



HAL
open science

Recherche des sélectrons, neutralinos et squarks dans le cadre du modèle GMSB avec le détecteur CMS. Etude de la compression sans pertes de données provenant du calorimètre électromagnétique.

Geun-Beom Kim

► To cite this version:

Geun-Beom Kim. Recherche des sélectrons, neutralinos et squarks dans le cadre du modèle GMSB avec le détecteur CMS. Etude de la compression sans pertes de données provenant du calorimètre électromagnétique.. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Louis Pasteur - Strasbourg I, 2001. Français. NNT: . tel-00001120

HAL Id: tel-00001120

<https://theses.hal.science/tel-00001120>

Submitted on 21 Feb 2002

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THESE

présentée par

KIM Geun-Beom

pour obtenir le titre de

Docteur de l'Université Louis Pasteur - Strasbourg 1

Spécialité : **Physique des Particules**

Recherche des sélectrons, neutralinos et squarks dans le cadre du modèle GMSB avec le détecteur CMS. Etude de la compression sans pertes de données provenant du calorimètre électromagnétique.

Soutenue le 30 juillet 2001 devant la commission d'examen composée des membres :

M. Bernard Ille	rapporteur externe
M. Philippe Busson	directeur de thèse
M. Jean Louis Riester	rapporteur interne
Mme. Chantal Racca	co-directeur de thèse
M. Kim Do-Won	rapporteur externe
M. Akli Karar	membre du jury
M. Yvan Bonnassieux	membre du jury

Thèse préparée au sein du

**Laboratoire de Physique Nucléaire des Hautes Energies
Ecole Polytechnique-IN2P3.**

Remerciements

Je voudrais tout d'abord exprimer ma reconnaissance à Messieurs François Jacquet et Henri Videau, directeurs du laboratoire de Physique Nucléaire des Hautes Energies de l'Ecole Polytechnique, pour m'avoir accueilli au sein de leur laboratoire.

Je tiens à remercier tout particulièrement Philippe Busson qui a proposé le sujet et dirigé cette thèse. Ses encouragements m'ont été précieux dans les voies que j'ai explorées durant ces quatre années de thèse. Les très nombreuses discussions que l'on a eu m'ont permis de faire progresser rapidement mes recherches et ses conseils m'ont été très utiles tout au long de ma thèse.

J'exprime ma gratitude à Messieurs Jean Louis Riester, Bernard Ille et Kim Do-Won, pour avoir accepté d'être les rapporteurs de cette thèse. J'adresse également ma gratitude à Madame Chantal Racca et à Monsieur Yvan Bonnassieux pour avoir fait partie de mon jury de thèse.

J'exprime ma gratitude au président de l'université nationale de Kangnung, le professeur Kang Kyu-Seok et le professeur, Lee Sung-Chul qui ont permis que cette thèse se fasse et y ont apporté une contribution importante.

Je voudrais remercier tout à fait spécialement Monsieur Akli Karar. Je pense que sans lui cette thèse n'aurait pas pu voir le jour. Son aide de tous les instants, tant d'un point de vue intellectuel que d'un point de vue humain, m'a toujours été d'un grand secours.

Tout mes remerciements vont aussi à Ludwik Dobrzynski et Jean Badier pour leurs soutiens et critiques constructives. Je remercie aussi toute l'équipe CMS de l'Ecole Polytechnique, Philippe Miné, Gérard Milleret, Claude Charlot, David Chamont, Igor Semeniouk et Ivica Puljak. Leur bonne humeur et excellent travail resteront à jamais un exemple pour moi.

J'ai eu vraiment de la chance d'avoir un ami comme toi. J'ai été très heureux d'avoir pu travailler avec toi. Tu étais toujours disposé à discuter et à offrir ton aide. Durant les innombrables heures passées ensemble, tu m'as beaucoup apporté sans jamais compter ton effort et tu as contribué ainsi à une grande partie des résultats présentés dans cette thèse. Pour tout cela merci de tout coeur à toi Pascal Paganini !

Je voudrais également remercier à Alain Debraine, Muriel Cerutti, Jean Gilly, Joelle Doublet, Marianne Coutures, Catherine Violet, Diane Sainte, Brigitte Maroquesne et Kim Nguyen pour leurs aides diverses et variées tout au long de ce travail.

Derniers de la liste mais assurément pas dans mon coeur, mes parents ont pris soin de me soutenir dans tout mes projets. Cette thèse est l'aboutissement de nombreuses années de travail et

d'efforts qu'ils ont constamment encouragés. Bien plus qu'un remerciement, cette thèse leur est dédiée.

Merci à tous

A mes parents

A Byung-Chan et Jung-Yeol

Résumé

Le sujet de cette thèse est la recherche des sélectrons, neutralinos et squarks dans le cadre du modèle GMSB (Gauge Mediated Supersymmetry Breaking) avec le détecteur CMS et l'étude de la compression sans pertes des données.

Avec une fréquence de 40 MHz des croisements des faisceaux de protons environ 10^9 interactions proton-proton par seconde se produisent à la luminosité nominale de $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. La définition du système de déclenchement et d'acquisition de CMS impose des conditions très restrictives aux données sortantes. La fréquence moyenne des événements sortants doit être inférieure à 100 kHz. La taille moyenne d'un événement provenant du calorimètre électromagnétique doit être inférieure à 100 kilo octets. Cette thèse résumera dans quelle mesure il est possible d'appliquer aux données ainsi obtenues une réduction du volume des données supplémentaire en utilisant les techniques offertes par la compression de données sans pertes

Les grands objectifs du programme de physique du LHC est de comprendre l'origine des masses des particules et de tester l'hypothèse de l'existence d'une symétrie fondamentale entre les fermions et les bosons, la supersymétrie (SUperSYmmetry en anglais d'où SUSY). Dans cette thèse nous montrons comment expérimentalement nous pouvons rechercher, dans le cadre des modèles GMSB (Gauge Mediated SUSY Breaking), les particules supersymétriques au LHC.

Abstract

The subject of this thesis is the research for the selectrons, neutralinos and squarks in the GMSB (Gauge Mediated Supersymmetry Breaking) model with CMS detector and the study of the lossless data compression.

For the nominal LHC luminosity of $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, about 10^9 proton-proton interactions per second occur at the beam crossing frequency of 40 MHz. This input rate of about 10^9 Hz has to be reduced to at most 100 kHz, the maximum rate that can be archived by the on-line computer farm. For the electromagnetic calorimeter, only 100 kilo octets are allocated to the data per event. Therefore, the complete readout and storage of the signals are not possible. In this thesis, we report on the investigation of possibility of further reducing the data size by using the lossless data compression techniques.

The primary objectives of the LHC experimental programme is to elucidate the origin of mass spectrum of particles and to test a new space-time symmetry interchanging fermions and bosons, SUperSYmmetry (SUSY). In this thesis, we show the potential for discovering the supersymmetric particles at the LHC in the GMSB model.

Table des matières

Introduction	4
1. Le Large Hadron Collider et CMS	6
1.1 Le LHC	8
1.2 L'expérience CMS	12
1.2.1 L'aimant	14
1.2.2 Le détecteur de traces	15
1.2.3 Le calorimètre électromagnétique	16
1.2.3.1 Le cristal de tungstate de plomb.....	18
1.2.3.2 Structure mécanique	22
1.2.4 Le calorimètre hadronique.....	25
1.2.5 Le détecteur de muons	25
1.2.6 Le système de déclenchement et d'acquisition.....	26
1.3 L'électronique du calorimètre électromagnétique	28
1.3.1 Electronique interne	29
1.3.2 Electronique externe	32
2. Réduction du volume des données par suppression d'information	38
2.1 Présentation du problème	40
2.1.1 Propriétés du flux entrant dans ULR.....	40
2.1.2 Définition d'un événement.	41
2.1.3 Contraintes sur le flux sortant de ULR.....	42
2.1.4 Critères pour la suppression d'information.	43
2.1.5 Conclusion	43
2.2 Elimination d'évènements.....	44
2.2.1 Informations du calorimètre électromagnétique pour le déclenchement.....	44
2.2.2 Algorithmes du déclenchement.....	47
2.3 Choix de la trame.....	48
2.3.1 Analyse du problème.	48
2.3.2 Estimation des énergies.....	50
2.3.3 Meilleurs choix de la trame.....	52
2.4 Suppression de canaux.	54
2.4.1 Bruit électronique	54
2.4.2 Basse luminosité.....	54
2.4.3 Haute luminosité.....	55
2.4.4 Un exemple de suppression des canaux.....	56
2.5 Conclusion	59
3 Compression des données sans pertes	62
3.1 Introduction	64
3.2 Généralités sur les méthodes de compression présenté à partir du standard JPEG	66

3.2.1 Architecture du standard JPEG	67
3.3 Présentation des principales méthodes de compression sans pertes	72
3.3.1 Méthodes statistiques	72
3.3.1.1 Codage de Huffman	72
3.3.1.2 Codage de Huffman tronqué	72
3.3.1.3 Méthodes de type dictionnaire	73
3.3.2 Méthodes de décorrélation	75
3.3.2.1 Décorrélation par prédiction	75
3.3.2.2 Décorrélation par comparaison à un modèle de forme du signal	76
3.4 Comparaison d'un schéma de compression avec pertes versus suppression de données + compression sans pertes	77
3.5 Résultats du simulation	79
3.5.1 Codage de Huffman	80
3.5.2 Codage de Huffman tronqué	80
3.5.3 Méthodes de type dictionnaire	82
3.5.4 Conclusion	83
3.6 Circuits de compression disponible sur le marché	84
3.6.1 Circuit ALDC_40S	84
3.6.2 Circuit AHA3231	85
3.6.3 X-Match	85
3.7 Conclusion	87
4 Aspects théoriques	90
4.1 Insuffisances du Modèle standard	92
4.1.1 Le point de vue expérimental: oscillation des neutrinos	92
4.1.2 Le point de vue théorique	93
4.2 Supersymétrie	94
4.2.1 Principe	94
4.2.2 Lagrangiens supersymétriques	95
4.2.3 Récapitulation	99
4.3 Application de la supersymétrie au Modèle standard	100
4.3.1 Contenu en particule	100
4.3.2 Superpotentiel	101
4.3.3 La R-parité	102
4.4.4 Réponses aux insuffisances du Modèle standard	103
4.4 Brisure de la supersymétrie	106
4.4.1 Brisure douce	106
4.4.2 Brisure spontanée	108
4.5 Modèle GMSB	113
4.5.1 Modélisation	113

4.5.2 Spectre de masse et phénoménologie	117
4.6 Résumé	121
5. Recherche des sélectrons, netralinos et squarks dans le cadre du modèle GMSB.	124
5.1 Introduction	126
5.2 Production des particules supersymétriques	126
5.2.1 Mécanisme de production des particules supersymétriques au LHC	126
5.2.2 Section efficace de production des particules supersymétriques	127
5.3 Spectre de masse des particules supersymétriques	129
5.3.1 Spectre de masse des particules SUSY en fonction du Λ , M et N	129
5.4 Choix d'un canal d'analyse	132
5.4.1 Discussion	132
5.4.2 Espace des paramètres correspondant à un $\tilde{\tau}_1$ de durée de vie courte	133
5.4.3 Espace des paramètres correspondant aux co-NLSP sleptons droits	137
5.4.4 Résumé	138
5.5 Choix d'un canal de désintégration des particules SUSY en \tilde{e}_R	139
5.5.1 Signal contenant $2 \tilde{e}_R$ ou $1 \tilde{e}_R : 4e^\pm + 2jets + E_T$	139
5.5.2 Bruit de fond	143
5.5.3 Sélection des $4e^\pm + 2jets + E_T$ et masse invariante de di-électrons	147
5.6 Mesure de la masse du \tilde{e}_R , χ_1^0 et \tilde{q}_R	152
5.6.1 Mesure des valeurs du maximum de masse invariante	154
5.6.1.1 Mesure de la valeur du maximum $M_{e^+e^-}^{MAX1}$	155
5.6.1.2 Mesure de la valeur du maximum $M_{je^\pm e^\mp}^{MAX1}$	156
5.6.1.3 Mesure de la valeur du maximum $M_{je^\pm}^{MAX1}$	159
5.6.2 Mesure des masses des \tilde{e}_R , χ_1^0 et \tilde{q}_R	161
5.7 Conclusion	162
Annexe A Modélisation de l'échantillonnage.....	164
Annexe B Matrice de covariance des échantillons.....	166
Annexe C Estimation des énergies déposées.....	169
Annexe D Transformation DCT.....	171
Annexe E Production des particules SUSY.....	172
Annexe F Rapport d'embranchement.....	176
Annexe G Masse des particules SUSY.....	178
Annexe H Diagrammes de Feynman.....	179
Annexe I Mesure des valeurs du maximum.....	183

Table des matières

Introduction	4
1. Le Large Hadron Collider et CMS	6
1.1 Le LHC	8
1.2 L'expérience CMS	12
1.2.1 L'aimant	14
1.2.2 Le détecteur de traces	15
1.2.3 Le calorimètre électromagnétique	16
1.2.3.1 Le cristal de tungstate de plomb.....	18
1.2.3.2 Structure mécanique	22
1.2.4 Le calorimètre hadronique.....	25
1.2.5 Le détecteur de muons	25
1.2.6 Le système de déclenchement et d'acquisition.....	26
1.3 L'électronique du calorimètre électromagnétique	28
1.3.1 Electronique interne	29
1.3.2 Electronique externe	32
2. Réduction du volume des données par suppression d'information	38
2.1 Présentation du problème	40
2.1.1 Propriétés du flux entrant dans ULR.....	40
2.1.2 Définition d'un événement.	41
2.1.3 Contraintes sur le flux sortant de ULR.....	42
2.1.4 Critères pour la suppression d'information.	43
2.1.5 Conclusion	43
2.2 Elimination d'évènements.....	44
2.2.1 Informations du calorimètre électromagnétique pour le déclenchement.....	44
2.2.2 Algorithmes du déclenchement.....	47
2.3 Choix de la trame.....	48
2.3.1 Analyse du problème.	48
2.3.2 Estimation des énergies.....	50
2.3.3 Meilleurs choix de la trame.....	52
2.4 Suppression de canaux.	54
2.4.1 Bruit électronique	54
2.4.2 Basse luminosité.....	54
2.4.3 Haute luminosité.....	55
2.4.4 Un exemple de suppression des canaux.....	56
2.5 Conclusion	59
3 Compression des données sans pertes	62
3.1 Introduction	64
3.2 Généralités sur les méthodes de compression présenté à partir du standard JPEG	66

