secteur des neutralinos, cette

	H	$\tilde{\chi}_1^0$	$\tilde{\chi}_2^0$	$\tilde{\chi}_3^0$	$\tilde{\chi}_4^0$	$\tilde{\chi}_1^\pm$	$\tilde{\chi}_2^\pm$	\tilde{g}
$HS1$	128.2	59.8	117.3	296.8	310.4	117.2	313.5	449.7
$HS2$	128.5	125.6	186.8	207.8	319.2	176.6	319.3	893.0

TAB. 3.1 – Masses physiques (en GeV) du boson de Higgs, des neutralinos, charginos et du gluino pour les deux points décrits dans le texte.

hiérarchie se caractérise par le fait que les neutralinos 1, 2, 3 et 4 sont fondamentalement (plus de 90%) de type bino, wino et higgsinos respectivement. De la même façon, le χ_1^\pm est surtout de type wino et le χ_2^\pm surtout higgsino. Il s'ensuit également que $M_{\chi_2^0} \sim M_{\chi_1^\pm} \sim M_2$ et $M_{\chi_3^0} \sim M_{\chi_4^0} \sim M_{\chi_2^\pm} \sim \mu$.

Pour le point $HS2$, la hiérarchie entre les M_i et μ est moins bien établie ; on a tout de même : $M_1 \lesssim \mu \lesssim M_2 \ll M_3$. Le neutralino le plus léger est composé d'une partie bino ($\sim 70\%$) et d'une autre higgsino ($\sim 25\%$). Le χ_2^0 est un mélange équilibré entre jaugino et higgsino. D'autre part, le χ_3^0 est totalement higgsino et le χ_4^0 un mélange wino ($\sim 77\%$) et higgsino ($\sim 20\%$). Finalement, les charginos 1 et 2 sont higgsinos et winos respectivement. Pour ce point $M_{\chi_4^0} \sim M_{\chi_2^\pm}$ et que $M_{\chi_2^0} \sim M_{\chi_1^\pm}$.

3.1.3 Désintégrations des sparticules

Désintégrations du gluino

Les gluinos se désintègrent toujours selon les processus de la figure 2.13, contenant un squark lourd soit dans une boucle comme dans le mode $\tilde{g} \rightarrow \chi g$ soit dans l'échange virtuel comme dans le mode à trois corps $\tilde{g} \rightarrow \chi q \bar{q}$. Les rapports d'embranchement sont présentés sur la table 3.2.

Pour le point $HS1$, la désintégration du gluino en un neutralino et un gluon est dominée par les états finaux contenant les neutralinos χ_3^0 et χ_4^0 , avec des rapports d'embranchement de $5.0 \cdot 10^{-2}$ et $3.8 \cdot 10^{-2}$ respectivement. En effet, le couplage effectif $\tilde{g} - g - \chi_i^0$ est maximal pour un neutralino de type higgsino [103]. Au contraire, les désintégrations en trois corps, $\tilde{g} \rightarrow q \bar{q} \chi_i^0$ et $\tilde{g} \rightarrow q \bar{q}' \chi_i^\pm$, sont dominées par les neutralinos ou les charginos qui sont principalement de type jaugino. En l'occurrence, les rapports d'embranchement d'états finaux à trois corps avec un χ_1^0 et un χ_2^0 sont respectivement 0.14 et 0.28. Lorsqu'il y a un chargino dans l'état final, le rapport d'embranchement atteint 0.47 grâce aux deux états de charge : χ_1^+ et χ_1^- . Le gluino étant bien plus massif que les charginos et les neutralinos, tous les canaux $q \bar{q} \chi_i^0$ et $q \bar{q}' \chi_i^\pm$ avec $q, q' = u, d, c, s, b$ sont cinématiquement ouverts. Les canaux contenant des quarks top sont en général fermés, sauf pour le processus $\tilde{g} \rightarrow \chi_1^0 t \bar{t}$.

Pour le point $HS2$, les différences entre les rapports d'embranchement ne sont pas aussi marquées que pour le cas précédent, vu que la hiérarchie entre les paramètres M_1 , M_2 et μ

<i>HS1</i>	χ_1	χ_2	χ_3	χ_4
$g \tilde{\chi}_i^0$	$8.8 \cdot 10^{-4}$	$6.7 \cdot 10^{-3}$	$5.0 \cdot 10^{-2}$	$3.8 \cdot 10^{-2}$
$q \bar{q} \tilde{\chi}_i^0$	$1.4 \cdot 10^{-1}$	$2.8 \cdot 10^{-1}$	$3.7 \cdot 10^{-3}$	$3.5 \cdot 10^{-3}$
$q \bar{q}' \tilde{\chi}_i^\pm$	$4.7 \cdot 10^{-1}$	$1.8 \cdot 10^{-3}$		

<i>HS2</i>	χ_1	χ_2	χ_3	χ_4
$g \tilde{\chi}_i^0$	$5.1 \cdot 10^{-3}$	$1.5 \cdot 10^{-2}$	$3.0 \cdot 10^{-2}$	$7.5 \cdot 10^{-3}$
$q \bar{q} \tilde{\chi}_i^0$	$9.0 \cdot 10^{-2}$	$1.2 \cdot 10^{-1}$	$9.1 \cdot 10^{-2}$	$1.3 \cdot 10^{-1}$
$q \bar{q}' \tilde{\chi}_i^\pm$	$2.5 \cdot 10^{-1}$	$2.7 \cdot 10^{-1}$		

TAB. 3.2 – Rapports d'embranchement des gluinos pour les deux points HS1 et HS2.

n'est plus si bien définie. Néanmoins, parmi les désintégrations en deux corps, celles contenant un gluon et un χ_2^0 ou un χ_3^0 sont les dominantes, avec des rapports d'embranchement de $1.5 \cdot 10^{-2}$ et $3.0 \cdot 10^{-2}$ respectivement. D'autre part, tous les processus $q \bar{q} \chi_i^0$ ont des embranchements de l'ordre de ~ 0.1 . De la même façon, $\text{BR}(q \bar{q}' \tilde{\chi}_1^\pm) \sim \text{BR}(q \bar{q}' \tilde{\chi}_2^\pm) \sim 0.26$. Pour ce point, les gluinos sont beaucoup plus massifs que les charginos et les neutralinos et donc tous ces possibles canaux de désintégration sont cinématiquement accessibles.

Désintégrations des charginos

Pour les deux points étudiés, le chargino le plus léger χ_1^\pm va se désintégrer exclusivement en une LSP et un boson W^\pm virtuel. Le rapport d'embranchement du χ_1^\pm suit donc celui du W^\pm : $\sim 67\%$ pour une paire de quarks et $\sim 33\%$ pour une paire de leptons.

Le chargino le plus lourd χ_2^\pm se désintègre prioritairement en paires $\chi_2^0 W^\pm$ et $\chi_1^\pm Z^0$ avec des rapports d'embranchement de 39% et 32% respectivement. La désintégration $\chi_2^\pm \rightarrow \chi_1^0 W^\pm$ devrait dominer sur les autres canaux dû à son grand espace de phase, mais comme la LSP est surtout de type bino, le couplage est très faible et le rapport d'embranchement n'est que de quelques pourcent. Un boson de Higgs peut être produit dans la désintégration du chargino χ_2^\pm dans 20% et 10% des cas pour les points *HS1* et *HS2* respectivement. De plus, pour le point *HS2*, le canal $\chi_2^\pm \rightarrow \chi_3^0 W^\pm$ est cinématiquement ouvert et contribue avec 18%.

Désintégrations des neutralinos

Le neutralino le plus léger est stable, vu que la parité R est conservée. Pour le point *HS1*, le neutralino χ_2^0 se désintègre uniquement en une LSP et un Z virtuel, ce qui

implique que son rapport d'embranchement suit celui du Z : $\sim 70\%$ pour des paires quark-antiquark, $\sim 10\%$ pour les paires de leptons chargés et $\sim 20\%$ pour les paires de neutrinos. Le processus $\chi_2^0 \rightarrow \chi_1^0 \gamma$, ayant lieu exclusivement à partir d'une boucle, est supprimé par des puissances des couplages électrofaibles et a un rapport d'embranchement de 7% . Les neutralinos χ_3^0 et χ_4^0 se désintègrent principalement en des paires $\chi_1^\pm W^\mp$, avec un rapport d'embranchement de l'ordre de 67% . Ils se désintègrent également en neutralinos plus légers et un boson de Higgs ou un boson Z .

Pour le point *HS2*, le neutralino χ_2^0 se désintègre majoritairement ($\sim 98\%$ des cas) via le processus $\chi_2^0 \rightarrow \chi_1^0 Z^*$ et donc ses rapports d'embranchement sont ceux décrits précédemment. Néanmoins, le canal $\chi_2^0 \rightarrow \chi_1^\pm W^\mp$ est aussi ouvert, mais très supprimé car le W^\pm est très en dehors de la couche de masse. De plus, le processus $\chi_2^0 \rightarrow \chi_1^0 \gamma$ a un rapport d'embranchement de 5% . Vu que la hiérarchie de masse des neutralinos n'est pas si bien établie, les désintégrations du χ_3^0 en deux corps ne sont pas cinématiquement disponibles. Le processus $\chi_3^0 \rightarrow \chi_1^0 Z^*$ va largement dominer ($\sim 93\%$), du fait que le Z est presque sur couche de masse. Les autres canaux $\chi_3^0 \rightarrow \chi_1^\pm W^\mp$ et $\chi_3^0 \rightarrow \chi_2^0 Z^*$ ont respectivement des rapports d'embranchement de $\sim 5\%$ et $\sim 2\%$. Puisque les désintégrations du neutralino χ_3^0 sont si supprimées par l'espace de phase, les désintégration radiatives $\chi_3^0 \rightarrow \chi_2^0 \gamma$ et $\chi_3^0 \rightarrow \chi_1^0 \gamma$ atteignent des rapports d'embranchement de l'ordre du pourmille.

Le neutralino χ_4^0 se désintègre essentiellement selon le canal $\chi_4^0 \rightarrow \chi_1^\pm W^\mp$, avec un rapport d'embranchement de $\sim 85\%$. Même si l'espace de phase privilégie les processus $\chi_4^0 \rightarrow \chi_1^0 Z$ et $\chi_4^0 \rightarrow \chi_1^0 H$, leur taux d'embranchement est très faible parce que les couplages jaugino-jaugino- Z et jaugino-jaugino-Higgs sont supprimés. Les rapports d'embranchement des désintégrations du χ_4^0 en paires $\chi_3^0 Z$, $\chi_2^0 H$ et $\chi_2^0 Z$ sont respectivement 9% , 5% et 2% .

3.2 Reconstruction au LHC

3.2.1 Sections efficaces de production

Dans le cadre du LHC, avec une énergie au centre de masse $\sqrt{s} = 14$ TeV, nous avons calculé les sections efficaces de production de paires de particules supersymétriques en utilisant le code Fortran *Prospino* 2.1 [119] qui prend en compte les corrections radiative de QCD à l'ordre sous-dominant (NLO). Ces corrections sont importantes puisqu'elle augmentent les taux de production s de 50% dans certains cas. Les résultats sont présentés sur la table 3.3.

Pour le point *HS1*, la section efficace totale proton-proton en des particules supersymétriques est de 80.0 pb et est largement dominée par des paires de gluinos dans l'état final. Ce processus a lieu grâce à un échange dans la voie s d'un gluon produit lors d'une collision entre gluons ou quarks (u ou d). Il existe un autre canal pour que ce processus ait lieu : une interaction entre gluons via l'échange d'un gluino virtuel dans la voie t .

	$\tilde{g}\tilde{g}$	$\tilde{\chi}^0\tilde{\chi}^\pm$	$\tilde{\chi}^\pm\tilde{\chi}^\pm$	$\tilde{\chi}^0\tilde{\chi}^0$	$\tilde{g}\tilde{\chi}^0$	$\tilde{g}\tilde{\chi}^\pm$	Total
HS1	61.4 pb	12.4 pb	6.1 pb	82.6 fb	0.6 fb	1.1 fb	80.0 pb
HS2	918 fb	2.1 pb	773 fb	295 fb	0.02 fb	0.03 fb	4.1 pb

TAB. 3.3 – Sections efficaces de production des paires supersymétriques et section efficace totale pour de LHC, ce pour les deux points décrits dans le texte.

La section efficace $\sigma(pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g})$ a une valeur de l'ordre de 61.4 pb. Elle domine de loin la section efficace totale grâce au fait que ces interactions comportent seulement des gluons et gluinos qui interagissent fortement.

La section efficace $\sigma(pp \rightarrow \chi_i^0\chi_j^\pm)$ est elle aussi importante même si elle est 5 fois plus faible que celle avec des gluinos dans l'état final. Ce processus correspond à une interaction $u\bar{d}$ ou $d\bar{u}$ avec l'échange d'un boson vecteur W^\pm dans la voie s . La contribution la plus importante vient des couples $\chi_2^0\chi_1^+$ et $\chi_2^0\chi_1^-$ avec une section efficace 7.4 et 4.6 pb. Même si l'espace de phase favorise le canal $\chi_1^0\chi_1^\pm$, le W ne se couple pas aux binos, et ceci défavorise cet état final qui a une section efficace d'à peine 136 et 88 fb pour $\chi_1^0\chi_1^+$ et $\chi_1^0\chi_1^-$ respectivement. Les autres états finaux avec un chargino et un neutralino sont très supprimés. Il est à remarquer que même si les processus $u\bar{d} \rightarrow \chi_i^+\chi_j^0$ et $d\bar{u} \rightarrow \chi_i^-\chi_j^0$ ont la même section efficace (conservation de CP), le processus complet $pp \rightarrow \chi_i^+\chi_j^0$ est favorisé par rapport à $pp \rightarrow \chi_i^-\chi_j^0$. Ceci est dû aux fonctions de distributions des partons.

Le dernier canal pertinent pour la section efficace totale correspond à celui avec deux charginos dans l'état final, avec une contribution de 6.1 pb. Ce processus a lieu via l'échange d'un Z ou d'un photon dans la voie s . L'échange d'un boson de Higgs est aussi permis mais sa contribution est minimale à cause de son faible couplage avec les quarks u et d . En effet, son couplage ne devient important que pour les quarks les plus massifs : ceux de la troisième génération. Dans le canal $pp \rightarrow \chi_i^+\chi_j^-$, la paire de charginos $\chi_1^+\chi_1^-$ a une section efficace de 6.0 pb et donc domine totalement sur les autres paires. Les états finaux avec des $\chi_2^+\chi_2^-$, $\chi_1^+\chi_2^-$ et $\chi_2^+\chi_1^-$ sont supprimés par l'espace de phase. De plus, pour les deux deuxième paires, le processus avec un photon intermédiaire n'est pas disponible parce que les γ se couplent exclusivement à des charginos de la même nature ($i = j$).

En principe, le canal $pp \rightarrow \chi_i^0\chi_j^0$ devrait être du même ordre de grandeur que celui avec des charginos dans l'état final. Ce processus peut se produire uniquement via l'échange d'un boson Z (le Higgs étant exclu dû à la même raison que précédemment) ne couplant qu'aux higgsinos. Or, les neutralinos χ_1^0 et χ_2^0 , qui devraient être produits le plus facilement, sont fondamentalement de type jaugino et donc leur production est fortement défavorisée. Par contre, les neutralinos χ_3^0 et χ_4^0 sont de type higgsino et donc ils couplent bien au Z mais l'espace de phase va désavantager cette production.

Finalement, on remarque que les sections efficaces $\sigma(pp \rightarrow \tilde{g}\chi_i^0)$ et $\sigma(pp \rightarrow \tilde{g}\chi_i^\pm)$ sont très faibles, de l'ordre du femtobarn. En effet, dans ces canaux il y a toujours intervention d'un squark lourd dans le canal t et donc ces processus sont très supprimés.

Pour le point *HS2*, les sections efficaces sont en général beaucoup plus faibles que pour le point *HS1* parce que les particules supersymétriques sont en moyenne bien plus lourdes. C'est pour cette raison que la section efficace totale n'atteint que 4.1 pb. Contrairement au cas précédent, pour le point *HS2* la production de gluinos n'est pas le processus dominant, qui est en l'occurrence la production de paires chargino-neutralino. Il est vrai que la section efficace $\sigma(pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g})$ est plus importante que chacune des sections efficaces partielles $\sigma(pp \rightarrow \chi_i^0\chi_j^\pm)$, mais ceci est compensé par le fait qu'il y a plusieurs canaux chargino-neutralino qui sont numériquement importants. La production de paires $\chi_i^0\chi_j^\pm$ est dominée par les paires contenant des neutralinos χ_2^0 ou χ_3^0 et un chargino χ_1^\pm (512 et 303 fb respectivement); suivie par celle contenant un chargino χ_1^\pm (288 et 168 fb respectivement). En général, la production de neutralinos χ_1^0 est défavorisée parce qu'il est en bonne partie ($\sim 70\%$) de type bino. Néanmoins l'état final $\chi_1^0\chi_1^\pm$ a une section efficace assez importante (de l'ordre de 268 et 156 fb pour les charginos de charge positive et négative, respectivement), parce qu'elle est favorisée par l'espace de phase. La production de deux charginos suit celle de deux neutralinos dans l'ordre d'importance. Les canaux qui contribuent le plus sont $\chi_1^+\chi_1^-$ et $\chi_2^+\chi_2^-$ avec 599 et 138 fb.

Contrairement au point *HS1*, pour le point *HS2* le processus $pp \rightarrow \chi_i^0\chi_j^0$ est relevant pour la section efficace totale. En fait, comme les neutralinos χ_2^0 et surtout χ_3^0 ont une partie higgsino importante, leurs couplages au boson Z ne sont pas négligeables. Ce type de processus sont dominés par les canaux avec des états finaux qui contient $\chi_3^0\chi_2^0$ et $\chi_3^0\chi_1^0$, avec des section efficaces de 159 et 113 fb, respectivement.

3.2.2 Observables au LHC

Masse du Higgs

La première observable étudié est la masse du boson de Higgs. Pour des faibles valeurs de la masse, $M_H < 140$ GeV, comme c'est le cas ici elle pourrait être mesurée via la désintégration du Higgs en deux photons $H \rightarrow \gamma\gamma$ [120], un processus rare avec un rapport d'embranchement de l'ordre de 10^{-3} ; figure 2.16. Elle a lieu principalement via des boucles de quarks top, de bosons vecteurs W^\pm ou de charginos χ^\pm . Il existe d'autres canaux de désintégration intéressants dans la région de faibles masses, $H \rightarrow WW^*$, ZZ^* par exemple, mais le canal en deux photons est le plus propre et permet de mesurer la masse du Higgs avec une très grand précision.

Section efficace de production de gluinos

La section efficace de production de paires de gluinos est la dominante pour le point *HS1*, et une de plus importantes pour le point *HS2*. La mesure de cette section efficace est faisable et peut donner des fortes contraintes sur le paramètre M_3 .

Pour le point *HS1*, presque la moitié des gluinos vont se désintégrer en un chargino 1 et deux jets. Le χ_1^\pm se désintègre majoritairement ($\sim 66\%$ des cas) en un neutralino 1 et deux jets. Un évènement de ce type aura donc au moins quatre jets de grand moment transverse (p_T) et une grande quantité d'énergie transverse manquante ($E_T^{\cancel{}}$) due à la présence des LSP. Sa section efficace est de l'ordre de 20 pb. Les bruits de fond les plus importants pour un tel processus sont donnés par les productions de paires de quarks top $t\bar{t}$, Z + jets, WZ et ZZ avec des sections efficaces de 833 pb, 220 pb, 27 pb et 15 pb respectivement [121]. Malgré l'infime rapport signal sur bruit de fond, il est quand même possible d'extraire de l'information en imposant des coupures standard.

Signature en trois leptons

Après la production de gluinos, le deuxième canal le plus important correspond à la production de paires neutralino - chargino. En particulier, le processus $\chi_2^0 \chi_1^\pm$ a une section efficace de production de 12 pb et de 800 fb, pour les points *HS1* et *HS2* respectivement. Pour ces deux points, le chargino 1 se désintègre dans $\sim 22\%$ des cas selon $\chi_1^\pm \rightarrow \chi_1^0 W^{*\pm} \rightarrow \chi_1^0 l \nu_l$, avec $l = e, \mu$. De plus, le processus $\chi_2^0 \rightarrow \chi_1^0 Z^{*0} \rightarrow \chi_1^0 l^+ l^-$ a un rapport d'embranchement de $\sim 6\%$ et donne lieu à deux leptons de la même saveur et de signes opposés.

Différences de masse

Un autre observable est la différence entre les masses des neutralinos χ_2^0 et χ_1^0 . En effet, la mesure de la distribution de masse invariante de la paire de leptons dans les désintégrations $\chi_2^0 \rightarrow \chi_1^0 l^+ l^-$ présente une coupure pour la valeur $m_{\chi_2^0} - m_{\chi_1^0}$. Pour les deux points étudiés, les neutralinos χ_2^0 sont produits majoritairement lors du processus $pp \rightarrow \chi_2^0 \chi_1^\pm$ décrit dans la section 3.2.2. De la même façon, on s'intéresse à la distribution de masse invariante de la paire de leptons dans les désintégrations $\chi_3^0 \rightarrow \chi_1^0 l^+ l^-$. Pour le point *HS1*, la production de neutralinos 3 est très supprimée. Au contraire, pour le point *HS2*, la section efficace de production de χ_3^0 est bien plus importante et est donnée principalement par les processus $pp \rightarrow \chi_3^0 \chi_1^\pm, \chi_3^0 \chi_2^0$.

De plus, la mesure de la distribution de masse invariante des paires de quarks b (qui peuvent être détectés en utilisant des détecteurs à microvertex avec une efficacité de l'ordre de 50%) présente une coupure lorsque $m_{\tilde{g}} - m_{\chi_1^0}$ est plus grande que deux fois la masse du quark b . En effet, à partir de ce moment le processus $\tilde{g} \rightarrow \chi_1^0 b\bar{b}$ n'est plus viable cinématiquement.

3.2.3 Reconstruction des paramètres

Afin de reconstruire les paramètres fondamentales de la théorie, on utilise le code `SFitter` [122]. Il utilise des chaînes de Markov pour donner une estimation du maximum de vraisemblance et déterminer ainsi le point de l'espace de paramètres qui ajuste le mieux les observables physiques. Pour calculer le spectre des particules SUSY et de Higgs, leurs taux de désintégration, leurs taux de production, la densité relicque cosmologique et faire la minimisation, `SFitter` fait un lien avec les codes numériques `SuSpect`, `Hdecay`, `Sdecay`, `Propsino`, `Minuit` et `MicroMegas`. Une analyse préliminaire est reportée dans la référence [123].

Vu que les scalaires ne sont pas cinématiquement accessibles au LHC, on n'a pas d'informations sur les secteurs des squarks et des sleptons, et donc on est obligés de fixer les valeurs de M_S et A_t . De plus, on doit fixer $M_2 = M_1$ à l'échelle M_{GUT} , car on n'a pas assez d'observables pour reconstruire complètement le secteur des neutralinos et des charginos. Tous les autres paramètres sont considérés comme étant libres. La reconstruction commence par le choix d'un point lointain quelconque, par exemple $(M_1, M_3, \tan \beta, \mu) = (100, 200, 10, 320)$ GeV. Grâce aux chaînes de Markov on peut retrouver la région qui contient le maximum de vraisemblance. Cependant, on a besoin d'un algorithme additionnel (`Migrad`) pour atteindre le maximum local. Les erreurs sur les paramètres reconstruits ont été déterminées en utilisant une statistique correspondante à une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} , ce qui correspond approximativement à une année de mesures à haute luminosité. En faisant ceci, on tient compte en même temps les erreurs systématiques et statistiques. Les résultats sont présentés sur le tableau 3.4.

	<i>HS1</i>			<i>HS2</i>		
	Nominal	Stat.	100 fb ⁻¹	Nominal	Stat.	100 fb ⁻¹
$M_1(M_{\text{GUT}})$	132.4	±2	1.7%	296.5	±15	5%
$M_2(M_{\text{GUT}})$	132.4	±2	1.7%	296.5	±8	3%
$M_3(M_{\text{GUT}})$	132.4	±0.3	0.2%	296.5	±20	7%
$\tan \beta$	30	±15	50%	30	±24	78%
μ	290	±33	11%	200	±7	3%

TAB. 3.4 – Résultats, en GeV, de l'ajustement lors de la reconstruction des paramètres, pour les deux points décrits dans le texte.

On remarque que les valeurs reconstruites convergent assez bien vers les valeurs nominales. Néanmoins, les erreurs sur $\tan \beta$ sont importantes, atteignant jusqu'à 70% pour le point *HS2*. En effet, ce paramètre influence principalement les conditions de frontière

à l'échelle M_G des équations (2.6)-(2.8), et donc les observables physiques à basse énergie sont faiblement sensibles à ces variations. La qualité de la signature en trois leptons et le signal des gluinos permet d'avoir des erreurs qui sont, en général, plus faibles que 10%, même avec une faible statistique.

3.3 Reconstruction à l'ILC

Dans cette section on a étudié les implications du MSSM avec des scalaires lourds dans le futur accélérateur linéaire international (ILC). On a illustré ce modèle en utilisant 4 scénarios avec et sans unification des masses des jauginos à M_{GUT} . On a commencé par étudier la production et la détection de charginos et neutralinos dans des collisions e^+e^- à des énergies de centre de masse de 500 GeV et de 1 TeV. Puis, en utilisant quelques observables qui peuvent être mesurés dans le collisionneur, on a analysé les possibilités de déterminer les paramètres fondamentales du lagrangien à basse énergie, puis à haute énergie [124].

Afin de fixer les notations, on se permet de réécrire la matrice de masse des charginos \mathcal{M}_C et les unitaires matrices qui la diagonalisent :

$$\mathcal{M}_C = \begin{pmatrix} M_2 & \tilde{g}_u v \\ \tilde{g}_d v & \mu \end{pmatrix} \quad (3.5)$$

avec les paramètres M_2 , μ , \tilde{g}_u , \tilde{g}_d et v définis à l'échelle $Q_W = \sqrt{|M_2 \cdot \mu|}$ [71]. Comme cette matrice de masse n'est pas symétrique, deux différentes matrices unitaires U_L et U_R sont nécessaires pour la diagonaliser. Les matrices U_R et U_L sont les mêmes U et V de l'équation (B.17). Selon les références [125, 126, 127], on a

$$U_{L,R} \begin{pmatrix} \tilde{W}^- \\ \tilde{h}^- \end{pmatrix}_{L,R} = \begin{pmatrix} \tilde{\chi}_1^- \\ \tilde{\chi}_2^- \end{pmatrix}_{L,R}, \quad U_{L,R} = \begin{pmatrix} \cos \phi_{L,R} & \sin \phi_{L,R} \\ -\sin \phi_{L,R} & \cos \phi_{L,R} \end{pmatrix} \quad (3.6)$$

Les cosinus et les sinus des angles de rotation θ_L et θ_R sont définis par les expressions

$$\begin{aligned} \cos 2\phi_L &= -[M_2^2 - \mu^2 - (\tilde{g}_d^2 - \tilde{g}_u^2) v^2] / \Delta_C, \\ \sin 2\phi_L &= -[2v(\tilde{g}_u \mu + \tilde{g}_d M_2)] / \Delta_C, \\ \cos 2\phi_R &= -[M_2^2 - \mu^2 + (\tilde{g}_d^2 - \tilde{g}_u^2) v^2] / \Delta_C, \\ \sin 2\phi_R &= -[2v(\tilde{g}_d \mu + \tilde{g}_u M_2)] / \Delta_C, \end{aligned} \quad (3.7)$$

avec le déterminant Δ_C

$$\Delta_C = \sqrt{(M_2^2 + \mu^2 + [\tilde{g}_u^2 + \tilde{g}_d^2] v^2)^2 - 4(M_2 \mu - \tilde{g}_u \tilde{g}_d v^2)^2}. \quad (3.8)$$

À l'ordre des arbres, les valeurs propres de masse $M_{\chi_{1,2}^\pm}^2$ pour les deux charginos sont

$$M_{\chi_{1,2}^\pm}^2 = \frac{1}{2} [M_2^2 + \mu^2 + (\tilde{g}_u^2 + \tilde{g}_d^2) v^2 \mp \Delta_C]. \quad (3.9)$$

Pour les neutralinos, la matrice de masse \mathcal{M}_N est définie par

$$\mathcal{M}_N = \begin{pmatrix} M_1 & 0 & -\tilde{g}'_d v/\sqrt{2} & \tilde{g}'_u v/\sqrt{2} \\ 0 & M_2 & \tilde{g}_d v/\sqrt{2} & -\tilde{g}_u v/\sqrt{2} \\ -\tilde{g}'_d v/\sqrt{2} & \tilde{g}_d v/\sqrt{2} & 0 & -\mu \\ \tilde{g}'_u v/\sqrt{2} & -\tilde{g}_u v/\sqrt{2} & -\mu & 0 \end{pmatrix}. \quad (3.10)$$

Comme il s'agit d'une matrice symétrique, une seule matrice unitaire N est nécessaire pour diagonaliser les états propres d'interaction en états propres de masse, équation (B.16).

3.3.1 Benchmarks

De la même façon que dans la section 3.1.1, au lieu de faire un balayage de tout l'espace de paramètres du MSSM avec des scalaires lourds, on va choisir quelques points représentatifs pour $M_S = 10^4$ GeV et $A_t = 0$. On a vérifié que ces points satisfont toutes les contraintes étudiés dans la section 2.4. On a choisi deux points pour le scénario universel **1**, et un point pour chacun des scénarios de non universalité **24**, **75** et **200**. Il sont définis par les valeurs de $\tan \beta$, $\mu(M_Z)$ et $m_{1/2}(M_{\text{GUT}})$ définis selon :

- HS1a : $\mu(M_Z) = 290$ GeV, $m_{1/2}(M_{\text{GUT}}) = 132.4$ GeV, $\tan \beta = 30$
- HS1b : $\mu(M_Z) = 215$ GeV, $m_{1/2}(M_{\text{GUT}}) = 300.0$ GeV, $\tan \beta = 3$
- HS24 : $\mu(M_Z) = 250$ GeV, $m_{1/2}(M_{\text{GUT}}) = 107.0$ GeV, $\tan \beta = 10$
- HS75 : $\mu(M_Z) = -400$ GeV, $m_{1/2}(M_{\text{GUT}}) = 155.0$ GeV, $\tan \beta = 5$
- HS200 : $\mu(M_Z) = 300$ GeV, $m_{1/2}(M_{\text{GUT}}) = 1000.0$ GeV, $\tan \beta = 20$

Ses point sont représentés dans la figure 3.2. Dans le plan $[\mu, m_{1/2}]$, la région verte verte correspond aux points exclus par les mesures de précision auprès des collisionneurs et les mesures de densité relique; la région en rouge correspond aux points qui satisfont la contrainte de densité relique de matière sombre. Les points choisis sont marqués par des croix. À l'échelle M_Z , ses points engendrent des masses des jauginos données par le tableau 3.5.

Les points *HS1a* et *HS1b* correspondent au scénario universel, où $M_i = m_{1/2}$ à M_{GUT} , et engendrant la hiérarchie usuelle à M_Z . Pour le premier point, $\mu \gg M_2$ et donc le neutralino le plus léger est de type bino alors que le chargino 1 et le neutralino 2 sont de type wino. Leurs masses sont de l'ordre de $m_{\chi_2^0} \sim m_{\chi_1^\pm} \sim 2m_{\chi_1^0}$. Les autres états sont de type higgsino et ont une masse équivalente $m_{\chi_3^0} \sim m_{\chi_4^0} \sim m_{\chi_2^\pm} \sim \mu$. Comme

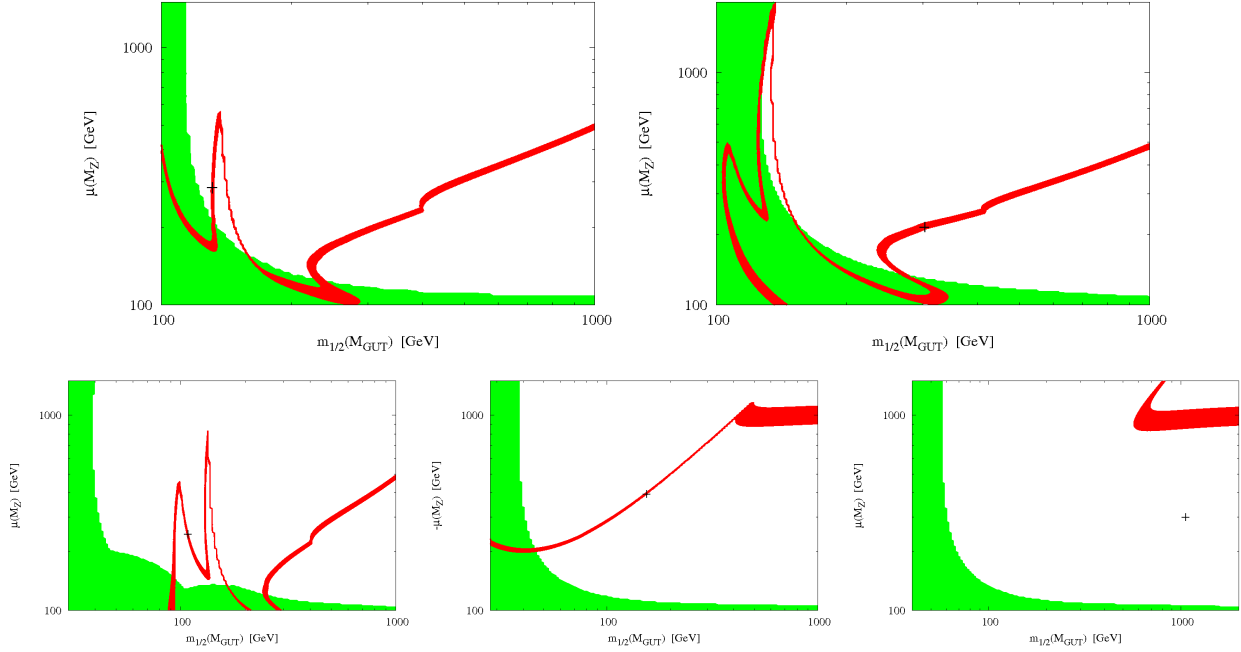


FIG. 3.2 – Les 5 points choisis sur le plan $[\mu, m_{1/2}]$; les régions vertes correspondent aux zones exclues par les collisionneurs, les régions rouges correspondent à celles qui satisfont la bonne densité relicue de matière sombre.