3.2.1 Architecture du standard JPEG	67
3.3 Présentation des principales méthodes de compression sans pertes	72
3.3.1 Méthodes statistiques	72
3.3.1.1 Codage de Huffman	72
3.3.1.2 Codage de Huffman tronqué	72
3.3.1.3 Méthodes de type dictionnaire	73
3.3.2 Méthodes de décorrélation	75
3.3.2.1 Décorrélation par prédiction	75
3.3.2.2 Décorrélation par comparaison à un modèle de forme du signal	76
3.4 Comparaison d'un schéma de compression avec pertes versus suppression de données + compression sans pertes	77
3.5 Résultats du simulation	79
3.5.1 Codage de Huffman	80
3.5.2 Codage de Huffman tronqué	80
3.5.3 Méthodes de type dictionnaire	82
3.5.4 Conclusion	83
3.6 Circuits de compression disponible sur le marché	84
3.6.1 Circuit ALDC_40S	84
3.6.2 Circuit AHA3231	85
3.6.3 X-Match	85
3.7 Conclusion	87
4 Aspects théoriques	90
4.1 Insuffisances du Modèle standard	92
4.1.1 Le point de vue expérimental: oscillation des neutrinos	92
4.1.2 Le point de vue théorique	93
4.2 Supersymétrie	94
4.2.1 Principe	94
4.2.2 Lagrangiens supersymétriques	95
4.2.3 Récapitulation	99
4.3 Application de la supersymétrie au Modèle standard	100
4.3.1 Contenu en particule	100
4.3.2 Superpotentiel	101
4.3.3 La R-parité	102
4.4.4 Réponses aux insuffisances du Modèle standard	103
4.4 Brisure de la supersymétrie	106
4.4.1 Brisure douce	106
4.4.2 Brisure spontanée	108
4.5 Modèle GMSB	113
4.5.1 Modélisation	113

4.5.2 Spectre de masse et phénoménologie	117
4.6 Résumé	121
5. Recherche des sélectrons, netralinos et squarks dans le cadre du modèle GMSB.	124
5.1 Introduction	126
5.2 Production des particules supersymétriques	126
5.2.1 Mécanisme de production des particules supersymétriques au LHC	126
5.2.2 Section efficace de production des particules supersymétriques	127
5.3 Spectre de masse des particules supersymétriques	129
5.3.1 Spectre de masse des particules SUSY en fonction du Λ , M et N	129
5.4 Choix d'un canal d'analyse	132
5.4.1 Discussion	132
5.4.2 Espace des paramètres correspondant à un $\tilde{\tau}_1$ de durée de vie courte	133
5.4.3 Espace des paramètres correspondant aux co-NLSP sleptons droits	137
5.4.4 Résumé	138
5.5 Choix d'un canal de désintégration des particules SUSY en \tilde{e}_R	139
5.5.1 Signal contenant $2 \tilde{e}_R$ ou $1 \tilde{e}_R : 4e^\pm + 2jets + E_T$	139
5.5.2 Bruit de fond	143
5.5.3 Sélection des $4e^\pm + 2jets + E_T$ et masse invariante de di-électrons	147
5.6 Mesure de la masse du \tilde{e}_R , χ_1^0 et \tilde{q}_R	152
5.6.1 Mesure des valeurs du maximum de masse invariante	154
5.6.1.1 Mesure de la valeur du maximum $M_{e^+e^-}^{MAX1}$	155
5.6.1.2 Mesure de la valeur du maximum $M_{je^\pm e^\mp}^{MAX1}$	156
5.6.1.3 Mesure de la valeur du maximum $M_{je^\pm}^{MAX1}$	159
5.6.2 Mesure des masses des \tilde{e}_R , χ_1^0 et \tilde{q}_R	161
5.7 Conclusion	162
Annexe A Modélisation de l'échantillonnage.....	164
Annexe B Matrice de covariance des échantillons.....	166
Annexe C Estimation des énergies déposées.....	169
Annexe D Transformation DCT.....	171
Annexe E Production des particules SUSY.....	172
Annexe F Rapport d'embranchement.....	176
Annexe G Masse des particules SUSY.....	178
Annexe H Diagrammes de Feynman.....	179
Annexe I Mesure des valeurs du maximum.....	183

Introduction

La théorie du modèle standard de la physique des particules décrit les interactions entre l'ensemble des particules élémentaires. Cette théorie a été merveilleusement confirmée expérimentalement, notamment avec la découverte du quark top au Fermilab à Chicago dans les expériences CDF et D0 et la découverte des bosons du jauge Z & W de l'interaction électrofaible au CERN. Malgré le formidable accord des prédictions de cette théorie avec les résultats expérimentaux, il reste encore certaines lacunes qui ne peuvent être expliquées par le modèle standard. Il existe un grand nombre de modèles au delà du modèle standard susceptibles de décrire la nouvelle physique.

Cette thèse a été réalisée au sein de l'expérience CMS, l'une des quatre collaborations travaillant au CERN sur l'anneau du Large Hadron Collider (LHC). Le sujet de cette thèse est la recherche des sélectrons, neutralinos et squarks dans le cadre du modèle GMSB (Gauge Mediated Supersymmetry Breaking) avec le détecteur CMS et l'étude de la compression sans pertes de données provenant du calorimètre électromagnétique.

Cette thèse est articulée autour de 5 chapitres:

Au premier chapitre nous présentons les caractéristiques du LHC. Nous décrivons ensuite le détecteur CMS en insistant plus particulièrement sur les révisions qui sont intervenues récemment dans la conception de certains sous-détecteurs. Enfin nous présenterons plus en détail le sous-détecteur appelé calorimètre électromagnétique (ECAL).

Au seconde chapitre nous décrivons la réduction du volume des données par suppression d'information. Avec une fréquence de 40 MHz des croisements des faisceaux de protons environ 10^9 interactions proton-proton par seconde se produisent à la luminosité nominale de $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. La définition du système de déclenchement et d'acquisition de CMS impose des conditions très restrictives aux données sortantes. La fréquence moyenne des événements sortants doit être inférieure à 100 kHz. La taille moyenne d'un événement doit être inférieure à 100 kilos octets. Les données provenant du calorimètre électromagnétique sont traités de manière à fournir des échantillons numérisés à la fréquence de 40 MHz. Avec le nombre des échantillons maximum, soit 32 échantillons et à raison de 2 octets par échantillon, les 80 000 cristaux du ECAL fournissent un volume de 5 Méga octets par événement. Par conséquent, le volume des données doit être considérablement réduit avant la transmission vers les étapes ultérieures de l'analyse. Afin de diminuer ce volume des données, on dispose deux moyens: (1) la réduction du nombre des échantillons par cristal (2) la suppression des données de certains cristaux. Dans ce chapitre, nous montrons l'étude du choix du nombre des échantillons nécessaire par cristal. Les étapes de cette étude sont l'analyse du problème, les méthodes d'estimation de l'énergie déposée et l'optimisation du nombre des échantillons. Ensuite nous présentons les méthodes de la suppression des canaux relatifs à ces cristaux puis leurs performances sur des données simulées.

Le troisième chapitre décrit la compression sans pertes des données. On sait que les techniques de la compression sont courantes dans le domaine des télécommunications et de l'informatique où elles sont utilisées pour augmenter la capacités de transfert des canaux de transmission et/ou la capacité des supports de stockage. Dans ce chapitre, nous allons voir dans quelle mesure il est possible d'appliquer aux données ainsi obtenues une réduction du volume des données supplémentaire en utilisant les techniques offertes par la compression de données sans pertes. Nous présentons la généralité sur les compressions avec pertes et sans pertes. Ensuite afin d'introduire les principaux concepts de la compression de données et de voir dans quelle mesure notre schéma de réduction de données par suppression d'information suivi d'une compression sans pertes se compare à un système de compression avec pertes nous présentons succinctement un exemple: le standard JPEG. Nous présenterons successivement le principe des méthodes retenues puis leurs performances respectives sur des données simulées. Avant de conclure nous présentons les circuits de compression actuellement disponibles sur le marché ainsi que leurs performances.

Le chapitre quatre décrit les principes généraux qui régissent toutes théories supersymétriques. Nous fournirons les éléments théoriques suffisants pour mieux comprendre les modèles GMSB, objet d'étude de cette thèse.

Dans le chapitre cinq nous montrons comment expérimentalement nous pouvons rechercher, dans le cadre des modèles GMSB, les particules supersymétriques au LHC. Les modèles de supersymétrie prévoient un grand nombre de nouvelles particules qui, à ce jour, n'ont encore jamais été détectées. Dans un premier temps, nous étudions les sections efficaces de production des particules supersymétriques au LHC en fonction des paramètres du modèle GMSB. Ensuite nous nous attacherons à étudier précisément le spectre de masse des particules supersymétriques afin d'identifier les caractéristiques du NLSP (Next Lightest Supersymmetric Particle) qui joue un rôle majeur dans la phénoménologie. Nous serons alors à même de choisir et d'analyser un canal de désintégration, et nous montrerons qu'au LHC avec le détecteur CMS, la découverte des particules supersymétriques ainsi que la mesure de leur masse est possible avec une bonne précision.

Contenu du chapitre

1 Le Large Hadron Collider et CMS	6
1.1 Le LHC	8
1.2 L'expérience CMS	12
1.2.1 L'aimant	14
1.2.2 Le détecteur de traces	15
1.2.3 Le calorimètre électromagnétique	16
1.2.3.1 Le cristal de tungstate de plomb.....	18
1.2.3.2 Structure mécanique	22
1.2.4 Le calorimètre hadronique.....	25
1.2.5 Le détecteur de muons	25
1.2.6 Le système de déclenchement et d'acquisition	26
1.3 L'électronique du calorimètre électromagnétique	28
1.3.1 Electronique interne	29
1.3.2 Electronique externe	32

Dans la première partie de ce chapitre nous présentons les caractéristiques du futur collisionneur de hadrons du CERN, le Large Hadron Collider (LHC). Nous décrivons ensuite le détecteur Compact Muon Solenoid en insistant plus particulièrement sur les révisions qui sont intervenues récemment dans la conception de certains sous-détecteurs. Enfin nous présentons plus en détail l'électronique du calorimètre électromagnétique (ECAL).

1.1 Le LHC

L'arrêt définitif de l'accélérateur LEP a été prononcé par le Directeur Général du CERN au cours du mois de novembre 2000. Cette fermeture, initialement prévue pour la fin du mois de septembre 2000, avait été différée à la suite de l'annonce par les quatre expériences installées sur le LEP de l'observation d'événements compatibles avec la production d'un boson de Higgs de masse égale à environ 115 GeV. Cependant le fait que la production de ces événements pouvait s'expliquer par d'autres mécanismes a conduit le Directeur Général du CERN à réaffirmer le rôle fondamental du futur collisionneur dans la recherche du boson de Higgs et de fait à prononcer l'arrêt de l'exploitation du LEP.

Les grands objectifs du programme de physique du LHC peuvent être résumés de la manière qui suit. Le LHC a pour ambitions :

- de comprendre l'origine des masses des particules. En effet il existe une dynamique importante dans le spectre de masse des particules. D'où provient ce phénomène? L'existence d'un boson de Higgs et l'intensité de ses interactions avec les particules semble être la réponse théorique à ce mystère. Le cadre théorique décrivant ce phénomène est complètement connu à l'exception notable de la valeur de la masse de ce boson de Higgs
- de tester l'hypothèse de l'existence d'une symétrie fondamentale entre les fermions et les bosons, la supersymétrie (SUPERSYMMETRY en anglais d'où SUSY). L'existence de la supersymétrie conduit de façon naturelle à l'existence de nouvelles particules qui sont les partenaires supersymétriques des particules décrites par le Modèle Standard. Outre la découverte de ces nouvelles particules un enjeu important de la physique au LHC sera de comprendre le mécanisme de la brisure de SUSY. Une présentation des modèles théoriques des mécanismes alternatifs de cette brisure fera l'objet du chapitre 4

Ces deux volets de la physique sondée au LHC mettent en jeu la production de nouvelles particules dont la valeur de la masse couvre un domaine de l'ordre de 100 GeV à environ 1 TeV. Ceci se traduit par le fait que pour produire de telles particules dans une collision proton-proton il est impératif d'atteindre des énergies dans le centre de masse de la collision supérieure d'un ordre de grandeur à celle atteinte par le collisionneur installé aux Etats-Unis, le Tevatron. La figure 1.1 présente l'évolution de la section efficace de divers processus de production en fonction de l'énergie dans le centre de masse \sqrt{s} .

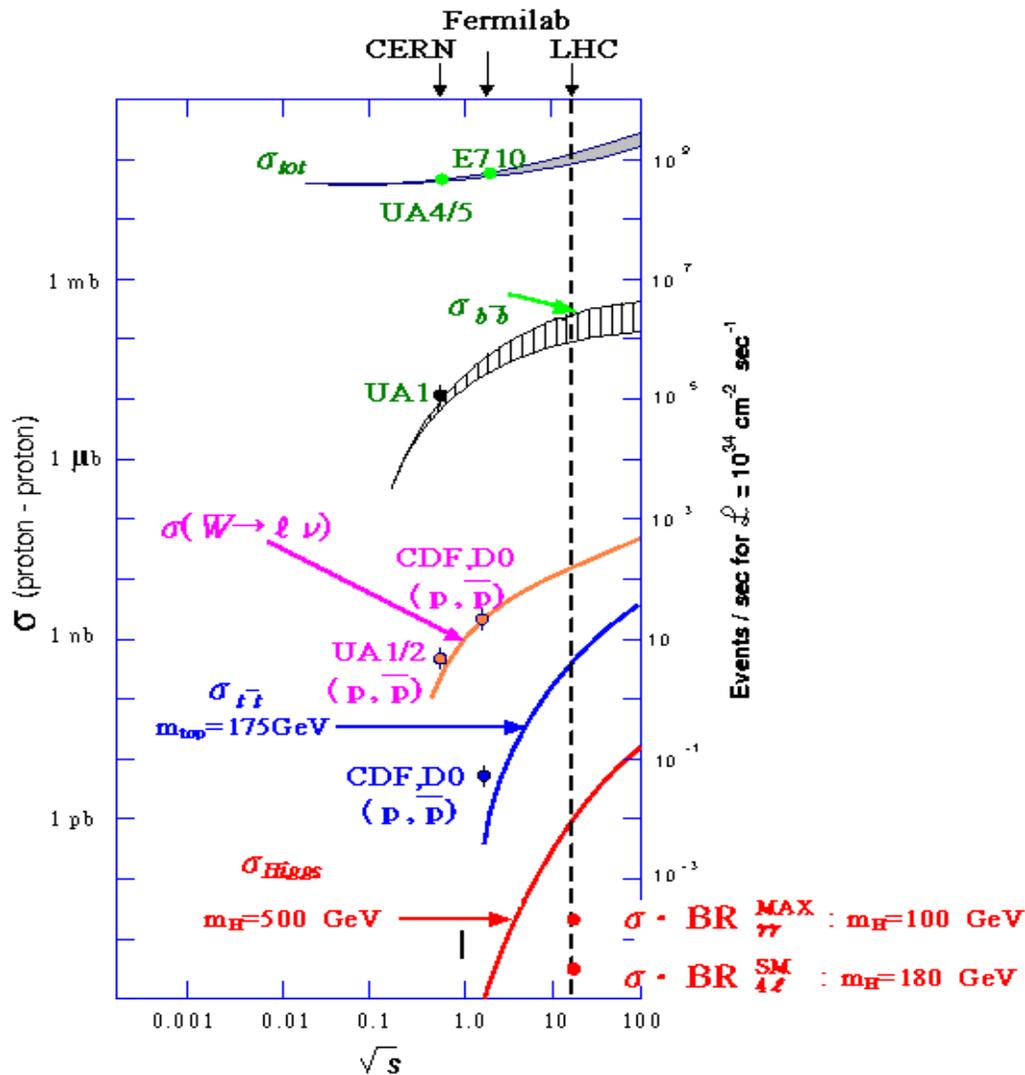


Figure 1.1 Evolution de la section efficace de divers processus de production en fonction de l'énergie dans le centre de masse \sqrt{s} [1].

On remarque, en particulier que la section efficace de production d'un boson de Higgs d'une masse égale à 500 GeV est de l'ordre de 1 pb. La faiblesse extrême de cette valeur se traduit par une probabilité de production très faible dans une collision proton-proton. Afin de produire et d'enregistrer un nombre suffisant d'événements, de manière à mesurer avec une précision suffisante les caractéristiques des particules produites, le LHC devra délivrer une luminosité de $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

L'utilisation d'une telle luminosité permettant la découverte de nouvelles particules produites dans des interactions ayant de très faibles sections efficaces de production permettra de mesurer avec une très grande précision les caractéristiques de phénomènes décrits par le Modèle Standard. Un certain nombre d'exemples de telles productions est présenté dans le tableau 1.1. En particulier on peut remarquer que le nombre de paires de particules de beauté produites en

une année de fonctionnement au LHC permettra de mesurer précisément les effets de violation de la symétrie CP.

Processus	Nombre d'événements par année
$W \rightarrow l\nu$	5×10^8
$Z \rightarrow ll$	5×10^7
$t\bar{t}$	10^7
$b\bar{b}$	10^{12}

TABLE 1.1. Un certain nombre d'exemples de productions au LHC

Enfin, le programme proton-proton du LHC sera complété par un programme de collisions d'ions lourds relativistes dont l'ambition est de mesurer les caractéristiques du plasma de quarks et de gluons récemment découvert au SPS du CERN par l'expérience NA50

En 1994 le Conseil Scientifique du CERN a adopté le principe de construction du LHC dans le tunnel du LEP. Le complexe des accélérateurs du CERN sera utilisé afin d'alimenter le LHC en protons de 450 GeV via le SPS. Cette énergie sera portée à la suite du cycle d'accélération à la valeur nominale de 7 TeV. L'obtention de la haute luminosité, expressément demandée pour détecter les phénomènes nouveaux à faible probabilité de production, sera obtenue en remplissant la circonférence de l'anneau du LHC par des paquets d'environ séparés dans le temps par 25 nanosecondes. Afin de maintenir les protons sur leur trajectoire des aimants supraconducteurs d'un champ de 8 Teslas seront nécessaires et feront appel à une technologie de construction d'un degré de sophistication jamais employé à ce jour.

Les caractéristiques principales du LHC sont présentées dans le tableau 1.2 Une vue d'ensemble du complexe d'accélération du CERN ainsi que les expériences qui seront installées sur cet accélérateur est montrée dans la figure 1.2

Deux expériences couvrant tout le domaine de la physique accessible au LHC seront installées sur cet accélérateur. La première, le Compact Muon Solenoid (CMS) se trouvera au point 5 alors que la seconde, l'Apparatus (ATLAS) occupera le point 1 de l'anneau du LHC. Deux expériences dédiées l'une à l'étude de la physique de la beauté et en particulier à celle de la violation de la symétrie CP dans le système de B-meson (LHCb) ainsi qu'une expérience consacrée à l'étude des propriétés du plasma de quarks et de gluons (ALICE) seront installées aux points 2 et 8 du même anneau.

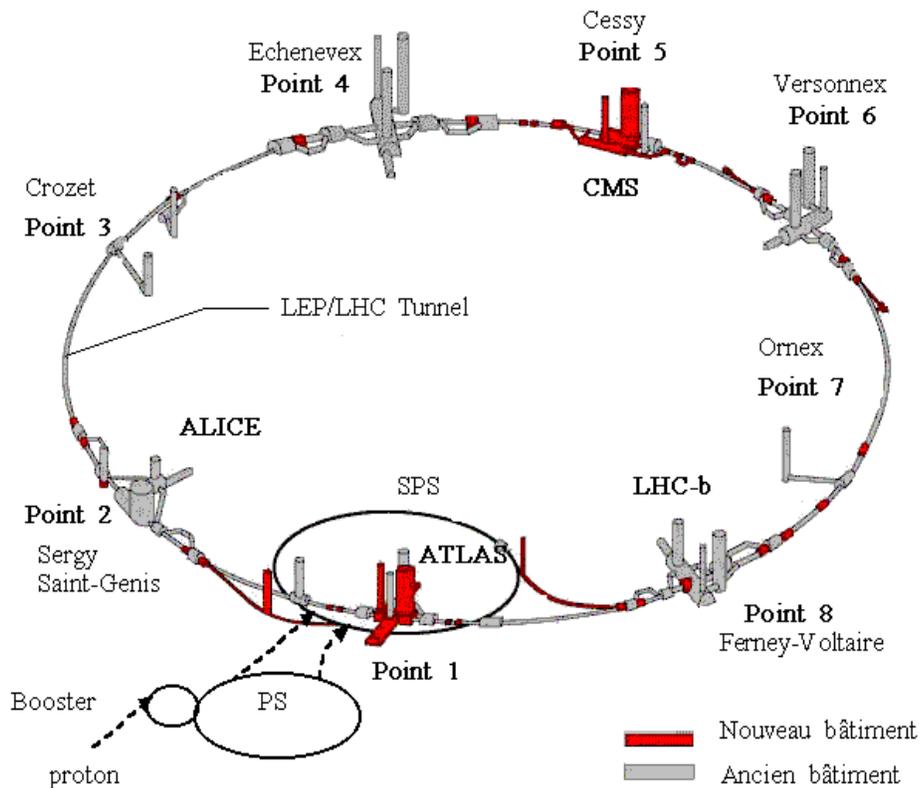


Figure 1.2 Une vue d'ensemble du complexe d'accélération du CERN ainsi que les expériences qui seront installées sur cet accélérateur

Energie dans le centre de masse	14 TeV
Luminosité	$10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
Nombre de paquets par faisceau	2808
Temps de croisement des faisceaux	25 ns
Rayon r.m.s. du point de collision	15 μm
Dimension longitudinale du faisceau	5.3 cm

TABLE 1.2. Caractéristiques principales du LHC

Le calendrier initial de mise en fonctionnement du LHC prévoyait que les premières collisions utilisables pour acquérir des données auraient lieu en 2005. Récemment le comité de pilotage du projet au niveau des instances du CERN, le LHCC (LHC Committee) a revu sa stratégie globale et l'établissement d'un nouveau planning[2] est en cours d'élaboration. La date des premières collisions à basse luminosité se trouve de fait repousser à la fin du premier semestre

2006. Ce report permettra en principe aux expériences du LHC de consolider leur calendrier de construction en utilisant de façon optimale leurs ressources financières.

1.2 L'expérience CMS

Les détecteurs, ainsi que l'électronique de lecture de ces détecteurs, constituant l'expérience CMS seront, comme on l'a dit précédemment, situés au point 5 du LHC à une profondeur de 89 mètres en dessous du niveau du sol naturel près du village de Cessy.

Une première excavation d'une longueur de 53 mètres et de 26.5 mètres de largeur ayant pour axe la ligne des faisceaux de protons recevra les 12500 tonnes de CMS. Bien que qualifié de 'compact' cette expérience aura grossièrement la forme d'un cylindre de 22 mètres de longueur et de diamètre total égal à 15 mètres.

L'électronique de traitement des signaux générés par les détecteurs sera quant à elle installée dans une seconde excavation située à environ 40 mètres de la première. Le système informatique d'enregistrement des données, situé pour sa part dans un bâtiment en surface, sera relié à l'électronique des détecteurs au moyen de liaisons par fibres optiques au travers d'un puits de 90 mètres de hauteur.

Les éléments des divers détecteurs seront descendus dans la caverne expérimentale au moyen d'un puits dont le diamètre sera de 20.4 mètres. A l'heure où nous rédigeons ce document les travaux de génie civil sont en voie d'achèvement. Ils ont nécessité la mise en œuvre d'une technique de congélation du sol permettant de forer un puits à travers la nappe phréatique. Bien que cette technique ait déjà été employée lors de la construction du LEP des difficultés sont survenues lors de la mise en froid du sol. Ces difficultés, maintenant résolues, ont été à l'origine d'un retard sur le planning d'avancement des travaux de génie civil d'environ cinq mois.

L'ensemble des bâtiments de surface ainsi que la disposition des installations souterraines constituant l'expérience CMS est présenté dans la figure 1.3.

Afin de mener à bien la construction et l'installation de l'ensemble des sous-détecteurs de l'expérience CMS, dont le coût total a été limité à 435 millions de francs suisses, une très importante collaboration internationale a été constituée. Celle-ci regroupe pas moins de 1800 chercheurs et ingénieurs provenant de 150 instituts répartis dans 32 pays[3].

Le reste de ce chapitre est entièrement consacré à la description des divers sous-détecteurs composant CMS. Plutôt qu'une description exhaustive de tous ces sous-détecteurs nous nous sommes attachés à faire une présentation des faits marquants qui sont intervenus ces derniers mois en ce qui concerne ces derniers.

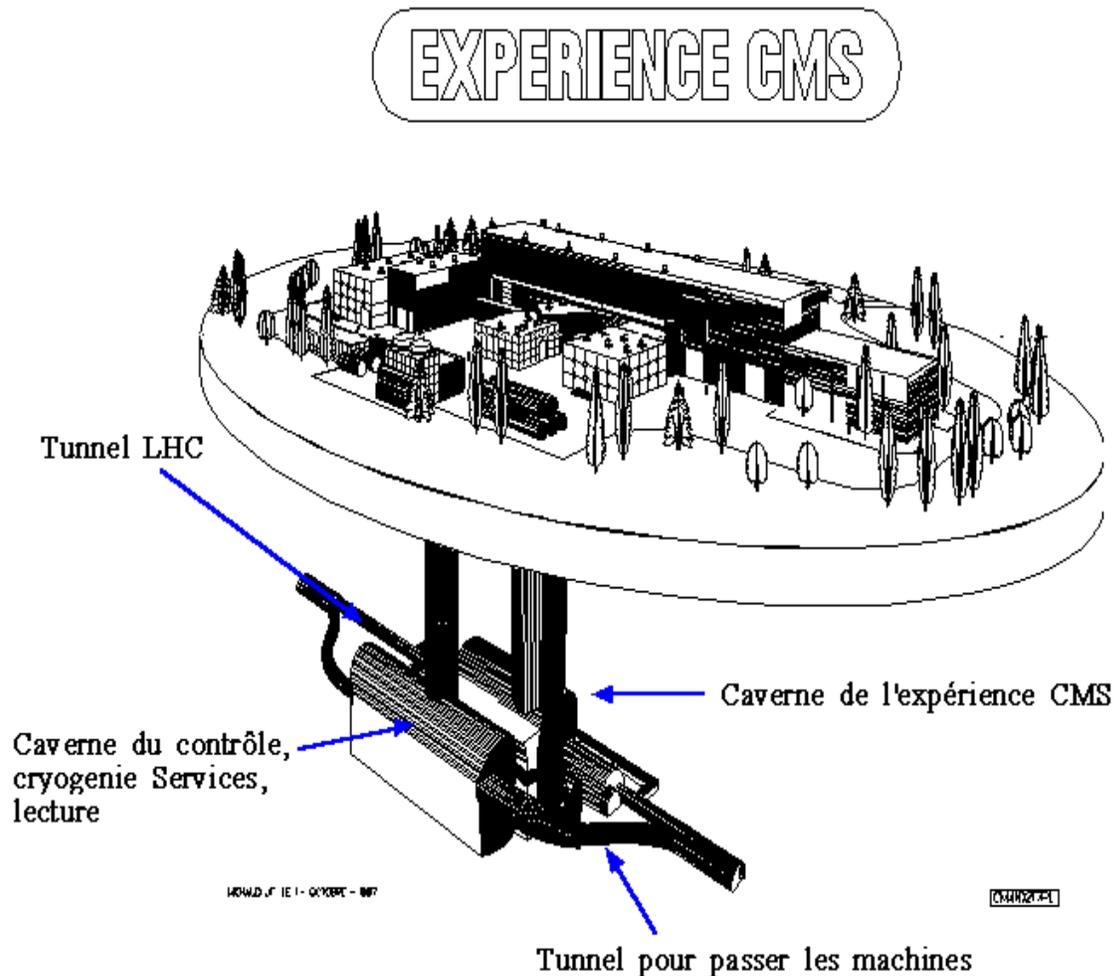


Figure 1.3 Une vue d'ensemble du complexe d'accélération du CERN ainsi que les expériences qui seront installées sur l'accélérateur LHC

En premier lieu il faut rappeler au lecteur que le principe fondamental qui a prévalu lors de la conception de CMS est l'optimisation de son système de détection et de mesure des muons. C'est ainsi que le choix de la collaboration CMS s'est porté sur l'utilisation d'un champ solénoïdal de grand volume. Les caractéristiques principales de l'aimant et des détecteurs de muons seront présentées respectivement dans le paragraphe 1.2.1 et 1.2.5. Nous ferons le point sur la détection et la mesure très précise des traces dans le paragraphe 1.2.2. La revue des calorimètres hadronique et électromagnétique sera pour sa part présentée dans les paragraphes 1.2.4 et 1.2.3. Le paragraphe 1.2.6, sans prétendre faire la description détaillée du système de déclenchement et d'acquisition des données, donnera au lecteur les principes directeurs ainsi que leurs caractéristiques principales. Une vue générale en trois dimensions de l'ensemble est présentée dans la figure ci-dessous

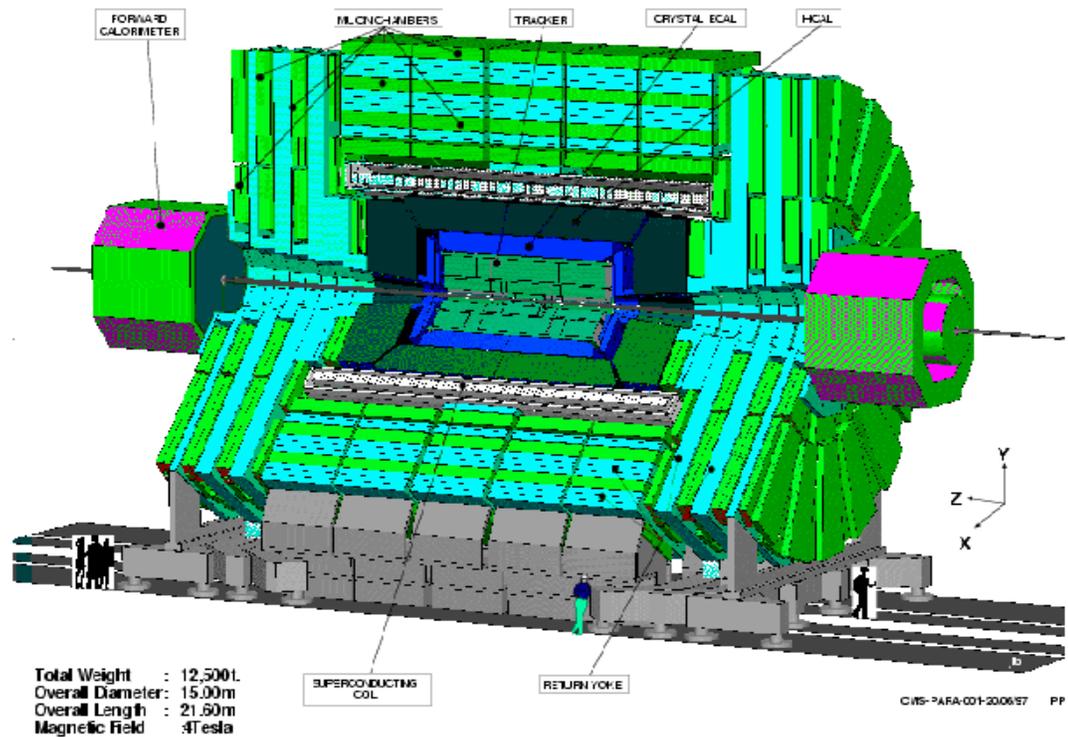


Figure 1.4 Une vue générale en trois dimensions de l'ensemble de CMS

1.2.1 L'aimant

La mesure de la valeur de l'impulsion transverse d'un muon est basée sur la mesure de la courbure de sa trace dans un champ magnétique. Dans le cas de l'expérience CMS le champ magnétique est créé par un solénoïde supraconducteur dont la longueur atteint 13 mètres. Ce solénoïde délivre un champ de 4 Teslas. Le retour du flux magnétique est assuré par 1.8 mètre de fer instrumenté avec les chambres à muons (voir le paragraphe 1.2.5). L'ensemble forme un cylindre aligné le long de l'axe du faisceau et est divisé en deux parties: la partie du tonneau d'une longueur totale égale à 21.6 mètres subdivisée elle-même en 5 anneaux adoptant une structure dodécagonale et la partie des bouchons adoptant une géométrie comportant 3 disques. La construction de la partie tonneau est commencée et la figure 1.5 montre une photo, prise en novembre 2000, du premier anneau en cours d'assemblage dans le hall de montage de CMS.