Point	$m_{1/2}(M_{GUT})$	$M_1(M_Z)$	$M_2(M_Z)$	$M_3(M_Z)$	$\mu(M_Z)$	$\tan \beta$
HS1a	132.4	61.79	126.9	458.5	290.0	30
HS1b	300.0	140.2	284.0	983.9	215.0	3
HS24	107.0	50.19	304.9	-695.4	250.0	10
HS75	155.0	368.2	-435.6	-483.0	-400.0	5
HS200	1000	4805	1857	2745	300.0	20

TAB. 3.5 – Valeurs des paramètres $m_{1/2}$, μ et $\tan \beta$ pour les 5 points choisis et valeurs des masses des gauginos à l'échelle électrofaible. Toutes les valeurs des masses sont en GeV.

$M_H \sim 2 m_{\chi_1^0}$, la densité relicue est obtenue grâce à l'annihilation de LSP via l'échange d'un Higgs réel dans le canal s . Le Higgs se désintègre alors principalement en paires $b\bar{b}$ ou en états $WW^* \rightarrow W f \bar{f}$. Pour le point *HS1b*, $M_1 \lesssim \mu \lesssim M_2$ et donc tout les charginos et neutralinos sont des mélanges higgsino et jaugino et ont des masses comparables. La densité relicue de matière sombre est obtenue à travers une annihilation efficace de LSPs dans des états contenant WW , ZZ et ZH principalement. Ce point est similaire aux

points SPS1a [128] et SPS1a' [129] de mSUGRA, mais avec des scalaires beaucoup plus lourds et une valeur de μ plus faible.

Pour le point *HS24*, les neutralinos LSP sont très légers grâce à la grande hiérarchie $M_1 \ll M_2$ et ont une masse proche à $M_Z/2$. L'annihilation des LSP via l'échange d'un Z réel dans le canal s assure la bonne densité relique. Comme $\mu \sim M_2$, le neutralino et le chargino les plus lourds sont des mélanges bino - higgsino avec des masses comparables.

Le point *HS75* est similaire au point *HS1b*. La LSP est un mélange higgsino - jaugino et s'annihile en bosons de jauge et bosons de Higgs. Les autres neutralinos et les charginos ont des masses comparables, vu que $M_1 \sim M_2 \sim M_3 \sim \mu$.

Le point *HS200* correspond à une très grande valeur de $M_2 \sim 2$ TeV et une valeur de $\mu \sim 300$ GeV qui engendre une dégénération entre les masses des χ_1^0 , χ_2^0 et χ_1^\pm qui sont de type higgsino. Les χ_3^0 , χ_4^0 , χ_2^\pm et \tilde{g} sont très lourds. On peut remarquer, dans la figure 3.2, que ce dernier point ne satisfait pas la contrainte de matière sombre. Dans ce scénario, pour satisfaire cette contrainte on a besoin d'une LSP de l'ordre du TeV et de la coannihilation avec les χ_2^0 ou les χ_1^\pm . Néanmoins, on a choisi ce point pour exemplifier un cas très difficile, qui défie les capacités de l'ILC. On assume que dans ce cas particulier le problème de la matière sombre est résolu par une particule autre que la LSP, qui n'affecte pas la phénoménologie des chargino, neutralinos ou gluinos.

Le spectre de ses 5 points est résumé dans le tableau 3.6. Pour tous les points, le boson

	H	$\tilde{\chi}_1^0$	$\tilde{\chi}_2^0$	$\tilde{\chi}_3^0$	$\tilde{\chi}_4^0$	$\tilde{\chi}_1^\pm$	$\tilde{\chi}_2^\pm$	\tilde{g}
HS1a	128.2	59.8	117.3	296.8	310.4	117.2	313.5	449.7
HS1b	117.0	119.9	191.4	218.4	333.6	174.2	332.3	924.7
HS24	127.2	47.06	216.2	255.6	349.2	215.1	349.6	678.5
HS75	123.6	351.7	356.2	412.5	488.4	352.2	488.9	519.4
HS200	126.4	299.1	302.9	1845	4809	300.9	1845	2578

TAB. 3.6 – Masses du boson de Higgs, des charginos, neutralinos et du gluino (en GeV) pour les 5 points décrits dans le texte.

de Higgs a une masse de l'ordre de $M_H \sim 120 - 130$ GeV. Cette différence est due avant tout aux différentes valeurs de $\tan\beta$, vu que pour tous les points M_S à la même valeur et que la dépendance en M_i et μ est très faible.

3.3.2 Désintégrations

Les rapports d'embranchement pour les désintégrations des neutralinos et des charginos, obtenues en utilisant une version modifiée de SDECAY [84] adaptée au cas du MSSM avec des scalaires lourds, sont présentés dans le tableau 3.7. On remarque que dans la

	HS1a	HS1b	HS24	HS75	HS200
$\chi_1^\pm \rightarrow \chi_1^0 W$	100	100	100	100	100
$\chi_2^\pm \rightarrow \chi_1^\pm Z$	32.1	34.5	34.9	36.0	25.2
$\chi_2^\pm \rightarrow \chi_1^0 W$	8.8	5.0	5.4	46.1	24.4
$\chi_2^\pm \rightarrow \chi_2^0 W$	39.4	31.6	48.0	14.8	24.7
$\chi_2^\pm \rightarrow \chi_3^0 W$	-	18.9	7.1	-	-
$\chi_2^\pm \rightarrow \chi_1^\pm H$	19.7	10.0	4.6	3.1	25.7
$\chi_2^0 \rightarrow \chi_1^0 Z$	99.3	53.9	37.1	29.8	77.1
$\chi_2^0 \rightarrow \chi_1^0 H$	-	-	62.9	-	-
$\chi_2^0 \rightarrow \chi_1^\pm W$	-	45.8	-	70.2	14.3
$\chi_2^0 \rightarrow \chi_1^0 \gamma$	0.7	0.3	-	-	8.6
$\chi_3^0 \rightarrow \chi_1^0 Z$	9.4	91.1	83.9	26.5	7.5
$\chi_3^0 \rightarrow \chi_2^0 Z$	21.1	-	-	-	17.6
$\chi_3^0 \rightarrow \chi_1^\pm W$	65.2	8.9	-	73.5	49.3
$\chi_3^0 \rightarrow \chi_1^0 H$	2.5	-	16.1	-	17.8
$\chi_3^0 \rightarrow \chi_2^0 H$	1.8	-	-	-	7.8
$\chi_4^0 \rightarrow \chi_1^0 Z$	3.9	-	2.3	0.1	9.7
$\chi_4^0 \rightarrow \chi_2^0 Z$	4.9	0.4	0.6	9.7	15.3
$\chi_4^0 \rightarrow \chi_3^0 Z$	-	14.4	0.2	-	-
$\chi_4^0 \rightarrow \chi_1^\pm W$	70.1	76.3	89.9	87.5	48.1
$\chi_4^0 \rightarrow \chi_2^\pm W$	-	-	-	-	0.3
$\chi_4^0 \rightarrow \chi_1^0 H$	6.7	0.6	3.2	2.7	16.0
$\chi_4^0 \rightarrow \chi_2^0 H$	14.4	8.3	3.8	-	10.4
$\chi_4^0 \rightarrow \chi_3^0 H$	-	-	-	-	0.2

TAB. 3.7 – Le rapport d’embranchement (en %) pour les désintégrations des neutralinos et des charginos, pour les cinq points décrits dans le texte. Les bosons W et Z sont réels ou virtuels et se désintègrent en paires de fermions. On présente seulement les rapports d’embranchement plus grands que 1%, à l’exception de quelques cas.

grande majorité des cas, les désintégrations se font via des échanges de bosons W ou Z . Une exception est le point $HS24$, où la désintégration $\chi_2^0 \rightarrow \chi_1^0 H$ est permise et domine avec un poids de l’ordre de $\sim 60\%$. Une autre exception est le point $HS200$ où la désintégration de charginos et neutralinos dans des états plus légers et un boson de Higgs peut arriver à atteindre 20%; néanmoins, les χ_3^0 , χ_4^0 et χ_2^\pm sont très lourds et donc ne seront pas accessibles dans les collisionneurs. Les désintégrations des neutralinos en photons sont

très rares, avec des rapports d'embranchement plus faibles que 1%. L'unique exception est le canal $\chi_2^0 \rightarrow \chi_1^0 \gamma$ du point *HS24* qui atteint $\sim 10\%$ à cause de la faible différence des masses des neutralinos 1 et 2.

On présente aussi les rapports d'embranchement en 3 corps du gluino ($\tilde{g} \rightarrow \chi_i q \bar{q}$) et en 2 corps via des boucles ($\tilde{g} \rightarrow g \chi_i$) dans la figure 3.8 pour les différents scénarios. Les

	HS1a	HS1b	HS24	HS75	HS200
$\tilde{g} \rightarrow \chi_1^0 q \bar{q}$	14.1	8.7	18.9	4.4	24.0
$\tilde{g} \rightarrow \chi_2^0 q \bar{q}$	27.6	12.0	12.1	7.6	23.7
$\tilde{g} \rightarrow \chi_3^0 q \bar{q}$	0.4	6.6	1.3	0.4	0.8
$\tilde{g} \rightarrow \chi_4^0 q \bar{q}$	0.4	12.8	7.3	-	-
$\tilde{g} \rightarrow \chi_1^\pm q \bar{q}$	47.7	24.9	25.2	6.9	48.9
$\tilde{g} \rightarrow \chi_2^\pm q \bar{q}$	0.2	28.7	17.0	-	1.7
$\tilde{g} \rightarrow \chi_i^0 g$	9.6	6.3	18.2	80.7	0.9

TAB. 3.8 – Rapports d'embranchement (en %) pour les désintégrations des gluinos et pour les cinq points décrits dans le texte.

désintégration en trois corps sont en général les dominantes avec des états finaux contenant des χ_1^0 , χ_2^0 et χ_1^\pm . Les états finaux avec des charginos sont plus fréquents que ceux incluant des neutralinos. Le point *HS75* c'est l'unique cas où la désintégration $\tilde{g} \rightarrow g \chi_i^0$ est la dominante, avec un rapport d'embranchement total de 80.7% (46%, 15%, 19% et 0.7% pour les canaux $\chi_1 g$, $\chi_2 g$, $\chi_3 g$ et $\chi_4 g$ respectivement).

Finalement, le boson de Higgs se désintègre approximativement de la même façon que le Higgs du modèle standard. Comme $M_H \lesssim 130$ GeV, il y a une grande variété de canaux de désintégration qui comprennent les paires $b\bar{b}$ ($\sim 60\%$), $c\bar{c}$ et $\tau^+\tau^-$ ($\sim 5\%$ chacun). Le canal de désintégration du Higgs dans une paire de gluons, via des boucles de quarks top a une importance de quelques pourcents; les désintégrations en $\gamma\gamma$ et $Z\gamma$ sont très rares et on des rapports d'embranchement de l'ordre de $\sim 10^{-3}\%$. Le canal $H \rightarrow WW^*$ est aussi important, avec un embranchement de $\sim 30\%$, par contre la désintégration en ZZ^* est très supprimé et a lieu seulement au niveau du pourcent.

Toutefois, pour les points *HS1a* et *HS24*, on a que $M_H \gtrsim 2 m_{\chi_1^0}$ et donc la désintégration en invisible $H \rightarrow \chi_1^0 \chi_1^0$ peut avoir lieu. Pour *HS1a* ce canal est fortement supprimé par l'espace de phase, mais pour le point *HS24*, le rapport d'embranchement arrive à 11% et il est donc mesurable expérimentalement.

3.3.3 Production de charginos et neutralinos

La production de paires de charginos dans un collisionneur e^+e^- est donnée par les échanges d'un boson vecteur Z ou γ dans le canal s . Les paires de neutralinos sont produits

via un Z virtuel dans le canal s . Comme on s'est placé dans le MSSM avec des scalaires lourds, les possibles échanges de sneutrinos ou de sélectrons dans les voies t et u ne vont pas contribuer vu qu'ils sont très massifs. De toute façon, même dans le MSSM ordinaire, le choix de faisceaux d'électrons et positrons polarisés aurait éliminé les contributions de sleptons par les voies u et t . En prenant en compte les polarisations longitudinales P_L et \bar{P}_L des faisceaux d'électrons et de positrons, et suivant les notations des références [125, 126, 127, 130], la section efficace différentielle de production de paires de charginos ou neutralinos est donné par

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta} = \frac{\alpha^2 \pi}{2s} \frac{1}{1 + \delta_{\chi_i^0 \chi_j^0}} \sqrt{\lambda_{ij}} [(1 - P_L \bar{P}_L) \sigma_U + (P_L - \bar{P}_L) \sigma_P], \quad (3.11)$$

où s est le carré de l'énergie de centre de masse, θ est l'angle polaire et $\delta_{\chi_i^0 \chi_j^0} = 1$ uniquement pour la production de deux neutralinos identiques ; λ_{ij} est l'espace de phase à deux corps qui peut s'écrire en termes des masses réduites $\mu_{i,j}^2 = m_{\chi_{i,j}}^2/s$ comme

$$\lambda_{ij} = [1 - (\mu_i + \mu_j)^2] [1 - (\mu_i - \mu_j)^2]. \quad (3.12)$$

Les sections efficaces non polarisées et polarisées σ_U et σ_P peuvent s'écrire en fonction des charges quartiques $Q_{1,2,3}$ pour σ_U et $Q'_{1,2,3}$ pour σ_P ,

$$\sigma_U = [1 - (\mu_i^2 - \mu_j^2)^2 + \lambda_{ij} \cos^2 \theta] Q_1 + 4 \mu_i \mu_j Q_2 + 2 \sqrt{\lambda_{ij}} Q_3 \cos \theta, \quad (3.13)$$

$$\sigma_P = [1 - (\mu_i^2 - \mu_j^2)^2 + \lambda_{ij} \cos^2 \theta] Q'_1 + 4 \mu_i \mu_j Q'_2 + 2 \sqrt{\lambda_{ij}} Q'_3 \cos \theta, \quad (3.14)$$

avec les charges étant définies selon (les signes supérieur correspondent à Q_i , les inférieurs à Q'_i) :

$$Q_1/Q'_1 = \frac{1}{4} [|Q_{RR}|^2 \pm |Q_{LL}|^2 + |Q_{RL}|^2 \pm |Q_{LR}|^2], \quad (3.15)$$

$$Q_2/Q'_2 = \frac{1}{2} \text{Re} [Q_{RR} Q_{RL}^* \pm Q_{LL} Q_{LR}^*], \quad (3.16)$$

$$Q_3/Q'_3 = \frac{1}{4} [|Q_{RR}|^2 \pm |Q_{LL}|^2 - |Q_{RL}|^2 \mp |Q_{LR}|^2]. \quad (3.17)$$

Les charges bilinéaires $Q_{\alpha\beta}$ avec des chiralités $\alpha, \beta = L, R$ dépendent des courants des charginos et des neutralinos et donc du processus.

Dans le cas des charginos, le produit des charges gauches et droites du Z avec le propagateur du Z

$$D_L^Z = \frac{2 \sin^2 \theta_W - 1}{2 \sin^2 \theta_W \cos^2 \theta_W} \frac{s}{s - M_Z^2 + i M_Z \Gamma_Z}, \quad (3.18)$$

$$D_R^Z = \frac{1}{\cos^2 \theta_W} \frac{s}{s - M_Z^2 + i M_Z \Gamma_Z}, \quad (3.19)$$

permet d'obtenir les charges bilinéaires $Q_{\alpha,\beta}$ qui dans le cas où les sleptons sont très lourds sont

$$Q_{\alpha\beta} = \delta_{\chi_i^+ \chi_j^-} + D_\alpha^Z \left[\left(\sin^2 \theta_W - \frac{3}{4} \right) \delta_{\chi_i^+ \chi_j^-} - \frac{1}{4} F_\beta \right], \quad (3.20)$$

où $F_{\alpha,\beta}$ contient la dépendance dans les angles $\theta_{L,R}$ de mélange des charginos définis dans l'équation (3.7), et dépend des charginos qui sont produits :

$$\chi_1^+ \chi_1^- : F_\beta = + \cos 2\phi_\beta, \quad \chi_2^+ \chi_2^- : F_\beta = - \cos 2\phi_\beta, \quad \chi_1^\pm \chi_2^\mp : F_\beta = - \sin 2\phi_\beta. \quad (3.21)$$

On note que dans le cas où les sneutrinos seraient légers, leur contribution à la section efficace différentielle serait incluse en ajoutant à la charge Q_{LR} le propagateur normalisé du sneutrino avec un moment t transféré :

$$D_{\tilde{\nu}} = \frac{1}{4 \sin^2 \theta_W} \frac{s}{t - m_{\tilde{\nu}}^2}. \quad (3.22)$$

La charge totale serait donc $Q_{LR} \rightarrow Q_{LR} + D_{\tilde{\nu}} Q_{\tilde{\nu}}$ où $Q_{\tilde{\nu}}$ dépende du processus et est définie par

$$\chi_1^+ \chi_1^- : Q_{\tilde{\nu}} = 1 + \cos 2\phi_R, \quad \chi_2^+ \chi_1^- : Q_{\tilde{\nu}} = \sin 2\phi_R, \quad \chi_2^+ \chi_2^- : Q_{\tilde{\nu}} = 1 - \cos 2\phi_R. \quad (3.23)$$

Dans le cas de la production d'une paire de neutralinos, les charges bilinéaires $Q_{\alpha\beta}$ sont

$$Q_{\alpha L} = D_\alpha^Z \mathcal{Z}_{ij}, \quad Q_{\alpha R} = -D_\alpha^Z \mathcal{Z}_{ij}^*, \quad (3.24)$$

où \mathcal{Z}_{ij} est le produit des matrices N diagonalisant la matrice de masse des neutralinos

$$\mathcal{Z}_{ij} = \frac{1}{2} (N_{i3} N_{j3}^* - N_{i4} N_{j4}^*). \quad (3.25)$$

De l'intégration sur l'angle de diffusion de l'équation (3.11) résulte la section efficace totale de production. Pour le cas non polarisé ($P_L = \bar{P}_L = 0$), on a

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \chi_i \chi_j) = \frac{\alpha^2 \pi}{s} \frac{1}{1 + \delta_{\chi_i^0 \chi_j^0}} \sqrt{\lambda_{ij}} \left\{ \left[1 - (\mu_i^2 - \mu_j^2)^2 + \frac{1}{3} \lambda_{ij} \right] Q_1 + 4 \mu_i \mu_j Q_2 \right\}. \quad (3.26)$$

Pour le cas polarisé, une fois les polarisations P_L et \bar{P}_L ont été fixées, on a

$$\sigma_P \propto \left[1 - (\mu_i^2 - \mu_j^2)^2 + \frac{1}{3} \lambda_{ij} \right] Q'_1 + 4 \mu_i \mu_j Q'_2. \quad (3.27)$$

Il est possible de définir une asymétrie de polarisation grâce aux différences entre deux sections efficaces polarisées. Si on assume une polarisation 100% gauche ($P_L = +1$)

ou droite ($P_L = -1$) du faisceau d'électrons et pas de polarisation pour le faisceau de positrons ($\bar{P}_L = 0$), on a l'asymétrie gauche-droite définie par

$$A_{LR} = \frac{\sigma_L - \sigma_R}{\sigma_L + \sigma_R} = \frac{\int_{-1}^1 d\sigma/d \cos \theta|_{P_L=+1} - \int_{-1}^1 d\sigma/d \cos \theta|_{P_L=-1}}{\int_{-1}^1 d\sigma/d \cos \theta|_{P_L=+1} + \int_{-1}^1 d\sigma/d \cos \theta|_{P_L=-1}}. \quad (3.28)$$

On peut aussi obtenir l'asymétrie avant-arrière ou asymétrie de charge si l'intégration sur l'angle θ n'est pas symétrique

$$A_{FB} = \frac{\int_0^1 d\sigma/d \cos \theta - \int_{-1}^0 d\sigma/d \cos \theta}{\int_0^1 d\sigma/d \cos \theta + \int_{-1}^0 d\sigma/d \cos \theta}. \quad (3.29)$$

En négligeant la contribution des sleptons, cette asymétrie peut s'écrire comme

$$A_{FB}^{ij} = \frac{\sqrt{\lambda_{ij}} Q_3}{[1 - (\mu_i^2 - \mu_j^2)^2 + \frac{1}{3} \lambda_{ij}] Q_1 + 4 \mu_i \mu_j Q_2}. \quad (3.30)$$

La section efficace totale non polarisée pour les charginos et neutralinos est présenté sur le tableau 3.9, pour les différents scénarios. Dans la première partie de ce tableau montre les sections efficaces pour la production des états les plus légers est calculée pour une énergie de centre de masse $\sqrt{s} = 500$ GeV ; puis les sections efficaces pour tous les processus à $\sqrt{s} = 1$ TeV.

On peut constater que, vu que l'échange de photons est le processus dominant, la section efficace de production de charginos identiques $\chi_1^+ \chi_1^-$ et $\chi_2^+ \chi_2^-$ est le canal qui domine largement, avec des sections efficaces que dépassent les 100 fb dans la plupart des cas. La production de paires $\chi_1^\pm \chi_2^\mp$, qui a lieu uniquement via un échange de bosons Z est un ou deux ordres de grandeur plus faible. On note en plus que comme tous les processus se font via le canal s , les sections efficaces sont supprimés par un facteur $1/s$ et donc elles sont plus importantes à basses énergies.

Les sections efficaces de production des neutralinos est beaucoup plus faible, même dans le cas $\chi_1^0 \chi_2^0$ qui a l'espace de phase le plus favorable. L'unique exception c'est le point $HS200$; la raison est que dans ce cas les neutralinos χ_1^0 et χ_2^0 sont de type higgsino et donc leur couplage au boson Z est maximal. La section efficace pour des neutralinos identiques est très faible. Premièrement, à cause de la statistique de Fermi, les neutralinos sont produits dans des ondes p et donc elle est supprimée au seuil ; puis, pour des neutralinos de type jaugino, la section efficace est supprimée par le couplage $\mathcal{Z}_{ii} \propto N_{i3}^2 - N_{i4}^2$. De toute façon, cette section efficace est toujours plus faible que 0.4 fb. Les sections efficaces pour les états mélangés $\chi_1^0 \chi_3^0$, $\chi_2^0 \chi_3^0$ et $\chi_3^0 \chi_4^0$ sont significatives à l'exception des cas où les deux neutralinos sont de type jaugino et donc elles sont supprimées par le couplage $Z\chi\chi$.

Dans le tableau 3.10 on présente les asymétries gauche-droite A_{LR} et avant-arrière A_{FB} pour la production de paires de charginos $e^+ e^- \rightarrow \chi_1^+ \chi_1^-$, $\chi_1^+ \chi_2^-$ et $\chi_2^+ \chi_2^-$ pour une

	\sqrt{s}	HS1a	HS1b	HS24	HS75	HS200
$\chi_1^+ \chi_1^-$	0.5 TeV	945.7	543.8	429.4	–	–
$\chi_1^0 \chi_2^0$		0.4	0.4	1.0	–	–
$\chi_2^0 \chi_2^0$		0.4	$2 \cdot 10^{-2}$	0.1	–	–
$\chi_1^+ \chi_1^-$	1 TeV	234.5	149.5	149.5	140.1	117.9
$\chi_1^0 \chi_2^0$		0.1	0.2	0.4	7.8	50.3
$\chi_2^0 \chi_2^0$		0.2	$2 \cdot 10^{-2}$	0.1	10^{-2}	$4 \cdot 10^{-4}$
$\chi_1^0 \chi_3^0$		1.0	12.5	1.4	21.3	–
$\chi_1^0 \chi_4^0$		0.3	–	0.1	–	–
$\chi_2^0 \chi_3^0$		4.3	24.5	35.2	–	–
$\chi_2^0 \chi_4^0$		0.4	–	–	3.3	–
$\chi_3^0 \chi_3^0$		–	–	–	–	–
$\chi_3^0 \chi_4^0$		43.7	14.4	14.2	8.5	–
$\chi_4^0 \chi_4^0$		0.1	–	0.1	–	–
$\chi_1^+ \chi_2^-$		4.4	10.0	9.9	8.6	–
$\chi_2^+ \chi_2^-$		124.6	188.5	182.4	60.5	–

TAB. 3.9 – Sections efficaces totales (en fb) pour la production de charginos et neutralinos pour les cinq points décrits dans le texte; la première partie correspond à des collisions non polarisées à $\sqrt{s} = 500$ GeV, la deuxième partie correspond à $\sqrt{s} = 1$ TeV.

énergie au centre de masse de 1 TeV et 500 GeV, lorsque les états sont cinématiquement accessibles. Pour A_{LR} on a supposé une polarisation de 100% pour les électrons et pas de polarisation pour les positrons. L'asymétrie A_{LR} est très grande, $\gtrsim 0.65\%$, et varie en fonction des scénarios. D'autre côté, l'asymétrie avant-arrière est faible, $\lesssim 10\%$ et négligeable dans le scénario *HS200*. De plus, les asymétries gauche-droite $A_{LR}^{\chi_1^0 \chi_2^0} \sim -0.22$ sont égales pour tous les scénarios vu que toutes les charges bilinéaires $Q_{\alpha\beta}$ sont identiques mise à part le signe, et donc cette asymétrie est seulement sensible aux charges du boson Z . On remarque que dans le cas de la production de neutralinos identiques cette asymétrie est nulle $A_{FB}^{\chi_i^0 \chi_i^0} = 0$, vu que les états finaux de Majorana sont symétriques.

3.3.4 Reconstruction

Dans le cas où l'on pourrait mesurer dans l'ILC les deux masses des deux charginos et les cosinus des deux angles $\cos 2\phi_L$ et $\cos 2\phi_R$ permettrait de reconstruire analytiquement les paramètres M_2 , M_1 , \tilde{g}_u et \tilde{g}_d . En termes des quantités α , β , γ , δ et x définies

\sqrt{s}	A	HS1a	HS1b	HS24	HS75	HS200
500 GeV	$A_{LR}^{\chi_1^+ \chi_1^-}$	-0.999	-0.871	-0.876	-	-
	$A_{FB}^{\chi_1^+ \chi_1^-}$	0.034	-0.030	0.025	-	-
1 TeV	$A_{LR}^{\chi_1^+ \chi_1^-}$	-0.998	-0.860	-0.865	-0.893	-0.675
	$A_{FB}^{\chi_1^+ \chi_1^-}$	0.040	-0.046	0.054	0.023	0.001
	$A_{LR}^{\chi_1^+ \chi_2^-}$	-0.216	-0.216	-0.216	-0.216	-
	$A_{FB}^{\chi_1^+ \chi_2^-}$	-0.090	-0.018	0.020	0.005	-
	$A_{LR}^{\chi_2^+ \chi_2^-}$	-0.757	-0.985	-0.984	-0.975	-
	$A_{FB}^{\chi_2^+ \chi_2^-}$	-0.044	0.025	-0.029	-0.005	-

TAB. 3.10 – Asymétries gauche-droite A_{LR} et avant-arrière A_{FB} pour la production de paires de charginos $e^+e^- \rightarrow \chi_1^+ \chi_1^-$, $\chi_1^+ \chi_2^-$ et $\chi_2^+ \chi_2^-$ à des énergies de centre de masse $\sqrt{s} = 500$ GeV et 1 TeV. On assume une polarisation de 100% pour le faisceau d'électrons et pas de polarisation pour les positrons.

selon les expressions

$$\alpha = M_{\chi_1^\pm}^2 + M_{\chi_2^\pm}^2, \quad (3.31)$$

$$\beta = -\frac{1}{2} (\cos 2\phi_L + \cos 2\phi_R) (M_{\chi_2^\pm}^2 - M_{\chi_1^\pm}^2), \quad (3.32)$$

$$\gamma = \frac{1}{2} (\cos 2\phi_L - \cos 2\phi_R) (M_{\chi_2^\pm}^2 - M_{\chi_1^\pm}^2), \quad (3.33)$$

$$\delta = M_{\chi_1^\pm}^2 \cdot M_{\chi_2^\pm}^2, \quad (3.34)$$

$$x = \frac{\alpha^2 + \beta^2 - \gamma^2 - 4\delta^2 \pm \sqrt{(\alpha^2 + \beta^2 - \gamma^2 - 4\delta^2)^2 - 4(\alpha^2 - 4\delta^2)\beta^2}}{2(\alpha - 2\delta)}, \quad (3.35)$$

les paramètres du lagrangien déterminant la masse à l'ordre des arbres des charginos peuvent s'écrire sous la forme

$$M_2^2 = \frac{(\beta + x)^2}{4x}, \quad (3.36)$$

$$\mu^2 = \frac{(\beta + x)^2}{4x} - \beta, \quad (3.37)$$

$$\tilde{g}_d^2 = \frac{1}{2v^2} (\alpha + \beta + \gamma) - \frac{(\beta + x)^2}{4xv^2}, \quad (3.38)$$

$$\tilde{g}_u^2 = \frac{1}{2v^2} (\alpha + \beta - \gamma) - \frac{(\beta + x)^2}{4xv^2}. \quad (3.39)$$

Chapitre 4

Détection de la matière sombre

4.1 Détection directe

Comme la halo de notre galaxie est constitué principalement de particules de matière sombre, il n'est pas surprenant que ces particules traversent constamment la Terre. Une preuve directe de leur existence serait d'observer le recul de noyaux d'un détecteur suite à l'interaction avec des WIMPs. Même si ces particules interagissent faiblement, en ayant des détecteurs très massifs et de très grands temps d'exposition il serait possible d'avoir des signaux pouvant émerger du bruit de fond.

Les expériences de détection directe peuvent être classifiées selon plusieurs caractéristiques :

- Diffusion élastique. Une interaction élastique entre un WIMP et un noyau va donner lieu seulement à un recul du noyau. Les énergies de recul seraient typiquement de quelques dizaines de keV. La sensibilité des expériences actuelles est de l'ordre de quelques 1 – 10 keV.
- Diffusion inélastique. Par contre, les interactions inélastiques vont plutôt exciter les orbitales électroniques, voir ioniser l'atome. Il est aussi possible qu'une excitation du noyau donne lieu à un recul du noyau, suivi d'une émission d'un photon de désexcitation après un temps de l'ordre de ~ 1 ns. Ces interactions inélastiques sont moins fréquentes que les élastiques et donnent une signature identique à celle de la radioactivité naturelle.

Un grand effort expérimental au niveau mondial existe afin de détecter les WIMPs via la détection directe. Plus d'une vingtaine d'expériences sont actuellement déployées ou le seront dans un futur proche. Dans ces expériences, plusieurs méthodes sont utilisées pour détecter l'énergie de recul des noyaux après l'interaction avec la matière sombre, comme l'observation de phonons (CUORE [131]), la scintillation (DAMA/LIBRA [132, 133], ZEPLIN [134]) ou l'ionisation (HDMS [135]). Il existe une nouvelle génération de détecteurs préférant utiliser deux techniques de détection simultanément, afin de mieux

discriminer le signal du bruit de fond. Il existe des détecteurs cryogéniques qui mesurent en même temps l'ionisation et les phonons (CDMS [136], EDELWEISS [137]), les phonons et la scintillation (CRESST-II [138]) ou l'ionisation et la scintillation (XÉNON [139, 140]).

A travers ces diverses méthodes, les expériences de détection directe cherchent à mesurer le nombre N de collisions, par unité de temps, entre les noyaux atomiques du détecteur et les WIMP. Une estimation de cette quantité est donnée par l'expression :

$$N \sim n_d n_\chi \sigma_0 \langle v_\chi \rangle, \quad (4.1)$$

où n_d est le nombre de noyaux dans le détecteur, σ_0 est la section efficace totale de diffusion WIMP - noyau, $\langle v_\chi \rangle$ et n_χ sont respectivement la vitesse moyenne et la densité locale des WIMPs. Cette densité peut s'écrire de la forme $n_\chi = \rho_0/m_\chi$, avec $\rho_0 \simeq 5 \cdot 10^{-25} \text{g cm}^{-3} \simeq 0.3 \text{ GeV cm}^{-3}$ étant la densité locale d'énergie de matière sombre.

Dans l'analyse suivante on a supposé des interactions scalaires indépendantes du spin. Dans l'annexe C est consignée une discussion sur les différents types d'interactions entre les WIMPs et les noyaux. Il est une bonne approximation de supposer des sections efficaces indépendantes du spin, puisque l'on va considérer un détecteur dont les noyaux actifs sont du xénon ($A = 132$), et donc on a $\sigma_0 \equiv \sigma_{0, \text{scalaire}}$. Cette section efficace σ_0 WIMP - noyau peut être reliée à la section efficace WIMP - nucléon via la relation [141] :

$$\sigma_{\chi-p} = \sigma_0 \left(\frac{m_r}{M_r A} \right)^2, \quad (4.2)$$

où $m_r \equiv \frac{m_p m_\chi}{m_p + m_\chi}$ est la masse réduite du système WIMP - proton, et m_p est la masse du proton. De plus, $M_r \equiv \frac{m_\chi m_N}{m_\chi + m_N}$ est la masse réduite WIMP-noyau et A est le nombre de nucléons.

Le nombre d'événements pour une énergie de recul comprise entre E_r et $E_r + dE_r$, par unité de temps et par unité de masse du détecteur est donnée par l'expression :

$$\frac{dN}{dE_r} (E_r) = \frac{\sigma_0 \cdot \rho_0}{2 M_r^2 m_\chi} F(E_r)^2 \int_{v_{\min}(E_r)}^{\infty} \frac{f(v_\chi)}{v_\chi} d^3 v_\chi; \quad (4.3)$$

où $f(v_\chi)$ est la distribution de vitesses des WIMPs dans le halo galactique et F est le facteur de forme du noyau. On suppose une distribution locale de vitesses de Maxwell - Boltzmann de la forme :

$$f(v_\chi) d^3 v_\chi = \frac{1}{(v_\chi^0)^3 \pi^{3/2}} e^{-(v_\chi/v_\chi^0)^2} d^3 v_\chi. \quad (4.4)$$

Et, en intégrant la partie angulaire, on obtient :

$$f(v_\chi) dv_\chi = \frac{4 v_\chi^2}{(v_\chi^0)^3 \sqrt{\pi}} e^{-(v_\chi/v_\chi^0)^2} dv_\chi, \quad (4.5)$$

avec $v_\chi^0 \simeq 220$ km/s étant la vitesse du soleil par rapport au centre galactique. L'intégration dans l'équation (4.3) doit se réaliser à partir de la vitesse $v_{\min} \equiv \sqrt{\frac{m_N E_r}{2 M_r^2}}$, où m_N est la masse du noyau, qui correspond à la vitesse minimale pour pouvoir transférer au noyau une énergie E_r . Il est à noter qu'en faisant le choix d'une distribution de vitesses de la forme de l'expression (4.4), on néglige la rotation de la Terre autour du Soleil. Néanmoins, on pourrait la prendre en compte et mesurer la modulation annuelle du signal pour éliminer ainsi le bruit de fond, comme il est fait actuellement par la collaboration DAMA/LIBRA.