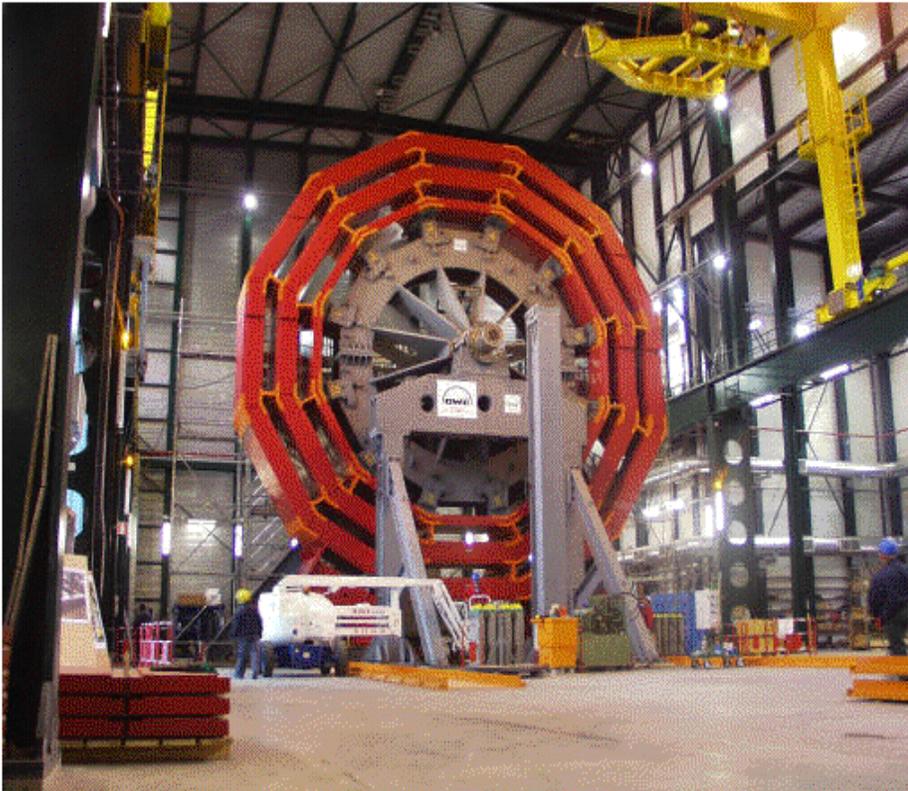


Figure 1.5 Une photo, prise en novembre 2000, du premier anneau en cours d'assemblage dans le hall de montage de CMS

1.2.2 Le détecteur de traces

Le détecteur de traces a pour mission d'une part de:

- détecter les traces des particules chargées avec une efficacité plus grande que 90 % pour les traces possédant une impulsion transverse comprise dans l'intervalle de pseudorapidité défini par $|\eta| < 2.6$ et d'autre part;
- mesurer l'impulsion transverse de ces traces avec une très grande résolution c'est-à-dire $(\Delta p_t/p_t) = 0.1 p_t$ où l'impulsion transverse p_t est exprimée en TeV.

Ces caractéristiques doivent être maintenue à la plus grande luminosité de fonctionnement du LHC pour laquelle pas moins de 200 traces chargées de toutes impulsions seront produites par croisement de faisceau. Ce système sera, de plus, soumis à un fort taux de radiations.

La conception du système adopté par CMS et présenté dans le rapport technique de conception (Technical Design Report ou TDR)[4] à la fin de l'année 1999 a depuis lors été profondément remanié à la suite des progrès technologiques accomplis sur les éléments de détection et de traitement électronique du signal en silicium.

Une conception dite ‘Trajectographe Tout Silicium’ est depuis le début de l’année 2000 la ligne de base nouvellement adoptée par CMS.

En schématisant ce système a grossièrement la forme d’un cylindre de révolution autour de l’axe du faisceau du LHC et occupe un volume défini par une dimension longitudinale de 5.6 mètres et de diamètre extérieur égal à 2.4 mètres.

On peut définir ainsi trois régions dans ce volume en appliquant un critère de classement lié au taux de radiations subi par ces régions:

- pour une distance à l’axe inférieure à 20 centimètres subissant en cinq ans de fonctionnement de l’ordre de 5.10^5 Grays à 10^5 Grays le détecteur est équipé d’un système d’environ 40.10^6 canaux de détection. Chaque canal est en fait constitué d’un détecteur de $150 \mu m$ par $150 \mu m$ ce qui permet une mesure de la position de l’impact d’une trace chargée dans ce système avec une résolution d’environ 10 à 15 μm pour l’intervalle de pseudo-rapacité $|\eta| < 1.6$ et d’environ 15 à 20 μm pour l’intervalle $1.6 < |\eta| < 2.5$.
- pour la région intermédiaire comprise entre 20 centimètres et 70 centimètres subissant pour sa part de 10^5 Grays jusqu’à 10^4 Grays le trajectographe est équipé de détecteurs sous forme de pistes de silicium d’une longueur égale à 10 centimètres dans la partie du tonneau et de 25 centimètres dans les parties des bouchons. La mesure de la position de l’impact d’une trace chargée est dans cette région comprise entre 15 μm et 70 μm .
- pour la région extérieur comprise entre 70 centimètres et 115 centimètres subissant pour sa part de l’ordre de 10^4 Grays jusqu’à 10^3 Grays le détecteur est équipé de pistes de silicium d’une longueur égale à 16 centimètres dans la partie du tonneau et dans les parties des bouchons.

1.2.3 Le calorimètre électromagnétique

La fonction du calorimètre électromagnétique est de détecter et mesurer l’énergie et la position des électrons, positrons et photons produits lors des collisions. Il contribue aussi à la détection des particules hadroniques ainsi qu’à la mesure de l’énergie transverse manquante en en combinaison avec le calorimètre hadronique.

Ce sous-détecteur jouera un rôle essentiel pour l’étude de la physique électrofaible du modèle standard. C’est particulièrement le cas dans la recherche du boson de Higgs dans son canal de désintégration $H \rightarrow \gamma\gamma$ lorsque la masse du boson de Higgs est inférieure à 150 GeV ainsi que dans les canaux de désintégration $H \rightarrow ZZ$ ou $H \rightarrow WW$ dans le domaine de masse compris entre 140 GeV et 700 GeV. Il est fondamental d’avoir une excellente résolution de la mesure des caractéristiques des photons, électrons ou positrons pour de tels canaux car la résolution en masse reconstruite du boson de Higgs est effectivement dominée par la résolution expérimentale.

Le calorimètre électromagnétique sera constitué d’environ 80000 cristaux de tungstate de plomb ($PbWO_4$) qui du fait de l’homogénéité de ce matériau scintillant assure naturellement

une grande résolution sur la mesure de l'énergie des gerbes électromagnétiques qui se développent en son sein.

Une fois le choix du tungstate de plomb comme milieu de détection fait s'est posé le choix du photodétecteur permettant de transformer la lumière de scintillation du cristal en signal électrique apte à subir un traitement par une chaîne électronique de lecture. Etant donné la faible quantité de lumière émise par le cristal de PbWO_4 et pour tenir compte du fait que le calorimètre est plongé dans un fort champ magnétique l'emploi de photodiodes à avalanche (Avalanche PhotoDiode en anglais soit l'acronyme APD) s'est imposé dans la partie tonneau. La partie des bouchons étant soumise quant à elle à un fort taux de radiations un autre type de détecteur a été choisi. Des phototriodes à vide (Vacuum PhotoTriodes ou VPT) seront utilisées dans cette partie du sous-détecteur pour leur excellent comportement sous fortes irradiations.

La résolution relative en énergie d'une gerbe électromagnétique mesurée dans un calorimètre est représentée par la formule:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c$$

où le paramètre a , dit terme stochastique, décrit essentiellement les fluctuations du nombre de photons produits par la gerbe. Le terme b représente l'effet de la combinaison de deux sources de bruit distinctes: le bruit électronique introduit par la chaîne de lecture et l'effet de l'empilement d'événements dans le cristal. La valeur mesurée pour l'électronique de lecture conçue pour le calorimètre est d'environ 30 MeV pour cristal. Enfin le paramètre c , dit terme constant, correspond à la limite ultime de la résolution que l'on peut atteindre pour les gerbes de très haute énergie. Son existence est dû aux fuites longitudinales, aux imperfections de l'intercalibration de la réponse des cristaux ainsi qu'à la non uniformité de la collection de la lumière au sein du cristal. Le tableau 1.3 donne les valeurs des différents termes contribuant à la résolution du calorimètre électromagnétique de CMS.

Depuis plusieurs années de nombreux prototypes du calorimètre électromagnétique ont été testés dans des conditions reproduisant celles de l'expérience. Des tests en faisceau ont permis d'étudier les performances intrinsèques des cristaux, les caractéristiques des photodétecteurs ainsi que celles de l'électronique de lecture. Leurs performances ont continûment progressé depuis les premiers tests. La figure 1.6 montre la variation de la valeur de la résolution en énergie des gerbes initiées par des électrons en fonction de l'énergie de ces électrons. L'estimation de l'énergie de la gerbe a été faite en sommant les énergies des cristaux formant une matrice de 3 cristaux par 3 cristaux.

	Tonneau	Bouchon
Terme stochastique	$2.7\% / \sqrt{E}$	$5.7\% / \sqrt{E}$
Terme constant	0.55%	0.55%
Bruit (à basse luminosité)	155 MeV	770 MeV
Bruit (à haute luminosité)	210 MeV	155 MeV

TABLE 1.3. Valeurs des différents termes contribuant à la résolution du calorimètre électromagnétique de CMS

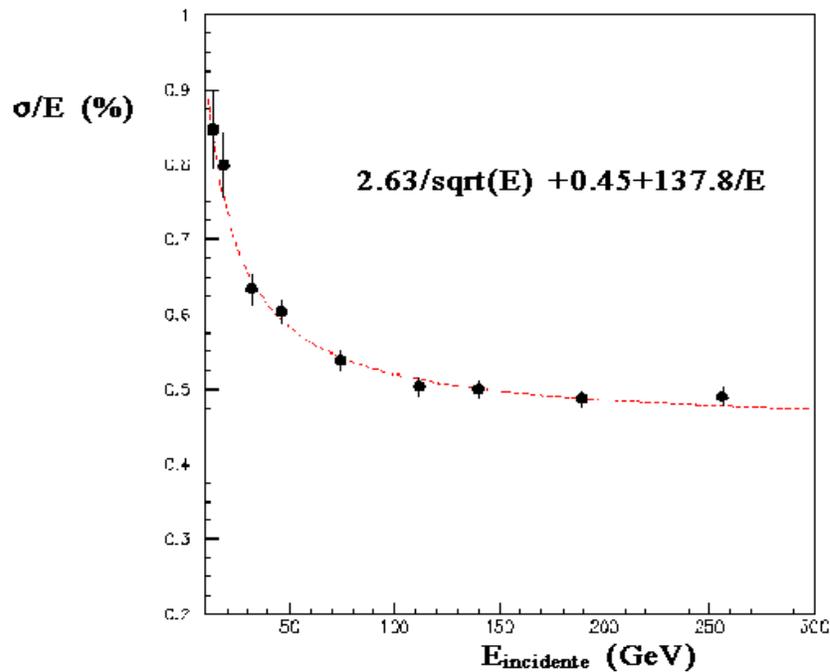


Figure 1.6 Variation de la valeur de la résolution en énergie des gerbes initiées par des électrons en fonction de l'énergie de électrons. L'estimation de l'énergie de la gerbe a été faite en sommant les énergies des cristaux formant une matrice de 3 cristaux par 3 cristaux[5]

1.2.3.1 Le cristal de tungstate de plomb

Le choix du matériau scintillant satisfaisant aux conditions de fonctionnement dans une expérience au LHC résulte d'un compromis entre les caractéristiques dont nous derissons la liste ci-dessous. Ces critères sont:

- la scintillation : la quantité de lumière produite par le cristal doit être suffisante pour que les contributions, dues d'une part au terme stochastique et d'autre part au bruit électronique, à la résolution en énergie soient négligeables
- la densité : afin d'avoir un calorimètre le plus compact possible, c'est-à-dire de volume le plus petit possible, il est indispensable d'avoir la plus petite longueur de radiation X_0 qui nous le rappelons caractérise le développement longitudinal d'une gerbe
- le temps de déclin de la scintillation : lorsqu'un cristal est touché il faut que l'émission de lumière de scintillation ne déborde pas ou très peu sur celle d'un événement produit par un croisement de faisceaux ultérieur afin d'éviter la contamination entre événements
- spectre d'émission : il faut que ce spectre soit tel que les risques de réabsorption de la lumière de scintillation par des défauts du cristal qui produisent des bandes d'absorption soit négligeables
- stabilité en température : une indépendance de la réponse des cristaux vis-à-vis des variations de température de la zone d'opération du calorimètre serait souhaitable afin de limiter les effets sur la calibration
- coût : compte tenu du grand volume de cristaux nécessaire il faut que ce coût soit le plus petit possible

Seulement deux cristaux ont retenu l'attention de la collaboration Crystal Clear qui a mené un programme de recherche et développement au CERN à ce propos: le fluorure de cérium (CeF_3) et le tungstate de plomb ($PbWO_4$). Le premier type de cristal satisfait positivement à la majorité des critères cependant sa longueur de radiation ($X_0 = 1.68$ cm) est relativement grande et des problèmes de coût l'ont fait rejeter par la collaboration CMS qui a décidé en 1994 de choisir le tungstate de plomb comme milieu de détection pour le calorimètre électromagnétique. Sa densité élevée permet la conception d'un calorimètre compact et l'existence en Russie et en Chine de moyens industriels adaptables pour sa production ont été les arguments décisifs pour ce choix. Les propriétés du cristal de tungstate de plomb sont résumées dans le tableau 1.4.

On remarque dans ce tableau que le temps de déclin $\tau = 10 - 20ns$ est bien adapté à la fréquence de croisement des faisceaux du LHC. par contre, la forte dépendance du rendement lumineux vis-à-vis de la température des cristaux nécessite de prévoir une système de régulation par la circulation d'eau thermalisée afin d'évacuer les calories produites au sein du calorimètre.

Propriétés		PbWO ₄
Description des gerbes	Longueur de radiation X_o [cm]	0.89
	Rayon de Molière R_M [cm]	2.19
	Densité [g/(cm ³)]	8.29
Scintillation	Rendement lumineux [γ /(MeV)]	de 50 à 120
	% Lumière émis en 25 ns [%]	80
	Temps de déclin τ [ns]	10 – 20
	Pic d'émission [nm]	440 – 500
	Dépendance en température (à 20°C)	-1.9%/°K

TABLE 1.4. Propriétés du cristal de tungstate de plomb

Actuellement trois producteurs principaux se partagent la mise au point de la production de grands cristaux de PbWO₄. Le premier producteur, 'Bogoroditsk Techno-Chemical Plant' (BTCPP) installé à Bogoroditsk en Russie fournit les premiers cristaux de production alors que les deux producteurs chinois, 'Shanghai Institute of Ceramic' (SIC) et 'Beijing Glass Research Institute' (BGRI) sont encore au stade de développement des moyens de production industrielle.

Le choix du matériau scintillant étant effectué la définition des dimensions géométriques découle des propriétés des gerbes électromagnétiques initiées au sein de ce matériau. Ainsi les cristaux utilisés dans la partie du tonneau ont une forme pyramidale de section 22 X 22 mm² correspondant à $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.0175 \times 0.0175$ et pour longueur 23 cm. Cette longueur, correspondant à environ 26 X_0 , permet de minimiser les fuites des gerbes électromagnétiques de grande énergie vers l'arrière. La section choisie assure qu'une gerbe, dont le point d'impact est au centre d'un cristal, dépose environ 75% de son énergie dans ce cristal. Le choix de cette section permet, de plus, de séparer les photons provenant de la désintégration d'un π^0 produit au sein d'un jet qui constitue la source de bruit physique la plus importante au niveau du système de déclenchement.

La mise au point de cristaux de PbWO₄ optimisés pour le calorimètre électromagnétique de CMS revient à varier les paramètres de la production pour maximiser la quantité de lumière de scintillation, la transmission optique et la résistance aux radiations afin de garantir un niveau de qualité suffisant pour les 80000 cristaux. Cette mise au point, reposant principalement sur les producteurs de cristaux, est réalisée en étroite collaboration avec l'expérience CMS.

L'amélioration des propriétés des cristaux résultant de ce travail de mise au point est clairement illustrée dans la figure 1.7 montrant la transmission optique pour des cristaux produits en 1995 et celle de cristaux produits en 1997. Une amélioration, d'environ 30% à 40% de la transmission autour d'une longueur d'onde de 400 nm, entre les deux lots a été obtenue grâce à ce travail.

La production en grande quantité des cristaux ne peut pas être commencée avant d'avoir achevé la recherche systématique des paramètres techniques qui influencent les performances des cristaux et leur coût de production. La pré-production par BTCP de 2700 cristaux qui seront installés dans le tonneau a commencé en 1999. Par contre, celle des cristaux de SIC et BGRI a été retardée. Ce retard de la production en Chine a conduit l'expérience CMS à accroître les capacités de production en finançant la construction d'installations de production complémentaires.

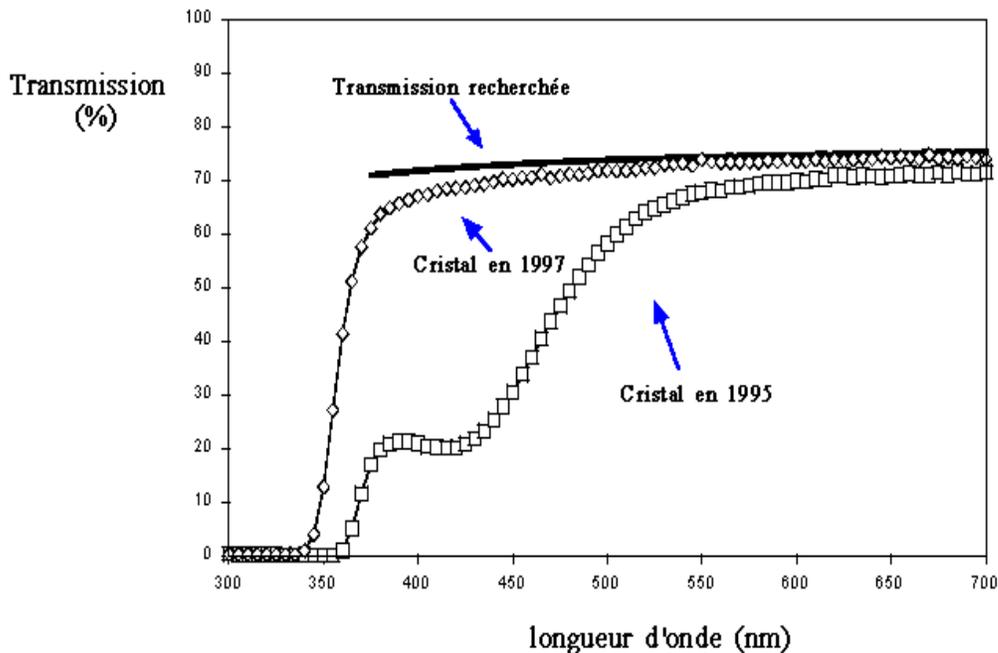


Figure 1.7 Transmission optique pour des cristaux produits en 1995 et celle de cristaux produits en 1997

Le nouveau calendrier de la production des cristaux établi en 2000[6] est résumé dans le tableau 1.5 ci-dessous

Producteurs		Production						
		1999	2000	2001	2002	2003	2004	2005
BTCP	tonneau	2700	5900	7900	12000	12000	5000	
	bouchon		200					
SIC & BGRI	tonneau		500	3500	4000	3500	3000	
	bouchon			500	2000	4500	4500	4000
Total dans le tonneau		2700	6400	13300	16000	15500	8000	
Total dans le bouchon			200		2000	4500	4500	4000

TABLE 1.5. Nouveau calendrier de la production des cristaux établi en 2000

1.2.3.2 Structure mécanique

La structure mécanique du calorimètre électromagnétique a été conçue de façon à dégrader le moins possible la mesure de l'énergie des gerbes électromagnétiques en limitant le plus possible les volumes des pièces mécaniques supportant le poids des cristaux ainsi que les volumes qui séparent les cristaux. La structure choisie résulte du compromis entre les principes énoncés ci-dessus et la nécessité d'avoir une structure mécanique stable avec des déformations maîtrisées.

Cette structure, présentée dans la figure 1.8, est détaillée pour la partie tonneau. Elle est basée sur l'assemblage de:

- sous-unités constituées d'un cristal, d'une pièce mécanique appelée capsule contenant deux APD (voir figure 1.8.a) collée sur le cristal.
- structures alvéolaires, dites sous-modules, en fibre de verre-epoxy dont les faces internes recoivent un traitement optique constitué d'une couche mylar aluminisé. Chacun des ces sous-modules contient 10 cristaux équipés de leurs capsules disposés en une matrice de 5 (suivant la direction η) par 2 (suivant la direction ϕ). La distance entre les cristaux d'une telle structure est inférieure à 0.5 mm de façon à minimiser la probabilité qu'une particule, en passant entre deux cristaux, échappe à la détection. Avant l'insertion des cristaux une fibre optique permettant la distribution de la lumière du système de monitoring est mise en place et tenue en place grâce à une ferrule en plastique. L'ensemble est fermé par une pièce en aluminium d'une épaisseur de 20 mm appelée tablette (voir figure 1.8.b). La tablette comporte 4 rainures qui assurent le positionnement des capsules. Chaque sous-module est en outre équipé d'un capteur destiné à contrôler la température.
- d'ensembles comportant 400 cristaux (module de type 2,3 ou 4 dans la figure 1.8.c) ou 500 cristaux (module de type 1 dans la même figure) appelés modules qui sont composés de 40 ou 50 sous-modules. L'assemblage des sous-modules faisait appel, jusqu'à la fin de l'année 2000, à une première pièce en fibre de carbone dénommée panier ainsi qu'à une seconde pièce en alliage d'aluminium assurant la fermeture du panier et la rigidité de l'ensemble appelée grille. Les difficultés de réalisation de la grille par une société italienne pour le coût prévu ont entraîné l'abandon de cette conception des modules. Une solution alternative est en cours d'élaboration. Nous présentons les résultats de mesures effectués pour des paniers prototypes produits en 1998[7]. Ceux-ci illustrent bien les difficultés rencontrées pour la réalisation d'un panier. La grille, dont l'épaisseur moyenne est de 9 mm, supporte le poids des cristaux quand le module est en position '6 heures' ou '12 heures' et la moitié de ce poids dans la position '3 heures', subit des déformations de ± 0.16 mm en position 12 heures ou 6 heures. Les déformations du panier ainsi que les variations de la distance entre modules suivant les positions sont présentées dans les tableaux 1.6 et 1.7 respectivement.
- d'ensembles de 4 modules dits supermodules contenant 1700 cristaux. La distance entre supermodules voisins sera inférieure à 6 mm. Chaque supermodule est conçu comme une unité indépendante avec son propre système de refroidissement et son électronique. Une plaque d'acier et deux renforts latéraux en fibre de carbone assurent ensemble la rigidité du supermodule.

Position	Déformation [mm]		
	12 heures	6 heures	3 heures
1-2	0.97	1.053	1.0037
2-3	1.1	0.94	1.0014
3-4	0.99	1.067	1.0016

TABLE 1.6. Déformations du panier ainsi que les variations de la distance entre modules

Déformation [mm]	Position		
	12 heures	6 heures	3 heures
x	0.008	-0.147	-0.067
y	-0.026	0.250	
z	0.080	-0.076	0.211

TABLE 1.7. Déformations du panier ainsi que les variations des positions

Finalement la partie du tonneau du calorimètre électromagnétique est constituée de 36 super-modules arrangés en deux demi-tonneaux autour de la pseudorapidité 0.

La partie dite des bouchons est organisée sous forme de deux disques venant fermer la partie tonneau. Chaque disque, divisé en quarts, est constitué d'un assemblage de sous-modules de 36 cristaux organisés suivant une matrice de 6 par 6 cristaux.

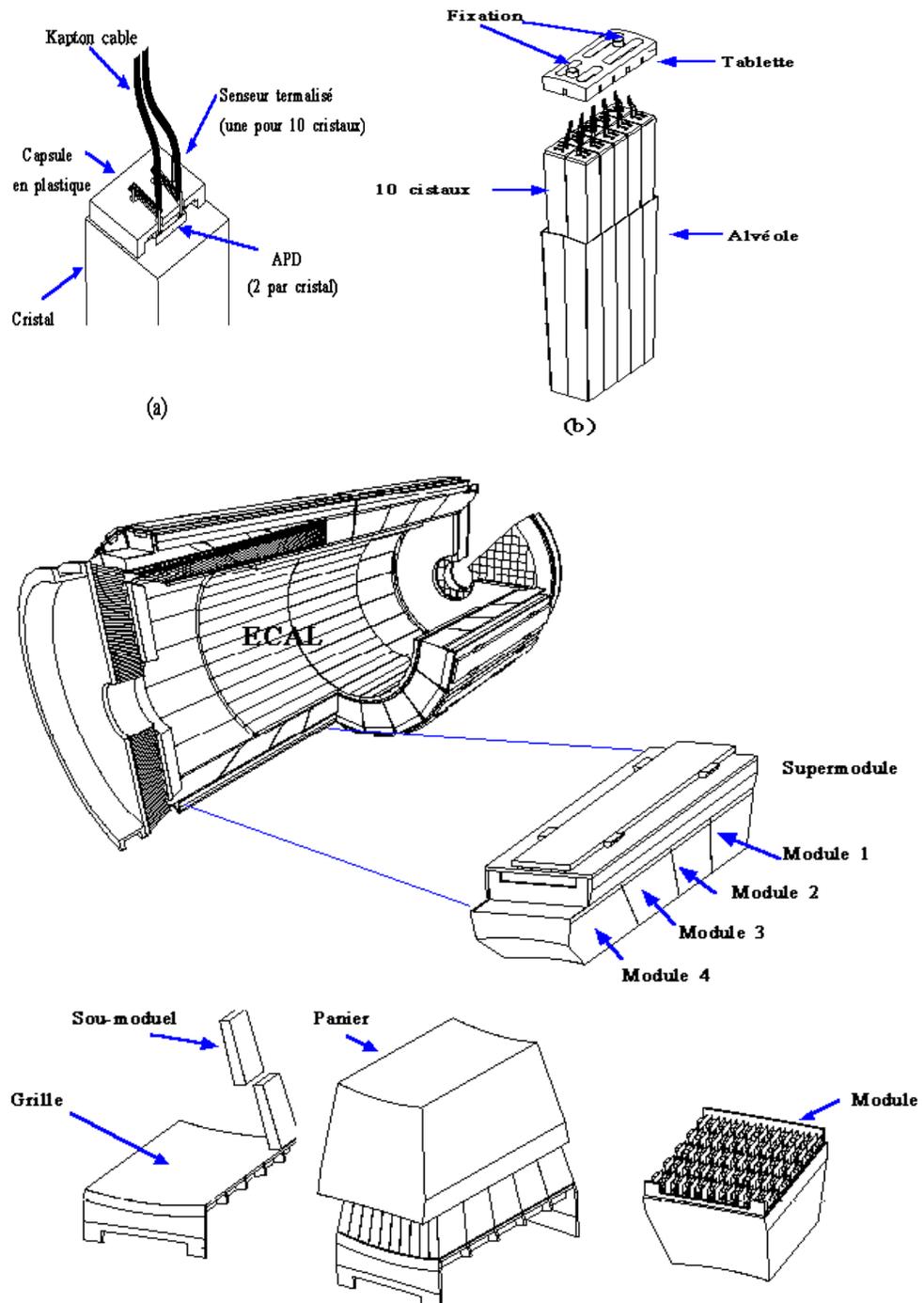


Figure 1.8 Structure mécanique du calorimètre électromagnétique (a) sous-unités constituées d'un cristal (b) structures alvéolaires (dites sous-modules) (c) ensembles comportant 400 cristaux (module de type 2,3 ou 4)

1.2.4 Le calorimètre hadronique

Situé à l'intérieur de la bobine de l'aimant il entoure le calorimètre électromagnétique et couvre un domaine de pseudorapacité défini par $|\eta| < 3.0$. Il est complété par une partie dite 'tail catcher' située à l'extérieur de la bobine destinée à contenir la queue des gerbes initiées par les hadrons dans la partie interne du calorimètre.

Sa structure mécanique fabriquée à l'aide de tuiles de plastique scintillant et de plaques de cuivre est organisée en tours projectives. La lumière collectée à l'intérieur des tuiles est extraite par des fibres à décalage de longueur d'onde pour être transformée en signal électrique par des convertisseurs de type 'Hybrid PhotoDiode'.

La construction du premier demi-tonneau de ce sous-détecteur est en cours d'achèvement et la figure 1.9 en montre la structure mécanique.