On utilise le facteur de forme nucléaire de Woods-Saxon [142] :

$$F(E_r) = \left[\frac{3 j_1(q R_1)}{q R_1} \right]^2 e^{-(qs)^2}, \quad (4.6)$$

où j_1 est la première fonction sphérique de Bessel et $q = \sqrt{2 m_N E_r}$ est la quantité de mouvement transférée. Dans cette expression, $R_1 \equiv \sqrt{R^2 - 5 s^2}$, avec $R = 1.2 \cdot A^{1/3}$ fm et $s = 1$ fm.

L'équation (4.3) peut donc se réécrire sous la forme :

$$\frac{dN}{dE_r} = \frac{\sigma_0 \rho_0}{M_r^2 m_\chi v_\chi^0 \sqrt{\pi}} F(E_r)^2 e^{-(v_{\min}/v_\chi^0)^2}. \quad (4.7)$$

Le nombre total d'événements pour une énergie de recul entre E_r et $E_r + \Delta E_r$ est :

$$N = \frac{dN}{dE_r} \cdot \Delta E_r \cdot T \cdot M \quad (4.8)$$

où T et M sont respectivement le temps de mesure et la masse active du détecteur.

4.1.1 Méthode statistique

Pour déterminer si un signal pourrait être potentiellement observable on doit comparer le signal théorique avec le bruit de fond expérimental. Soit N^{sign} le signal dû à la matière sombre, N^{bkg} le bruit de fond et $N^{tot} = N^{sign} + N^{bkg}$ le signal total mesuré par le détecteur. On divise la plage d'énergie du détecteur (entre 4 et 30 keV) en $n = 7$ bins équidistants [139]. Pour discriminer entre le signal N^{sign} et le bruit de fond N^{bkg} , on calcule le χ^2 :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \left(\frac{N_i^{tot} - N_i^{bkg}}{\sigma_i} \right)^2. \quad (4.9)$$

On suppose une erreur gaussienne $\sigma_i = \sqrt{\frac{N_i^{tot}}{M \cdot T}}$ dans la mesure du signal.

4.1.2 L'expérience Xénon

L'expérience Xénon [139, 140], située dans le Laboratori Nazionali del Gran Sasso en Italie, est une chambre à projection temporelle (TPC) construite pour la recherche directe de matière sombre dans un mélange de xénon liquide et gazeux. Ce détecteur permet de mesurer simultanément la scintillation dans le xénon liquide et l'ionisation dans le xénon gazeux, via une scintillation proportionnelle dans ce gaz. Le rapport de ces deux signaux est différent pour les événements qui ont lieu au niveau nucléaire (collisions avec des neutrons ou des WIMPs) et pour ceux qui ont lieu au niveau du nuage électronique (rayons gamma et bêta). Ceci permet une discrimination événement par événement pour des énergies de recul des noyaux allant jusqu'à quelques keV.

Même si pour l'instant le détecteur ne contient qu'une quinzaine de kilos de xénon, la collaboration envisage de le mettre à jour en augmentant la masse jusqu'à 100 kg : Xénon100. Une deuxième mise à jour du détecteur permettrait de réunir 10 détecteurs de 100 kg pour avoir la quantité totale désirée, c'est à dire une tonne de xénon : Xénon1T.

Les principales sources de bruit de fond pour cette expérience ont deux origines :

- d'un côté on a des collisions de rayons gamma et bêta qui proviennent des rayons cosmiques et de la radioactivité naturelle de la terre. Les gamma comme les bêta vont être diffusés par les atomes du détecteur en interagissant avec le nuage électronique. Ceux-ci vont engendrer une faible scintillation (S_1) mais un grand signal d'ionisation (S_2). Les WIMPs, par contre, vont interagir directement avec les noyaux en donnant lieu à un fort signal de scintillation mais à un faible signal pour l'ionisation. En faisant le rapport entre S_1 et S_2 il est donc possible de réduire la quasi-totalité de ce bruit de fond.
- D'autre part, il faut trier entre les événements provenant de collisions des noyaux avec les WIMPs de celles avec des neutrons. Celui-ci est le bruit de fond le plus difficile à contrôler parce qu'il donne des signaux S_1 et S_2 identiques à ceux des WIMPs. Néanmoins, il existe d'autres façons de réduire ce bruit, notamment en blindant le détecteur avec des parois en plomb très épaisses.

Sur la figure 4.1 on montre les courbes de sensibilité pour des expériences de type Xénon10 et Xénon1T, après $T = 3$ ans de prise de données, à 1 et 2 σ . Les régions au dessus de chaque ligne correspondent aux zones que l'expérience peut exclure.

Pour des WIMPs de petites masses, l'expérience n'est pas très sensible, mais pour des masses m_χ de l'ordre de celle des noyaux du détecteur, la sensibilité est maximale. D'un autre coté, lorsque $m_\chi \gg m_N$, la sensibilité se dégrade assez rapidement. Ce comportement n'est pas surprenant, et l'on pouvait en avoir une idée grâce à l'équation (4.3), en remarquant la dépendance du nombre d'événements avec m_χ . En fait, pour $m_\chi \ll m_N$

$$\frac{dN}{dE_r} \propto e^{-E_r/m_\chi^2}, \quad (4.10)$$

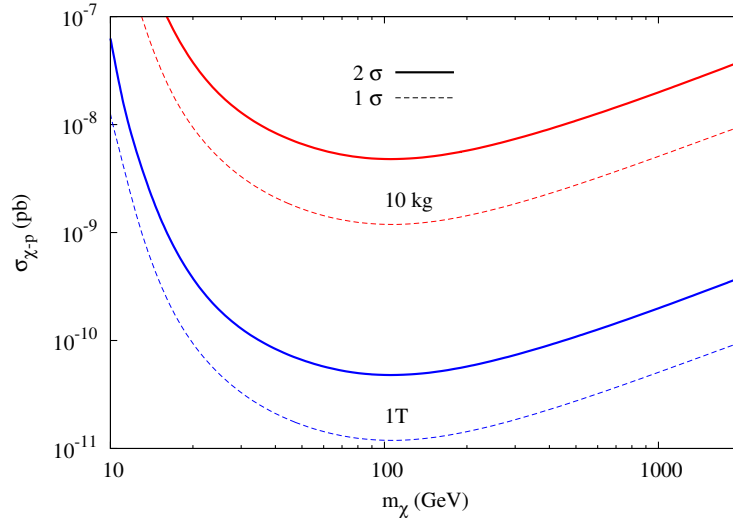


FIG. 4.1 – Courbes de sensibilité pour Xénon10 (rouge) et Xénon1T (bleu), après $T = 3$ ans de prise de données. La ligne continue correspond à 2σ , la ligne discontinue à 1σ .

l'expérience est donc très sensible à de faibles variations dans la masse des WIMPs, spécialement pour $m_\chi \sim m_N$. Néanmoins, pour $m_\chi \gg m_N$

$$\frac{dN}{dE_r} \propto e^{-E_r}, \quad (4.11)$$

et l'on perd toute la dépendance en m_χ et donc la sensibilité du détecteur se dégrade.

Ces courbes de sensibilité ont été construites en supposant un bruit de fond nul. L'addition d'un bruit de fond non nul requiert une étude très détaillée du détecteur. Par exemple, le bruit de fond dû aux neutrons est généré par des muons cosmiques. Pour modéliser ces muons, on doit d'abord générer le spectre de ces muons cosmiques qui se propagent dans la mine du Gran Sasso, et puis produire les neutrons. Ces simulations sont actuellement en cours par la collaboration Xénon. Le fait de négliger le bruit de fond fait que les résultats obtenus sont plutôt optimistes, surtout dans la région des faibles masses [143]. Néanmoins, on attire l'attention sur le fait qu'il y a des expériences de détection directe de matière sombre qui, dans un futur proche, peuvent avoir des bruits de fond négligeables [144, 145].

4.1.3 Reconstruction de la masse

Une fois qu'un signal a été détecté dans une expérience de détection directe de matière sombre, dans notre cas de l'expérience Xénon, on est intéressé par la caractérisation de ces particules [146, 147]. Dans le détecteur, on devrait avoir un signal semblable à celui prédit par l'équation (4.7) et représenté sur la figure 4.2 : sur ce graphe la ligne rouge correspond au spectre après $T = 3$ ans d'observations à Xénon100. Les barres d'erreur horizontales

correspondent à l'indétermination de l'énergie due à la taille des bins, les barres d'erreur verticales correspondent à l'erreur statistique lors de la mesure du nombre d'événements dans chaque bin d'énergie. La ligne bleue correspond à une estimation grossière du bruit de fond supposé constant. Ce spectre peut être comparé avec d'autres provenant de différents points de l'espace de paramètres.

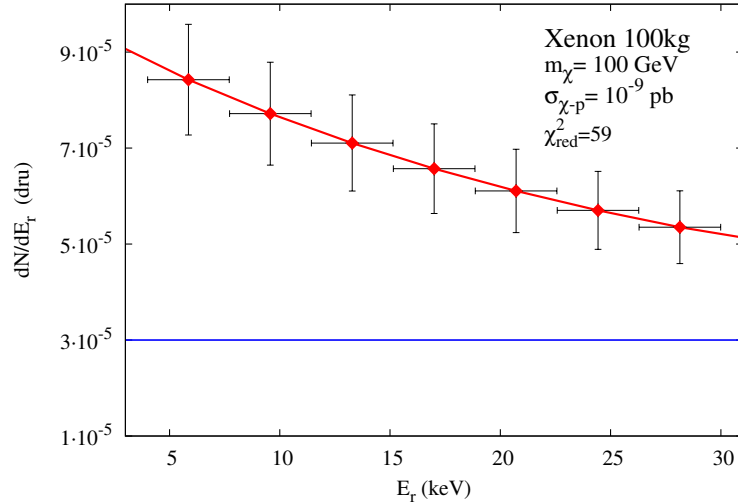


FIG. 4.2 – Spectre de l'énergie de recul attendue à Xénon100 pour un WIMP de masse $m_\chi = 100$ GeV et une section efficace $\sigma_{\chi-p} = 10^{-9}$ pb.

On étudie donc la capacité de l'expérience Xénon à déterminer la masse des WIMPs et la section efficace $\sigma_{\chi-p}$. La figure 4.3 présente la distribution de probabilité lors de la reconstruction de la masse du WIMP et de la section efficace pour des masses $m_\chi = 20, 100$ et 500 GeV et $\sigma_{\chi-p} = 10^{-8}$ pb; pour $T = 3$ ans de prise de données de Xénon100.

Pour des WIMPs peu massifs ($m_\chi \ll m_N$), la masse est bien reconstruite mais par contre il y a une incertitude assez importante dans la section efficace. D'autre part, lorsque leur masse est de l'ordre de celle des noyaux du détecteur ($m_\chi \sim m_N$), on a une assez bonne résolution dans les deux variables. Finalement, pour des WIMPs massifs ($m_\chi \gg m_N$), l'incertitude dans m_χ et dans $\sigma_{\chi-p}$ est grande. Dans ce cas là, seulement une borne inférieure peut être extraite pour la masse. Il est à noter que ce comportement de la distribution de probabilité est dicté par le profil des courbes de sensibilité (figure 4.1) de l'expérience. Ces résultats sont compatibles avec ceux des références [148, 143].

4.2 Détection indirecte

La détection indirecte de matière sombre consiste à observer les produits de désintégration de la matière sombre lors de son annihilation ou de sa coannihilation. Le flux de cette radiation est proportionnel au taux d'annihilation, lequel dépend du carré de la

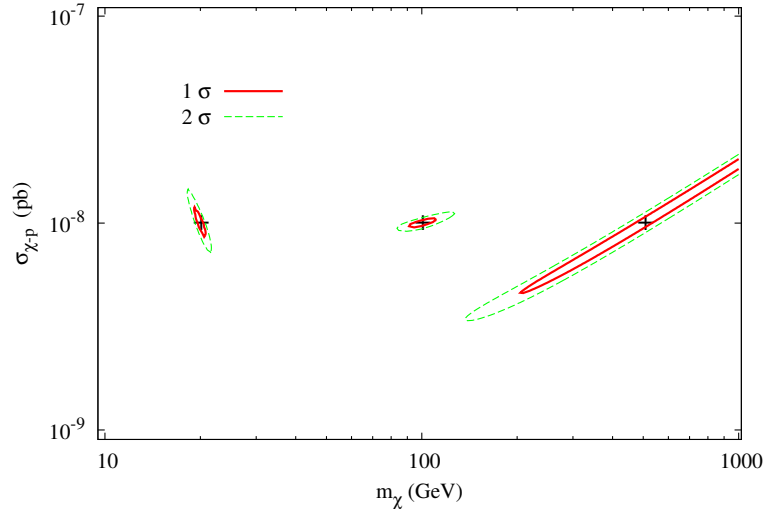


FIG. 4.3 – Distribution de probabilité de la masse m_χ et de la section efficace $\sigma_{\chi-p}$, pour 3 ans de mesures de Xénon100. Les régions représentent les points de $m_\chi = 20, 100, 500$ GeV et $\sigma_{\chi-p} = 10^{-8}$ pb. La courbe intérieure (extérieure) correspond à $1(2)\sigma$.

densité de matière sombre. Il est alors naturel de pointer les détecteurs dans les régions où la densité est la plus élevée. Ces régions sont, par exemple, le centre galactique ou le soleil. La détection de gammas, de neutrinos, de positrons ou d'antiprotons donne une information très importante pour la recherche de la matière sombre.

4.2.1 Détection de gammas

Le flux Φ_γ de gammas produits lors de l'annihilation de deux particules de matière sombre est proportionnel aux nombre d'annihilations par unité de temps et unité de volume, c'est à dire, proportionnel à :

$$\Phi_\gamma \propto \langle \sigma v \rangle n(r)^2 = \langle \sigma v \rangle \left(\frac{\rho(r)}{m_\chi} \right)^2. \quad (4.12)$$

Où $n(r)$ et $\rho(r)$ sont respectivement la quantité et la densité de masse de la matière sombre, $\langle \sigma v \rangle$ est la moyenne de la section efficace d'annihilation multipliée par la vitesse des particules ; r est la distance au centre galactique. Le flux est aussi proportionnel au taux de production de rayons gamma $\frac{dN_\gamma^i}{dE_\gamma}$, pour un gamma d'énergie E_γ et pour le canal de désintégration i . Les WIMPs s'annihilent typiquement dans des états finaux contenant des fermions lourds, des bosons vecteurs ou des bosons de Higgs :

$$\chi\chi \rightarrow b\bar{b}, t\bar{t}, \tau^+\tau^-, ZZ, WW, hh \dots \quad (4.13)$$

On note par $\text{Br}_i = \frac{\langle \sigma_i v \rangle}{\langle \sigma v \rangle}$ le rapport d'embranchement de l'annihilation des WIMPs dans l'état final i . Les fonctions spectrales $E_\gamma \cdot \frac{dN_\gamma^i}{dE_\gamma}$, qui sont consignées dans l'annexe D, sont présentées dans la figure 4.4, pour différentes valeurs de la masse des WIMPs : $m_\chi = 100$ GeV et 500 GeV.

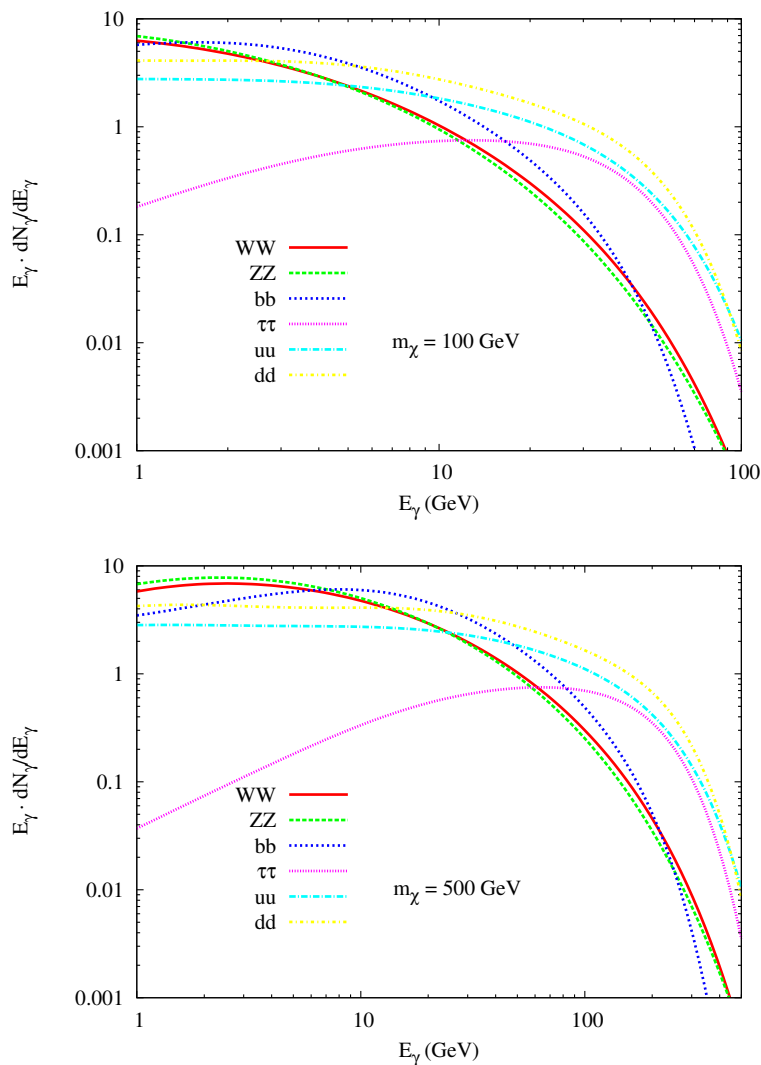


FIG. 4.4 – Fonctions spectrales d'annihilation de WIMPs de masse $m_\chi = 100$ et 500 GeV en particules du modèle standard.

En plus de l'émission continue de gammas, les WIMPs peuvent s'annihiler en produi-

sant des raies monochromatiques via les processus :

$$\chi\chi \rightarrow \gamma\gamma, \quad (4.14)$$

$$\chi\chi \rightarrow \gamma Z. \quad (4.15)$$

Les énergies de ces photons seraient $E_\gamma^{\gamma\gamma} = m_\chi$ et $E_\gamma^{\gamma Z} = m_\chi \cdot [1 - M_Z^2/(4m_\chi^2)]$ respectivement. Des telles raies seraient une signature très claire (*smoking gun*) de l'annihilation de la matière sombre. Néanmoins, les flux de gammas issus de ces processus sont assez faibles vu qu'il n'y a pas de processus au niveau des arbres qui puissent contribuer à ces interactions. Dans l'analyse qui va suivre, on va se concentrer sur le spectre continu des gammas secondaires.

Le flux total est calculé en sommant sur tous les canaux possibles de désintégration et en intégrant tout le long de la ligne de vision entre le détecteur et le centre galactique :

$$\Phi_\gamma(E_\gamma, \psi) = \sum_i \text{Br}_i \frac{dN_\gamma^i}{dE_\gamma} \langle \sigma v \rangle \frac{1}{8\pi m_\chi^2} \int_{\text{ligne de vision}} \rho(r(l, \psi))^2 dl. \quad (4.16)$$

Le paramètre r peut se réécrire sous la forme $r(l, \psi)^2 = l^2 + R_0^2 - 2lR_0 \cos \psi$, où l varie sur la ligne de vision, qui fait un angle ψ avec la direction du centre galactique; celui-ci étant à une distance $R_0 \sim 8.5$ kpc de la Terre.

Afin de séparer la partie dépendante du halo galactique de la partie liée à la physique de particules, on définit la quantité non dimensionnée $J(\psi)$:

$$J(\psi) \equiv \frac{1}{8.5 \text{ kpc}} \left(\frac{1}{0.3 \text{ GeV/cm}^3} \right)^2 \int_{\text{ligne de vision}} \rho(r(l, \psi))^2 dl. \quad (4.17)$$

En fait, si l'on veut comparer avec les résultats expérimentaux, on doit considérer l'intégrale de $J(\psi)$ sur une région sphérique d'angle solide $\Delta\Omega$ donnée par l'acceptance angulaire du détecteur. On prend $\psi = 0$, ce qui correspond à un détecteur pointant vers le centre galactique. On définit la quantité $\bar{J}(\Delta\Omega)$ selon :

$$\bar{J}(\Delta\Omega) \equiv \frac{1}{\Delta\Omega} \int_{\Delta\Omega} J(\psi) d\Omega. \quad (4.18)$$

L'équation (4.16) peut être alors reformulée sous la forme :

$$\begin{aligned} \Phi_\gamma(E_\gamma) &= 0.94 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ GeV}^{-1} \text{ sr}^{-1} \\ &\times \sum_i \text{Br}_i \frac{dN_\gamma^i}{dE_\gamma} \frac{\langle \sigma v \rangle}{10^{-29} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}} \left(\frac{100 \text{ GeV}}{m_\chi} \right)^2 \bar{J}(\Delta\Omega) \Delta\Omega. \end{aligned} \quad (4.19)$$

La plus grande source d'incertitude lors de la détermination du flux de gammas provient souvent de la reconstruction du profil de matière sombre de la galaxie. En fait,

pour avoir une estimation de l'allure du profil de densité $\rho(r)$ de la galaxie, on utilise des simulation à N corps qui ont pour but la reconstruction de l'histoire des structures de l'univers. Les différentes simulations suggèrent l'existence d'un profil du halo de matière sombre universel : pour les différentes valeurs possibles des conditions initiales, les profils peuvent très souvent être paramétrés selon [149]

$$\rho(r) = \rho_0 \left[\frac{R_0}{r} \right]^\gamma \left[\frac{1 + (R_0/a)^\alpha}{1 + (r/a)^\alpha} \right]^{(\beta-\gamma)/\alpha}, \quad (4.20)$$

où $\rho_0 \sim 0.3 \text{ GeV/cm}^3$ est la densité du halo de matière sombre au voisinage de la terre (c'est à dire à R_0) et a est une longueur caractéristique du modèle ; γ , β et α déterminent les pentes du profil au centre galactique, à $r \rightarrow \infty$ et à $r = a$ respectivement. Le tableau 4.1 résume les différentes valeurs des paramètres, pour les profils NFW [150] et Moore et al. [151].

	a (kpc)	α	β	γ	$\bar{J} (4 \cdot 10^{-3} \text{ sr})$
NFW	20	1	3	1	$5.859 \cdot 10^2$
Moore et al.	28	1.5	3	1.5	$2.574 \cdot 10^4$
NFW _c	20	0.8	2.7	1.45	$3.254 \cdot 10^4$
Moore _c	28	0.8	2.7	1.65	$3.075 \cdot 10^5$

TAB. 4.1 – Paramètres des profils de densité NFW et Moore et al. sans et avec compression adiabatique ; et valeurs du $\bar{J}(\Delta\Omega)$.

Ces simulations à N corps suggèrent que, pour de courtes distances, le halo de matière sombre possède un comportement assez piqué et de la forme : $\rho(r) \propto r^{-\gamma}$. Ce paramètre γ peut varier entre 1 (profil NFW) et 1.5 (profil Moore et al.).

Néanmoins, ces prédictions sont valides uniquement pour des halos ne contenant pas des baryons. Il est possible d'incorporer leur effet en prenant en compte l'effet des nuages de gaz. Ils perdent de l'énergie via des processus radiatifs et se rapprochent des régions centrales des galaxies en formation. Cette redistribution de la masse engendre un potentiel gravitationnel plus profond, provoquant une compression adiabatique du halo de matière sombre dans le centre galactique [152]. Les valeurs des paramètre α , β et γ pour les halos NFW et Moore avec compression adiabatique (NFW_c et Moore_c respectivement) sont reportées aussi sur le tableau 4.1.

4.2.2 L'expérience Fermi/GLAST

Fermi/GLAST [153] (acronyme pour Gamma ray Large Area Space Telescope ou grand télescope spatial du rayonnement gamma) est un satellite de nouvelle génération dédié à

l'observation de rayons gamma de haute énergie provenant de sources célestes. Son objectif principal est l'étude des astres les plus énergétiques de l'univers : petits et grands trous noirs, sursauts gamma, étoiles à neutrons, restes de supernova et sources de rayons cosmiques. Il apportera également des informations importantes en cosmologie, sur la matière sombre et le milieu interstellaire. La charge utile principale du satellite est le télescope LAT (Large Area Telescope) qui offrira des performances bien supérieures à celles de la mission précédente, le télescope EGRET [154], qui a été opérationnel entre 1991 et 1999. Il fera un balayage de tout le ciel et couvrira un spectre d'énergie de quelques dizaines de MeV jusqu'à 300 GeV. La surface effective du détecteur et sa résolution angulaire sont respectivement de l'ordre de 10^4 cm^2 et 0.1° ($\Delta\Omega \simeq 10^{-5} \text{ sr}$). Fermi/GLAST sera capable de mesurer les émissions venant du centre de notre galaxie. Ce satellite a été lancé le 11 juin 2008, par une fusée Delta II depuis Cap Canaveral aux États Unis, pour une mission initiale de 5 ans, avec une probable extension de 10 ans.

4.2.3 Modélisation du bruit de fond galactique

Le bruit de fond en question correspond à la radiation diffuse de rayons gamma dans la galaxie. Elle est produite principalement via les processus [155, 156] :

- production et désintégration de pions neutres,
- diffusion Compton inverse,
- bremsstrahlung.

Néanmoins, dans l'intervalle d'énergie considéré ($E_\gamma > 1 \text{ GeV}$), le processus dominant est celui des pions. Les photons gamma sont générés lors de l'interaction d'un rayon cosmique primaire avec le milieu interstellaire via :

$$p + X \rightarrow \dots \rightarrow \pi^0 \rightarrow 2\gamma, \quad (4.21)$$

$$He + X \rightarrow \dots \rightarrow \pi^0 \rightarrow 2\gamma, \quad (4.22)$$

où X représente un atome interstellaire, principalement de l'hydrogène ou de l'hélium.

HESS [157] (High Energy Stereoscopic System) est un ensemble de 4 télescopes Čerenkov localisés en Namibie qui mesure la lumière Čerenkov émise par les particules chargées issues des gerbes électromagnétiques initiées par l'interaction d'un rayon gamma avec la haute atmosphère terrestre. Cette expérience a mesuré le spectre des rayons gamma provenant du centre galactique dans un intervalle d'énergie qui varie entre 160 GeV et 10 TeV. D'après la collaboration, les données peuvent être modélisées par la fonction :

$$\phi_{\text{bkg}}^{\text{HESS}}(E_\gamma) = F_0 E_\gamma^{-\alpha}, \quad (4.23)$$

où E_γ est l'énergie des photons donnée en TeV, l'indice spectral $\alpha = 2.21 \pm 0.09$ et $F_0 = (2.50 \pm 0.21) \cdot 10^{-8} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$. Les données en question ont été prises dans la seconde phase de mesures entre juillet et août 2003, avec un χ^2 par degré de liberté

de 0.6. La pente constante de la loi de puissances dans l'équation (4.23) rend difficile le fait de concilier ce type de spectre avec un signal d'annihilation de matière sombre. En effet, les fonction spectrales d'annihilation des WIMPs dans des paires de particules du modèle standard ont des spectres dont les pentes varient continûment (voir figure 4.4). Dans cette étude, on considère le bruit de fond astrophysique pour la détection de rayons gamma comme étant celui mesuré par HESS avec une pente constante, sur la plage d'énergie de l'ordre de $[1 - 300]$ GeV.

En plus du bruit de fond mesuré par HESS, on prend en compte les mesures d'EGRET pour des énergies inférieures à 10 GeV, vu qu'elles peuvent affecter la sensibilité de l'analyse. En effet, une extrapolation du flux de gammas mesuré par HESS jusqu'à des énergies de quelques GeV serait une sous-estimation du bruit de fond provenant du centre galactique ; cette zone à été explorée par EGRET qui a mesuré des flux qui seraient un ou deux ordres de grandeur plus importants que ceux de l'extrapolation de HESS. Afin d'être assez conservateur, on prend donc comme bruit de fond une interpolation entre l'extrapolation de HESS et celle d'EGRET pour des énergies inférieures à 10 GeV.

Enfin, on considère aussi le bruit de fond des rayons gamma provenant de la région autour du centre galactique [157]

$$\phi_{\text{bkg}}^{\text{diff}}(E_\gamma) = 1.1 \cdot 10^{-4} \cdot E_\gamma^{-2.29} \text{ GeV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}, \quad (4.24)$$

où E_γ est l'énergie des gammas donnée en GeV. Dans l'analyse suivant, on va considérer une expérience de détection de rayons gamma qui pointe vers le centre galactique, couvrant un angle solide de $2^\circ \times 2^\circ$ ($\Delta\Omega = 4 \cdot 10^{-3}$ sr) et un intervalle d'énergie compris entre 1 GeV et 300 GeV. Dans la référence [158], il a été effectué une analyse plus sophistiquée pour le bruit de fond, en faisant varier sa normalisation totale et en prenant compte l'information sur la direction des rayons gammas incidents. Néanmoins, on a vérifié que les résultats pour la reconstruction de la masse, au sein de l'expérience Fermi/GLAST, ne sont pas modifiés sensiblement.

4.2.4 Reconstruction de la masse

Une fois qu'on a identifié des rayons gamma comme ayant été produits lors de l'annihilation de la matière sombre, on peut s'intéresser à la détermination des caractéristiques des WIMPs telles que la masse, sa section efficace d'annihilation, etc. . .

Dans la figure 4.5, on montre le flux de rayons gamma attendu pour Fermi/GLAST, pour un WIMP de masse 180 GeV et $\langle\sigma v\rangle = 3 \cdot 10^{-26} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Les barres d'erreur sont celles projetées pour 3 ans de prise de données de Fermi/GLAST, pour un profil du halo de matière sombre de NFW, en supposant une statistique gaussienne. Dans cette figure, la ligne bleue correspond au bruit de fond décrit dans la section précédente ; la ligne rouge au signal physique qui dans ce cas aurait un χ^2 par degré de liberté de 132.

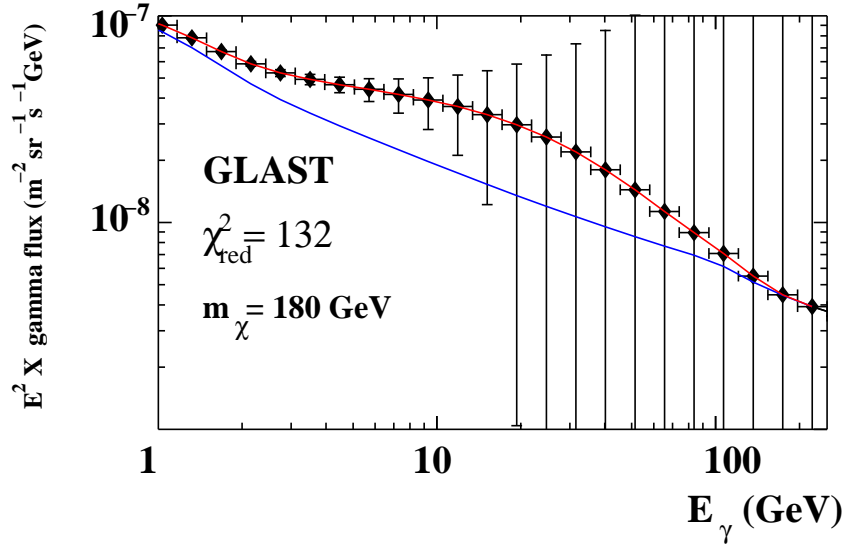


FIG. 4.5 – Flux de rayons gamma attendu pour Fermi/GLAST, pour un WIMP de masse $m_\chi = 180$ GeV et $\langle\sigma v\rangle = 3 \cdot 10^{-26} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Les barres d'erreur sont celles projetées pour 3 ans de prise de données de Fermi/GLAST, pour un profil du halo de matière sombre de NFW. La ligne bleue correspond au bruit de fond ; la rouge au signal physique qui dans ce cas aurait un χ^2 par degré de liberté de 132.

Dans l'analyse suivante, on va se concentrer sur des processus d'annihilation de WIMPs dans le centre galactique qui vont donner lieu, dans tous les cas, à des paires de bosons W : $\chi\chi \rightarrow WW$. On a vérifié que cette approximation n'a pas une influence très importante sur les résultats finaux (voir figure 4.4). Cette dépendance est seulement importante dans le cas où l'état final contient des leptons ; ce cas est étudié en détail dans la section 4.4.

En faisant une analyse équivalente à celle de la section 4.1.3, on étudie la possibilité pour Fermi/GLAST de reconstruire la masse du WIMP et la section efficace d'annihilation, après 3 ans de mesure des rayons gamma du centre galactique. La figure 4.6 présente la distribution de probabilité lors de la reconstruction de m_χ et de $\langle\sigma v\rangle$ pour des masses $m_\chi = 50, 100$ et 500 GeV et $\langle\sigma v\rangle = 3 \cdot 10^{-26} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$; on suppose un halo de matière sombre de type NFW.

Pour de petites masses ($m_\chi \lesssim 50$ GeV), Fermi/GLAST est très sensible et peut reconstruire la masse avec une précision de quelques pourcents. D'un autre côté, pour des WIMPs plus lourds mais moins massifs que l'énergie maximale de sensibilité de Fermi/GLAST ($E_\gamma^{\text{max}} = 300$ GeV), on a en général une assez bonne reconstruction de la masse ($\Delta m_\chi/m_\chi \sim 50\%$). Par contre, lorsque $m_\chi > 300$ GeV la précision se dégrade très rapidement de sorte que l'on peut obtenir que des informations sur la borne minimale de la masse. Ceci est simplement dû au fait que le point final du spectre ne va plus appartenir au domaine de sensibilité du satellite ; c'est à dire que la totalité du spectre ne va pas être visible par le détecteur. Ces résultats sont compatibles avec ceux de la référence

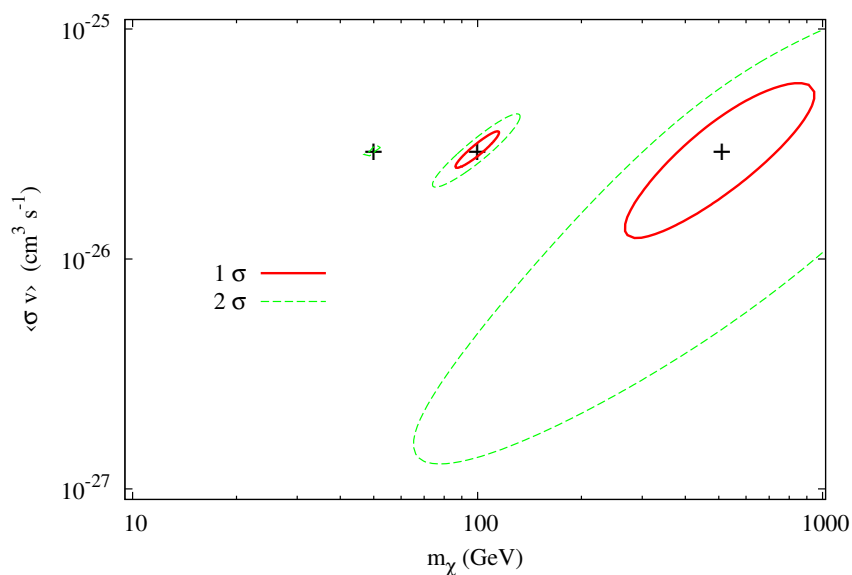


FIG. 4.6 – Distribution de probabilité de la masse m_χ des WIMPs et de la section efficace d'annihilation $\langle \sigma v \rangle$, pour 3 ans de mesures de Fermi/GLAST du centre galactique. On a supposé un profil du halo galactique du type NFW. Les régions représentent les points de $m_\chi = 50, 100, 500$ GeV et $\langle \sigma v \rangle = 3 \cdot 10^{-26} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$. La courbe intérieure correspond à 1σ , l'extérieure (en pointillés) à 2σ .

[158].

En plus du profil NFW, on étudie l'influence de la variation du paramètre γ du halo de matière sombre sur la résolution de la masse. En fait, comme on l'avait expliqué dans la section 4.2, ce paramètre détermine la pente du halo au centre galactique. C'est justement cette zone, où la densité de matière sombre est la plus importante, qui va déterminer le flux des rayons gamma galactiques. C'est pour ça qu'en plus du profil NFW ($\gamma = 1$), on s'intéresse à des profils de type NFW où l'on fait varier la valeur originale de γ de $\pm 10\%$. Dans la figure 4.7, on montre la distribution de probabilité de la masse des WIMPs pour des profils de type NFW pour $\gamma = 0.9$ (profil plus lisse), 1.0 (NFW) et 1.1 (profil plus piqué), à 2σ . Pour de plus grandes valeurs de γ , les flux des rayons gamma sont plus importants et donc la reconstruction de m_χ est meilleure. Dans le cas du profil NFW avec compression adiabatique ($\gamma = 1.45$), la précision de Fermi/GLAST pourrait s'améliorer de deux ordres de grandeur.

4.3 Complémentarité détection directe et indirecte

Dans la figure 4.8, on compare le niveau de précision qui peut être atteint pour les deux expériences Fermi/GLAST et Xénon100, en fonction de la masse des WIMPs, pour

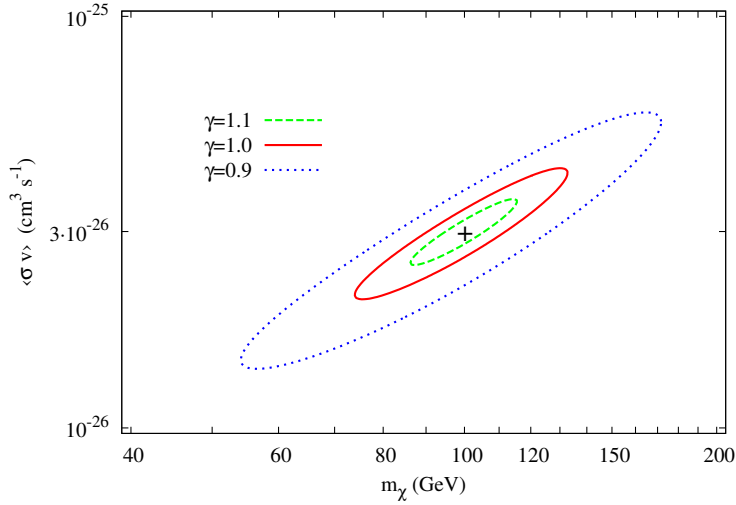


FIG. 4.7 – Distribution de probabilité de la masse m_χ du WIMP pour des profils de type NFW pour $\gamma = 0.9, 1$ (NFW) et 1.1 , à 2σ .

différentes valeurs de m_χ et de $\sigma_{\chi-p}$ en 3 ans de prise de données.

On prend en compte des sections efficaces WIMP - proton indépendantes du spin de 10^{-7} , 10^{-8} et 10^{-9} pb et des profils de densité du type NFW avec $\gamma = 0.9, 1.0$ et 1.1 , pour trois valeurs de masse des WIMPs. La région en rouge correspond à la zone discriminée par Xénon100. D'autre part, les lignes verticales correspondent aux bornes données par Fermi/GLAST pour les différents profils du halo de matière sombre de type NFW. Toutes les courbes sont données à un niveau de confiance de 2σ .

Dans cette figure, on voit que pour le profil NFW, Fermi/GLAST a une sensibilité équivalente à celle de Xénon100 dans le cas d'une section efficace $\sigma_{\chi-p} \sim 5 \cdot 10^{-9}$ pb; cela est vrai indépendamment de la masse du WIMP. La détection indirecte par Fermi/GLAST est particulièrement intéressante dans le cas où $\sigma_{\chi-p} \ll 10^{-9}$ pb, vu que pour ces sections efficaces la détection directe ne peut donner, en général, que des bornes inférieures sur la masse du WIMP. Néanmoins, pour des valeurs de $\sigma_{\chi-p} \gtrsim 10^{-8}$ pb, c'est la détection directe qui donne une meilleure reconstruction, même pour un profil de type NFW avec $\gamma \sim 1.1$.

Dans la figure 4.9, on compare les incertitudes dans la valeur de la masse du WIMP attendue lors de la reconstruction par les expériences de détection directe et indirecte. Cette figure présente le rapport $\Delta m_\chi/m_\chi$ en fonction de la masse du WIMP pour différentes valeurs de $\sigma_{\chi-p}$ et deux profils de densité de matière sombre : NFW (figure du haut) et NFW_c (figure du bas). Les résultats pour Fermi/GLAST sont représentés par la ligne discontinue bleue; ceux de Xénon100 par la ligne continue rouge et pointillée verte pour $\sigma_{\chi-p} = 10^{-7}$ et 10^{-9} pb respectivement. Tous ces résultats sont donnés à un niveau de confiance de 1σ (lignes épaisses) et 2σ (lignes minces). Pour le profil NFW, on peut

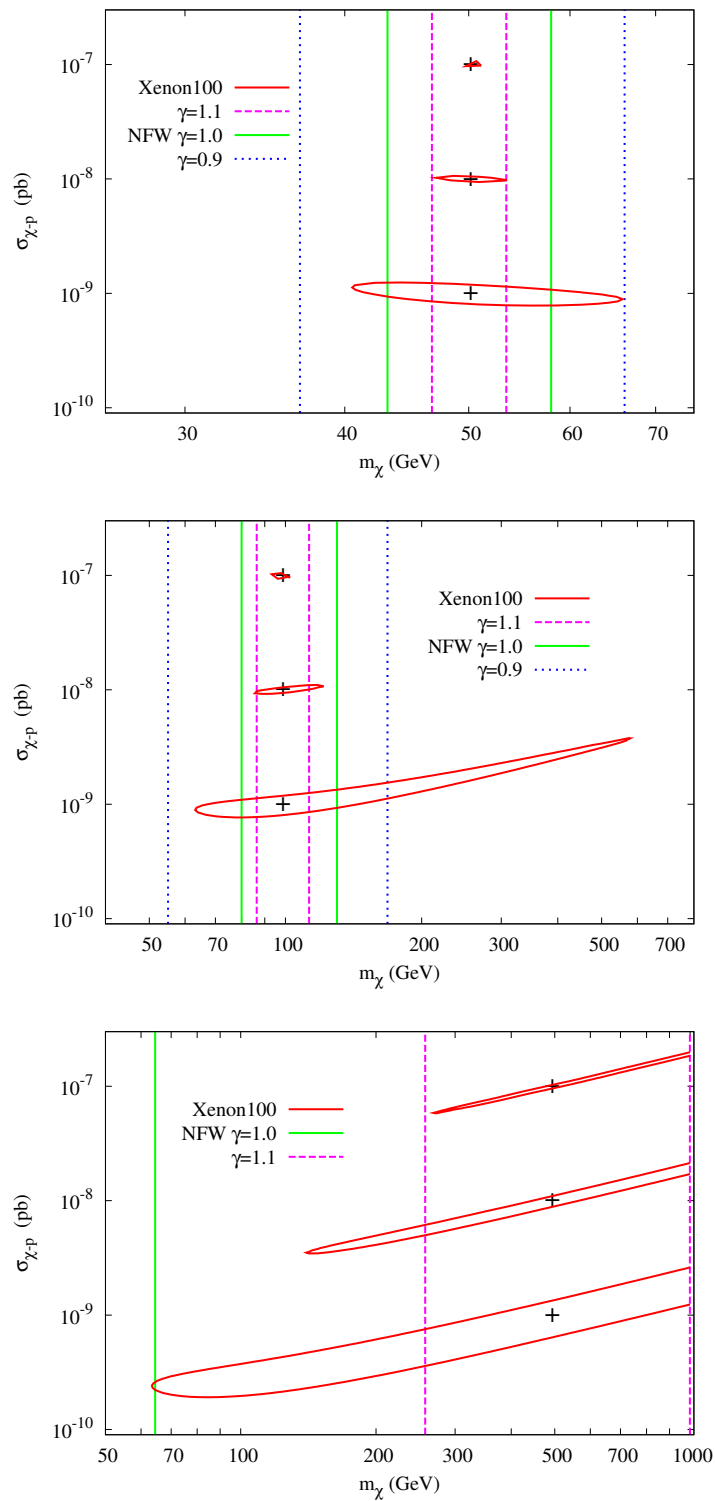


FIG. 4.8 – Distribution de probabilité de la masse m_χ des WIMPs et de la section efficace $\sigma_{\chi-p}$ à Xénon100 (courbe rouge), et bornes données par Fermi/GLAST pour des profils de type NFW pour différentes valeurs de γ : $\gamma = 0.9$ (ligne en pointillés), $\gamma = 1$ (ligne continue) et $\gamma = 1.1$ (ligne discontinue). Le temps de mesure de chaque expérience est de $T = 3$ ans.

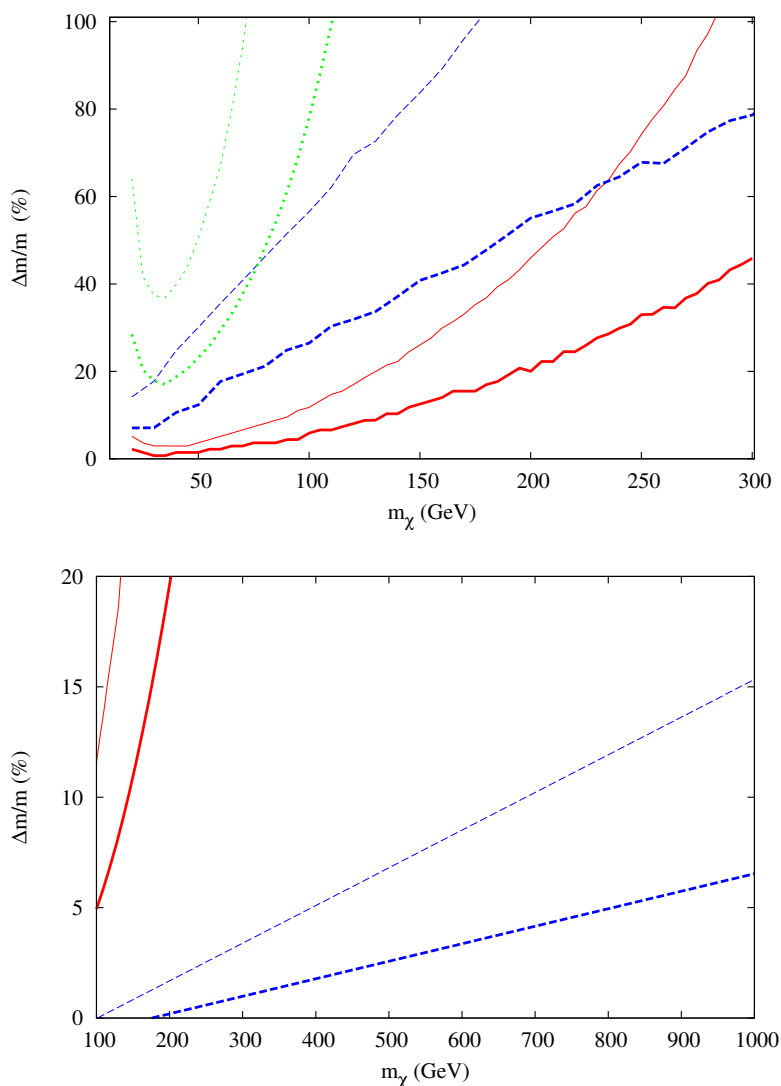


FIG. 4.9 – Erreurs à 1 et 2σ lors de la détermination de la masse du WIMP pour Fermi/GLAST (ligne bleu discontinue) pour $\langle\sigma v\rangle = 3 \cdot 10^{-26} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$ un profil NFW (figure du haut) et NFW_c (figure du bas) comparé à Xénon 100 kg avec $\sigma_{\chi-p} = 10^{-7} \text{ pb}$ (ligne rouge continue) $\sigma_{\chi-p} = 10^{-9} \text{ pb}$ (ligne verte en pointillés).

voir sur la figure que l'erreur de Fermi/GLAST dans la masse est équivalente à celui de Xénon100 pour un $\sigma_{\chi-p} \sim 10^{-8} \text{ pb}$. Pour le cas d'un profil NFW avec compression adiabatique, la précision atteinte par Fermi/GLAST est bien meilleure que pour la détection directe même pour $\sigma_{\chi-p} \sim 10^{-7} \text{ pb}$. Dans ce scénario, Fermi/GLAST pourrait déterminer la masse d'un WIMP de 1 TeV avec une erreur de $\sim 10\%$; pour cette masse une précision de cet ordre est totalement inatteignable pour Xénon100 ou pour une autre expérience de

détection directe dans un proche futur.

Pour conclure cette section, on veut remarquer que, mis à part les gammas, on pourrait s'intéresser à la détection d'autres produits de l'annihilation des WIMPs dans le centre galactique. En effet, il existe d'autres essais pour reconstruire les propriétés des particules de matière sombre en utilisant, par exemple, la détection d'antiprotons, de positrons ou de neutrinos [159]. Cependant, toutes ces études se placent généralement dans le cadre d'un modèle spécifique pour les WIMPs.

4.4 Détection auprès des collisionneurs

Unes des sources d'information les plus importantes concernant la matière sombre sont les collisionneurs, actuels (Tevatron, LHC) et futurs (ILC). Même s'il y a eu un progrès important dans les expériences d'astrophysique qui contraignent de plus en plus l'espace de paramètres des différents modèles; les collisionneurs continuent d'être une source d'information irremplaçable dans la physique de particules. Il est donc naturel d'examiner le potentiel de ces machines dans la détermination des propriétés des WIMPs. L'idée est d'examiner les contraintes données par les collisionneurs et de regarder en détail la compétitivité avec les expériences d'astrophysique, tout en restant dans un cadre indépendant d'aucun modèle.

C'est justement ce dernier point qui pose problème lorsque l'on considère les collisionneurs. En fait, la quasi-totalité des études réalisées pour les collisionneurs dépendent fortement du modèle choisi. Ils examinent typiquement des WIMPs produits dans les désintégrations de particules plus lourdes. Cela est presque inévitable pour le cas du LHC car c'est un collisionneur hadronique. Les grandes incertitudes dans les fonctions de distribution partoniques rendent extrêmement difficile les études en dehors du plan transverse. Ce fait limite jusqu'à un certain point la précision qui peut être atteinte par rapport à un collisionneur leptonique. Le résultat est qu'il est très difficile de faire des prédictions indépendantes du modèle. Ce point sera éclairci dans la suite.

4.4.1 De la cosmologie aux collisionneurs

Récemment une méthode a été proposée dans les références [160, 161] qui permet de faire une étude indépendante du modèle des particules de matière sombre dans des collisionneurs leptoniques. Vu que la cosmologie nous donne une mesure précise de la section efficace d'annihilation des WIMPs (indépendamment du modèle des WIMPs), le but que l'on poursuit est de prédire les taux de production de ces particules dans des collisionneurs et ainsi d'extraire des contraintes pour les propriétés d'un WIMP générique.

Dans le centre galactique, les WIMPs peuvent s'annihiler dans des paires $X_i \bar{X}_i$ de

particules du modèle standard ($WW, b\bar{b}, \tau^+\tau^- \dots$) :

$$\chi + \chi \rightarrow X_i + \bar{X}_i. \quad (4.25)$$

Dans cette analyse, on suppose un spectre de masse générique et l'on suppose de plus que les processus de l'équation (4.25) sont les seuls responsables de la densité relique de matière sombre actuelle : on ne prend pas en compte la possibilité de la coannihilation des WIMPs avec d'autres particules plus lourdes. De plus, on suppose que dans ces processus il n'y a pas de résonances dans le canal s .

Dans un collisionneur comme l'ILC, le processus inverse de l'équation (4.25) peut avoir lieu, c'est à dire, la production de WIMPs lors de collisions entre des paires électron-positron :

$$e^+ + e^- \rightarrow \chi + \chi. \quad (4.26)$$

A. Birkedal & al. [160] proposent de faire une correspondance entre les deux processus (4.25) et (4.26), afin d'avoir une idée de la valeur de $\sigma(e^+e^- \rightarrow \chi\chi)$ indépendamment du modèle. Cela peut être fait en utilisant l'équation du *detailed balancing* [162] :

$$\frac{\sigma(\chi + \chi \rightarrow X_i + \bar{X}_i)}{\sigma(X_i + \bar{X}_i \rightarrow \chi + \chi)} = 2 \frac{\vec{p}_X^2 (2S_X + 1)^2}{\vec{p}_\chi^2 (2S_\chi + 1)^2}, \quad (4.27)$$

où \vec{p} et S sont respectivement les moments relatifs et les spins pour les X_i et les χ ; le facteur 2 apparaît du fait que les χ sont supposés être des fermions de Majorana. Les deux sections efficaces sont évaluées à la même énergie et moyennées sur le spin.

Comme dans chacun des processus les particules initiales ont la même masse, dans le référentiel du centre de masse on a $\vec{p} = \frac{\sqrt{s}}{2} \vec{v}$, v étant la vitesse du centre de masse. Puisque l'on considère que les deux processus ont lieu à la même énergie du centre de masse, on peut réécrire l'équation (4.27) sous la forme :

$$\frac{\sigma(\chi + \chi \rightarrow X_i + \bar{X}_i)}{\sigma(X_i + \bar{X}_i \rightarrow \chi + \chi)} = 2 \frac{v_X^2 (2S_X + 1)^2}{v_\chi^2 (2S_\chi + 1)^2}. \quad (4.28)$$

La densité relique de matière sombre dépend des sections efficaces des réactions (4.25) dans la limite où les χ sont non relativistes. Dans cette limite, la section efficace totale d'annihilation des WIMPs fois leur vitesse peut être écrite en termes d'ondes partielles :

$$\sigma_i v = \sum_{J=0}^{\infty} \sigma_i^{(J)} v^{2J} = \sigma_i^{(0)} + \sigma_i^{(1)} v^2 + \mathcal{O}(v^4), \quad (4.29)$$

où v est la vitesse relative entre deux χ et J est le moment angulaire de chaque onde partielle. $\sigma_i^{(0)}$ reçoit des contributions de l'onde partielle s ; $\sigma_i^{(1)}$ des ondes partielles s et p . Il est à noter que cette expansion est valide tant que l'annihilation n'a pas lieu via

une résonance dans le canal s ou près d'un seuil d'annihilation, et tant qu'il n'y a pas de processus de coannihilation du WIMP avec d'autres particules exotiques [55].

Comme les WIMPs sont non relativistes dans le centre galactique ($v \ll 1$), l'équation (4.29) va être dominée par le terme non nul de l'expansion ayant l'ordre le plus bas. On définit donc la section efficace totale à l'ordre J_0 sous la forme

$$\sigma_{an} = \sum_i \sigma_i^{(J_0)}, \quad (4.30)$$

où J_0 est le moment angulaire de l'onde partielle dominante qui contribue à l'annihilation des WIMPs. Typiquement, on a $J_0=0$ ou $J_0=1$. D'autres valeurs seraient possibles mais dans la plupart (si ce n'est la totalité) des modèles on a seulement un de ces deux cas. La valeur actuelle de la densité relique de matière sombre est déterminée principalement par les valeurs de σ_{an} et J_0 ; il existe néanmoins d'autres dépendances comme la masse m_χ ou le spin S_χ , mais elles sont très faibles [160]. D'après les mesures de WMAP de la densité $\Omega_{\text{DM}} h^2$ de matière sombre, on obtient que $J_0 = 0$ correspond à une section efficace totale d'annihilation

$$\sigma_{an} = \sum_i \sigma_i^{(0)} = \sigma v \simeq \frac{3 \cdot 10^{-27} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}}{\Omega_{\text{DM}} h^2} \simeq 0.89 \text{ pb}, \quad (4.31)$$

et $J_0 = 1$ correspond à

$$\sigma_{an} = \sum_i \sigma_i^{(1)} = \frac{\sigma v}{v^2} \simeq \sigma v \frac{x_f}{3} \simeq \frac{3 \cdot 10^{-27} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}}{\Omega_{\text{DM}} h^2} \frac{1}{0.15} \simeq 6 \text{ pb}, \quad (4.32)$$

où $x_f = m_\chi/T_f$ et $T_f \simeq m_\chi/20$ représente la température du freeze-out.

Pour chaque particule X_i du modèle standard, on peut définir la *fraction d'annihilation* κ_i sous la forme :

$$\kappa_i = \frac{\sigma_i^{(J_0)}}{\sigma_{an}}, \quad (4.33)$$

avec $\sum \kappa_i = 1$. Par exemple, en mSUGRA, κ_e a typiquement une valeur comprise entre 0.2 et 0.3. En combinant les équations (4.28) avec (4.33) on obtient l'expression pour la production d'une paire de WIMPs non relativistes dans une collision de X_i :

$$\sigma(X_i + \bar{X}_i \rightarrow \chi + \chi) = \frac{\kappa_i \sigma_{an}}{2} \frac{v_\chi^2}{v_X^2} \frac{(2S_\chi + 1)^2}{(2S_X + 1)^2}. \quad (4.34)$$

Pour des X_i relativistes ($v_X \simeq 1$) et des WIMPs de vitesse

$$v_\chi = \frac{v}{2} = \sqrt{1 - \frac{4m_\chi^2}{s}}, \quad (4.35)$$

la section efficace (4.34) prend la forme :

$$\sigma(X_i + \bar{X}_i \rightarrow \chi + \chi) = 2^{2(J_0-1)} \kappa_i \sigma_{an} \frac{(2S_\chi + 1)^2}{(2S_X + 1)^2} \left(1 - \frac{4M_\chi^2}{s}\right)^{1/2+J_0}. \quad (4.36)$$

Il est important, à ce moment de l'étude, de faire quelques remarques sur la validité de cette expression :

- L'équation (4.36) est valide pour des paires de WIMPs produits à une énergie de centre de masse \sqrt{s} juste au dessus du seuil de production de la paire. Cela est dû au fait que les WIMPs produites doivent être non relativistes pour pouvoir utiliser l'expression (4.28).
- L'équation (4.28) du 'detailed balancing' est valide uniquement pour des processus invariants sous parité et renversement du temps (symétries P et T). Même s'il est vrai que les interactions électrofaibles violent ces deux symétries, dans ce traitement ce point est ignoré.

Un processus de la forme $X_i \bar{X}_i \rightarrow \chi \chi$ n'est pas visible dans un collisionneur, vu que dans l'état final il n'y a que des WIMPs qui interagissent faiblement avec la matière. La seule signature serait de l'énergie manquante, mais on aurait besoin d'au moins une particule détectable pour pouvoir déclencher la détection. Il existe des régimes dans lesquels le processus $X_i \bar{X}_i \rightarrow \chi \chi$ peut être corrélé avec la production radiative :

$$X_i + \bar{X}_i \rightarrow X_i + \bar{X}_i + \gamma \rightarrow \chi + \chi + \gamma, \quad (4.37)$$

où le photon est émis de l'état initial. En fait, si le photon est mou ou colinéaire au faisceau, les deux processus peuvent être corrélés selon :

$$\frac{d\sigma(e^+e^- \rightarrow 2\chi + \gamma)}{dx d\cos\theta} \simeq \mathcal{F}(x, \cos\theta) \hat{\sigma}(e^+e^- \rightarrow 2\chi), \quad (4.38)$$

où $x = 2E_\gamma/\sqrt{s}$ (E_γ est l'énergie du photon), θ est l'angle entre la direction du photon et la direction du faisceau incident et $\hat{\sigma}$ est la section efficace de production d'une paire de WIMPs avec une énergie de centre de masse $\hat{s} = (1-x)s$. Le *facteur colinéaire* \mathcal{F} est défini comme étant :

$$\mathcal{F}(x, \cos\theta) \equiv \frac{\alpha}{\pi} \frac{1 + (1-x)^2}{x} \frac{1}{\sin^2\theta}. \quad (4.39)$$

En combinant l'équation (4.38) avec l'équation (4.36) on obtient :

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dx d\cos\theta}(e^+e^- \rightarrow 2\chi + \gamma) &\simeq \\ \frac{\alpha \kappa_e \sigma_{an}}{16\pi} \frac{1 + (1-x)^2}{x} \frac{1}{\sin^2\theta} 2^{2J_0} (2S_\chi + 1)^2 &\left(1 - \frac{4M_\chi^2}{(1-x)s}\right)^{1/2+J_0}. \end{aligned} \quad (4.40)$$

Un problème apparaît pour des photons très colinéaires, vu qu'ils échapperaient de la détection à cause des limitations du détecteur dans la région très proche du faisceau. De plus, des photons très mous peuvent échapper du détecteur. On doit donc analyser la validité de cette approche dans des régimes autres que le mou et le colinéaire. La validité de l'approximation colinéaire pour des photons durs à tous les angles a été discutée dans l'article original [160], qui arrive à la conclusion que la méthode peut être utilisée avec confiance.

Des discussions précédentes sur la validité de la méthode, on sait que l'on doit imposer des coupures cinématiques sur le spectre des photons détectés. On considère donc les conditions suivantes :

- On demande que $\sin \theta \geq 0.1$ pour que le photon ne soit pas trop colinéaire au faisceau incident et donc hors de la portée du détecteur.
- On est obligé de mettre des coupures sur l'énergie minimale des photons, par exemple via un moment transverse minimal $p_T = E_\gamma \cdot \sin \theta \geq 7.5$ GeV pour que les photons soient détectables. Cette coupure sert aussi pour éliminer le bruit de fond de type $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$, où l'électron et le positron de l'état final sont très colinéaires au faisceau incident pour être détectés.
- Pour s'assurer que les WIMPs soient non relativistes, on demande $v_\chi^2 \leq 1/2$. Cette contrainte peut être traduite sous la forme d'une coupure dans l'énergie minimale du photon de la forme :

$$\frac{\sqrt{s}}{2} \left(1 - \frac{8M_\chi^2}{s} \right) \leq E_\gamma \leq \frac{\sqrt{s}}{2} \left(1 - \frac{4M_\chi^2}{s} \right). \quad (4.41)$$

Dans cette équation, la borne supérieure sur l'énergie E_γ correspond simplement à la limite cinématique pour que la production radiative de deux WIMPs puisse avoir lieu.

L'équation (4.41) présente une faiblesse pour la méthode utilisée. En fait, la partie du spectre du photon que l'on veut étudier dépend explicitement de la masse m_χ du WIMP ; mais dans le cas où l'on veut reconstruire cette masse, m_χ est une inconnue. Une solution possible est de supposer qu'on a déjà une idée de la masse du WIMP grâce à d'autres expériences, par exemple de détection directe ou indirecte. Dans ce cas, en ayant une estimation de la masse, on peut estimer les coupures et ainsi être sûr de considérer un spectre de γ qui correspond bien à des particules de matière sombre non relativistes.

Pour toute l'analyse on va supposer que les WIMPs sont des fermions de Majorana ($S_\chi = 1/2$) qui s'annihilent uniquement via l'onde partielle de moment angulaire $J_0 = 1$, ce qui correspond à une section efficace d'annihilation $\sigma_{an} = 6$ pb (équation (4.32)). Cette étude se place dans le cadre de l'ILC, avec une énergie de centre de masse $\sqrt{s} = 500$ GeV, une luminosité intégrée de $\mathcal{L} = 500$ fb⁻¹ et, dans un premier temps, des faisceaux d'électrons et de positrons non polarisés, ensuite polarisés. La principale source de bruit de fond dans le cadre du modèle standard provient de la production radiative $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$.

Au niveau des arbres, les diagrammes qui contribuent à ce processus sont présentés sur la figure 4.10.

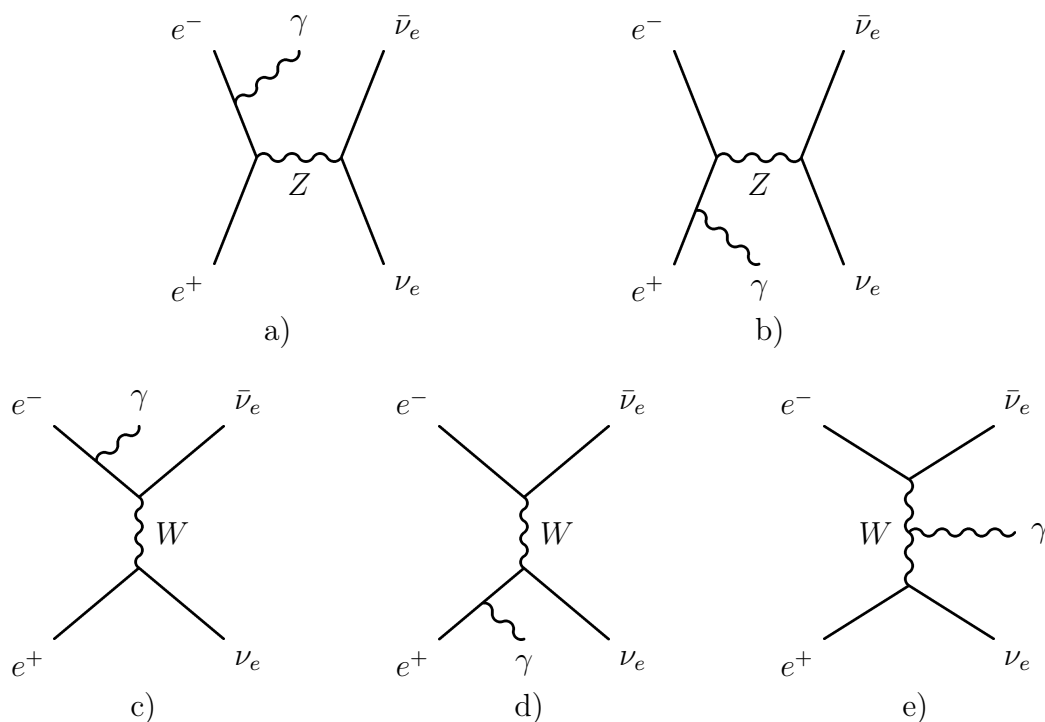


FIG. 4.10 – Processus qui contribuent à la production radiative de neutrinos.

Bien sûr, des modèles au delà du MS proposent d'autres processus qui contribueraient aussi au bruit de fond de la forme $\gamma + \text{énergie manquante}$. Dans des modèles supersymétriques par exemple, on a une production radiative de sneutrinos [163, 164]. Comme le but recherché est de rester au maximum en dehors d'un modèle spécifique, on va prendre en compte seulement le bruit de fond du modèle standard. Celui-ci peut être calculé en utilisant le code CalcHEP 2.5 [165, 166] pour générer les événements $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$ pour la machine en question. Ce bruit de fond de la production radiative de neutrinos est reporté sur la figure 4.11.

Le pic à $E_\gamma = \sqrt{s}/2 \cdot (1 - M_Z^2/s) \simeq 241.7$ GeV correspond à une résonance due à la production d'un Z sur couche de masse. Pour des petites valeurs de l'énergie du gamma E_γ , il y a lieu une divergence caractéristique des particules non massives ; néanmoins, elle n'est pas visible sur la figure 4.11 à cause de la coupure en énergie $E_\gamma \gtrsim 7.5$ GeV.

4.4.2 Cas non polarisé

Dans cette section on utilise la même méthode du χ^2 décrite précédemment. On génère des spectres *physiques* pour différentes valeurs de masses de WIMPs et de fractions

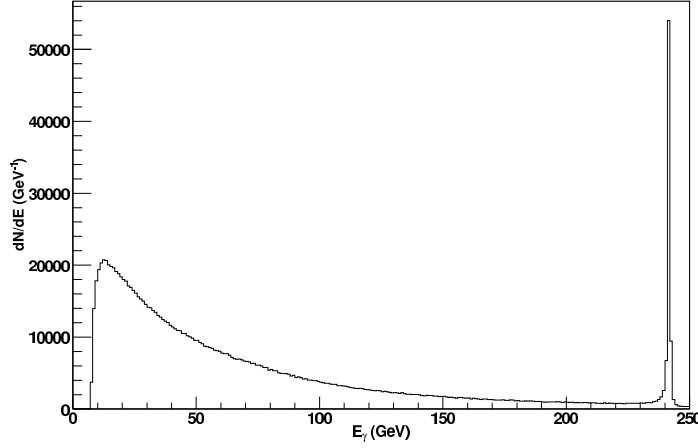


FIG. 4.11 – Production radiative de neutrinos $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$ pour l’ILC avec $\sqrt{s} = 500$ GeV, $\mathcal{L} = 500 \text{ fb}^{-1}$ et des états initiaux non polarisés.

d’annihilation. Pour cette étude on n’a pas effectué une simulation complète du détecteur comme dans la référence [167], mais on a plutôt fait une étude dans le plan (κ_e, m_χ) de la capacité potentielle qui pourrait être atteinte lors de la reconstruction de la masse des WIMPs, à travers la méthode du χ^2 . La figure 4.12 montre la capacité de l’ILC à déterminer la masse des WIMPs et la fraction d’annihilation pour quatre points particuliers dans le plan $[\kappa_e, m_\chi]$: $\kappa_e = 0.3$ et masse $m_\chi = 125, 150, 175$ et 200 GeV.

La recherche est effectuée à 1σ et 2σ de niveau de confiance. Pour ces points, la masse peut être reconstruite avec une précision de 20% à 40% ; pour le κ_e , les incertitudes sont plus importantes. Pour des valeurs de κ_e plus grandes, le signal sera plus élevé et on aura donc une meilleure reconstruction.

La figure 4.13 montre l’erreur relative $\Delta m_\chi/m_\chi$ dans la reconstruction de la masse des WIMPs en fonction de m_χ , pour $\kappa_e = 0.3$ et un niveau de confiance de 2σ . La ligne solide correspond au cas où on a mis les coupures cinématiques de l’équation (4.41).