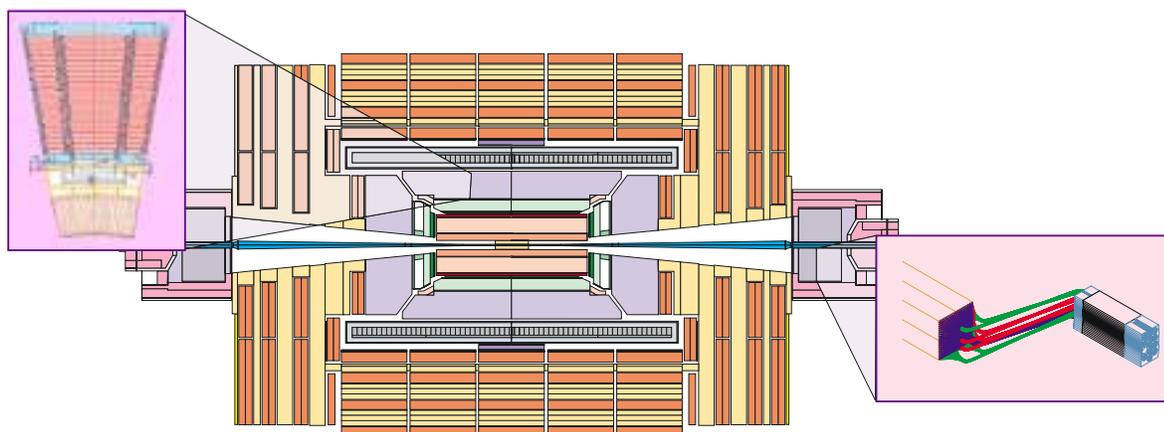


Figure 1.9 Structure mécanique de demi-tonneau de HCAL

1.2.5 Le détecteur de muons

Les muons produits dans les collisions p-p interagissent peu avec la matière. Le détecteur de muons est donc placé à l'extérieur (autour du calorimètre et de la bobine qui les entoure). Au niveau de la zone centrale ($|\eta| < 1.3$), le détecteur consiste en des couches de stations muoniques alternant avec les couches de fer du retour de champ magnétique. Les régions des bouchons ($0.9 < |\eta| < 2.4$) contiennent également des couches de détecteurs.

Grâce au champ de retour de l'aimant, on peut calculer la courbure de la trajectoire de la particule et donc en déduire son impulsion. La résolution transverse attendue du détecteur de muons est comprise entre 6 et 35% pour l'impulsion transverse de 10 à 1000 GeV/c[8].

1.2.6 Le système de déclenchement et d'acquisition

Avec une fréquence de 40 MHz des croisements des faisceaux de protons environ 10^9 interactions proton-proton par seconde se produisent à la luminosité nominale de $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Le système de déclenchement de CMS a pour tâche principale de réduire à 100 Hz le taux des événements conservés pour analyse hors ligne. En considérant la taille moyenne d'un événement, environ 1 Mbytes, c'est plus de 1 Tbytes de données qui seront produites en une seule journée de fonctionnement.

La réduction effectuée par le système de déclenchement de 1:400 000 est effectuée suivant le schéma classique faisant appel à un système de déclenchement multi-niveaux. Pendant le temps d'élaboration de $3.2 \mu\text{s}$ du signal de déclenchement et sa diffusion aux sous-détecteurs, les informations en provenance de ces sous-détecteurs sont stockées dans des mémoires fonctionnant en mode pipe-line c'est-à-dire que les informations créées au rythme de 40 MHz les plus jeunes prennent la place des plus anciennes. L'histoire des signaux des sous-détecteurs est ainsi mémorisée pendant un temps maximum de $3.2 \mu\text{s}$. Au delà de ce temps dit 'temps de latence' du déclenchement les informations sont perdues.

Le principe adopté dans la conception du système de déclenchement fait appel à un niveau de traitement des signaux dit 'niveau 1' (Level 1 Trigger en anglais, abrégé en L1 Trigger) utilisant une électronique spécifiquement conçue tandis que les niveaux supérieurs (High Level Trigger en anglais dénommé HLT) font appel à des processeurs du commerce utilisés en réseau.

L'équipe en charge de la conception et le développement du système de déclenchement de niveau 1 a publié en décembre 2000 son TDR[9] et nous résumons pour le lecteur les quelques six cents pages de ce rapport dans les quelques lignes qui suivent.

Afin de sélectionner efficacement les événements intéressants pour la découverte du boson de Higgs ou des partenaires supersymétriques il est nécessaire que le système de déclenchement puisse détecter en ligne les collisions satisfaisant au moins l'une des conditions suivantes:

- un lepton chargé ou un photon avec une impulsion transverse plus grande que $60 \text{ GeV}/c$
- deux leptons chargés ou deux photons dont l'impulsion transverse est plus grande que $15 \text{ GeV}/c$
- l'énergie transverse manquante est plus grande que $150 \text{ GeV}/c$
- un jet hadronique avec une impulsion transverse plus grande que $250 \text{ GeV}/c$

Les sources de bruit de fond qui proviennent de la production de jets donnant soit des leptons soit des photons ou alors les désintégrations des bosons Z, W en leptons sont responsables d'un taux de déclenchement d'environ 100 Hz après l'application des critères de sélection du HLT pour la luminosité nominale du LHC. Etant donné que ces critères ne peuvent être modifiés sans changer l'efficacité de détection des événements intéressants pour la recherche du boson de Higgs ou de la supersymétrie ce taux de déclenchements représente la valeur minimale que doit être capable d'absorber le système d'acquisition de CMS.

Les conditions les plus efficaces qui permettent de retenir les interactions proton-proton produisant des événements intéressants sont celles qui combinent plusieurs objets dès le niveau 1 du déclenchement. A titre d'exemple une telle combinaison est celle formée par un objet électromagnétique détecté dans les calorimètres et un muon détecté par le système de mesure des muons. Les conditions portant sur un seul objet soit une gerbe électromagnétique, soit un muon ou bien la présence d'une grande énergie manquante signalant la présence éventuelle d'un neutrino de grande impulsion transverse permettent de retenir les événements intéressants n'ayant pas satisfait les conditions précédentes. Ceci a une implication très importante sur la conception du système de déclenchement de niveau 1. Les objets simples détectés par les calorimètres ou les détecteurs de muons ne peuvent subir de réjection avant d'être combinés. C'est seulement pour les combinaisons de ces objets individuels que le L1 applique des coupures sur l'impulsion transverse et ces coupures dépendent de la combinaison envisagée.

Cette conception est reflétée dans la figure 1.10 qui montre un schéma fonctionnel de l'ensemble du système de déclenchement de niveau 1.

Les objets électrons/photons qui ne sont pas distinguables par le L1 sont détectés et leur impulsion transverse mesurées dans la partie du système notée Global Calorimetry Trigger tandis que les muons le sont dans celle notée Global Muon Trigger. Le calcul de la valeur de l'énergie transverse manquante est faite dans la partie Global Calorimetry Trigger. La combinaison entre les objets est faite au niveau, dénommé comme il se doit, Global Trigger et c'est seulement dans cet étage que sont appliquées les comparaisons à des seuils.

Le tableau 1.8 donne en fonction du type d'objets considérés les seuils envisagés pour deux valeurs typiques de la luminosité (au démarrage et en fonctionnement nominal) de LHC.

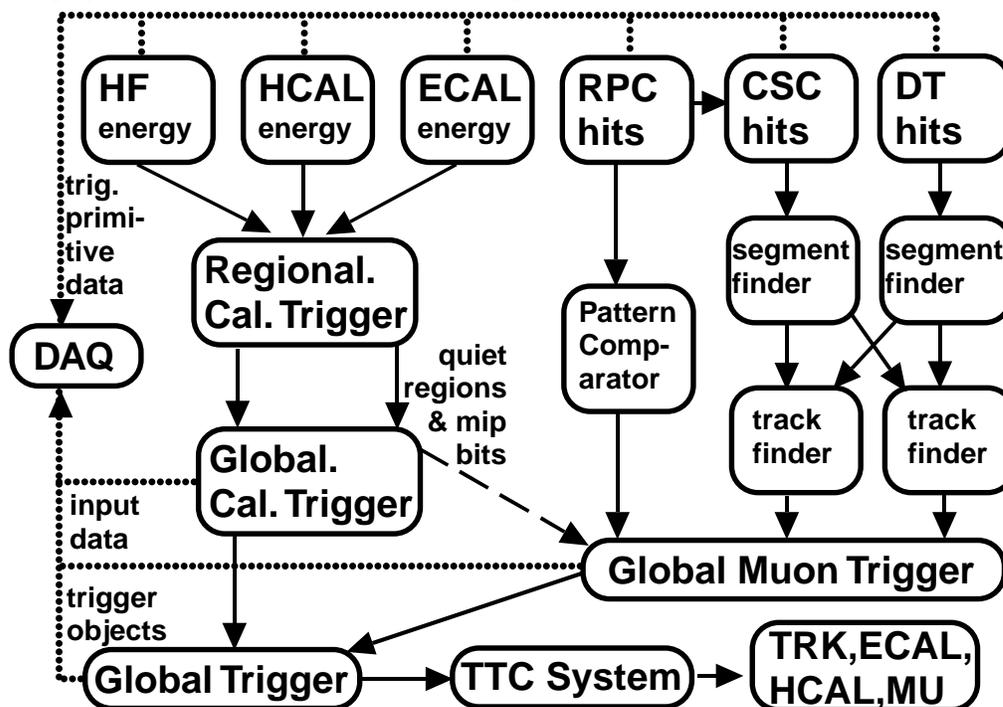


Figure 1.10 Schéma fonctionnel de l'ensemble du système de déclenchement de niveau 1.

Type d'objets		Luminosité	Seuils envisagés
Boson de Higgs dans le MS	$H \rightarrow \gamma\gamma$	H	$p_T(\gamma) > 40, 25$
	$H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$	H	$p_T(e) > 20, 15, 10, 10$ $p_T(\mu) > 10 - 20, 5 - 10, 5, 5$
		L	$p_T(e) > 20, 15, 10, 10$ $p_T(\mu) > 20, 10, 5, 5$
	$H \rightarrow WW \rightarrow l^+ \nu l^- \bar{\nu}$	L.H	$p_T(l) > 20, 10$
Boson de Higgs dans le SUSY	$h, H \rightarrow \gamma\gamma$	H	$p_T(\gamma) > 40, 25$
	$h, A, H \rightarrow \tau\tau \rightarrow e\mu X$	L,H	$p_T(e) > 20$ $p_T(\mu) > 20$
	$h \rightarrow b\bar{b}$	L	$E_T^{jet} > 40, E_T^{miss} > 400$
Particules SUSY	$\tilde{g}\tilde{g}, \tilde{q}\tilde{q} \rightarrow 4l, 2jets$	L,H	$p_T(l) > 10 - 20$ $E_T^{jet} > 40, E_T^{miss} > 100$
	$\tilde{q}\tilde{q} \rightarrow 4jets$	L.H	$E_T^{jet} > 100, 100, 100, 100$

TABLE 1.8. Exemples du type d'objets considérés les seuils envisagés pour deux valeurs typiques de la luminosité de LHC

1.3 L'électronique du calorimètre électromagnétique

Les signaux lumineux issus des cristaux doivent être convertis en signaux électriques afin d'une part de participer à l'élaboration du signal de déclenchement de CMS et d'autre part d'être mis en mémoire pour une analyse ultérieure par un système de calculateurs réunis en réseau. Plus précisément, les signaux électriques sont générés par des photodiodes à avalanche (Avalanche PhotoDiode ou APD) qui outre leur rôle de photodétecteurs possèdent une structure amplificatrice en leur sein. Le courant des APD est amplifié, mis en forme et converti en signaux numériques. Finalement les signaux numériques sont traités par un ensemble logique évolué assurant l'interface avec le système de déclenchement. Ces mêmes signaux numériques sont mis en mémoire pendant le temps de génération du signal de déclenchement avant d'être envoyés dans les ordinateurs assurant un traitement plus complet des informations recueillies par tous les sous-détecteurs constituant CMS.

Nous avons pris le parti de décrire l'électronique de lecture du calorimètre électromagnétique d'un point de vue géographique: une électronique dite interne qui est placée au sein de la zone expérimentale contenant les sous-détecteurs et une électronique dite externe qui elle est située dans la zone souterraine contigue à la zone expérimentale (voir la figure 1.3). Les deux types

d'électronique sont reliés par un faisceau d'environ 96000 fibres optiques dont la longueur est de 90 mètres environ. La figure 1.11 montre d'une manière très schématique la configuration de l'électronique du calorimètre électromagnétique dont nous faisons le détail dans les paragraphes suivants.

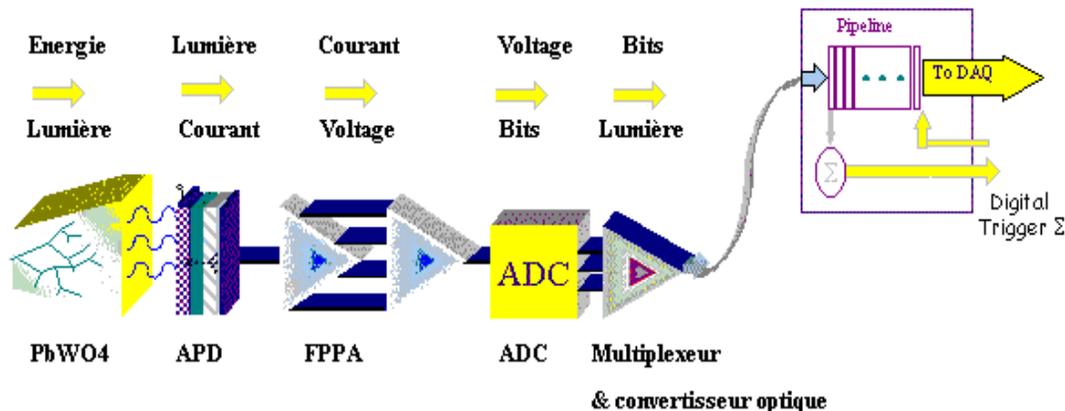


Figure 1.11 Manière schématique la configuration de l'électronique du calorimètre électromagnétique

1.3.1 Electronique interne

Cette électronique est composée principalement d'éléments analogiques. Ce sont, en suivant le sens de propagation des signaux électriques: l'APD, un ensemble de préamplification-mise en forme complété par un échantillonneur collectivement dénommé FPPA (Floating Point PreAmplifier), un convertisseur analogique-numérique et un circuit de multiplexage. Les signaux numériques multiplexés sont ensuite convertis en un signal lumineux à l'aide de diodes. Ce signal numérique lumineux est transporté au moyen de fibres optiques. Il y a une fibre pour chaque cristal. Outre ces éléments d'électronique utilisée pour transférer l'information des gerbes électromagnétiques vers le système d'acquisition et de déclenchement de CMS des thermistances équipent les cristaux à raison d'une thermistance pour dix cristaux. Elles permettent le suivi de l'évolution de la température des cristaux afin d'étalonner la réponse de ceux-ci. Cette mesure est primordiale à cause de la variation de la lumière de scintillation en fonction de la température (voir le tableau 1.4) .

Avant de décrire plus particulièrement divers composants électroniques nous résumons les contraintes de fonctionnement de cette électronique interne.

Compte tenu des conditions de fonctionnement du LHC, la lecture interne subira un haut niveau de radiations et en particulier elle recevra un flux de neutrons de 2×10^{13} n/cm² en dix années de fonctionnement dans la région de pseudorapidité autour de $|\eta| = 2.6$. Toute l'électronique interne sera donc réalisée en utilisant des technologies devant résister à ces forts taux de radiations. On parle alors d'électronique durcie aux radiations (RADiation HARD electronics).