Pour des raisons didactiques, on montre aussi dans la figure les résultats obtenus abusivement si l’on n’imposait pas la coupure inférieure de l’équation (4.41) (ligne discontinue). L’amélioration de la résolution en masse est évidente mais illusoire, puisque l’on est en train de prendre en compte une partie du spectre où l’approximation de l’équation (4.39) n’est pas valide. Néanmoins, pour des masses $m_\chi \gtrsim 175$ GeV, les deux lignes sont identiques car les WIMPs ne peuvent plus être relativiste et donc il n’y a plus de coupure en énergie. La résolution de la méthode a un maximum pour des masses $m_\chi \simeq 175$ GeV car pour cette valeur, l’espace de phase accessible est maximal.

En principe, une approche similaire pourrait être utilisée pour une recherche indépendante du modèle au sein d’un collisionneur hadronique comme le LHC. Les grandes incertitudes qui entrent en jeu dans les fonctions de distribution des partons et donc

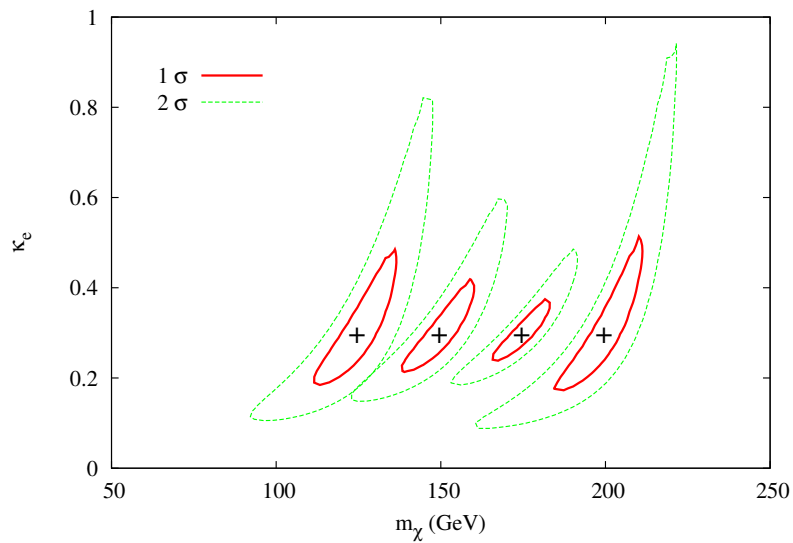


FIG. 4.12 – Distribution de la probabilité pour la masse et la fraction d'annihilation des WIMPs à l'ILC, dans le plan (m_χ, κ_e) , pour $\kappa_e = 0.3$ et $m_\chi = 125, 150, 175$ et 200 GeV. Les lignes internes (plaines) et les externes (discontinues) représentent respectivement les régions à 1 et 2σ de niveau de confiance.

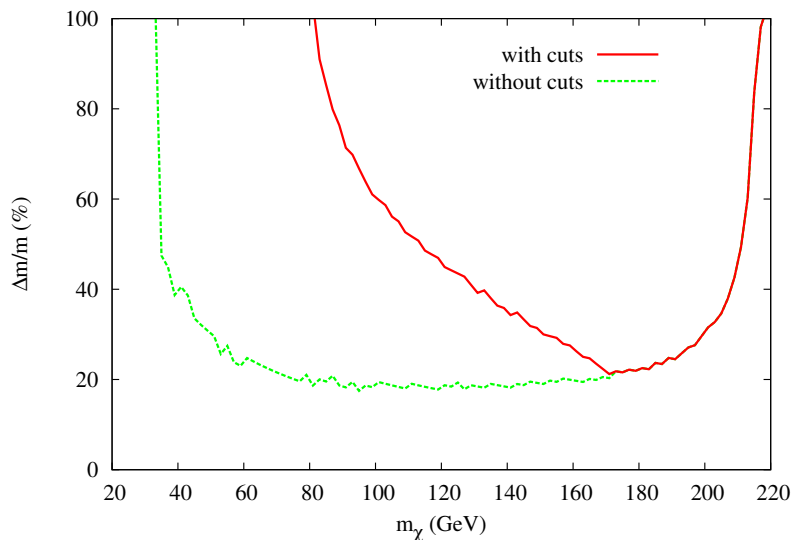


FIG. 4.13 – Erreur relative lors de la détermination de la masse du WIMP pour $\kappa_e = 0.3$ à un niveau de confiance de 2σ . La ligne continue correspond au cas où on a mis les contraintes cinématiques, la ligne discontinue au cas où on ne les a pas considérées.

l'importante incertitude dans l'énergie de collision affectent considérablement la précision de l'analyse. En effet, la méthode est basée sur l'hypothèse que l'on connaît l'énergie au

centre de masse. De plus, le bruit de fond attendu dans ce type de machines est plus important de plusieurs ordres de grandeur que pour le cas de l'ILC. Quoi qu'il en soit, la possibilité de déterminer les propriétés des WIMPs d'une façon indépendante du modèle au sein du LHC a été étudiée dans la référence [168]; les auteurs arrivent à la conclusion qu'une bonne caractérisation de ces particules est très difficile, voir même impossible.

4.4.3 Polarisation

La précision de l'ILC peut augmenter considérablement en polarisant les faisceaux incidents. Pour des faisceaux polarisés, le signal ne peut plus être caractérisé uniquement par κ_e , mais dans ce cas, quatre fractions d'annihilation indépendantes correspondantes aux quatre configurations possibles d'hélicité du système e^+e^- sont nécessaires. Dans l'équation (4.40) on doit faire le remplacement :

$$\begin{aligned} \kappa_e \rightarrow & \frac{1}{4}(1 + P_-) [(1 + P_+) \kappa(e_-^R e_+^L) + (1 - P_+) \kappa(e_-^R e_+^R)] \\ & + \frac{1}{4}(1 - P_-) [(1 + P_+) \kappa(e_-^L e_+^L) + (1 - P_+) \kappa(e_-^L e_+^R)], \end{aligned} \quad (4.42)$$

où les P_+ et P_- sont respectivement les polarisations des faisceaux de positrons et d'électrons. On suppose des couplages entre le WIMP et les électrons qui conservent l'hélicité et la parité [160, 167] : $\kappa(e_-^R e_+^L) = \kappa(e_-^L e_+^R) = 2\kappa_e$ et $\kappa(e_-^R e_+^R) = \kappa(e_-^L e_+^L) = 0$. Dans la figure 4.14 on montre l'erreur relative lors de la reconstruction de la masse pour $\kappa_e = 0.3$ et 2σ de niveau de confiance, pour le cas non polarisé et pour deux cas polarisés : $(P_-, P_+) = (0.8, 0)$ et $(P_-, P_+) = (0.8, 0.6)$.

L'amélioration de la résolution dans le cas polarisé est évidente. Pour m_χ entre ~ 90 GeV et ~ 210 GeV, l'erreur relative $\Delta m_\chi/m_\chi$ est divisée par un facteur 2. De plus, l'intervalle des masses qui peuvent être reconstruites s'élargie, surtout dans le domaine des petites masses : la région entre 20 GeV et 80 GeV tout de même que celle entre 220 GeV et 230 GeV sont, dans le cas polarisé, atteignables.

4.5 Complémentarité

Dans la figure 4.15 on compare la capacité de reconstruction de la masse des WIMPs pour des expériences de détection directe et indirecte de matière sombre, ainsi que pour l'ILC, pour deux valeurs de masse $m_\chi = 100$ GeV et 175 GeV et $\kappa_e = 0.3$. On montre ce résultat dans le plan (κ_e, m_χ) , vu que le paramètre κ_e présent dans le traitement de l'ILC est relié au rapport d'embranchement Br_i de l'équation (4.16). En fait, si l'on suppose que les particules de matière sombre s'annihilent en paires WW^1 et e^+e^- avec des rapports

¹ De la même façon que dans la section 4.2, on prend le canal WW comme un canal représentatif, vu que les fonctions spectrales des autres canaux ne sont pas substantiellement très différentes. Le spectre du τ diffère légèrement mais ce cas ne va pas être pris en compte.

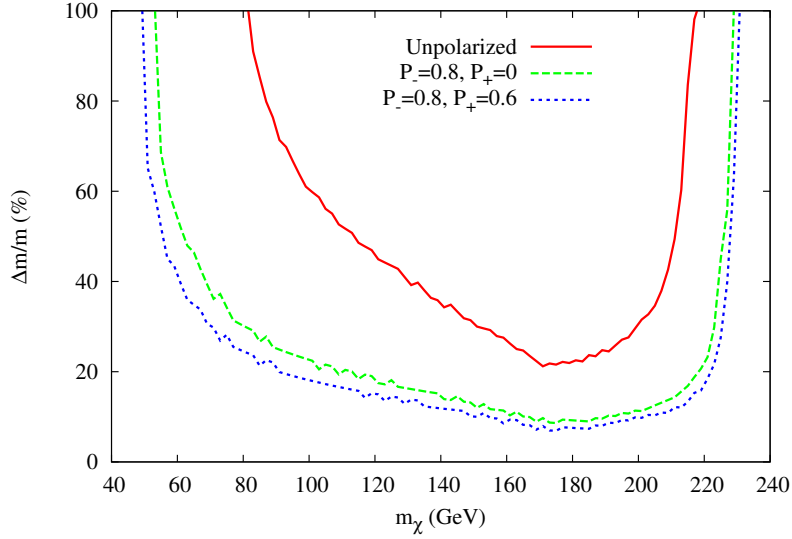


FIG. 4.14 – Erreurs relatives lors de la détermination de la masse du WIMP pour $\kappa_e = 0.3$ à un niveau de confiance de 2σ . La ligne continue rouge correspond au cas non polarisé, la verte discontinue à $(P_-, P_+) = (0.8, 0)$ et la bleue en pointillée à $(P_-, P_+) = (0.8, 0.6)$.

d'embranchement Br_W et Br_e respectivement, on a que $\kappa_e \simeq \text{Br}_e = 1 - \text{Br}_W$. Cela est dû au fait que les annihilations en e^+e^- ne donnent pas de rayons γ dans l'état final.

Dans cette figure, la ligne bleue en pointillée correspond à Xénon 100 kg, avec une section efficace $\sigma_{\chi-p} = 10^{-7}$ pb. La ligne verte discontinue correspond aux résultats de Fermi/GLAST avec un profil de matière sombre de NFW et un facteur $\langle\sigma v\rangle = 3 \cdot 10^{-26}$ cm^3s^{-1} . La ligne continue rouge représente les résultats de l'ILC avec des faisceaux non polarisés. Toutes les courbes correspondent à un niveau de confiance de 2σ .

On peut voir que les trois régions, qui représentent des techniques expérimentales de détection très différentes, ont le même ordre de grandeur et peuvent pourtant être vues comme complémentaires. Dans le cas du WIMP de 100 GeV, par exemple, la détection indirecte et l'ILC peuvent contraindre la masse avec une précision de l'ordre de 60%. Or, si l'on combine ces deux techniques, la précision peut être augmentée considérablement, jusqu'à atteindre des niveaux de l'ordre de 25%. Si on ajoute aussi les données de la détection directe, on aura une précision de l'ordre de 9%.

Pour le cas $m_\chi = 175$ GeV, l'ILC présente une sensibilité maximale et c'est donc lui qui va donner l'information la plus contraignante sur la masse. Néanmoins, même si l'on combinait seulement les contraintes des détections directe et indirecte, on pourrait avoir une information importante sur la masse du WIMP. Pour résumer l'analyse, la table 4.2 montre des valeurs attendues pour quelques masses des WIMPs pour les trois expériences.

Une particule de matière sombre légère (~ 50 GeV) peut être très bien reconstruite

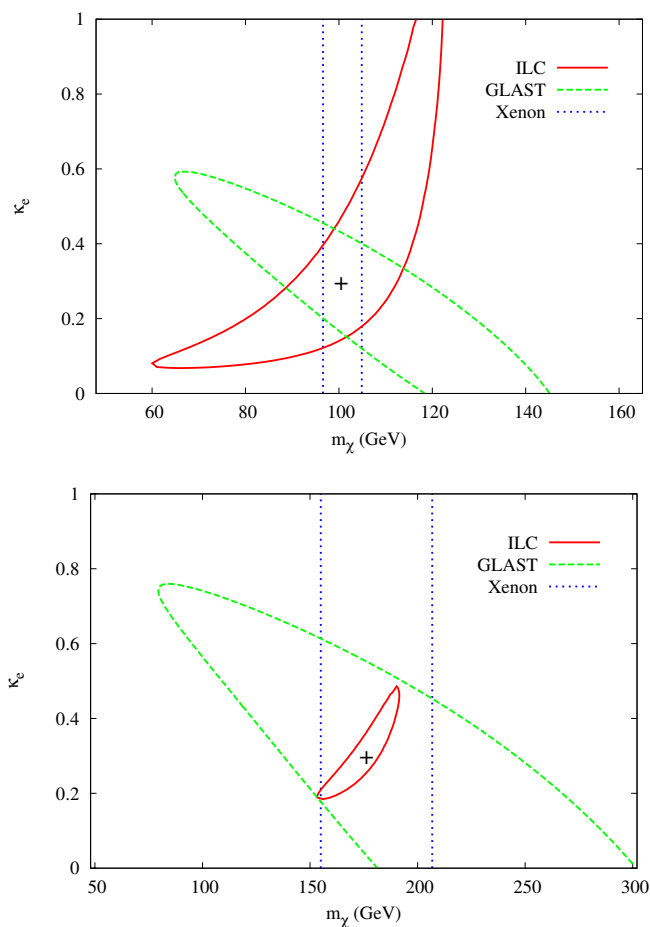


FIG. 4.15 – Comparaison entre une expérience de type Xénon 100 kg avec $\sigma_{\chi-p} = 10^{-7}$ pb (ligne bleu en pointillé), Fermi/GLAST dans le cas d'un profil NFW avec $\langle\sigma v\rangle = 3 \cdot 10^{-26}$ cm^3s^{-1} (ligne verte discontinue et l'ILC non polarisé (ligne continue) pour un niveau de confiance de 2σ , pour $m_\chi = 100$ GeV et 175 GeV et $\kappa_e = 0.3$.

m_χ	Xénon	Fermi/GLAST	ILC
50	± 1	± 8	X
100	± 6	-25 / +32	-40 / +20
175	-25 / +35	-70 / +100	-20 / +15
500	-250 / X	-350 / X	X

TAB. 4.2 – Précision lors de la reconstruction de la masse du WIMP pour Xénon 100 kg avec $\sigma_{\chi-p} = 10^{-7}$ pb, Fermi/GLAST pour le profil NFW et $\langle\sigma v\rangle = 3 \cdot 10^{-26}$ cm^3s^{-1} , et l'ILC avec une luminosité de 500 fb^{-1} . Toutes les valeurs sont en GeV et à 2σ .

(erreur de $\sim 20\%$) par Xénon et Fermi/GLAST mais par contre l'ILC ne peut pas l'identifier parce qu'elle est presque toujours relativiste. Par contre, si elle est plus lourde (~ 175 GeV) c'est l'ILC qui donne les meilleures limites. D'un autre côté, si le WIMP est trop lourd (~ 500 GeV), l'ILC sera cinématiquement incapable de produire une telle particule; Xénon et Fermi/GLAST de leur côté pourront seulement mettre une borne inférieure à m_χ .

Pour conclure cette section, on veut remarquer qu'une analyse dans un modèle spécifique pourrait améliorer fortement les résultats. En effet, on ne serait pas contraint à l'étude du canal $e^+e^- \rightarrow \chi\chi\gamma$, mais on aurait par contre plusieurs nouveaux canaux disponibles pour reconstruire la masse et les autres propriétés de la matière sombre. Dans ce cas, même le LHC pourrait donner des limites sur la masse du WIMP.

4.6 Détection dans le MSSM avec des scalaires lourds

Dans cette section on utilise les méthodes de détection directe et indirecte de matière sombre, décrits dans les sections 4.1 et 4.2. On se place dans le modèle standard supersymétrique minimal dans le cas où les scalaires sont lourds [169].

4.6.1 Détection directe

Dans le cadre du MSSM avec des scalaires lourds, la figure 4.16 présente les possibles interactions entre des neutralinos et des protons, lors de la détection directe. L'interaction

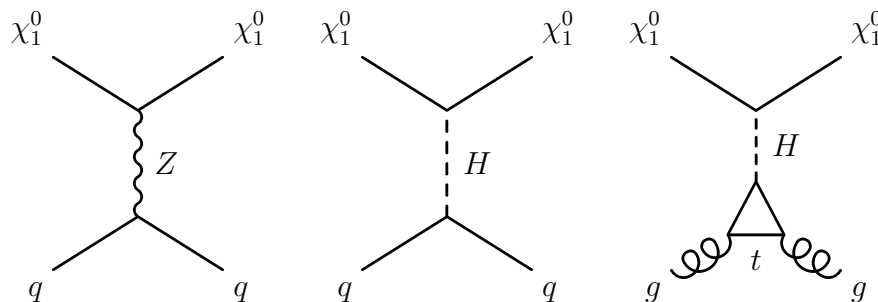


FIG. 4.16 – Diffusion élastique LSP-noyau.

d'une LSP avec un quark peut être médiée par un échange d'un boson de Higgs ou d'un boson Z^0 , pour des interaction indépendantes ou dépendantes du spin respectivement. Les échanges de squarks ou de bosons de Higgs lourds sont insignifiants parce qu'ils sont très massifs; ils sont supprimés par des puissances de $1/M_S^2$. L'interaction entre la LSP et un gluon n'est pas permise à l'ordre des arbres. Néanmoins, elle peut avoir lieu à partir d'une boucle via des boucles de quarks top. De la même façon que lors de l'interaction

avec des quarks, les diagrammes où interviennent des squarks ou des Higgs lourds sont supprimés par des puissances de $1/M_S^2$.

Étant donné les processus qui interviennent dans la diffusion élastique LSP-noyau, la détection directe va être favorisée dans les régions de l'espace de paramètres où le neutralino le plus léger est un mélange équilibré entre la composante higgsino et la composante jaugino, afin de maximiser les couplages $H - \chi_1^0 - \chi_1^0$ et $Z - \chi_1^0 - \chi_1^0$.

L'expérience Xénon peut exclure des régions de l'espace de paramètres du MSSM avec des scalaires lourds. En effet, les courbes de sensibilité de la figure 4.1 peuvent être traduites en régions d'exclusion dans le plan $[\mu, m_{1/2}]$. La figure 4.17 montre les régions qui peuvent être exclues par Xénon 100kg après 3 ans de prise de données, à un niveau de confiance de 1σ et 2σ , pour les différents modèles étudiés. On remarque que l'expérience peut exclure

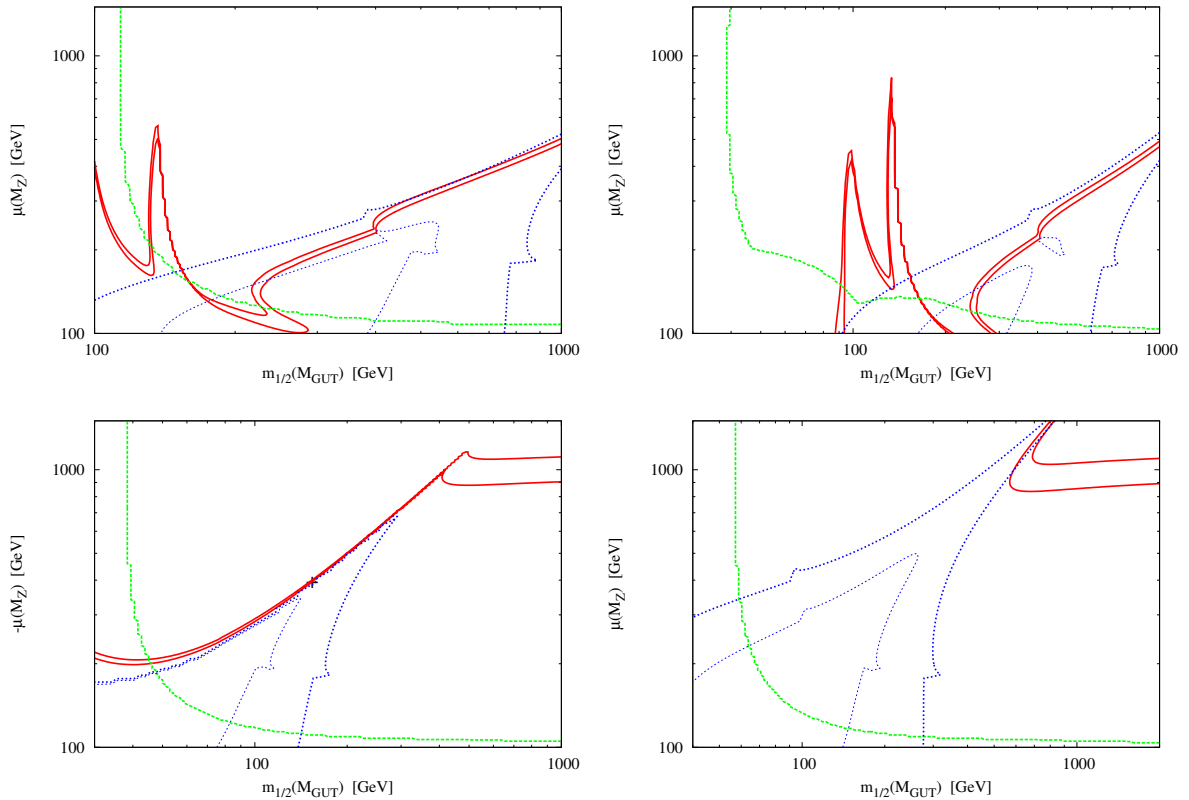


FIG. 4.17 – Courbes de sensibilité pour Xénon 100kg, après $T = 3$ ans de prise de données, pour les différents modèles. Les lignes épaisses correspondent à un niveau de confiance de 1σ , les lignes minces à 2σ .

les zones où $M_1 \sim \mu$ (ou $M_2 \sim \mu$ pour le scénario **75**) ce qui correspond aux régions où le neutralino le plus léger est un mélange higgsino - jaugino. Ces régions sont larges pour des faibles valeurs de $m_{1/2}$ et μ et donc des faibles masses de χ_1^0 et se rétrécissent au fur

et à mesure que la LSP devient de plus en plus lourde. Pour des valeurs de $\mu \gg m_{1/2}$, la LSP est surtout de type jaugino et donc sa section efficace χ_1^0 -proton est très faible. Contrairement au cas de la densité relique, le pique de boson de Higgs ($m_{\chi_1^0} \sim m_H/2$) ne va pas engendrer une bonne détection parce l'échange du Higgs se réalise via le canal t et u , et donc la résonance ne va pas avoir lieu. Dans l'espace de phase correspondant à $\mu \ll m_{1/2}$ la densité relique était très faible grâce aux processus de coannihilation de la LSP avec le neutralino χ_1^0 et le chargino χ_1^\pm . Néanmoins, comme la coannihilation ne joue aucune rôle dans la détection directe, dans cette zone la section efficace χ_1^0 -proton est aussi très faible. Pour les scénarios **1** et **24**, une partie importante des zones avec la bonne densité relique de matière sombre peut être exclue par Xénon 100kg, au moins à 68% de niveau de confiance. Seulement la zone qui correspond aux résonances du boson de Higgs et au boson Z restent inexplorées. Les scénarios **75** et **200** peuvent être très peu contraints vu que les zones qui ont une bonne densité relique correspondent à des très hautes masses des WIMPs (en général $m_{\chi_1^0} \gtrsim 1000$ GeV). Seulement la fine bande correspondant à $M_2 \sim \mu$ du scénario **75** peut être presque entièrement testée.

Une fois qu'un signal a été identifié comme provenant d'une interaction avec la matière sombre, on peut s'intéresser par la caractérisation de la masse des WIMPs. Dans la figure 4.18 on présente la capacité de reconstruction de la masse de la LSP pour les différents modèles, à un niveau de confiance de 1σ , pour les scénarios **1**, **24**, **75** et **200**. Dans cette figure on présente les régions où la masse de la LSP peut être reconstruite avec une précision meilleure que 30%, 50%, 80% et 100%. D'après les résultats de la figure 4.8, on a une meilleure reconstruction de la masse pour des masses de χ_1^0 de l'ordre de 100 GeV et pour des grandes sections efficaces. Ces conditions sont réunies, en général, pour des petites valeurs de $m_{1/2}$ et μ . Néanmoins, dans le scénario **24**, on peut atteindre des masses $m_{\chi_1^0} \lesssim 50$ GeV pour lesquelles la reconstruction n'est pas bonne. En effet, dans cette région ($m_{1/2} < 50$ GeV) la section efficace χ_1^0 -proton devient $\sigma_{\chi-p} \sim 10^{-10}$ pb et donc la reconstruction n'est plus possible. De plus, pour le scénario **200**, dû aux grandes valeurs des masses de la LSP satisfaisant la contrainte de matière sombre, la reconstruction de $m_{\chi_1^0}$ après 3 ans de prise de données à Xénon 100kg est impossible.

4.6.2 Détection indirecte

La détection indirecte de matière sombre, via des rayons gamma produits lors de l'annihilation de LSP dans le centre galactique, est voie très promettante pour une possible découverte de physique au delà du modèle standard. Cette annihilation dans le halo de matière sombre se réalise à des faibles vitesses relatives v entre les LSP, ce qui permet de faire l'expansion en vitesses de l'équation (4.29) :

$$\sigma v = a + bv^2 + \mathcal{O}(v^4), \quad (4.43)$$

où a correspond à la contribution de l'onde s à vitesse nulle et b contient des contributions des ondes partielles s et p . Comme les neutralinos dans halo galactique se déplacent à des

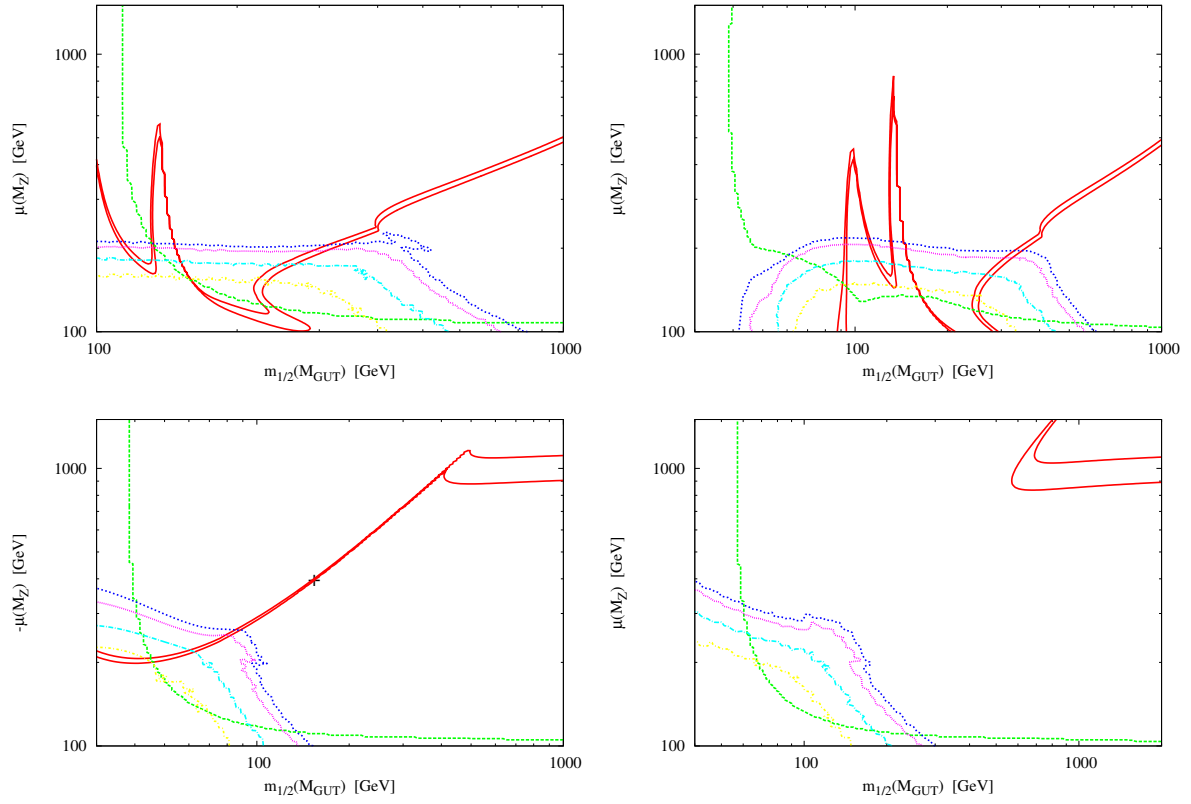
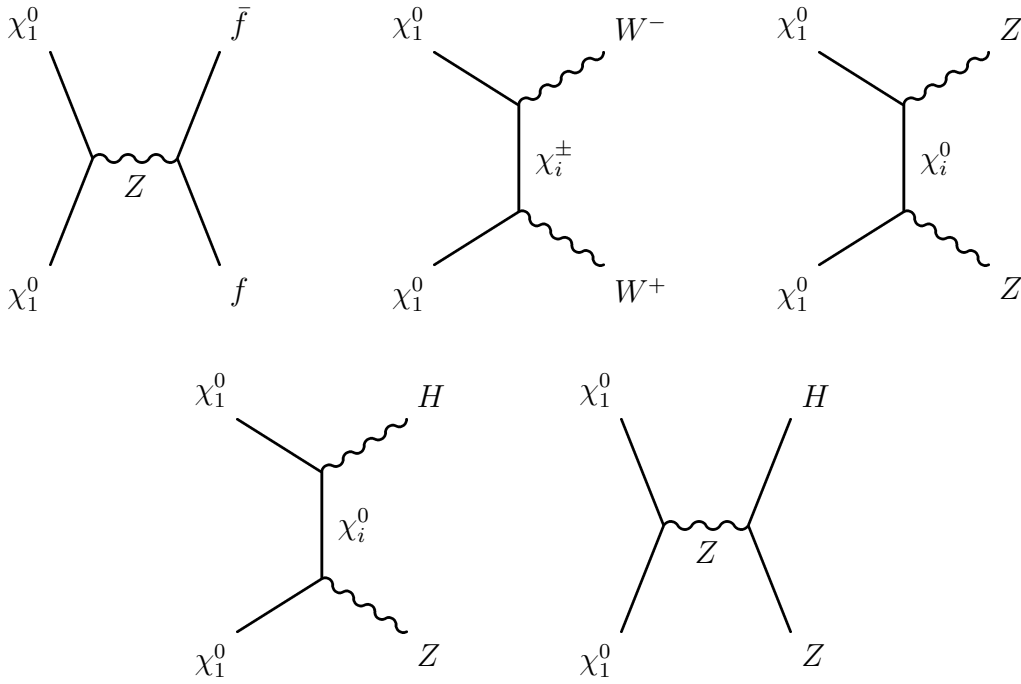


FIG. 4.18 – Capacité de reconstruction de la masse de la LSP pour les différents modèles, à un niveau de confiance de 1σ .

vitesse de l'ordre de $10^{-3} \cdot c$ (c est la vitesse de la lumière dans le vide), seulement le terme a est nécessaire lors des calculs de la section efficace pour la détection indirecte. Il y a plusieurs états finaux dans lesquelles les neutralinos peuvent s'annihiler. La figure 4.19 présente les principaux canaux d'annihilation des WIMPs qui contribuent à la production de rayons gamma secondaires, dans la limite de vitesse nulle. Les neutralinos s'annihilent principalement via des échanges de bosons Z dans le canal s ou des charginos et neutralinos dans les canaux t et u . Comme les sfermions, le boson de Higgs scalaire lourd, le pseudoscalaire et les chargés sont très massifs, leur contribution à la section efficace totale est négligeable. De plus, le canal $\chi_1^0 \chi_1^0 \rightarrow HH$ même s'il est important pour le calcul de la densité relique, dans le cas $v = 0$ l'amplitude de l'onde s est nulle. En effet, une onde s violerait la conservation de la symétrie de CP dans ce processus vu que pour l'état initial $(\chi_1^0 \chi_1^0)$ $CP = -1$ et pour l'état final (HH) $CP = +1$. C'est pour cette même raison que l'annihilation de deux neutralinos via un Higgs dans la voie s ne contribue pas à l'onde partielle s , à différence du boson Z ou du boson de Higgs pseudoscalaire dans le MSSM ordinaire.


 FIG. 4.19 – Principaux canaux d’annihilation de neutralinos contribuant à l’onde s .

Pour le scénario **1**, la figure 4.20 présente la capacité de reconstruction de la masse de la LSP qui peut fournir le satellite Fermi/GLAST, après 3 ans de prise de données, avec un niveau de confiance de 1σ . Dans cette figure on montre les régions où la masse du neutralino le plus léger peut être reconstruite avec une précision meilleure que 30%, 50%, 80% et 100%. De la même façon que pour la densité relicue de matière sombre, dans la région où $\mu \gg m_{1/2}$ le χ_1^0 est de type bino et donc la section efficace d’annihilation n’est pas très élevée. Le flux de rayons gamma est donc faible et la reconstruction de la masse très mauvaise. Le pique qui correspond à l’annihilation des LSP via un boson de Higgs réel dans le canal s n’améliore pas le flux de gammas, vu qu’il ne contribue pas à l’onde partielle s . D’un autre côté, lorsque $m_{1/2} \gg \mu$ le neutralino 1 est de type higgsino et donc son couplage au boson Z ($\propto N_{i3}^2 - N_{i4}^2$) est considérable. Pour cette région la reconstruction de la masse est la meilleure, cependant la densité relicue est trop basse, bien en dessous des bornes expérimentales. Pour la bande $M_1 \sim \mu$, qui correspond à la région avec une bonne densité relicue, où le neutralino χ_1^0 est un mélange higgsino-bino, on a encore une section efficace d’annihilation importante. Il est important remarquer qu’il est possible d’avoir une bonne reconstruction de la masse $\Delta m/m \sim 50\%$ même lorsque la masse de la LSP est élevée ($m_{\chi_1^0} \sim 450$ GeV pour le point $m_{1/2} = 1$ TeV et $\mu \sim 500$ GeV) parce que la section efficace d’annihilation est assez importante $\langle \sigma v \rangle \sim 10^{-25}$ cm³ s⁻¹. Même avec cette section efficace d’annihilation, le point en question peut avoir la bonne densité relicue, vu qu’il y a des processus de coannihilation avec le chargé χ_1^\pm et

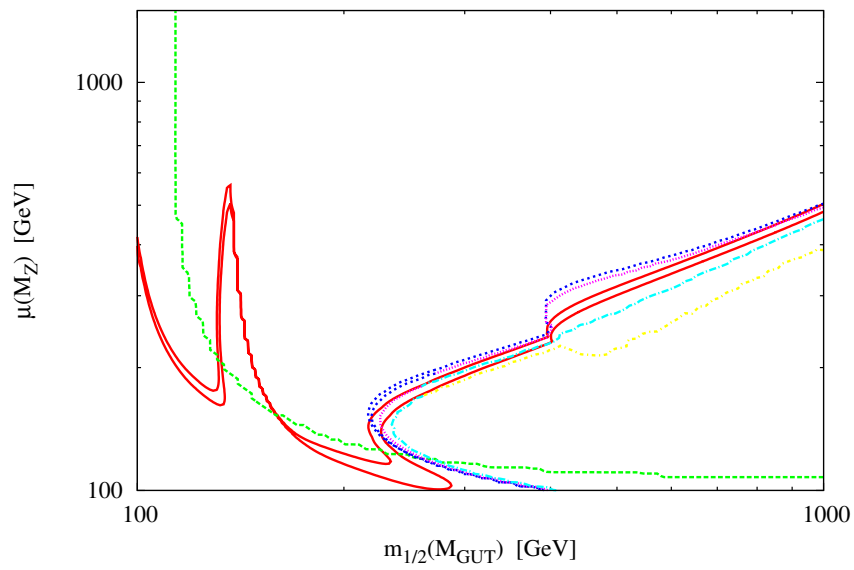


FIG. 4.20 – Capacité de reconstruction de la masse de la LSP pour le modèle HS1a, à un niveau de confiance de 1σ .

le neutralino χ_2^0 qui sont importants.

Chapitre 5

Conclusions

Les théories supersymétriques brisées à relativement basses énergies, en particulier l'extension supersymétrique minimale ou MSSM, proposent des solutions naturelles à plusieurs problèmes graves du Modèle Standard de la physique des particules élémentaires. Ceci est le cas, par exemple, du problème de hiérarchie dans le secteur du Higgs, de l'unification des trois constantes de couplage de jauge à très haute énergie, et du problème de la matière sombre dans l'univers qui requiert l'existence d'une nouvelle particule neutre, massive, faiblement interagissante et stable (WIMP). Pour que ces solutions soient viables, il faudrait que des particules supersymétriques soient assez légères pour être produites dans les futurs collisionneurs à haute énergie tels que le LHC. La particule supersymétrique la plus légère (LSP), candidate à la matière sombre, devrait aussi être détectée dans les prochaines expériences d'astroparticules. Nous sommes donc à une période importante où l'idée de supersymétrie à basse énergie devrait être testée bientôt.

Durant cette thèse, nous avons étudié quelques aspects phénoménologiques du MSSM qui devraient être testés dans ces futures expériences. Nous avons d'abord réalisé une analyse complète du MSSM dans le cas où les scalaires de la théorie, mis à part le boson de Higgs standard, sont lourds. Nous avons ensuite étudié la possibilité de reconstruire les paramètres fondamentaux de ce modèle au LHC. Finalement, nous avons analysé la détection directe et indirecte de la matière sombre dans les expériences d'astroparticules et leur production auprès de collisionneurs électron-positron.

Dans le MSSM avec des scalaires lourds, deux cas limites peuvent être envisagés : soit la masse commune des scalaires est extrêmement grande, plus proche de M_{GUT} que du TeV, et nous sommes dans le cas connu sous le nom de "Split-SUSY", soit elle est de l'ordre de quelques TeV et nous avons le MSSM usuel mais avec une petite hiérarchie de masse. Dans les deux cas, presque tous les scalaires seront inaccessibles dans les futures expériences où l'on n'observera que les jauginos de spin $-\frac{1}{2}$ et le boson de Higgs. L'intérêt d'un tel modèle est que, contrairement au MSSM le plus général, il est assez prédictif, avec un nombre limité de paramètres libres : l'échelle de masse M_S des scalaires, les termes M_i de brisure douce des masses de jauginos (que l'on va prendre non-universels à l'échelle M_{GUT}), le

paramètre μ de masse des higgsinos (qui n'est plus fixé par la condition de brisure de la symétrie électrofaible) et le paramètre $\tan\beta$. Ce modèle conserve des vertus importantes du MSSM : l'unification des couplages de jauge à l'échelle M_{GUT} et la solution au problème de la matière sombre et, dans le cas où les masses des scalaires sont de quelques TeV, résout le problème de hiérarchie mais au prix d'un ajustement assez fin.

Dans un premier temps, nous avons présenté le spectre de particules de ce modèle et identifié le lagrangien à basse énergie. Nous nous sommes mis dans le cas général de termes non-universels pour les masses des jauginos à grande échelle, $M_1 \neq M_2 \neq M_3$ à M_{GUT} , et déduit les paramètres à basse énergie en étudiant l'évolution de ces paramètres (ainsi que les couplages de jauge et ceux de Yukawa des fermions de la troisième génération qui interviennent dans le calcul du spectre) sous le groupe de renormalisation. Nous avons alors déterminé les masses et les couplages des bosons de Higgs, des charginos, des neutralinos et du gluino. Nous avons inclus toutes les corrections radiatives à une boucle et resommé les grands logarithmes de M_S en utilisant les RGE. Pour obtenir les résultats numériques, nous avons mis au point une routine décrivant complètement le modèle et l'avons implémenté dans le code Fortran `SuSpect` qui calcule le spectre dans le MSSM.

Nous avons ensuite imposé les diverses contraintes expérimentales sur les paramètres du modèle : la recherche de particules auprès des collisionneurs LEP et Tevatron et les mesures cosmologiques de matière sombre telles celles de WMAP. Dans les scénarios de non universalité des masses de jauginos, des nouveaux canaux pour l'annihilation de neutralinos χ_1^0 (qui donne la densité relique cosmologique) ont été identifiés : annihilation via l'échange d'un boson Z dans le canal s près de la résonance et coannihilation des neutralinos avec des gluinos dans des scénarios où ils sont dégénérés en masse ; de plus, pour des grandes valeurs de M_S , le processus d'annihilation à trois corps $\chi_1^0 \chi_1^0 \rightarrow H \rightarrow WW^* \rightarrow Wf\bar{f}$ doit être pris en compte. Une autre contrainte, celle donnée par le fait que le temps de vie du gluino ne doit pas excéder l'âge de l'univers, a été discutée.

Nous avons enfin analysé la phénoménologie du modèle en se focalisant sur les désintégrations du boson de Higgs, des charginos, des neutralinos et du gluino. Nous avons étudié la différences entre les scénarios avec et sans unification des masses des jauginos et entre le MSSM avec des scalaires lourds et le Modèle Standard. L'accent a été mis sur des modes de désintégration intéressants comme celui invisible du Higgs en neutralinos χ_1^0 , la désintégration des neutralinos et charginos en boson de Higgs et jauginos plus légers. Les taux de désintégration rares impliquant des photons ont aussi été déterminés : la désintégration du Higgs en deux photons en incluant les contributions SUSY et la désintégration des neutralinos en LSP et en photon ; la désintégration des gluinos en LSP et en gluon a été revue. Les taux sont en général petits, mais potentiellement mesurables.

La deuxième partie a été consacrée à la possibilité de reconstruction des paramètres du MSSM avec des scalaires lourds au sein des collisionneurs. Dans un premier temps nous avons choisi deux points représentatifs de l'espace des paramètres $[\mu, M_2]$ avec des masses de jauginos universelles à M_{GUT} et en fixant les deux valeurs $M_S = 10$ TeV

et $\tan\beta = 30$. Ces points satisfont les contraintes expérimentales et en particulier à celle de WMAP sur la densité relicue : pour un point, l'annihilation des LSP se fait via l'échange du Higgs et donc tous les neutralinos et charginos sont légers, et pour le second, la LSP est un mélange higgsino-jaugino et s'annihile en WW , ZZ , HH et HZ . Dans ces deux points, les masses de toutes les particules, leurs taux de désintégration et leurs sections efficaces de production au LHC ont été déterminés. Nous avons ensuite étudié les différentes observables au LHC dans ces deux cas : la masse du Higgs, le taux de production de gluinos dans $pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}$, le taux de la signature en trois leptons dans le processus $pp \rightarrow \chi_2^0\chi_1^\pm \rightarrow 3\ell^\pm + \cancel{E}$, et les différences de masses $m_{\chi_2^0} - m_{\chi_1^0}$ et $m_{\tilde{g}} - m_{\chi_2^0}$ et estimé la précision statistique attendue dans leur mesure. Ces variables ont été alors utilisées pour remonter aux paramètres M_1, M_2, M_3 et μ du lagrangien à basse énergie et ensuite à la masse unifiée des jauginos $M_{1/2}$ à M_{GUT} . Nous avons montré que la précision attendue était assez bonne dans le scénario de jauginos légers où les sections efficaces sont grandes, mais assez limitée dans le second scénario où le gluino est assez lourd, $m_{\tilde{g}} \sim 1$ TeV, menant à un nombre d'évènements assez restreint.

Dans un deuxième temps, nous avons choisi cinq points représentatif dans l'espace de paramètres $[\mu, m_{1/2}, \tan\beta]$ du MSSM avec des scalaires lourds. Pour ce choix nous ne nous avons pas limité au cas avec unification des masses des jauginos à l'échelle de grande unification M_{GUT} , mais nous avons aussi utilisé les différents scénarios sans unification, à savoir les scénarios **24**, **75** et **200**. Les deux premiers points sont très similaires à ceux étudiés précédemment : pour le premier la LSP s'annihile via un Higgs quasi réel, pour le deuxième la LSP est un mélange 'équilibré' higgsino-jaugino. Pour le troisième point, correspondant au scénario **24**, le neutralino χ_1^0 est très léger et son annihilation se fait via l'échange d'un boson Z quasi réel. Ensuite, le quatrième point correspond au scénario **75** où le neutralino le plus léger à une masse assez proche du neutralino χ_2^0 et du chargino χ_1^\pm et donc la coannihilation entre ces trois particules est très importante. Le dernier point choisi (scénario **200**) engendre des sparticules très lourdes et donc constitue un cas extrême qui défie les capacités du ILC. En outre, nous avons étudié les désintégrations des sparticules, puis la production de charginos et neutralinos et enfin les asymétrie gauche-droite et avant arrière lors de la production de charginos. Cette étude s'est réalisé dans le cadre du ILC, avec des collisions e^+e^- avec une énergie dans le centre de masse de 500 GeV et 1 TeV. En fin, nous avons étudié les possibilités offertes par la machine pour reconstruire les paramètres fondamentaux de la théorie à basse et à haute énergie.

La dernière partie de cette thèse a été consacrée à l'étude des techniques de détection de matière sombre. Les expériences de détection directe de matière sombre ont pour but d'observer le recul des noyaux d'un détecteur suite à l'interaction avec des WIMPs. En particulier, nous nous sommes intéressé à l'expérience XÉNON, mesurant la dispersion inélastique des WIMPs via l'ionisation et la scintillation dans un mélange de xénon liquide et gazeux : actuellement l'expérience utilise 15 kg de xénon mais compte avoir bientôt un détecteur d'une tonne. Dans un cadre indépendant de la nature du WIMP, nous avons

analysé le capacité de cette expérience à reconstruire les caractéristiques des WIMPs, telles que leur masse et leur section efficace d'interaction. Nous avons montré que XÉNON est particulièrement précise pour des petites masses m_χ des WIMPs et pour des sections efficaces élevées : $\Delta m_\chi/m_\chi \sim 10\%$ pour $m_\chi \lesssim 50$ GeV et $\sigma_{\chi-p} \lesssim 10^{-8}$ pb.

Une autre possibilité pour détecter la matière sombre est indirecte, en observant les produits de l'annihilation des WIMPs dans le centre galactique. Nous nous sommes intéressé à la détection de rayons gamma dans le cadre du satellite Fermi/GLAST. Le bruit de fond pour cette expérience correspond à la radiation diffuse galactique. Elle a été modélisée via un ajustement des mesures faites par l'expérience HESS pour des énergies entre 160 GeV et 10 TeV, et par EGRET pour des énergies inférieures à 10 GeV. De plus, nous avons tenu compte du bruit de fond des rayons gamma provenant de la région autour du centre galactique. Toujours dans un cadre indépendant du modèle, nous avons examiné les capacités de Fermi/GLAST pour reconstruire la masse et la section efficace d'annihilation des WIMPs. Nous nous sommes placés dans plusieurs modèles de profils du halo galactique de matière sombre, tels que celui de NFW et celui de Moore et al. avec et sans compression adiabatique. Selon le profil adopté, la précision obtenue sur la masse du WIMP est équivalente ou bien meilleure dans Fermi/GLAST que dans XÉNON. Par exemple, dans Fermi/GLAST, une précision de l'ordre $\Delta m_\chi/m_\chi \sim 10\%$ pourrait être obtenue pour des masses m_χ de l'ordre du TeV, précision inatteignable par les expériences futures de détection directe.

En outre, nous avons étudié le potentiel des collisionneurs leptoniques tel que l'ILC pour fournir des informations sur les WIMPs. Vu que les expériences d'astroparticules nous donnent une mesure précise de la section efficace d'annihilation des WIMPs indépendamment du modèle, le but serait de prédire les taux de production de ces particules dans des collisionneurs et ainsi d'extraire des contraintes pour les propriétés d'un WIMP générique. Nous avons utilisé une méthode modèle indépendante proposée récemment pour analyser le processus radiatif de production de WIMPs dans les collisions électron-positron, $e^+e^- \rightarrow \chi\chi\gamma$, en le reliant aux processus d'annihilation de matière sombre en des paires de particules standard quelconques $\chi\chi \rightarrow XX$. En utilisant une méthode statistique et en incluant les bruits de fond standard, nous avons montré que la masse du WIMP m_χ peut être déterminée avec une très grande précision. Dans le cas où les faisceaux e^\pm sont polarisés, les précisions sont fortement améliorées.

Puis, nous avons comparé les différentes méthodes de détection de WIMPs. Il est très pertinent de confronter ces résultats du fait que chaque expérience peut sonder différentes parties de l'espace des paramètres et donc, la combinaison de toutes les techniques permet d'améliorer la précision dans la détermination de la masse du WIMP. Nous avons montré que pour les faibles masses des WIMPs, se sont les expériences de détection directe et indirecte qui donnent les limites les plus robustes. Par contre, pour des masses plus élevées, $m_\chi \gtrsim 170$ GeV, un collisionneur e^+e^- tel que l'ILC avec une énergie de 500 GeV sera le plus performant.

Finalement, nous avons utilisé les méthodes décrits de la détection directe et indirecte de matière sombre pour le cas du MSSM avec des scalaires lourds. Nous avons constaté qu'après trois ans de prise de données, les expériences Xénon et Fermi/GLAST peuvent exclure une partie importante de l'espace de paramètres du modèle. Xénon est particulièrement sensible lorsque la LSP est un mélange 'équilibré' higgsino-jaugino, qui correspond à un maximum de la section efficace LSP-quark. Cette expérience peut aussi bien reconstruire la masse de la LSP, surtout pour des faibles masses $m_{\chi_1^0} \lesssim 150$ GeV. Par contre, Fermi/GLAST est très susceptible lorsque le neutralino le plus léger est de type higgsino ou un mélange higgsino-jaugino, vu que dans ce cas il y a une grande émission de rayons gamma lors de l'annihilation entre LSPs.

Annexes

Annexe A

Équations du groupe de renormalisation

Les équations du groupe de renormalisation pour les couplages de jauge, à l'ordre de deux boucles, sont [69] :

$$(4\pi)^2 \frac{d}{dt} g_i = g_i^3 b_i + \frac{g_i^3}{(4\pi)^2} \left[\sum_{j=1}^3 B_{ij} g_j^2 - \sum_{\alpha=u,d,e} d_i^\alpha \text{Tr} (h^{\alpha\dagger} h^\alpha) - d_W (\tilde{g}_u^2 + \tilde{g}_d^2) - d_B (\tilde{g}'_u{}^2 + \tilde{g}'_d{}^2) \right], \quad (\text{A.1})$$

où $t \equiv \ln Q$ et Q est l'échelle de renormalisation. On utilise la convention selon laquelle $g_1^2 = 5/3 g'^2$. On remarque que l'équation (A.1) est indépendante du schéma de renormalisation jusqu'à l'ordre de deux boucles.

Dans la théorie effective, c'est-à-dire pour des énergies $Q < M_S$, les fonctions bêta sont

$$b = \left(\frac{9}{2}, -\frac{7}{6}, -5 \right) \quad B = \begin{pmatrix} \frac{104}{25} & \frac{18}{5} & \frac{44}{5} \\ \frac{5}{10} & \frac{106}{3} & 12 \\ \frac{11}{10} & \frac{3}{2} & 22 \end{pmatrix} \quad (\text{A.2})$$

$$d^u = \left(\frac{17}{10}, \frac{3}{2}, 2 \right) \quad d^d = \left(\frac{1}{2}, \frac{3}{2}, 2 \right) \quad d^e = \left(\frac{3}{2}, \frac{1}{2}, 0 \right) \quad (\text{A.3})$$

$$d^W = \left(\frac{9}{20}, \frac{11}{4}, 0 \right) \quad d^B = \left(\frac{3}{20}, \frac{1}{4}, 0 \right). \quad (\text{A.4})$$

Par contre, pour $Q > M_S$ on retrouve le résultat supersymétrique (en identifiant h^α avec $\lambda^{\alpha*}$). On a donc

$$b = \left(\frac{33}{5}, 1, -3 \right) \quad B = \begin{pmatrix} \frac{199}{25} & \frac{27}{5} & \frac{88}{5} \\ \frac{9}{5} & 25 & 24 \\ \frac{11}{5} & 9 & 14 \end{pmatrix} \quad (\text{A.5})$$

$$d^u = \left(\frac{26}{5}, 6, 4 \right) \quad d^d = \left(\frac{14}{5}, 6, 4 \right) \quad d^e = \left(\frac{18}{5}, 2, 0 \right) \quad (\text{A.6})$$

$$d^W = d^B = 0. \quad (\text{A.7})$$

De plus, pour $Q < M_{LSP}$ on retrouve le modèle standard et donc on a

$$b = \left(\frac{41}{10}, -\frac{19}{6}, -7 \right) \quad B = \begin{pmatrix} \frac{199}{50} & \frac{27}{10} & \frac{44}{5} \\ \frac{9}{10} & \frac{35}{6} & 12 \\ \frac{11}{10} & \frac{9}{2} & -26 \end{pmatrix} \quad (\text{A.8})$$

$$d^u = \left(\frac{17}{10}, \frac{3}{2}, 2 \right) \quad d^d = \left(\frac{1}{2}, \frac{3}{2}, 2 \right) \quad d^e = \left(\frac{3}{2}, \frac{1}{2}, 0 \right) \quad (\text{A.9})$$

$$d^W = d^B = 0. \quad (\text{A.10})$$

Les équations du groupe de renormalisation pour les couplages de Yukawa effectifs sont

$$(4\pi)^2 \frac{d}{dt} h^u = h^u \left(-3 \sum_{i=1}^3 c_i^u g_i^2 + \frac{3}{2} h^{u\dagger} h^u - \frac{3}{2} h^{d\dagger} h^d + T \right), \quad (\text{A.11})$$

$$(4\pi)^2 \frac{d}{dt} h^d = h^d \left(-3 \sum_{i=1}^3 c_i^d g_i^2 - \frac{3}{2} h^{u\dagger} h^u + \frac{3}{2} h^{d\dagger} h^d + T \right), \quad (\text{A.12})$$

$$(4\pi)^2 \frac{d}{dt} h^e = h^e \left(-3 \sum_{i=1}^3 c_i^e g_i^2 + \frac{3}{2} h^{e\dagger} h^e + T \right), \quad (\text{A.13})$$

avec les coefficients

$$T = \text{Tr} (3 h^{u\dagger} h^u + 3 h^{d\dagger} h^d + h^{e\dagger} h^e) + \frac{3}{2} (\tilde{g}_u^2 + \tilde{g}_d^2) + \frac{1}{2} (\tilde{g}_u'^2 + \tilde{g}_d'^2) \quad (\text{A.14})$$

$$c^u = \left(\frac{17}{60}, \frac{3}{4}, \frac{8}{3} \right) \quad c^d = \left(\frac{1}{12}, \frac{3}{4}, \frac{8}{3} \right) \quad c^e = \left(\frac{3}{4}, \frac{3}{4}, 0 \right). \quad (\text{A.15})$$

Ces RGE pour les Yukawas sont les mêmes que celles du modèle standard en prenant

$$T = \text{Tr} (3 h^{u\dagger} h^u + 3 h^{d\dagger} h^d + h^{e\dagger} h^e). \quad (\text{A.16})$$

Pour $Q > M_S$, les équations du groupe de renormalisation des Yukawas deviennent

$$(4\pi)^2 \frac{d}{dt} \lambda^u = \lambda^u \left[-2 \sum_{i=1}^3 c_i^u g_i^2 + 3 \lambda^{u\dagger} \lambda^u + \lambda^{d\dagger} \lambda^d + 3 \text{Tr}(\lambda^{u\dagger} \lambda^u) \right] \quad (\text{A.17})$$

$$(4\pi)^2 \frac{d}{dt} \lambda^d = \lambda^d \left[-2 \sum_{i=1}^3 c_i^d g_i^2 + \lambda^{u\dagger} \lambda^u + 3 \lambda^{d\dagger} \lambda^d + \text{Tr}(3 \lambda^{d\dagger} \lambda^d + \lambda^{e\dagger} \lambda^e) \right] \quad (\text{A.18})$$

$$(4\pi)^2 \frac{d}{dt} \lambda^e = \lambda^e \left[-2 \sum_{i=1}^3 c_i^e g_i^2 + 3 \lambda^{e\dagger} \lambda^e + \text{Tr}(3 \lambda^{d\dagger} \lambda^d + \lambda^{e\dagger} \lambda^e) \right], \quad (\text{A.19})$$

avec

$$c^u = \left(\frac{13}{30}, \frac{3}{2}, \frac{8}{3} \right) \quad c^d = \left(\frac{7}{30}, \frac{3}{2}, \frac{8}{3} \right) \quad c^e = \left(\frac{9}{10}, \frac{3}{2}, 0 \right). \quad (\text{A.20})$$

Les équations pour les couplages des jauginos sont

$$(4\pi)^2 \frac{d}{dt} \tilde{g}_u = -3 \tilde{g}_u \sum_{i=1}^3 C_i g_i^2 + \frac{5}{4} \tilde{g}_u^3 - \frac{1}{2} \tilde{g}_u \tilde{g}_d^2 + \frac{1}{4} \tilde{g}_u \tilde{g}_u'^2 + \tilde{g}_d \tilde{g}_d' \tilde{g}_u' + \tilde{g}_u T, \quad (\text{A.21})$$

$$(4\pi)^2 \frac{d}{dt} \tilde{g}_u' = -3 \tilde{g}_u' \sum_{i=1}^3 C_i' g_i^2 + \frac{3}{4} \tilde{g}_u'^3 + \frac{3}{2} \tilde{g}_u' \tilde{g}_d'^2 + \frac{3}{4} \tilde{g}_u' \tilde{g}_u^2 + 3 \tilde{g}_d' \tilde{g}_d \tilde{g}_u + \tilde{g}_u' T, \quad (\text{A.22})$$

$$(4\pi)^2 \frac{d}{dt} \tilde{g}_d = -3 \tilde{g}_d \sum_{i=1}^3 C_i g_i^2 + \frac{5}{4} \tilde{g}_d^3 - \frac{1}{2} \tilde{g}_d \tilde{g}_u^2 + \frac{1}{4} \tilde{g}_d \tilde{g}_d'^2 + \tilde{g}_u \tilde{g}_u' \tilde{g}_d' + \tilde{g}_d T, \quad (\text{A.23})$$

$$(4\pi)^2 \frac{d}{dt} \tilde{g}_d' = -3 \tilde{g}_d' \sum_{i=1}^3 C_i' g_i^2 + \frac{3}{4} \tilde{g}_d'^3 + \frac{3}{2} \tilde{g}_d' \tilde{g}_u'^2 + \frac{3}{4} \tilde{g}_d' \tilde{g}_d^2 + 3 \tilde{g}_u' \tilde{g}_u \tilde{g}_d + \tilde{g}_d' T, \quad (\text{A.24})$$

$$C = \left(\frac{3}{20}, \frac{11}{4}, 0 \right) \quad C' = \left(\frac{3}{20}, \frac{3}{4}, 0 \right). \quad (\text{A.25})$$

Les équations du groupe de renormalisation pour les masses des jauginos et le paramètre μ , pour $Q < M_S$, sont

$$(4\pi)^2 \frac{d}{dt} M_3 = -18 g_3^2 M_3, \quad (\text{A.26})$$

$$(4\pi)^2 \frac{d}{dt} M_2 = (-12 g_2^2 + \tilde{g}_u^2 + \tilde{g}_d^2) M_2 + 4 \tilde{g}_u \tilde{g}_d \mu, \quad (\text{A.27})$$

$$(4\pi)^2 \frac{d}{dt} M_1 = (\tilde{g}_u'^2 + \tilde{g}_d'^2) M_1 + 4 \tilde{g}_u' \tilde{g}_d' \mu, \quad (\text{A.28})$$

$$(4\pi)^2 \frac{d}{dt} \mu = \frac{1}{4} \left[-18 \left(\frac{g_1^2}{5} + g_2^2 \right) + 3 (\tilde{g}_u^2 + \tilde{g}_d^2) + \tilde{g}_u'^2 + \tilde{g}_d'^2 \right] \mu + 3 \tilde{g}_u \tilde{g}_d M_2 + \tilde{g}_u' \tilde{g}_d' M_1. \quad (\text{A.29})$$

Pour $Q > M_S$, ces équations deviennent

$$(4\pi)^2 \frac{d}{dt} M_i = 2 b_i g_i^2 M_i \quad (\text{A.30})$$

$$(4\pi)^2 \frac{d}{dt} \mu = \left[-3 g_2^2 - \frac{3}{5} g_1^2 + \text{Tr}(3 \lambda^{u\dagger} \lambda^u + 3 \lambda^{d\dagger} \lambda^d + \lambda^{e\dagger} \lambda^e) \right] \mu. \quad (\text{A.31})$$

Finalement, les RGE pour le couplage quartique du Higgs est

$$\begin{aligned} (4\pi)^2 \frac{d}{dt} \lambda = & 12 \lambda^2 + \lambda \left[-9 \left(\frac{g_1^2}{5} + g_2^2 \right) + 6 (\tilde{g}_u^2 + \tilde{g}_d^2) + 2 (\tilde{g}'_u{}^2 + \tilde{g}'_d{}^2) \right. \\ & \left. + 4 \text{Tr} (3 h^{u\dagger} h^u + 3 h^{d\dagger} h^d + h^{e\dagger} h^e) \right] + \frac{9}{2} \left(\frac{g_2^4}{2} + \frac{3 g_1^4}{50} + \frac{g_1^2 g_2^2}{5} \right) \\ & - 5 (\tilde{g}_u^4 + \tilde{g}_d^4) - 2 \tilde{g}_u^2 \tilde{g}_d^2 - (\tilde{g}'_u{}^2 + \tilde{g}'_d{}^2)^2 - 2 (\tilde{g}_u \tilde{g}'_u + \tilde{g}_d \tilde{g}'_d)^2 \\ & - 4 \text{Tr} [3 (h^{u\dagger} h^u)^2 + 3 (h^{d\dagger} h^d)^2 + (h^{e\dagger} h^e)^2]. \end{aligned} \quad (\text{A.32})$$

Annexe B

Corrections radiatives aux masses

B.1 Masse du boson de Higgs

Les corrections radiatives à la masse du Higgs, équation (2.13), peuvent être séparées en deux parties ; la première étant induite par les boucles des particules standard (δ^{MS}), la deuxième par les charginos et les neutralinos (δ^X).

Les corrections venant du secteur standard sont [170]

$$\delta^{MS}(Q) = -\frac{m_Z^2}{64\pi^2 v^2} [\zeta f_1(\zeta, Q) + f_0(\zeta, Q) + \zeta^{-1} f_{-1}(\zeta, Q)] \quad (\text{B.1})$$

où $\zeta \equiv m_H^2/m_Z^2$ et où

$$\begin{aligned} f_1(\zeta, Q) = & 12 \log\left(\frac{Q}{m_H}\right) + \frac{3}{2} \log(\zeta) - \frac{1}{2} Z(\zeta^{-1}) - Z\left(\frac{\cos^2 \theta_W}{\zeta}\right) \\ & - \log(\cos^2 \theta_W) + \frac{9}{2} \left(\frac{25}{9} - \sqrt{\frac{1}{3}} \pi \right), \end{aligned} \quad (\text{B.2})$$

$$\begin{aligned} f_0(\zeta, Q) = & -12 \log\left(\frac{Q}{m_Z}\right) \left[1 + 2 \cos^2 \theta_W - 2 \left(\frac{m_t}{m_Z}\right)^2 \right] \\ & + 2 Z(\zeta^{-1}) + \frac{3 \cos^2 \theta_W \zeta}{\zeta - \cos^2 \theta_W} \log\left(\frac{\zeta}{\cos^2 \theta_W}\right) \\ & + 4 \cos^2 \theta_W Z\left(\frac{\cos^2 \theta_W}{\zeta}\right) + \frac{3 \cos^2 \theta_W \log(\cos^2 \theta_W)}{\sin^2 \theta_W} \\ & + 12 \cos^2 \theta_W \log(\cos^2 \theta_W) - \frac{15}{2} (1 + 2 \cos^2 \theta_W) \\ & - 3 \left(\frac{m_t}{m_Z}\right)^2 \left[2 Z\left(\frac{m_t^2}{m_Z^2 \zeta}\right) + 8 \log\left(\frac{m_t}{m_Z}\right) - 5 \right], \end{aligned} \quad (\text{B.3})$$

$$\begin{aligned}
f_{-1}(\zeta, Q) = & 12 \log\left(\frac{Q}{m_Z}\right) \left[1 + 2 \cos^2 \theta_W - 4 \left(\frac{m_t}{m_Z}\right)^4 \right] \\
& - 6 Z(\zeta^{-1}) - 12 \cos^4 \theta_W Z\left(\frac{\cos^2 \theta_W}{\zeta}\right) \\
& - 12 \cos^4 \theta_W \log(\cos^2 \theta_W) + 8 (1 + 2 \cos^4 \theta_W) \\
& + 24 \left(\frac{m_t}{m_Z}\right)^4 \left[2 \log\left(\frac{m_t}{m_Z}\right) - 2 + Z\left(\frac{m_t^2}{m_Z^2 \zeta}\right) \right] \\
& + c_f \cdot 8 \cos^2 \theta_W \left(\cos^2 \theta_W + \frac{1}{2} \right). \tag{B.4}
\end{aligned}$$

On utilise en plus la fonction Z définie selon

$$Z(x) \equiv \begin{cases} 2 A \tan^{-1}(A^{-1}) & (x > \frac{1}{4}) \\ A \log[(1+A)/(1-A)] & (x < \frac{1}{4}) \end{cases} \tag{B.5}$$

avec $A \equiv \sqrt{|1-4x|}$. En outre, $c_f = 1$ dans le schéma de renormalisation $\overline{\text{DR}}$ ou 0 dans le schéma $\overline{\text{MS}}$. On remarque que ces contributions sont dominées par des termes proportionnels à la masse du quark top à la puissance quatre.

Les corrections venant des boucles de charginos et neutralinos sont de la forme

$$\delta^x(Q) = \frac{1}{2} \left[\frac{T_H^x}{\sqrt{2} m_H^2 v} + \frac{\Pi_{HH}^x(m_H^2)}{m_H^2} + \frac{\Pi_{WW}^x(0)}{m_W^2} \right] \tag{B.6}$$

$T_H^x \equiv T_H^\pm + T_H^0$ est la contribution au tadpole du Higgs, $\Pi_{HH}^x \equiv \Pi_{HH}^\pm + \Pi_{HH}^0$ est la contribution à la self-énergie du Higgs et Π_{WW}^x correspond à la correction à la vev. Ces termes ont été calculés à partir de la référence [73], dans le cadre du MSSM. Bien entendu, ces corrections ont dû être adaptées au cas des scalaires lourds en faisant une rotation des champs de Higgs, négligeant les contributions des scalaires lourds et en réécrivant les couplages des charginos et neutralinos en fonction des couplages effectifs Higgs-higgsino-jaugino $\tilde{g}_{u,d}$ et $\tilde{g}'_{u,d}$. L'expression trouvée pour δ^x est équivalente à celle de la référence [74]. Les termes T_H^\pm , T_H^0 , Π_{HH}^\pm , Π_{HH}^0 et Π_{WW}^x sont

$$T_H^0 = -\frac{1}{16 \pi^2} \sum_i (a_{iiH}^0 + b_{iiH}^0) m_{\chi_i^0} A_0(m_{\chi_i^0}), \tag{B.7}$$

$$T_H^\pm = -\frac{1}{8 \pi^2} \sum_i (a_{iiH}^\pm + b_{iiH}^\pm) m_{\chi_i^\pm} A_0(m_{\chi_i^\pm}), \tag{B.8}$$

$$\begin{aligned}
\Pi_{HH}^0(p^2) = & \frac{1}{32 \pi^2} \sum_{ij} \left[(a_{ijH}^0)^2 + (b_{ijH}^0)^2 \right] G(p, m_{\chi_i^0}, m_{\chi_j^0}) \\
& - 4 a_{ijH}^0 b_{ijH}^0 m_{\chi_i^0} m_{\chi_j^0} B_0(p, m_{\chi_i^0}, m_{\chi_j^0}) \Big], \tag{B.9}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Pi_{HH}^\pm(p^2) &= \frac{1}{16\pi^2} \sum_{ij} \left[\left(a_{ijH}^+{}^2 + b_{ijH}^+{}^2 \right) G(p, m_{\chi_i^+}, m_{\chi_j^+}) \right. \\ &\quad \left. - 4 a_{ijH}^+ b_{ijH}^+ m_{\chi_i^+} m_{\chi_j^+} B_0(p, m_{\chi_i^+}, m_{\chi_j^+}) \right], \end{aligned} \quad (\text{B.10})$$

$$\begin{aligned} \Pi_{WW}^\chi(p^2) &= \frac{1}{16\pi^2} \sum_{i=1}^4 \sum_{j=1}^2 \left[\left(a_{ijW}^2 + b_{ijW}^2 \right) H(p, m_{\chi_i^0}, m_{\chi_j^+}) \right. \\ &\quad \left. + 4 a_{ijW} b_{ijW} m_{\chi_i^0} m_{\chi_j^+} B_0(p, m_{\chi_i^0}, m_{\chi_j^+}) \right] \end{aligned} \quad (\text{B.11})$$

On a utilisé les fonctions A_0 , B_0 , G et H [171, 73] de Passarino-Veltman définies dans l'annexe B.3. En général, on écrit les couplages des charginos et des neutralinos aux bosons vecteurs comme $-i \gamma_\mu (a P_L + b P_R)$, aux scalaires comme $-i (a P_L + b P_R)$ et aux pseudoscalaires comme $(a P_L + b P_R)$. Sous cette convention, les couplages des charginos et des neutralinos au boson de Higgs sont :

$$\begin{aligned} a_{ijH}^0 = b_{ijH}^0 &= \frac{1}{2} N_{ik} N_{j\ell} \left[-\tilde{g}'_d (\mathbb{1}_{k1} \mathbb{1}_{l3} + \mathbb{1}_{k3} \mathbb{1}_{l1}) + \tilde{g}'_u (\mathbb{1}_{k1} \mathbb{1}_{l4} + \mathbb{1}_{k4} \mathbb{1}_{l1}) \right. \\ &\quad \left. + \tilde{g}_d (\mathbb{1}_{k2} \mathbb{1}_{l3} + \mathbb{1}_{k3} \mathbb{1}_{l2}) - \tilde{g}_u (\mathbb{1}_{k2} \mathbb{1}_{l4} + \mathbb{1}_{k4} \mathbb{1}_{l2}) \right], \end{aligned} \quad (\text{B.12})$$

$$a_{ijH}^+ = b_{jiH}^+ = \frac{\tilde{g}'_d}{\sqrt{2}} V_{i1} U_{j2} + \frac{\tilde{g}'_u}{\sqrt{2}} V_{i2} U_{j1}. \quad (\text{B.13})$$

Les couplages des charginos et des neutralinos au boson W^\pm sont :

$$a_{ijW} = -g \cos \theta_W N_{i2} V_{j1} + \frac{g}{\sqrt{2}} N_{i4} V_{j2}, \quad (\text{B.14})$$

$$b_{ijW} = -g \cos \theta_W N_{i2} U_{j1} - \frac{g}{\sqrt{2}} N_{i3} U_{j2}. \quad (\text{B.15})$$

Les matrices unitaires U, V, N sont celles qui diagonalisent les matrices de masse des charginos et des neutralinos (éqs. (2.15) et (2.16)). Elles sont définies par les relations :

$$N^* \mathcal{M}_0 N^\dagger = \text{diag}(m_{\chi_1^0}, m_{\chi_2^0}, m_{\chi_3^0}, m_{\chi_4^0}), \quad (\text{B.16})$$

$$U^* M_\pm V^\dagger = \text{diag}(m_{\chi_1^\pm}, m_{\chi_2^\pm}). \quad (\text{B.17})$$

B.2 Masse des jauginos

B.2.1 Masse des neutralinos

La matrice de masse des neutralinos à l'ordre d'une boucle a la forme

$$\mathcal{M}_0 + \frac{1}{2} (\delta \mathcal{M}_0(p^2) + \delta \mathcal{M}_0^T(p^2)) , \quad (\text{B.18})$$

avec

$$\delta\mathcal{M}_0(p^2) \equiv -\Sigma_R^0(p^2) \mathcal{M}_0 - \mathcal{M}_0 \Sigma_L^0(p^2) - \Sigma_S^0(p^2) . \quad (\text{B.19})$$

\mathcal{M}_0 correspond à la matrice de masse à l'ordre des arbres de l'équation (2.16), et les facteurs $\Sigma_{R,L,S}^0$ correspondent aux matrices des corrections radiatives. Pour calculer la masse d'un neutralino ou d'un chargino, par exemple celle du χ_1^0 , on doit d'abord calculer la matrice de l'équation (B.18) au point $p^2 = m_{\chi_1^0}^2$. Après on peut trouver ces valeurs propres et ainsi avoir la valeur de la masse du χ_1^0 à l'ordre d'une boucle. Bien sûr, ce processus doit être itéré 6 fois pour avoir les masses des 4 neutralinos et des 2 charginos.