La chaleur produite par les photodétecteurs ainsi que l'électronique couplée est susceptible de produire un gradient de température préjudiciable à l'émission de lumière des cristaux et par voie de conséquence à la résolution de la mesure d'énergie des gerbes électromagnétiques. Un système de refroidissement est donc requis et son intégration dans le reste de la mécanique de support des cristaux a nécessité une étude longue et complexe.

Etant donnée la dynamique de l'ordre de 10^5 , correspondant à la mesure de dépôts d'énergie de 25 MeV à plus de 2 TeV, des signaux du calorimètre électromagnétique enregistrés par le système d'acquisition et traités par le système de déclenchement ceux-ci doivent être convertis en signaux numériques codés par des mots de 16 bits. De plus, afin d'éviter les problèmes liés à la superposition des signaux électriques d'événements, l'électronique interne devra permettre une numérisation à la cadence du rythme des collisions.

La photodiode à avalanche

Les spécifications du photodétecteur sont très rigoureuses. En effet le photodétecteur doit:

- être capable de travailler dans un champ magnétique de 4 Teslas.
- posséder un gain interne suffisamment grand afin d'être peu sensible au limite électronique. En outre le gain doit être lui même peu affecté par des variations de température ou de tension

La trop grande sensibilité des photomultiplicateurs au champs magnétique les a fait rejeter comme photodétecteur du calorimètre électromagnétique. Seul un photodétecteur à semi-conducteur insensible au champs magnétique, peut répondre à ce cahier des charges très exigeant. L'utilisation d'une jonction PIN est impossible du fait de l'absence de gain interne. Le seul photodétecteur semi-conducteur est la photodiode à avalanche qui est peu sensible au champ magnétique et possède un gain intrinsèque. Les APDs disponibles commercialement depuis 1995 à un prix de plus en plus abordable sont destinées au marché des télécommunications. Cependant leurs caractéristiques électroniques ne leur permettaient pas de satisfaire les contraintes imposées par leur utilisation dans CMS. Une phase de recherche et développement menée avec deux constructeurs a été démarrée en 1994. A l'issue de cette phase le fabricant industriel Hamamatsu au Japon est parvenu à fabriquer des APDs dont les caractéristiques sont présentés dans le tableaux 1.9.

	CMS	Hamamatsu
Suface	$> 50mm^2$	$2 \times 25mm^2$
Efficacité	$> 80\%$ à 400 nm	$> 80\%$ à 400 nm
Capacité	$< 100pF$	$2 \times 70pF$
Gain	< 100	50
Facteur d'excès de bruit	< 2	2
dM/dT (M=50)	$< -2\%/^{\circ}C$	$-2.3\%/^{\circ}C$

TABLE 1.9. Caractéristiques des APDs fabriqués par Hamamatsu et celles souhaitées.

Afin d'assurer une bonne efficacité de collection des photons, une surface de $50m^2$ est requise. Elle est obtenue en couplant deux APDs de surface unitaire de $25mm^2$. Les APDs possèdent un bruit propre du au phénomène statistique de multiplication des charges au sein de l'avalanche. L'existence de ce bruit est susceptible d'augmenter le terme stochastique entrant dans la résolution du calorimètre. Ce limite est caractérisé par un facteur dit 'd'excès de bruit' qui doit avoir une valeur inférieure à 2 afin de ne pas compromettre la résolution.

La variation relative du gain avec la température est représentée dans la figure 1.12. Pour le gain 50 retenu comme de fonctionnement la variation relative de $-2.3\%/C$ mesurée est plus grande que celle souhaitée.

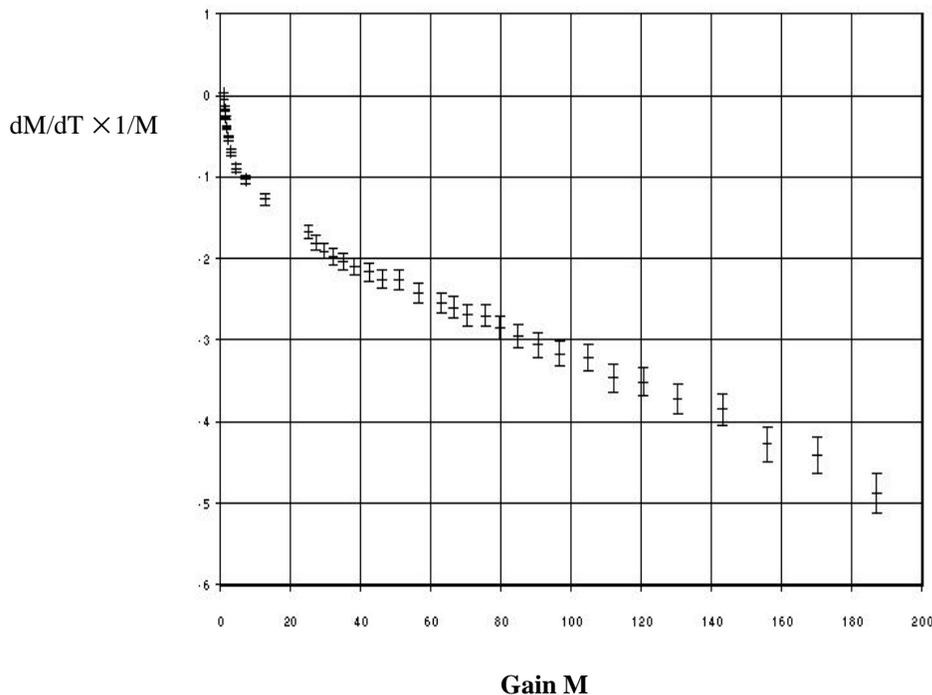


Figure 1.12 Variation relative du gain avec la température

Le FPPA et le convertisseur analogique-numérique

La figure 1.13 montre le synoptique du système appelé Floating Point PreAmplifier complet du convertisseur. Le premier étage de système est simplement constitué de deux préamplificateurs de gains différents qui transforment le courant généré au sein de l'APD en une tension proportionnelle. Afin de minimiser les effets de superposition de signaux la contrainte de temps du signal de sortie des préamplificateurs a été limitée à 40 ns. Le seconde étage est pour sa part constitué d'un ensemble d'échantillonnage bloqueurs qui ont pour rôle de faire une mesure de la valeur instantée de la tension au rythme de 40 MHz ainsi que de maintenir en mémoire le résultat de cette mesure pendant une durée suffisante pour que le convertisseur analogique numérique (ADC) puisse transformer cette mesure en un nombre codé sur 12 bits.

Cet ensemble est complété par un système logique qui permet de coder sur 2 bits la voie de mesure qui a été choisie dynamiquement. Cet ensemble réalise donc un système multigain qui

permet de les signaux analogiques délivrés par l'APD en utilisant un code composé de 14 bits. Une information numérique est générée par cet ensemble au système de 40 MHz.

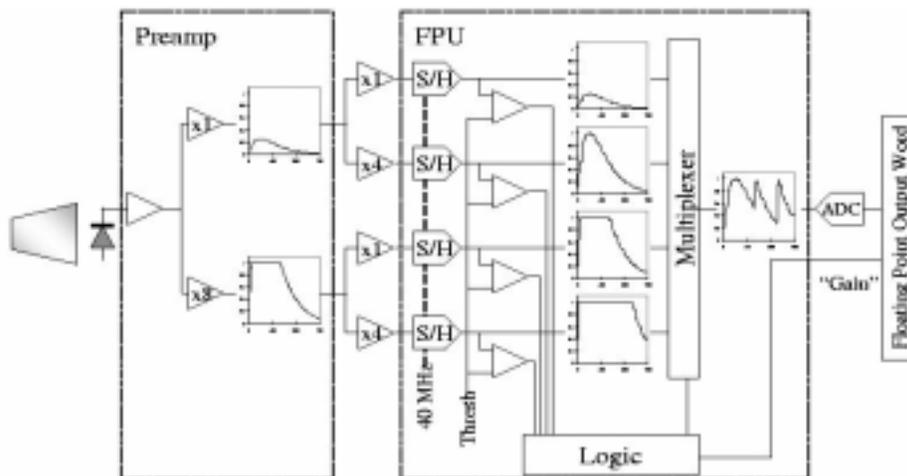


Figure 1.13 Synoptique du système Floating Point PreAmplifier (FPPA) complété du convertisseur

Le multiplexeur et le convertisseur optique

Afin de limiter le volume des câbles permettant d'extraire de l'électronique interne les données numériques une procédure de multiplexage rapide est employée. Elle utilise un circuit numérique qui met en série à un taux de 800Mbits/seconde les informations numériques générées par l'ensemble FPPA et ADC. Ce signal est ensuite converti grâce à une diode laser en un signal lumineux qui se propage sur une fibre optique couplée au convertisseur optique. Il y a 80000 fibres optiques de 90 mètres de longueur qui couplent l'électronique interne à l'électronique extérieure.

1.3.2 Electronique externe

L'électronique externe est un interface entre le système d'acquisition et celui de déclenchement de niveau 1. On appelle ce interface au nom du système ULR (Upper Level Readout). Principalement ce système est composé de deux fonctionnements. Ce sont un système qui génère des données pour le système de déclenchement, noté, le TPG (Trigger Primitive Generator) et un système de mise en mémoire des données numériques. La figure 1.14 montre la représentation schématique du système ULR pour les 100 cristaux. Les signaux numériques lumineux transportés au moyen de fibres optiques sont suivis un convertisseur optique-numérique et un circuit multiplexage. Les signaux numériques multiplexés sont ensuite séparés en le TPG pour participer à l'élaboration du signal de déclenchement et le système de mémorisation. Dans cette section, nous décrivons plus particulièrement le système TPG et le système de mémorisation.

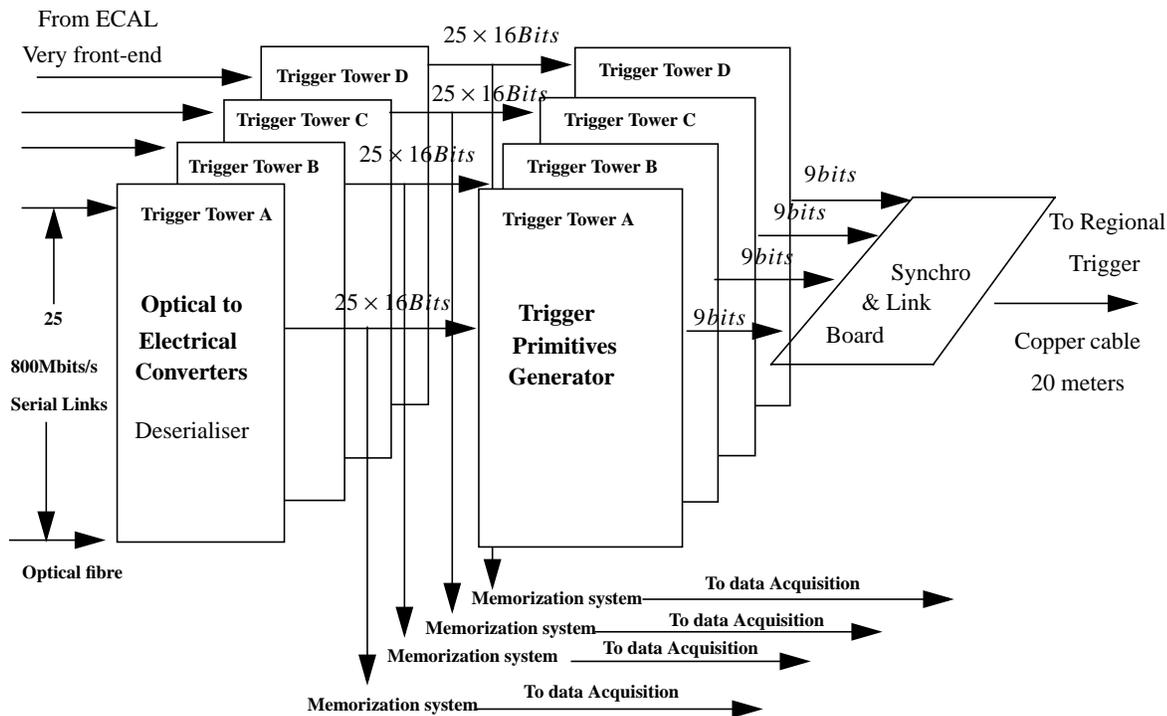


Figure 1.14 Représentation schématique du système ULR

Le TPG

Les fonctions basiques du système TPG sont:

- la transformation des données numériques en l'énergie transverse.
- le filtrage du signal numérique pour mesurer l'amplitude du signal numérique et identifier le temps des croisements des faisceaux de protons.
- le calcul d'une somme d'énergie pour les 25 cristaux dit une tour de déclenchement.
- le calcul des sommes d'énergies pour les deux pistes avoisinés (une piste étant orientée selon la direction azimuthale est composé des 5 cristaux).

D'après un convertisseur optique-numérique, afin de mettre en parallèle les signaux numériques en série, une procédure de multiplexage est employée. Elle utilise un circuit numérique qui fonctionne sur le taux de 800 Mbits/second. Les signaux numériques multiplexés représentant un nombre de 16 bits sont ensuite séparés en le TPG et le système de mémorisation. Principalement le TPG traite 25 cristaux. Alors les 25 signaux numériques de 16 bits entrent au TPG. Le TPG est composé de quatre fonctionnements (voir également figure 1.15). Ce sont les 5 additionneurs de la piste, les 5 filtrages de l'amplitude, les 5 filtrages de peak finder et un additionneur d'une tour. Un additionneur de la piste accumule les énergies transverses pour la piste de 5 cristaux. D'après un additionneur de la piste, une seule valeur numérique est générée, dit le signal de la piste. De plus, les 5 additionneurs de la piste calculent les sommes d'énergies pour les deux pistes avoisinés. Ce calcul est alors effectué aux 4 paires des pistes.

D'après la comparaison d'énergie des 4 paires, une paire dont l'énergie est la plus grande est extraite.

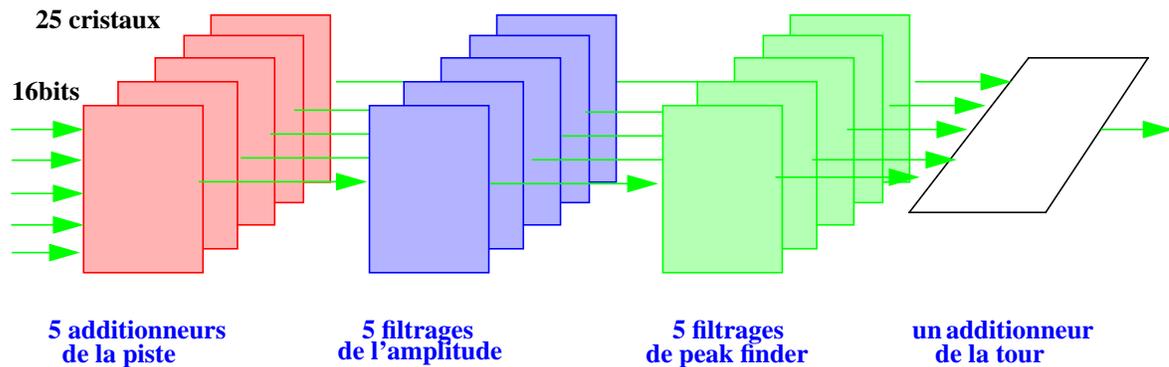


Figure 1.15 Représentation schématique du système TPG

Le signal de la piste est ensuite suivi d'un filtrage de l'amplitude qui mesure l'amplitude du signal de piste et un filtrage de peak finder qui mesure le temps de croisement des faisceaux. Dans la suite, un additionneur de la tour somme les énergies transverse issus de 5 filtres de peak finder. Cette somme est composé d'un nombre de 8 bits. En outre, le rapport entre cette somme et l'énergie la plus grande parmi 4 paires de piste est calculé. Ceci permettra de connaître la présence d'un electron ou photon dans cette tour. Puisque typiquement environ 80% d'énergie du electron est déposé dans un seul cristal et dans ce cas, la distribution d'énergie est alors très compactée. Si ce rapport est typiquement plus grand que 0.9[10], le TPG met à 1 sinon à zéro en utilisant 1 bit, nommé Fine Grain bit. L'issus du TPG un nombre de 9 bits (composé 8 bits pour la somme d'énergie de la tour et 1 bit pour Fine Grain bit) sort au lieu de 400 bits entrés ($25 \text{cristaux} \times 16 \text{ bits}$), voir également figure 1.14.