Pour les neutralinos, on a les corrections à une boucle :

$$\begin{aligned} 16\pi^2 \Sigma_{Lij}^0(p^2) &= 2 \sum_{k=1}^2 a_{\psi_i^0 \chi_k^+ W} a_{\psi_j^0 \chi_k^+ W} \left[\mathcal{R}e B_1(p, m_{\chi_k^+}, M_W) + c_n \right] \\ &+ \sum_{k=1}^2 a_{\psi_i^0 \chi_k^+ G^+} a_{\psi_j^0 \chi_k^+ G^+} \mathcal{R}e B_1(p, m_{\chi_k^+}, M_W) \\ &+ \sum_{k=1}^4 a_{\psi_i^0 \chi_k^0 Z} a_{\psi_j^0 \chi_k^0 Z} \left[\mathcal{R}e B_1(p, m_{\chi_k^0}, M_Z) + c_n \right] \\ &+ \frac{1}{2} \sum_{k=1}^4 a_{\psi_i^0 \chi_k^0 G^0} a_{\psi_j^0 \chi_k^0 G^0} \mathcal{R}e B_1(p, m_{\chi_k^0}, M_Z) \\ &+ \frac{1}{2} \sum_{k,n=1}^4 a_{\psi_i^0 \chi_k^0 H} a_{\psi_j^0 \chi_k^0 H} \mathcal{R}e B_1(p, m_{\chi_k^0}, M_H) , \end{aligned} \quad (\text{B.20})$$

Σ_R^0 peut s'obtenir à partir de Σ_L^0 en remplaçant les couplages $a_{\psi^0\dots}$ par $b_{\psi^0\dots}$.

$$\begin{aligned} 16\pi^2 \Sigma_{Sij}^0(p^2) &= -8 \sum_{k=1}^2 b_{\psi_i^0 \chi_k^+ W} a_{\psi_j^0 \chi_k^+ W} m_{\chi_k^+} \left[\mathcal{R}e B_0(p, m_{\chi_k^+}, M_W) + c_n \right] \\ &+ 2 \sum_{k=1}^2 b_{\psi_i^0 \chi_k^+ G^+} a_{\psi_j^0 \chi_k^+ G^+} m_{\chi_k^+} \mathcal{R}e B_0(p, m_{\chi_k^+}, M_W) \\ &- 4 \sum_{k=1}^4 b_{\psi_i^0 \chi_k^0 Z} a_{\psi_j^0 \chi_k^0 Z} m_{\chi_k^0} \left[\mathcal{R}e B_0(p, m_{\chi_k^0}, M_Z) + c_n \right] \\ &+ \sum_{k=1}^4 b_{\psi_i^0 \chi_k^0 G^0} a_{\psi_j^0 \chi_k^0 G^0} m_{\chi_k^0} \mathcal{R}e B_0(p, m_{\chi_k^0}, M_Z) \\ &+ \sum_{k,n=1}^4 b_{\psi_i^0 \chi_k^0 H} a_{\psi_j^0 \chi_k^0 H} m_{\chi_k^0} \mathcal{R}e B_0(p, m_{\chi_k^0}, M_H) . \end{aligned} \quad (\text{B.21})$$

Les paramètres $a_{\psi\chi\Phi}$ et $b_{\psi\chi\Phi}$ correspondent aux couplages entre un champ bosonique $\Phi = (Z, W, \gamma, G^0, G^\pm)$, un chargino (ou neutralino) état propre de masse et un chargino (ou neutralino) état propre de jauge. Le G^0 et le G^\pm sont les bosons de Goldstone ; dans la jauge de 't Hooft-Feynman leurs masses sont respectivement M_Z et M_W . La fonction B_1 de Passarino-Veltman est définie dans l'annexe B.3. $c_n = -1/2$ dans les schéma de renormalisation $\overline{\text{MS}}$ et $c_n = 0$ dans le schéma $\overline{\text{DR}}$.

Les couplages sont définis par les expressions

$$a_{\psi_i^0 \chi_j^0 Z} = \frac{g}{2 \cos \theta_W} (\mathbb{1}_{3i} N_{j3} - \mathbb{1}_{4i} N_{j4}) \quad (\text{B.22})$$

$$a_{\psi_i^0 \chi_j^0 W} = g \left(-\mathbb{1}_{i2} V_{j1} + \frac{1}{\sqrt{2}} \mathbb{1}_{i4} V_{j2} \right) \quad (\text{B.23})$$

$$a_{\psi_i^0 \chi_j^0 G^0} = \frac{1}{2} \left(-\tilde{g}'_d \mathbb{1}_{i1} N_{j3} - \tilde{g}'_u \mathbb{1}_{i1} N_{j4} + \tilde{g}_d \mathbb{1}_{i2} N_{j3} + \tilde{g}_u \mathbb{1}_{i2} N_{j4} \right. \\ \left. - \tilde{g}'_d \mathbb{1}_{i3} N_{j1} - \tilde{g}'_u \mathbb{1}_{i4} N_{j1} + \tilde{g}_d \mathbb{1}_{i3} N_{j2} + \tilde{g}_u \mathbb{1}_{i4} N_{j2} \right) \quad (\text{B.24})$$

$$a_{\psi_i^0 \chi_j^0 G^\pm} = \frac{\tilde{g}'_d}{\sqrt{2}} \mathbb{1}_{i1} U_{j2} + \frac{\tilde{g}_d}{\sqrt{2}} \mathbb{1}_{i2} U_{j2} - \tilde{g}_d \mathbb{1}_{i3} U_{j1} \quad (\text{B.25})$$

$$a_{\psi_i^0 \chi_j^0 H} = \frac{1}{2} \left(-\tilde{g}'_d \mathbb{1}_{i1} N_{j3} + \tilde{g}'_u \mathbb{1}_{i1} N_{j4} + \tilde{g}_d \mathbb{1}_{i2} N_{j3} - \tilde{g}_u \mathbb{1}_{i2} N_{j4} \right. \\ \left. - \tilde{g}'_d \mathbb{1}_{i3} N_{j1} + \tilde{g}'_u \mathbb{1}_{i4} N_{j1} + \tilde{g}_d \mathbb{1}_{i3} N_{j2} - \tilde{g}_u \mathbb{1}_{i4} N_{j2} \right) \quad (\text{B.26})$$

$$b_{\psi_i^0 \chi_j^0 Z} = -a_{\psi_i^0 \chi_j^0 Z} \quad (\text{B.27})$$

$$b_{\psi_i^0 \chi_j^0 W} = g \left(-\mathbb{1}_{i2} U_{j1} - \frac{1}{\sqrt{2}} \mathbb{1}_{i4} U_{j2} \right) \quad (\text{B.28})$$

$$b_{\psi_i^0 \chi_j^0 G^0} = -a_{\psi_i^0 \chi_j^0 G^0} \quad (\text{B.29})$$

$$b_{\psi_i^0 \chi_j^0 G^\pm} = \frac{\tilde{g}'_u}{\sqrt{2}} \mathbb{1}_{i1} V_{j2} + \frac{\tilde{g}_u}{\sqrt{2}} \mathbb{1}_{i2} V_{j2} + \tilde{g}_u \mathbb{1}_{i3} V_{j1} \quad (\text{B.30})$$

$$b_{\psi_i^0 \chi_j^0 H} = a_{\psi_i^0 \chi_j^0 H} \quad (\text{B.31})$$

B.2.2 Masse des charginos

La matrice de masse des charginos à l'ordre d'une boucle a la forme

$$\mathcal{M}_\pm - \Sigma_R^\pm(p^2) \mathcal{M}_\pm - \mathcal{M}_\pm \Sigma_L^\pm(p^2) - \Sigma_S^\pm(p^2), \quad (\text{B.32})$$

\mathcal{M}_\pm correspond à la matrice de masse à l'ordre des arbres de l'équation (2.15), et les facteurs $\Sigma_{R,L,S}^\pm$ correspondent aux matrices des corrections radiatives. Pour les charginos,

les corrections à une boucle sont :

$$\begin{aligned}
16\pi^2 \Sigma_{Lij}^+(p^2) &= \sum_{k=1}^4 a_{\chi_k^0 \psi_i^+ W} a_{\chi_k^0 \psi_j^+ W} \left[\mathcal{R}e B_1(p, m_{\chi_k^0}, M_W) + c_n \right] \\
&+ \frac{1}{2} \sum_{k=1}^4 a_{\chi_k^0 \psi_i^+ G^+} a_{\chi_k^0 \psi_j^+ G^+} \mathcal{R}e B_1(p, m_{\chi_k^0}, M_W) \\
&+ \sum_{k=1}^2 a_{\psi_i^+ \chi_k^+ Z} a_{\psi_j^+ \chi_k^+ Z} \left[\mathcal{R}e B_1(p, m_{\chi_k^+}, M_Z) + c_n \right] \\
&+ \frac{1}{2} \sum_{k=1}^2 a_{\psi_i^+ \chi_k^+ G^0} a_{\psi_j^+ \chi_k^+ G^0} \mathcal{R}e B_1(p, m_{\chi_k^+}, M_Z) \\
&+ \sum_{k=1}^2 a_{\psi_i^+ \chi_k^+ \gamma} a_{\psi_j^+ \chi_k^+ \gamma} \left[\mathcal{R}e B_1(p, m_{\chi_k^+}, 0) + c_n \right] \\
&+ \frac{1}{2} \sum_{k=1}^2 \sum_{n=1}^4 a_{\psi_i^+ \chi_k^+ H} a_{\psi_j^+ \chi_k^+ H} \mathcal{R}e B_1(p, m_{\chi_k^+}, M_H) ; \quad (B.33)
\end{aligned}$$

$\Sigma_R^\pm(p^2)$ peut s'obtenir à partir de $\Sigma_L^\pm(p^2)$ en remplaçant les couplages $a_{\psi_i^\pm \dots}$ par $b_{\psi_i^\pm \dots}$.

$$\begin{aligned}
16\pi^2 \Sigma_{Sij}^+(p^2) &= -4 \sum_{k=1}^4 b_{\chi_k^0 \psi_i^+ W} a_{\chi_k^0 \psi_j^+ W} m_{\chi_k^0} \left[\mathcal{R}e B_0(p, m_{\chi_k^0}, M_W) + c_n \right] \\
&+ \sum_{k=1}^4 b_{\chi_k^0 \psi_i^+ G^+} a_{\chi_k^0 \psi_j^+ G^+} m_{\chi_k^0} \mathcal{R}e B_0(p, m_{\chi_k^0}, M_W) \\
&- 4 \sum_{k=1}^2 b_{\psi_i^+ \chi_k^+ Z} a_{\psi_j^+ \chi_k^+ Z} m_{\chi_k^+} \left[\mathcal{R}e B_0(p, m_{\chi_k^+}, M_Z) + c_n \right] \\
&+ \sum_{k=1}^2 b_{\psi_i^+ \chi_k^+ G^0} a_{\psi_j^+ \chi_k^+ G^0} m_{\chi_k^+} \mathcal{R}e B_0(p, m_{\chi_k^+}, M_Z) \\
&- 4 \sum_{k=1}^2 b_{\psi_i^+ \chi_k^+ \gamma} a_{\psi_j^+ \chi_k^+ \gamma} m_{\chi_k^+} \mathcal{R}e B_0(p, m_{\chi_k^+}, 0) \quad (B.34) \\
&+ \sum_{k=1}^2 \sum_{n=1}^4 b_{\psi_i^+ \chi_k^+ H} a_{\psi_j^+ \chi_k^+ H} m_{\chi_k^+} \mathcal{R}e B_0(p, m_{\chi_k^+}, M_H) .
\end{aligned}$$

Les couplages sont définis par les expressions

$$a_{\psi_i^+ \chi_j^+ Z} = g \left(\cos \theta_W \mathbb{1}_{1i} V_{j1} + \frac{\cos 2\theta_W}{2 \cos \theta_W} \mathbb{1}_{2i} V_{j2} \right) \quad (\text{B.35})$$

$$a_{\psi_i^+ \chi_j^+ \gamma} = e V_{ji} \quad (\text{B.36})$$

$$a_{\psi_i^+ \chi_j^+ H} = \frac{1}{\sqrt{2}} (\tilde{g}_d \mathbb{1}_{1i} U_{2j} + \tilde{g}_u \mathbb{1}_{2i} U_{1j}) \quad (\text{B.37})$$

$$a_{\psi_i^+ \chi_j^+ G^0} = \frac{1}{\sqrt{2}} (\tilde{g}_d \mathbb{1}_{1i} U_{2j} - \tilde{g}_u \mathbb{1}_{2i} U_{1j}) \quad (\text{B.38})$$

$$a_{\psi_i^+ \chi_j^0 W} = g \left(-N_{i2} \mathbb{1}_{j1} + \frac{1}{\sqrt{2}} N_{i4} \mathbb{1}_{j2} \right) \quad (\text{B.39})$$

$$a_{\psi_i^+ \chi_j^0 G^+} = \frac{\tilde{g}'_u}{\sqrt{2}} N_{i1} \mathbb{1}_{j2} + \frac{\tilde{g}_u}{\sqrt{2}} N_{i2} \mathbb{1}_{j2} + \tilde{g}_u N_{i4} \mathbb{1}_{j1} \quad (\text{B.40})$$

$$b_{\psi_i^+ \chi_j^+ Z} = g \left(\cos \theta_W \mathbb{1}_{1i} U_{j1} + \frac{\cos 2\theta_W}{2 \cos \theta_W} \mathbb{1}_{2i} U_{j2} \right) \quad (\text{B.41})$$

$$b_{\psi_i^+ \chi_j^+ \gamma} = e U_{ji} \quad (\text{B.42})$$

$$b_{\psi_i^+ \chi_j^+ H} = \frac{1}{\sqrt{2}} (\tilde{g}_d \mathbb{1}_{2i} V_{1j} + \tilde{g}_u \mathbb{1}_{1i} V_{2j}) \quad (\text{B.43})$$

$$b_{\psi_i^+ \chi_j^+ G^0} = -\frac{1}{\sqrt{2}} (\tilde{g}_d \mathbb{1}_{2i} V_{1j} + \tilde{g}_u \mathbb{1}_{1i} V_{2j}) \quad (\text{B.44})$$

$$b_{\psi_i^+ \chi_j^0 W} = -g \left(N_{i2} \mathbb{1}_{j1} + \frac{1}{\sqrt{2}} N_{i3} \mathbb{1}_{j2} \right) \quad (\text{B.45})$$

$$b_{\psi_i^+ \chi_j^0 G^+} = \frac{\tilde{g}'_d}{\sqrt{2}} N_{i1} \mathbb{1}_{j2} + \frac{\tilde{g}_d}{\sqrt{2}} N_{i2} \mathbb{1}_{j2} - \tilde{g}_d N_{i3} \mathbb{1}_{j1} \quad (\text{B.46})$$

B.2.3 Masse du gluino

La masse physique du gluino satisfait

$$m_{\tilde{g}} = M_3(Q) - \mathcal{R}e \Sigma_{\tilde{g}}(m_{\tilde{g}}^2), \quad (\text{B.47})$$

avec

$$\Sigma_{\tilde{g}}(p^2) = -\frac{3g_3^2}{16\pi^2} m_{\tilde{g}} \left[c_g + 3 \log \left(\frac{Q^2}{m_{\tilde{g}}^2} \right) \right]. \quad (\text{B.48})$$

$c_g = 4$ dans les schémas de renormalisation $\overline{\text{MS}}$; dans le schéma $\overline{\text{DR}}$, $c_g = 5$.

B.3 Fonctions de Passarino-Veltman

Les fonctions A_0 et B_0 de Passarino-Veltman [171, 73] sont définies par

$$A_0(m) = 16 \pi^2 Q^{4-n} \int \frac{d^n q}{i (2\pi)^n} \frac{1}{q^2 - m^2 + i \epsilon}, \quad (\text{B.49})$$

$$B_0(p, m_1, m_2) = 16 \pi^2 Q^{4-n} \int \frac{d^n q}{i (2\pi)^n} \frac{1}{[q^2 - m_1^2 + i \epsilon] [(q-p)^2 - m_2^2 + i \epsilon]}, \quad (\text{B.50})$$

où Q correspond à l'échelle de renormalisation. On régularise en intégrant en $n = 4 - 2\epsilon$ dimensions. L'expression pour A_0 peut être intégrée; on obtient donc

$$A_0(m) = m^2 \left[\frac{1}{\hat{\epsilon}} + 1 - \log \left(\frac{m^2}{Q^2} \right) \right], \quad (\text{B.51})$$

où $1/\hat{\epsilon} = 1/\epsilon - \gamma_E + \log(4\pi)$, et $\gamma_E \simeq 0.577$ est la constante d'Euler-Mascheroni. La fonction B_0 peut se réécrire sous la forme

$$B_0(p, m_1, m_2) = \frac{1}{\hat{\epsilon}} - \int_0^1 dx \log \frac{(1-x)m_1^2 + x m_2^2 - x(1-x)p^2 - i\epsilon}{Q^2}. \quad (\text{B.52})$$

Les fonctions B_1 , B_{22} , G et H sont définies en termes de A_0 et B_0 :

$$B_1(p, m_1, m_2) = \frac{1}{2p^2} [A_0(m_2) - A_0(m_1) + (p^2 + m_1^2 - m_2^2) B_0(p, m_1, m_2)], \quad (\text{B.53})$$

$$B_{22}(p, m_1, m_2) = \frac{1}{6} \left\{ \frac{1}{2} (A_0(m_1) + A_0(m_2)) + m_1^2 + m_2^2 - \frac{1}{3} p^2 + \left(m_1^2 + m_2^2 - \frac{1}{2} p^2 \right) B_0 \right. \\ \left. + \frac{m_2^2 - m_1^2}{2p^2} [A_0(m_2) - A_0(m_1) - (m_2^2 - m_1^2) B_0(p, m_1, m_2)] \right\}, \quad (\text{B.54})$$

$$G(p, m_1, m_2) = (p^2 - m_1^2 - m_2^2) B_0(p, m_1, m_2) - A_0(m_1) - A_0(m_2), \quad (\text{B.55})$$

$$H(p, m_1, m_2) = 4 B_{22}(p, m_1, m_2) + G(p, m_1, m_2). \quad (\text{B.56})$$

B.4 Schémas de renormalisation

En supersymétrie il faut faire très attention lors du choix du schéma de renormalisation. Le schéma le plus populaire pour calculer les corrections radiatives dans le modèle standard est la régularisation dimensionnelle (DREG) [172], dans lequel on élargit le nombre de dimensions de l'espace temps à $n = 4 - 2\epsilon$. De cette façon, il est possible d'isoler les divergences dans des termes proportionnels à $1/\epsilon$ qui seront soustraits postérieurement, lors de la renormalisation. Néanmoins, le schéma DREG viole la supersymétrie parce qu'il introduit un désaccord entre le nombre de degrés de liberté des bosons de jauge

et ceux des jauginos. La différence entre ces deux degrés de liberté est seulement 2ϵ , mais il pourrait être multiplié par des facteurs $1/\epsilon^N$ dans processus à N boucles.

Il existe un autre schéma de renormalisation dit de réduction dimensionnelle (DRED) [173, 174] qui respecte la supersymétrie. En fait, dans le schéma DRED, les intégrales sur les moments sont toujours effectuées dans $n = 4 - 2\epsilon$ dimensions, mais cette fois l'indice vectoriel μ des champs de jauge A_μ^a varie exclusivement sur les 4 dimensions physiques afin de conserver l'égalité entre les degrés de liberté.

Dans le schéma DREG, les relations entre les constantes de couplages (Identités de Ward supersymétriques) ne sont pas explicitement respectés par les parties finies des diagrammes à l'ordre d'une boucle et par les parties divergentes des diagrammes à deux boucles des corrections radiatives. Cela veut dire que pour un modèle supersymétrique, les fonctions bêta seront différentes pour les deux schémas de renormalisation à partir de deux boucles, et que les valeurs des constantes de couplages vont différer à partir d'une boucle.

Comme le processus d'élimination des parties divergentes entraîne nécessairement un degré d'arbitraire, il est possible de modifier la partie qui est soustraite lors de la renormalisation. Dans les schémas de régularisation DREG et DRED avec soustraction minimale modifiée ($\overline{\text{MS}}$ et $\overline{\text{DR}}$ respectivement) on annule les termes proportionnels à $1/\hat{\epsilon} = 1/\epsilon - \gamma_E + \log(4\pi)$, au lieu de se limiter à ceux proportionnels à $1/\epsilon$. Les schémas avec soustraction minimale modifiée sont plus commodes, lors des calculs des corrections radiatives; voir, par exemple, les équations (B.51) et (B.52).

Les équations de frontière à l'échelle M_S données par les expressions (2.6) et (2.8) sont engendrées par la supersymétrie. En effet, elles relient les couplages de jauge aux couplages des jauginos, et le couplage quartique du Higgs aux couplages de jauge. Ces équations sont donc toujours valables dans le schéma de renormalisation $\overline{\text{DR}}$ (et DRED), mais uniquement valables à l'ordre des arbres dans le schéma $\overline{\text{MS}}$ (et DREG), vu que ce dernier viole explicitement la supersymétrie. Dans le schéma $\overline{\text{MS}}$, à l'ordre d'une boucle, les expressions (2.6) et (2.8) doivent être corrigées, et deviennent donc [175] :

$$\lambda(M_S) = \frac{1}{4} [g^2(M_S) + g'^2(M_S)] \cos^2 2\beta - \frac{g^4}{32\pi^2} \left(1 + \frac{1}{2 \cos^4 \theta_W} \right) + \Delta_{\text{th}} \lambda, \quad (\text{B.57})$$

$$\tilde{g}_u(M_S) = g(M_S) \sin \beta \left[1 + \frac{g^2}{16\pi^2} \left(\frac{13}{12} - \frac{1}{8 \cos^2 \theta_W} \right) \right], \quad (\text{B.58})$$

$$\tilde{g}_d(M_S) = g(M_S) \cos \beta \left[1 + \frac{g^2}{16\pi^2} \left(\frac{13}{12} - \frac{1}{8 \cos^2 \theta_W} \right) \right], \quad (\text{B.59})$$

$$\tilde{g}'_u(M_S) = g'(M_S) \sin \beta \left[1 - \frac{g^2}{16\pi^2} \left(\frac{1}{4} + \frac{1}{8 \cos^2 \theta_W} \right) \right], \quad (\text{B.60})$$

$$\tilde{g}'_d(M_S) = g'(M_S) \cos \beta \left[1 - \frac{g^2}{16\pi^2} \left(\frac{1}{4} + \frac{1}{8 \cos^2 \theta_W} \right) \right]. \quad (\text{B.61})$$

Les relations entre les schémas $\overline{\text{MS}}$ et $\overline{\text{DR}}$ pour les paramètres de masse pour les jauginos et les higgsinos sont

$$M_1^{\overline{\text{MS}}} = M_1^{\overline{\text{DR}}}, \quad (\text{B.62})$$

$$M_2^{\overline{\text{MS}}} = M_2^{\overline{\text{DR}}} \left[1 + \frac{g^2}{8\pi^2} \right], \quad (\text{B.63})$$

$$M_3^{\overline{\text{MS}}} = M_3^{\overline{\text{DR}}} \left[1 + \frac{3g^2}{8\pi^2} \right], \quad (\text{B.64})$$

$$\mu^{\overline{\text{MS}}} = \mu^{\overline{\text{DR}}} \left[1 + \frac{g^2}{16\pi^2} \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{4\cos^2\theta_W} \right) \right]. \quad (\text{B.65})$$

Annexe C

Sections efficaces WIMP-noyau

La section efficace d'interaction σ_0 WIMP-noyau dépend de la nature du couplage entre les WIMPs et les nucléons. Pour des WIMPs non relativistes de masse m_χ , on doit distinguer entre les couplages dépendants et indépendants du spin des particules de matière sombre.

C.1 Section efficace indépendante du spin

La section efficace totale pour un couplage *scalaire* peut s'exprimer sous la forme [32]

$$\sigma_{0, \text{ scalaire}} = \frac{4 M_r^2}{\pi} [Z f_p + (A - Z) f_n]^2, \quad (\text{C.1})$$

où $M_r \equiv \frac{m_\chi m_N}{m_\chi + m_N}$ étant la masse réduite WIMP-noyau, m_N est la masse du noyau, A le nombre de nucléons, Z le nombre atomique et donc $A - Z$ est le nombre de neutrons. f_p et f_n sont respectivement les couplages effectifs des WIMPs aux protons et neutrons. Habituellement, dans la plupart des modèles, ces couplages sont approximativement égaux :

$$f_n \simeq f_p, \quad (\text{C.2})$$

donc la section efficace peut se réduire à :

$$\sigma_{0, \text{ scalaire}} \simeq \frac{4 M_r^2}{\pi} f_p^2 A^2. \quad (\text{C.3})$$

De l'équation (C.3) on voit que $\sigma_{0, \text{ scalaire}} \propto A^2$: grâce à un effet de cohérence entre les nucléons, la section efficace pour des interactions scalaires est proportionnelle au carré du nombre de masse du noyau cible. Les noyaux lourds à grand A (germanium ou xénon par exemple) sont donc bien adaptés pour la recherche de matière sombre qui interagit via des interaction scalaires.

La section efficace pour un couplage *vectoriel* est donnée par

$$\sigma_{0, \text{vect}} = \frac{M_r^2}{64\pi} [2Zb_p + (A - Z)b_n]^2, \quad (\text{C.4})$$

où b_p et b_n sont les couplages effectifs aux protons et aux neutrons. Notons toutefois que les couplages vectoriels sont présents uniquement pour des WIMPs qui sont des spineurs de Dirac. Dans le cas de SUSY par exemple, le candidat supersymétrique pour la matière sombre est souvent le neutralino, qui est un spineur de Majorana et qui ne peut donc pas interagir via ce type de couplage.

C.2 Section efficace dépendante du spin

Les WIMPs peuvent aussi se coupler au spin des noyaux à travers une interaction *axiale* - *vectorielle*. Comme il s'agit d'une interaction entre spins, seulement les nucléons non appariés dans les noyaux du détecteur peuvent contribuer significativement à l'interaction ; vu que les spins des A nucléons vont être systématiquement avec un alignement opposé. Cette section efficace est donnée par :

$$\sigma_{0, \text{axial}} = \frac{32 M_r^2}{\pi} [\Lambda^2 J(J + 1)]^2, \quad (\text{C.5})$$

où J est le moment angulaire total du noyau et $\Lambda \propto 1/J$ dépend du couplage axial des WIMPs aux quarks. Il est clair que pour que ce type d'interaction aie lieu, les WIMPs doivent avoir un spin non nul.

En principe l'interaction entre les WIMPs et les noyaux doit avoir une partie dépendante et une partie indépendante du spin. La section efficace totale devrait donc être une combinaison linéaire des expressions (C.3) et (C.5), si l'on suppose que le WIMP est de type Majorana. Cependant, vu la forte dépendance de $\sigma_{0, \text{scalair}}$ en A , pour des noyaux de $A \gtrsim 30$ l'interaction indépendante du spin va toujours être dominante par rapport à la partie dépendante. Dans l'analyse de la section 4.1, on s'est concentré sur ce cas de figure, ce dans les expériences de détection directe de matière sombre.

Annexe D

Fonctions spectrales

En utilisant Pythia [176], on a généré 300000 gerbes de désintégration de particules standard contenant au moins un photon dans l'état final. Il est donc possible de faire une analyse statistique du nombre de photons émis en fonction de leurs énergies. Le spectre des gammas est souvent ajusté grâce à la fonction [177]

$$\frac{dN_\gamma^i}{dx} = \exp [F_i(\ln x)], \quad (\text{D.1})$$

où i représente le canal d'annihilation i , avec $i = WW, ZZ, \text{etc} \dots$. De plus, $x \equiv E_\gamma/m_\chi$ et les F_i sont les polynômes de degré sept définis par les expressions suivantes :

$$\begin{aligned} WW(x) = & -7.72088528 - 8.30185509 x - 3.28835893 x^2 - 1.12793422 x^3 \\ & -0.266923457 x^4 - 0.0393805951 x^5 - 0.00324965152 x^6 \\ & -0.000113626003 x^7, \end{aligned} \quad (\text{D.2})$$

$$\begin{aligned} ZZ(x) = & -7.67132139 - 7.22257853 x - 2.00535556 x^2 - 0.446706623 x^3 \\ & -0.0674006343 x^4 - 0.00639245566 x^5 - 0.000372241746 x^6 \\ & -1.08050617 \cdot 10^{-5} x^7, \end{aligned} \quad (\text{D.3})$$

$$\begin{aligned} b\bar{b}(x) = & -11.4735403 - 17.4537277 x - 11.5219269 x^2 - 5.1085887 x^3 \\ & -1.36697042 x^4 - 0.211365134 x^5 - 0.0174275134 x^6 \\ & -0.000594830839 x^7, \end{aligned} \quad (\text{D.4})$$

$$\begin{aligned} u\bar{u}(x) = & -4.56073856 - 8.13061428 x - 4.98080492 x^2 - 2.23044157 x^3 \\ & -0.619205713 x^4 - 0.100954451 x^5 - 0.00879980996 x^6 \\ & -0.00031573695 x^7, \end{aligned} \quad (\text{D.5})$$

$$\begin{aligned}
d\bar{d}(x) = & -4.77311611 - 10.6317139 x - 8.33119583 x^2 - 4.35085535 x^3 \\
& -1.33376908 x^4 - 0.232659817 x^5 - 0.0213230457 x^6 \\
& -0.000796017819 x^7,
\end{aligned} \tag{D.6}$$

$$\begin{aligned}
\tau^- \tau^+(x) = & -5.64725113 - 10.8949451 x - 7.84473181 x^2 - 3.50611639 x^3 \\
& -0.942047119 x^4 - 0.14691925 x^5 - 0.0122521566 x^6 \\
& -0.000422848301 x^7.
\end{aligned} \tag{D.7}$$

Les cas où les WIMPs s'annihilent en paires e^+e^- ou $\mu^+\mu^-$ ne contribuent pas au spectre de photons (mis à part la très faible contribution du canal $\mu \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu \gamma$ qui a un rapport d'embranchement très faible). On prend donc les fonctions spectrales des états finaux e^+e^- et $\mu^+\mu^-$ égales à zéro, pour toutes les énergies E_γ . Les fonctions spectrales des équations sont présentées dans la figure 4.4. On constate que les contributions des différentes paires sont, en général, très similaires. Seulement le canal $\chi\chi \rightarrow \tau^+\tau^-$ présente une faible contribution pour $E_\gamma \ll m_\chi$. Néanmoins, pour des énergies des photons gamma élevées, toutes les fonctions sont quasi identiques.

Bibliographie

- [1] S. L. Glashow, “Partial Symmetries of Weak Interactions”, *Nucl. Phys.* **22** (1961) 579–588.
- [2] S. Weinberg, “A Model of Leptons”, *Phys. Rev. Lett.* **19** (1967) 1264–1266.
- [3] A. Salam, in *Elementary Particle Theory*, p. 367. Almqvist and Wiksell, Stockholm, 1968.
- [4] C.-N. Yang and R. L. Mills, “Conservation of isotopic spin and isotopic gauge invariance”, *Phys. Rev.* **96** (1954) 191–195.
- [5] P.W. Higgs, *Phys. Rev. Lett.* **13**, 508 (1964) and *Phys. Rev.* **145**,1156 (1966); F. Englert and R. Brout, *Phys. Rev. Lett.* **13**, 321 (1964); G.S. Guralnik, C.R. Hagen and T. Kibble, *Phys. Rev. Lett.* **13**, 585 (1965).
- [6] M. Gell-Mann, *Phys. Lett.* **8** (1964) 214; CERN-Report 8182/TH401 (1964); H. Fritzsch, M. Gell-Mann and H. Leutwyler, *Phys. Lett.* **B47** (1973) 365; D. Gross and F. Wilczek, *Phys. Rev. Lett.* **30** (1973) 1343; H.D. Politzer, *Phys. Rev. Lett.* **30** (1973) 1346; G. 't Hooft, Marseille Conference on Yang–Mills fields (1972).
- [7] S.L. Adler and W.A. Bardeen, *Phys. Rev.* **182** (1969) 1517; R. Jackiw, Lectures on Current Algebra and its Applications, Princeton University Press, 1972; C. Bouchiat, J. Iliopoulos and Ph. Meyer, *Phys. Lett.* **38B** (1972) 519.
- [8] G. 't Hooft, *Nucl. Phys.* **B33** (1971) 173; *ibid.* *Nucl. Phys.* **B35** (1971) 167; G. 't Hooft and M. Veltman, *Nucl. Phys.* **B44** (1972) 189.
- [9] A. Djouadi, “The anatomy of electro-weak symmetry breaking. I : The Higgs boson in the standard model”, [hep-ph/0503172](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0503172).
- [10] **Particle Data Group** Collaboration, W. M. Yao *et al.*, “Review of particle physics”, *J. Phys.* **G33** (2006) 1–1232.
- [11] M. Veltman, *Acta. Phys. Pol.* **B8** (1977) 475 and **B12** (1981) 437; S. Weinberg, *Phys. Lett.* **82B** (1979) 387; C.H. Llewellyn Smith and G.G. Ross, *Phys. Lett.* **105B** (1981) 38.
- [12] S. P. Martin, “A supersymmetry primer”, [arXiv :hep-ph/9709356](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9709356).

- [13] **WMAP** Collaboration, J. Dunkley *et al.*, “Five-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Likelihoods and Parameters from the WMAP data”, *arXiv :0803.0586 [astro-ph]*.
- [14] E. Witten, *Nucl. Phys.* B188 (1981) 513 ; *ibid* *Nucl. Phys.* B202 (1982) 253 ; N. Sakai, *Z. Phys.* C11 (1981) 153 ; S. Dimopoulos and H. Georgi, *Nucl. Phys.* B193 (1981) 150 ; R.K. Kaul and P. Majumdar, *Nucl. Phys.* B199 (1982) 36.
- [15] W. J. Marciano and G. Senjanovic, *Phys. Rev.* D25 (1982) 3092 ; J. Ellis, S. Kelley and D.V. Nanopoulos, *Phys. Lett.* B260 (1991) 131 ; U. Amaldi, W. de Boer and H. Furstenau, *Phys. Lett.* B260 (1991) 447 ; P. Langacker and M. Luo, *Phys. Rev.* D44 (1991) 817 ; C. Giunti, C.W. Kim and U.W. Lee, *Mod. Phys. Lett.* A6 (1991) 1745.
- [16] H. Goldberg, “Constraint on the photino mass from cosmology”, *Phys. Rev. Lett.* **50** (1983) 1419.
- [17] J. R. Ellis, J. S. Hagelin, D. V. Nanopoulos, K. A. Olive, and M. Srednicki, “Supersymmetric relics from the big bang”, *Nucl. Phys.* **B238** (1984) 453–476.
- [18] S. R. Coleman and J. Mandula, “All Possible Symmetries of the S Matrix”, *Phys. Rev.* **159** (1967) 1251–1256.
- [19] R. Haag, J. T. Lopuszanski, and M. Sohnius, “All Possible Generators of Supersymmetries of the s Matrix”, *Nucl. Phys.* **B88** (1975) 257.
- [20] J. Wess and J. Bagger, “Supersymmetry and supergravity”, Princeton, USA : Univ. Pr. (1992) 259 p.
- [21] J. Wess and B. Zumino, “Supergauge Invariant Extension of Quantum Electrodynamics”, *Nucl. Phys.* **B78** (1974) 1.
- [22] D. Z. Freedman, P. van Nieuwenhuizen, and S. Ferrara, “Progress Toward a Theory of Supergravity”, *Phys. Rev.* **D13** (1976) 3214–3218.
- [23] E. Cremmer, S. Ferrara, L. Girardello, and A. Van Proeyen, “Yang-Mills Theories with Local Supersymmetry : Lagrangian, Transformation Laws and SuperHiggs Effect”, *Nucl. Phys.* **B212** (1983) 413.
- [24] G. F. Giudice and R. Rattazzi, “Theories with gauge-mediated supersymmetry breaking”, *Phys. Rept.* **322** (1999) 419–499, *arXiv :hep-ph/9801271*.
- [25] L. Randall and R. Sundrum, “Out of this world supersymmetry breaking”, *Nucl. Phys.* **B557** (1999) 79–118, *arXiv :hep-th/9810155*.
- [26] M. Quirós, “New ideas in symmetry breaking”, *arXiv :hep-ph/0302189*.
- [27] L. Girardello and M. T. Grisaru, “Soft Breaking of Supersymmetry”, *Nucl. Phys.* **B194** (1982) 65.
- [28] P. Fayet, “Supersymmetry and Weak, Electromagnetic and Strong Interactions”, *Phys. Lett.* **B64** (1976) 159.

- [29] P. Fayet and S. Ferrara, “Supersymmetry”, *Phys. Rept.* **32** (1977) 249–334.
- [30] P. Fayet, “Spontaneously Broken Supersymmetric Theories of Weak, Electromagnetic and Strong Interactions”, *Phys. Lett.* **B69** (1977) 489.
- [31] H. P. Nilles, “Supersymmetry, Supergravity and Particle Physics”, *Phys. Rept.* **110** (1984) 1–162.
- [32] G. Jungman, M. Kamionkowski, and K. Griest, “Supersymmetric dark matter”, *Phys. Rept.* **267** (1996) 195–373, [hep-ph/9506380](#).
- [33] L. Bergstrom, “Non-baryonic dark matter : Observational evidence and detection methods”, *Rept. Prog. Phys.* **63** (2000) 793, [arXiv :hep-ph/0002126](#).
- [34] G. Bertone, D. Hooper, and J. Silk, “Particle dark matter : Evidence, candidates and constraints”, *Phys. Rept.* **405** (2005) 279–390, [arXiv :hep-ph/0404175](#).
- [35] F. Zwicky, “Spectral displacement of extra galactic nebulae”, *Helv. Phys. Acta* **6** (1933) 110–127.
- [36] V. C. Rubin and W. K. Ford *Astrophys. J.* **159** (1970) 379.
- [37] K. G. Begeman, A. H. Broeils, and R. H. Sanders, “Extended rotation curves of spiral galaxies : Dark haloes and modified dynamics”, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **249** (1991) 523.
- [38] D. M. Wittman, J. A. Tyson, D. Kirkman, I. Dell’Antonio, and G. Bernstein, “Detection of weak gravitational lensing distortions of distant galaxies by cosmic dark matter at large scales”, *Nature* **405** (2000) 143–149, [arXiv :astro-ph/0003014](#).
- [39] G. Gamow, “Expanding universe and the origin of elements”, *Phys. Rev.* **70** (1946) 572–573.
- [40] A. A. Penzias and R. W. Wilson, “A Measurement of excess antenna temperature at 4080- Mc/s”, *Astrophys. J.* **142** (1965) 419–421.
- [41] C. L. Bennett *et al.*, “Cosmic temperature fluctuations from two years of COBE differential microwave radiometers observations”, *Astrophys. J.* **436** (1994) 423–442, [arXiv :astro-ph/9401012](#).
- [42] M. Milgrom, “A Modification of the Newtonian dynamics as a possible alternative to the hidden mass hypothesis”, *Astrophys. J.* **270** (1983) 265–370.
- [43] D. Clowe and others, “A direct empirical proof of the existence of dark matter”, *Astrophys. J.* **648** (2006) L109–L113, [arXiv :astro-ph/0608407](#).
- [44] L. E. Ibañez, “The scalar neutrinos as the lightest supersymmetric particles and cosmology”, *Phys. Lett.* **B137** (1984) 160.
- [45] J. S. Hagelin, G. L. Kane, and S. Raby, “Perhaps scalar neutrinos are the lightest supersymmetric partners”, *Nucl. Phys.* **B241** (1984) 683.

- [46] C. Arina and N. Fornengo, “Sneutrino cold dark matter, a new analysis : relic abundance and detection rates”, *JHEP* **11** (2007) 029, arXiv :0709.4477 [hep-ph].
- [47] D. Cerdeño, C. Muñoz, and O. Seto, “Right-handed sneutrino as a thermal dark matter”, arXiv :0807.3029 [hep-ph].
- [48] H. Pagels and J. R. Primack, “Supersymmetry, cosmology and new TeV physics”, *Phys. Rev. Lett.* **48** (1982) 223.
- [49] M. Pospelov, “Particle physics catalysis of thermal big bang nucleosynthesis”, *Phys. Rev. Lett.* **98** (2007) 231301, arXiv :hep-ph/0605215.
- [50] W. Buchmüller, L. Covi, K. Hamaguchi, A. Ibarra, and T. Yanagida, “Gravitino dark matter in R-parity breaking vacua”, *JHEP* **03** (2007) 037, arXiv :hep-ph/0702184.
- [51] T. Appelquist, H.-C. Cheng, and B. A. Dobrescu, “Bounds on universal extra dimensions”, *Phys. Rev.* **D64** (2001) 035002, arXiv :hep-ph/0012100.
- [52] G. Servant and T. M. P. Tait, “Is the lightest Kaluza-Klein particle a viable dark matter candidate?”, *Nucl. Phys.* **B650** (2003) 391–419, arXiv :hep-ph/0206071.
- [53] M. Taoso, G. Bertone, and A. Masiero, “Dark Matter Candidates : A Ten-Point Test”, *JCAP* **0803** (2008) 022, arXiv :0711.4996 [astro-ph].
- [54] M. Srednicki, R. Watkins, and K. A. Olive, “Calculations of relic densities in the early universe”, *Nucl. Phys.* **B310** (1988) 693.
- [55] K. Griest and D. Seckel, “Three exceptions in the calculation of relic abundances”, *Phys. Rev.* **D43** (1991) 3191–3203.
- [56] J. Wess and B. Zumino, “Supergauge Transformations in Four-Dimensions”, *Nucl. Phys.* **B70** (1974) 39–50.
- [57] S. Dimopoulos and H. Georgi, “Softly Broken Supersymmetry and SU(5)”, *Nucl. Phys.* **B193** (1981) 150.
- [58] **Heavy Flavor Averaging Group (HFAG)** Collaboration, E. Barberio *et al.*, “Averages of b-hadron properties at the end of 2005”, arXiv :hep-ex/0603003.
- [59] M. Misiak *et al.*, “The first estimate of $B(\text{anti-}B \rightarrow X/s \text{ gamma})$ at $O(\alpha(s)^2)$ ”, *Phys. Rev. Lett.* **98** (2007) 022002, arXiv :hep-ph/0609232.
- [60] M. Misiak and M. Steinhauser, “NNLO QCD corrections to the anti- $B \rightarrow X/s \text{ gamma}$ matrix elements using interpolation in $m(c)$ ”, *Nucl. Phys.* **B764** (2007) 62–82, arXiv :hep-ph/0609241.
- [61] K. A. Olive, M. Pospelov, A. Ritz, and Y. Santoso, “CP-odd phase correlations and electric dipole moments”, *Phys. Rev.* **D72** (2005) 075001, hep-ph/0506106.
- [62] **MSSM Working Group** Collaboration, A. Djouadi *et al.*, “The minimal supersymmetric standard model : Group summary report”, arXiv :hep-ph/9901246.

- [63] J. E. Kim and H. P. Nilles, “The mu Problem and the Strong CP Problem”, *Phys. Lett.* **B138** (1984) 150.
- [64] R. Barbieri and G. F. Giudice, “Upper Bounds on Supersymmetric Particle Masses”, *Nucl. Phys.* **B306** (1988) 63.
- [65] J. R. Ellis, S. Kelley, and D. V. Nanopoulos, “Probing the desert using gauge coupling unification”, *Phys. Lett.* **B260** (1991) 131–137.
- [66] C. Giunti, C. W. Kim, and U. W. Lee, “Running coupling constants and grand unification models”, *Mod. Phys. Lett.* **A6** (1991) 1745–1755.
- [67] N. Arkani-Hamed and S. Dimopoulos, “Supersymmetric unification without low energy supersymmetry and signatures for fine-tuning at the LHC”, *JHEP* **06** (2005) 073, [hep-th/0405159](#).
- [68] N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos, G. F. Giudice, and A. Romanino, “Aspects of split supersymmetry”, *Nucl. Phys.* **B709** (2005) 3–46, [hep-ph/0409232](#).
- [69] G. F. Giudice and A. Romanino, “Split supersymmetry”, *Nucl. Phys.* **B699** (2004) 65–89, [hep-ph/0406088](#).
- [70] G. R. Farrar and P. Fayet, “Phenomenology of the Production, Decay, and Detection of New Hadronic States Associated with Supersymmetry”, *Phys. Lett.* **B76** (1978) 575–579.
- [71] N. Bernal, A. Djouadi, and P. Slavich, “The MSSM with heavy scalars”, *JHEP* **07** (2007) 016, [arXiv :0705.1496 \[hep-ph\]](#).
- [72] M. S. Carena *et al.*, “Reconciling the two-loop diagrammatic and effective field theory computations of the mass of the lightest CP-even Higgs boson in the MSSM”, *Nucl. Phys.* **B580** (2000) 29–57, [hep-ph/0001002](#).
- [73] D. M. Pierce, J. A. Bagger, K. T. Matchev, and R.-j. Zhang, “Precision corrections in the minimal supersymmetric standard model”, *Nucl. Phys.* **B491** (1997) 3–67, [hep-ph/9606211](#).
- [74] M. Binger, “Higgs boson mass in split supersymmetry at two-loops”, *Phys. Rev.* **D73** (2006) 095001, [hep-ph/0408240](#).
- [75] G. Anderson *et al.*, “Motivations for and implications of non-universal GUT- scale boundary conditions for soft SUSY-breaking parameters”, [hep-ph/9609457](#).
- [76] G. Anderson, H. Baer, C.-h. Chen, and X. Tata, “The reach of Fermilab Tevatron upgrades for SU(5) supergravity models with non-universal gaugino masses”, *Phys. Rev.* **D61** (2000) 095005, [arXiv :hep-ph/9903370](#).
- [77] R. Slansky, “Group Theory for Unified Model Building”, *Phys. Rept.* **79** (1981) 1–128.
- [78] A. Brignole, L. E. Ibañez, and C. Muñoz, “Towards a theory of soft terms for the supersymmetric Standard Model”, *Nucl. Phys.* **B422** (1994) 125–171, [hep-ph/9308271](#).

- [79] A. Brignole, L. E. Ibañez, C. Muñoz, and C. Scheich, “Some issues in soft SUSY breaking terms from dilaton / moduli sectors”, *Z. Phys.* **C74** (1997) 157–170, [hep-ph/9508258](#).
- [80] C. H. Chen, M. Drees, and J. F. Gunion, “A non-standard string/SUSY scenario and its phenomenological implications”, *Phys. Rev.* **D55** (1997) 330–347, [arXiv :hep-ph/9607421](#).
- [81] K. Choi and H. P. Nilles, “The gaugino code”, *JHEP* **04** (2007) 006, [arXiv :hep-ph/0702146](#).
- [82] A. Djouadi, J.-L. Kneur, and G. Moultaka, “SuSpect : A Fortran code for the supersymmetric and Higgs particle spectrum in the MSSM”, *Comput. Phys. Commun.* **176** (2007) 426–455, [hep-ph/0211331](#).
- [83] A. Djouadi, J. Kalinowski, and M. Spira, “HDECAY : A program for Higgs boson decays in the standard model and its supersymmetric extension”, *Comput. Phys. Commun.* **108** (1998) 56–74, [hep-ph/9704448](#).
- [84] M. Muhlleitner, A. Djouadi, and Y. Mambrini, “SDECAY : A Fortran code for the decays of the supersymmetric particles in the MSSM”, *Comput. Phys. Commun.* **168** (2005) 46–70, [hep-ph/0311167](#).
- [85] D. Stockinger, “The muon magnetic moment and supersymmetry”, *J. Phys.* **G34** (2007) R45–R92, [arXiv :hep-ph/0609168](#).
- [86] S. P. Martin, K. Tobe, and J. D. Wells, “Virtual effects of light gauginos and higgsinos : A precision electroweak analysis of split supersymmetry”, *Phys. Rev.* **D71** (2005) 073014, [arXiv :hep-ph/0412424](#).
- [87] **WMAP** Collaboration, D. N. Spergel *et al.*, “Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) three year results : Implications for cosmology”, *Astrophys. J. Suppl.* **170** (2007) 377, [astro-ph/0603449](#).
- [88] A. Masiero, S. Profumo, and P. Ullio, “Neutralino dark matter detection in split supersymmetry scenarios”, *Nucl. Phys.* **B712** (2005) 86–114, [arXiv :hep-ph/0412058](#).
- [89] N. Arkani-Hamed, A. Delgado, and G. F. Giudice, “The well-tempered neutralino”, *Nucl. Phys.* **B741** (2006) 108–130, [arXiv :hep-ph/0601041](#).
- [90] A. Provenza, M. Quirós, and P. Ullio, “Dark matter in split extended supersymmetry”, *JCAP* **0612** (2006) 007, [arXiv :hep-ph/0609059](#).
- [91] A. Pierce, “Dark matter in the finely tuned minimal supersymmetric standard model”, *Phys. Rev.* **D70** (2004) 075006, [arXiv :hep-ph/0406144](#).
- [92] A. Arvanitaki and P. W. Graham, “Indirect signals from dark matter in split supersymmetry”, *Phys. Rev.* **D72** (2005) 055010, [arXiv :hep-ph/0411376](#).
- [93] G. Pocsik and T. Torma, “On the decays of heavy Higgs bosons”, *Zeit. Phys.* **C6** (1980) 1.

- [94] T. G. Rizzo, “Decays of heavy Higgs bosons”, *Phys. Rev.* **D22** (1980) 722.
- [95] A. Djouadi, J. Kalinowski, and P. M. Zerwas, “Two- and Three-Body Decay Modes of SUSY Higgs Particles”, *Z. Phys.* **C70** (1996) 435–448, arXiv :hep-ph/9511342.
- [96] M. Drees and M. M. Nojiri, “One loop corrections to the Higgs sector in minimal supergravity models”, *Phys. Rev.* **D45** (1992) 2482–2492.
- [97] M. Drees and M. M. Nojiri, “The Neutralino relic density in minimal N=1 supergravity”, *Phys. Rev.* **D47** (1993) 376–408, hep-ph/9207234.
- [98] M. Drees and M. Nojiri, “Neutralino - nucleon scattering revisited”, *Phys. Rev.* **D48** (1993) 3483–3501, hep-ph/9307208.
- [99] G. Belanger, F. Boudjema, A. Pukhov, and A. Semenov, “micrOMEGAs : A program for calculating the relic density in the MSSM”, *Comput. Phys. Commun.* **149** (2002) 103–120, hep-ph/0112278.
- [100] G. Belanger, F. Boudjema, A. Pukhov, and A. Semenov, “micrOMEGAs2.0 : A program to calculate the relic density of dark matter in a generic model”, *Comput. Phys. Commun.* **176** (2007) 367–382, hep-ph/0607059.
- [101] A. Arvanitaki, C. Davis, P. W. Graham, A. Pierce, and J. G. Wacker, “Limits on split supersymmetry from gluino cosmology”, *Phys. Rev.* **D72** (2005) 075011, arXiv :hep-ph/0504210.
- [102] M. Toharia and J. D. Wells, “Gluino decays with heavier scalar superpartners”, *JHEP* **02** (2006) 015, arXiv :hep-ph/0503175.
- [103] P. Gambino, G. F. Giudice, and P. Slavich, “Gluino decays in split supersymmetry”, *Nucl. Phys.* **B726** (2005) 35–52, arXiv :hep-ph/0506214.
- [104] K. Griest and H. E. Haber, “Invisible decays of Higgs bosons in supersymmetric models”, *Phys. Rev.* **D37** (1988) 719.
- [105] A. Djouadi, J. Kalinowski, and P. M. Zerwas, “Exploring the SUSY Higgs sector at $e^+ e^-$ linear colliders : A Synopsis”, *Z. Phys.* **C57** (1993) 569–584.
- [106] P. Kalyniak, R. Bates, and J. N. Ng, “Two photons decays of scalar and pseudoscalar bosons in supersymmetry”, *Phys. Rev.* **D33** (1986) 755.
- [107] J. F. Gunion, G. Gamberini, and S. F. Novaes, “Can the higgs bosons of the minimal supersymmetric model be detected at a hadron collider via two photon decays?”, *Phys. Rev.* **D38** (1988) 3481.
- [108] M. A. Diaz and P. Fileviez Perez, “Can we distinguish between $h(\text{SM})$ and $h(0)$ in split supersymmetry?”, *J. Phys.* **G31** (2005) 563–569, arXiv :hep-ph/0412066.
- [109] S. K. Gupta, B. Mukhopadhyaya, and S. K. Rai, “Distinguishing split supersymmetry in Higgs signals at the Large Hadron Collider”, *Phys. Rev.* **D73** (2006) 075006, arXiv :hep-ph/0510306.

- [110] A. Djouadi and Y. Mambrini, “Three-body decays of SUSY particles”, *Phys. Lett.* **B493** (2000) 120–126, [arXiv :hep-ph/0007174](#).
- [111] A. Djouadi, Y. Mambrini, and M. Muhlleitner, “Chargino and neutralino decays revisited”, *Eur. Phys. J.* **C20** (2001) 563–584, [arXiv :hep-ph/0104115](#).
- [112] A. Datta, A. Djouadi, M. Guchait, and Y. Mambrini, “Charged Higgs production from SUSY particle cascade decays at the LHC”, *Phys. Rev.* **D65** (2002) 015007, [arXiv :hep-ph/0107271](#).
- [113] A. Datta, A. Djouadi, M. Guchait, and F. Moortgat, “Detection of MSSM Higgs bosons from supersymmetric particle cascade decays at the LHC”, *Nucl. Phys.* **B681** (2004) 31–64, [arXiv :hep-ph/0303095](#).
- [114] H. E. Haber and D. Wyler, “Radiative neutralino decay”, *Nucl. Phys.* **B323** (1989) 267.
- [115] H. Baer and T. Krupovnickas, “Radiative neutralino decay in supersymmetric models”, *JHEP* **09** (2002) 038, [arXiv :hep-ph/0208277](#).
- [116] K. Cheung and J. Song, “Hadronic production and decays of charginos and neutralinos in split supersymmetry”, *Phys. Rev.* **D72** (2005) 055019, [arXiv :hep-ph/0507113](#).
- [117] E. Ma and G.-G. Wong, “Two-body radiative gluino decays”, *Mod. Phys. Lett.* **A3** (1988) 1561.
- [118] H. Baer, X. Tata, and J. Woodside, “Phenomenology of gluino decays via loops and top quark Yukawa coupling”, *Phys. Rev.* **D42** (1990) 1568–1576.
- [119] W. Beenakker, R. Hopker, and M. Spira, “PROSPINO : A program for the PROduction of Supersymmetric Particles In Next-to-leading Order QCD”, [arXiv :hep-ph/9611232](#).
- [120] M. Bettinelli, L. Carminati, M. Consonni, F. Tartarelli, L. Fayard, M. Kado, I. Koletsou, C. Reifen, M. Escalier, F. Derue, B. Laforge, and G. Unal, “Search for a SM Higgs decaying to two photons with the ATLAS detector”, Tech. Rep. ATL-PHYS-PUB-2007-013. ATL-COM-PHYS-2007-011, CERN, Geneva, Mar, 2007.
- [121] “ATLAS detector and physics performance. Technical design report. Vol. 2”, CERN-LHCC-99-15.
- [122] R. Lafaye, T. Plehn, M. Rauch, and D. Zerwas, “Measuring Supersymmetry”, *Eur. Phys. J.* **C54** (2008) 617–644, [arXiv :0709.3985 \[hep-ph\]](#).
- [123] E. Turlay, “The MSSM with decoupled scalars at the LHC”, [arXiv :0805.2272 \[hep-ph\]](#).
- [124] N. Bernal, A. Djouadi, and F. Richard, “Reconstructing the MSSM with heavy scalars at high-energy e^+e^- colliders”, In preparation.

- [125] S. Y. Choi, A. Djouadi, H. K. Dreiner, J. Kalinowski, and P. M. Zerwas, “Chargino pair production in $e^+ e^-$ collisions”, *Eur. Phys. J.* **C7** (1999) 123–134, arXiv :hep-ph/9806279.
- [126] S. Y. Choi, A. Djouadi, H. S. Song, and P. M. Zerwas, “Determining SUSY parameters in chargino pair-production in $e^+ e^-$ collisions”, *Eur. Phys. J.* **C8** (1999) 669–677, arXiv :hep-ph/9812236.
- [127] S. Y. Choi *et al.*, “Reconstructing the chargino system at $e^+ e^-$ linear colliders”, *Eur. Phys. J.* **C14** (2000) 535–546, arXiv :hep-ph/0002033.
- [128] B. C. Allanach *et al.*, “The Snowmass points and slopes : Benchmarks for SUSY searches”, arXiv :hep-ph/0202233.
- [129] J. A. Aguilar-Saavedra *et al.*, “Supersymmetry parameter analysis : SPA convention and project”, *Eur. Phys. J.* **C46** (2006) 43–60, arXiv :hep-ph/0511344.
- [130] S. Y. Choi, J. Kalinowski, G. A. Moortgat-Pick, and P. M. Zerwas, “Analysis of the neutralino system in supersymmetric theories”, *Eur. Phys. J.* **C22** (2001) 563–579, arXiv :hep-ph/0108117.
- [131] **CUORE** Collaboration, C. Arnaboldi *et al.*, “Physics potential and prospects for the CUORICINO and CUORE experiments”, *Astropart. Phys.* **20** (2003) 91–110, arXiv :hep-ex/0302021.
- [132] **DAMA** Collaboration, R. Bernabei *et al.*, “First results from DAMA/LIBRA and the combined results with DAMA/NaI”, arXiv :0804.2741 [astro-ph].
- [133] **DAMA** Collaboration, R. Bernabei *et al.*, “The DAMA/LIBRA apparatus”, arXiv :0804.2738 [astro-ph].
- [134] T. J. Sumner *et al.*, “The ZEPLIN III detector : Results from surface calibrations”, *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **173** (2007) 108–112.
- [135] H. V. Klapdor-Kleingrothaus *et al.*, “First results from the HDMS experiment in the final setup”, *Astropart. Phys.* **18** (2003) 525–530, arXiv :hep-ph/0206151.
- [136] **CDMS** Collaboration, M. S. Armel-Funkhouser *et al.*, “Exclusion limits on the WIMP nucleon cross-section from the first run of the Cryogenic Dark Matter Search in the Soudan underground lab”, *Phys. Rev.* **D72** (2005) 052009, arXiv :astro-ph/0507190.
- [137] **The EDELWEISS** Collaboration, V. Sanglard *et al.*, “Final results of the EDELWEISS-I dark matter search with cryogenic heat-and-ionization Ge detectors”, *Phys. Rev.* **D71** (2005) 122002, arXiv :astro-ph/0503265.
- [138] **CRESST-Collaboration** Collaboration, M. Bravin *et al.*, “The CRESST dark matter search”, *Astropart. Phys.* **12** (1999) 107–114, arXiv :hep-ex/9904005.

- [139] **XENON** Collaboration, J. Angle *et al.*, “First Results from the XENON10 Dark Matter Experiment at the Gran Sasso National Laboratory”, *Phys. Rev. Lett.* **100** (2008) 021303, arXiv :0706.0039 [astro-ph].
- [140] J. Angle *et al.*, “Limits on spin-dependent WIMP-nucleon cross-sections from the XENON10 experiment”, arXiv :0805.2939 [astro-ph].
- [141] C. Muñoz, “Dark matter detection in the light of recent experimental results”, *Int. J. Mod. Phys. A* **19** (2004) 3093–3170, arXiv :hep-ph/0309346.
- [142] J. Engel, “Nuclear form-factors for the scattering of weakly interacting massive particles”, *Phys. Lett.* **B264** (1991) 114–119.
- [143] A. M. Green, “Determining the WIMP mass from a single direct detection experiment, a more detailed study”, arXiv :0805.1704 [hep-ph].
- [144] **The SuperCDMS** Collaboration, R. W. Schnee *et al.*, “The superCDMS experiment”, arXiv :astro-ph/0502435.
- [145] **CDMS-II** Collaboration, P. L. Brink *et al.*, “Beyond the CDMS-II dark matter search : SuperCDMS”, arXiv :astro-ph/0503583.
- [146] N. Bernal, A. Goudelis, Y. Mambrini, and C. Munoz, “Determining the WIMP mass using the complementarity between direct and indirect searches and the ILC”, *JCAP* **0901** (2009) 046, arXiv :0804.1976 [hep-ph].
- [147] N. Bernal, “WIMP mass from direct, indirect dark matter detection experiments and colliders : A complementary and model- independent approach”, arXiv :0805.2241 [hep-ph].
- [148] A. M. Green, “Determining the WIMP mass using direct detection experiments”, *JCAP* **0708** (2007) 022, hep-ph/0703217.
- [149] L. Hernquist, “An analytical model for spherical galaxies and bulges”, *Astrophys. J.* **356** (1990) 359.
- [150] J. F. Navarro, C. S. Frenk, and S. D. M. White, “The Structure of Cold Dark Matter Halos”, *Astrophys. J.* **462** (1996) 563–575, astro-ph/9508025.
- [151] B. Moore *et al.*, “Dark matter substructure within galactic halos”, *Astrophys. J.* **524** (1999) L19–L22.
- [152] Y. Mambrini, C. Munoz, E. Nezri, and F. Prada, “Adiabatic compression and indirect detection of supersymmetric dark matter”, *JCAP* **0601** (2006) 010, arXiv :hep-ph/0506204.
- [153] N. Gehrels and P. Michelson, “GLAST : The next-generation high energy gamma-ray astronomy mission”, *Astropart. Phys.* **11** (1999) 277–282.
- [154] S. D. Hunger *et al.*, “EGRET observations of the diffuse gamma-ray emission from the galactic plane”, *Astrophys. J.* **481** (1997) 205–240.

- [155] A. W. Strong, I. V. Moskalenko, and O. Reimer, “Diffuse continuum gamma rays from the Galaxy”, *Astrophys. J.* **537** (2000) 763–784, arXiv :astro-ph/9911296.
- [156] A. Cesarini, F. Fucito, A. Lionetto, A. Morselli, and P. Ullio, “The galactic center as a dark matter gamma-ray source”, *Astropart. Phys.* **21** (2004) 267–285, arXiv :astro-ph/0305075.
- [157] **The HESS Collaboration**, F. Aharonian *et al.*, “Very high energy gamma rays from the direction of Sagittarius A*”, *Astron. Astrophys.* **425** (2004) L13–L17, astro-ph/0408145.
- [158] S. Dodelson, D. Hooper, and P. D. Serpico, “Extracting the Gamma Ray Signal from Dark Matter Annihilation in the Galactic Center Region”, arXiv :0711.4621 [astro-ph].
- [159] O. Mena, S. Palomares-Ruiz, and S. Pascoli, “Reconstructing WIMP properties with neutrino detectors”, *Phys. Lett.* **B664** (2008) 92–96, arXiv :0706.3909 [hep-ph].
- [160] A. Birkedal, K. Matchev, and M. Perelstein, “Dark matter at colliders : A model-independent approach”, *Phys. Rev.* **D70** (2004) 077701, hep-ph/0403004.
- [161] A. Birkedal, “Measuring dark matter at a collider”, *AIP Conf. Proc.* **805** (2006) 55–61, hep-ph/0509199.
- [162] W. Frazer, *Elementary particles*. Prentice-Hall, 1966.
- [163] H. K. Dreiner, O. Kittel, and U. Langenfeld, “Discovery potential of radiative neutralino production at the ILC”, *Phys. Rev.* **D74** (2006) 115010, hep-ph/0610020.
- [164] H. K. Dreiner, O. Kittel, and U. Langenfeld, “Polarization aspects in radiative neutralino production”, arXiv :0707.1642 [hep-ph].
- [165] A. Pukhov *et al.*, “CompHEP : A package for evaluation of Feynman diagrams and integration over multi-particle phase space. User’s manual for version 33”, hep-ph/9908288.
- [166] A. Pukhov, “CalcHEP 3.2 : MSSM, structure functions, event generation, batches, and generation of matrix elements for other packages”, hep-ph/0412191.
- [167] C. Bartels and J. List, “Model-independent WIMP Searches at the ILC”, arXiv :0709.2629 [hep-ex].
- [168] J. L. Feng, S. Su, and F. Takayama, “Lower limit on dark matter production at the Large Hadron Collider”, *Phys. Rev. Lett.* **96** (2006) 151802, hep-ph/0503117.
- [169] N. Bernal, “Dark matter direct detection in the MSSM with heavy scalars”, *JCAP* **0908** (2009) 022, arXiv :0905.4239 [hep-ph].
- [170] A. Sirlin and R. Zucchini, “Dependence of the quartic coupling $h(m)$ on $m(h)$ and the possible onset of new physics in the higgs sector of the standard model”, *Nucl. Phys.* **B266** (1986) 389.

- [171] G. 't Hooft and M. J. G. Veltman, “Scalar One Loop Integrals”, *Nucl. Phys.* **B153** (1979) 365–401.
- [172] G. 't Hooft and M. J. G. Veltman, “Regularization and Renormalization of Gauge Fields”, *Nucl. Phys.* **B44** (1972) 189–213.
- [173] W. Siegel, “Supersymmetric Dimensional Regularization via Dimensional Reduction”, *Phys. Lett.* **B84** (1979) 193.
- [174] D. M. Capper, D. R. T. Jones, and P. van Nieuwenhuizen, “Regularization by Dimensional Reduction of Supersymmetric and Nonsupersymmetric Gauge Theories”, *Nucl. Phys.* **B167** (1980) 479.
- [175] S. P. Martin and M. T. Vaughn, “Regularization dependence of running couplings in softly broken supersymmetry”, *Phys. Lett.* **B318** (1993) 331–337, [arXiv :hep-ph/9308222](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9308222).
- [176] T. Sjostrand, S. Mrenna, and P. Skands, “PYTHIA 6.4 physics and manual”, *JHEP* **05** (2006) 026, [arXiv :hep-ph/0603175](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0603175).
- [177] J. Hisano, S. Matsumoto, O. Saito, and M. Senami, “Heavy Wino-like neutralino dark matter annihilation into antiparticles”, *Phys. Rev.* **D73** (2006) 055004, [arXiv :hep-ph/0511118](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0511118).