Maintenant, nous décrivons plus en détail le filtrage du signal numérique du TPG. Ce filtrage est divisé en deux fonctionnements: un filtrage de l'amplitude et celui de peak finder pour identifier le temps des croisement des faisceaux.

Ces deux filtres sont effectués en utilisant le signal de piste. Un système TPG est alors constitué de 5 filtres de l'amplitude et de peak finder. Les figures 1.16(a), (b) et (c)[11] montrent les architectures du filtrage du TPG: le signal de piste (a) avant et (b) après le filtrage de l'amplitude puis (c) ceux après le filtrage de peak finder.

- Filtrage de l'amplitude du signal numériques

Afin de mesurer l'amplitude du signal de la piste, le filtrage de l'amplitude est fonctionné en utilisant la somme pondérée de 5 échantillons consécutifs du signal de piste. Du fait de la présence du bruit électronique et de la corrélation des échantillons, cette somme des 5 échantillons est optimisée avec les valeurs de poids calculées. Ces valeurs de poids sont typiquement $(-0.96, -0.22, 0.62, 0.42, 0.14)$ [11]. Ce filtrage permet non seulement mesurer l'amplitude du signal mais aussi participer à la deconvolution du temps du signal pour trou-

ver le temps que le signal est produit dans la collision proton-proton. La figure 1.16(b) présente les échantillons après le filtrage de l'amplitude.

- Filtrage de peak finder

Le principe de ce filtrage est de trouver le pic du signal dans le temps évolué en 25 ns. Pour cela, d'après la génération du filtrage de l'amplitude, le filtrage de peak finder est effectués en utilisant les 3 échantillons consécutifs du signal de piste. Les valeurs de ces 3 échantillons sont comparées. Si le deuxième échantillon possède la valeur la plus grand, le filtrage de peak finder génère cette valeur comme l'amplitude du signal sinon met à zéro pour tous les 3 échantillons (voir également 1.16(c)).

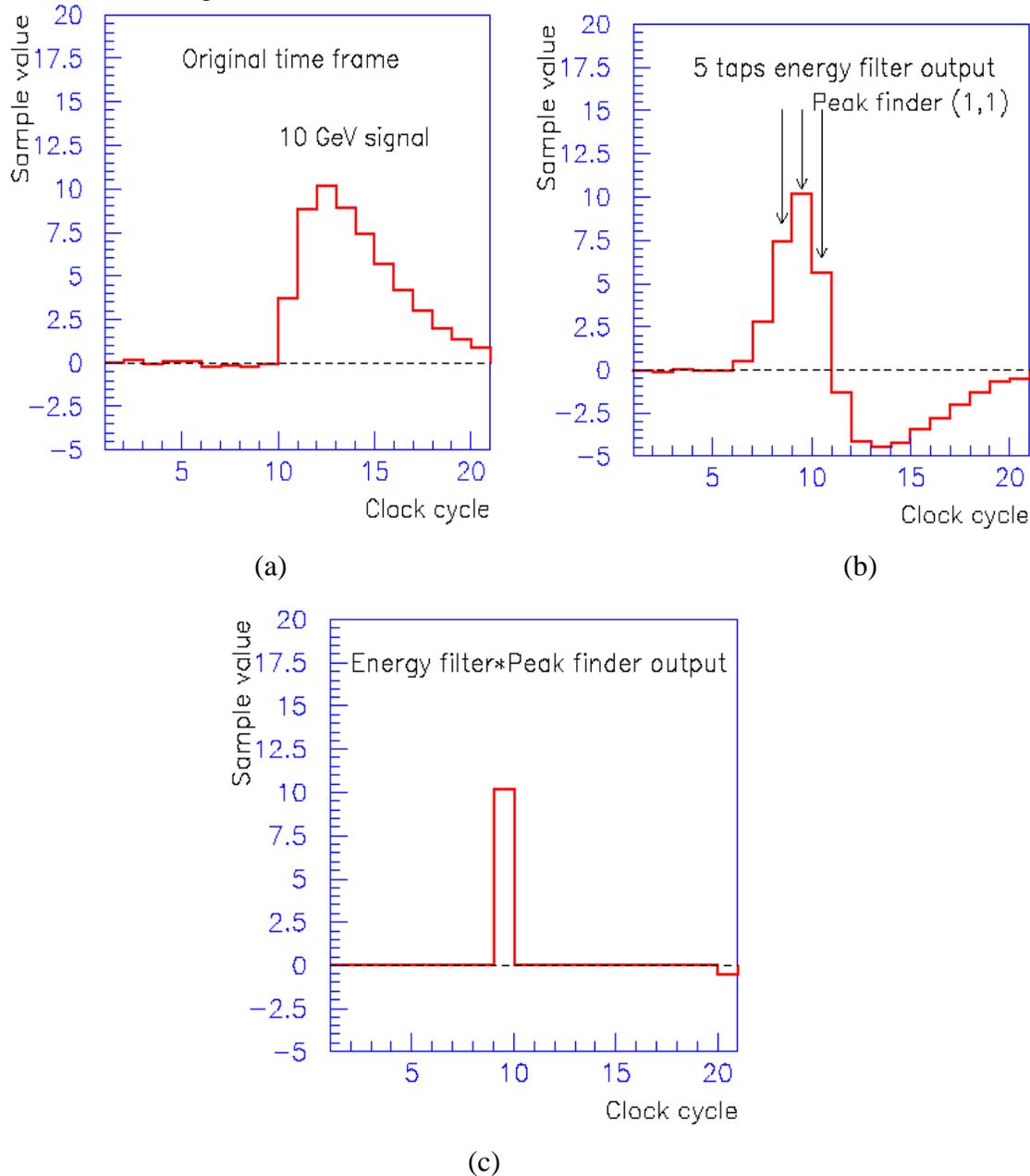


Figure 1.16 Architectures du filtrage du TPG: le signal de piste (a) avant et (b) après le filtrage de l'amplitude puis (c) ceux après le filtrage de peak finder.

Le système de mémorisation

Pendant le temps d'élaboration de $3.2 \mu s$ du signal de déclenchement et sa diffusion aux sous-détecteurs, les signaux numériques multiplexés sont stockés dans des mémoires fonctionnant en mode pipe-line. Dans ce mode pipeline, les échantillons du signal créés au rythme de 40 MHz les plus récents prennent la place des plus anciennes. Pour éviter la perte des informations au delà du temps maximum de $3.2 \mu s$, le temps de mémorisation dans le mode pipeline est programmable. Ce temps de mémorisation est de $3.2 \mu s$ à $7 \mu s$.

Si le système de déclenchement 'niveau 1' (L1 Trigger, voir section 1.2.6) satisfait les conditions pour sélectionner les événements intéressants (voir également section 1.2.6), les 16 échantillons autour du temps des croisement des faisceaux sont extraits et ensuite transmis à un tampon. Pour chaque mode de pipeline, il y a 16 tampons qui permettent de stocker 16 événements au maximum. Avant l'arrivée de dix-septième événement au tampon, le tampon le plus ancien doit être vidé en transformant les échantillons vers le système de stockage.

Bibliographie

- [1] D. Denegri, "Standard Model physic at the LHC (pp collisions)", in Proceeding of the Large Hadron Colider Workshop, Vol. I (1990) 55, CERN 90-10
- [2] CMS Collaboration Meeting, juin 2000
- [3] P. Bonnal, "In Work LHC Construction Schedule", LHC-PM-MS-0001-26, updated in 1999.
- [4] CERN/LHCC 2000-016, "Addendum to the CMS Tracker TDR by the CMS Collaboration", CMS TDR 5 Addendum
- [5] P. Depasse et al., "Analyse from August 1999 beam tests of a PbWO4 crystal mtrix", CMS Note 2000/009
- [6] CMS collaboration Meeting, juin 2000
- [7] CERN LHCC/97-33, CMS TDR 4, "The Electromagnetic Calorimeter Projet"
- [8] CERN/LHCC 97-32, "CMS Muon Technical Design Report", 15 decmber 1997
- [9] CERN/LHCC/2000, "The TriDAS Projet Technical Design Report Vol. 1"
- [10] CMS Calorimeter Trigger Group, "Preliminary specifications of the baseline trigger algorithms", CMS-TN-96-10
- [11] Ph. Busson, "Didital Filtering for ECAL Trigger Primitives Gnerator", CMS-note 1999/020

*Réduction du volume des données
par suppression d'information.*

Contenu du chapitre

2. Réduction du volume des données par suppression d'information	38
2.1 Présentation du problème	40
2.1.1 Propriétés du flux entrant dans ULR.....	40
2.1.2 Définition d'un événement.	41
2.1.3 Contraintes sur le flux sortant de ULR.....	42
2.1.4 Critères pour la suppression d'information.	43
2.1.5 Conclusion	43
2.2 Elimination d'évènements.....	44
2.2.1 Informations du calorimètre électromagnétique pour le déclenchement.....	44
2.2.2 Algorithmes du déclenchement.....	47
2.3 Choix de la trame.....	48
2.3.1 Analyse du problème.	48
2.3.2 Estimation des énergies.....	50
2.3.3 Meilleurs choix de la trame.....	52
2.4 Suppression de canaux.	54
2.4.1 Bruit électronique	54
2.4.2 Basse luminosité.....	54
2.4.3 Haute luminosité.....	55
2.4.4 Un exemple de suppression des canaux.....	56
2.5 Conclusion	59

Les données brutes de CMS seront traitées en temps réel avant leur sauvegarde en vue d'une analyse finale. La réduction du volume des données sauvegardées sera effectuée selon des niveaux successifs de traitement. Le sujet considéré ici concerne le premier niveau du calorimètre électromagnétique.

2.1 Présentation du problème.

Le volume des données provenant du calorimètre électromagnétique doit être considérablement réduit avant la transmission vers les étapes ultérieures de l'analyse. Cette opération est effectuée par un système d'électronique numérique dénommé ULR (Upper Level Readout)[1] dans le jargon de l'expérience CMS (voir également section 1.3.2)

2.1.1 Propriétés du flux entrant dans ULR.

Ce flux est fixé par les caractéristiques du détecteur et du LHC. Les collisions se succèdent à la fréquence de 40 MHz. A chaque collision, une énergie est susceptible d'être déposée dans chacun des cristaux.

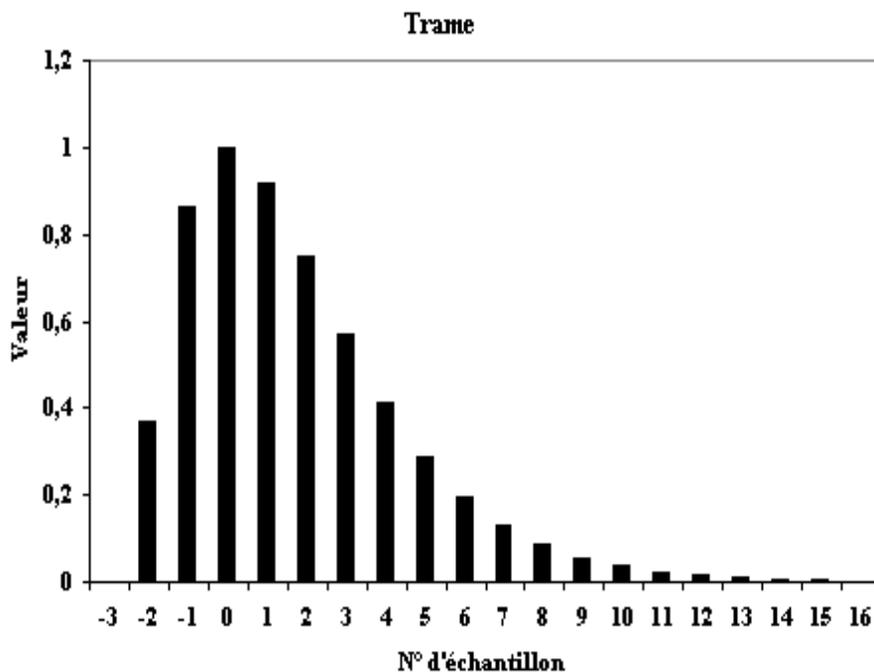


Figure 2.1 Echantillonnage du signal d'un cristal.

Le signal résultant est traité de manière à fournir des échantillons numérisés se succédant dans le temps (figure 2.1). La fréquence de cet échantillonnage a été fixée à 40 MHz. Il eût été pos-

sible mais peu pratique de choisir une fréquence qui ne fût pas un multiple de celle du LHC. La valeur de chaque échantillon est codée en virgule flottante sur 2 octets. L'utilisation d'une variable entière aurait nécessité 3 octets. Les 61 200 voies du baril et les 15 800 voies des bouchons fournissent donc $6 \cdot 10^{12}$ octets par seconde (voir figure 2.2).

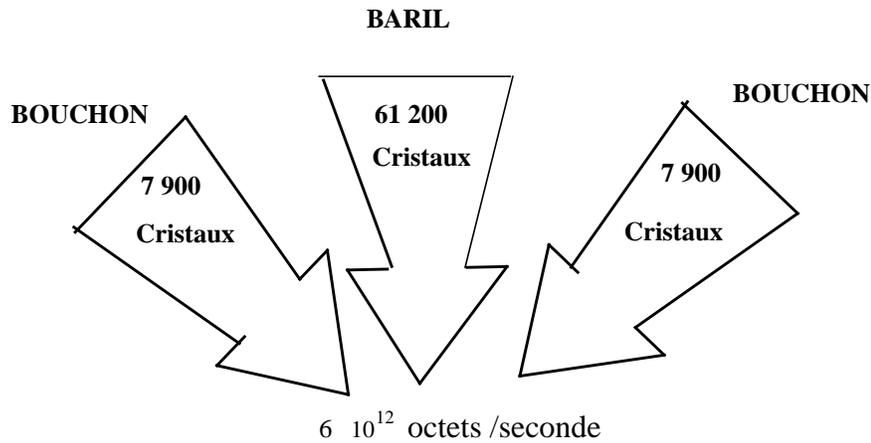


Figure 2.2 Volume des données envoyées par le baril et les bouchons.

Une fraction de ces informations est un pur bruit de fond. Elle pourra être supprimée. Cette fraction se réduira quand la luminosité du LHC augmentera. La section efficace des interactions créant des signaux dans les cristaux étant de l'ordre de 70 mb, une moyenne d'une interaction par collision correspond à une luminosité de $1.4 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ [1]

2.1.2 Définition d'un événement.

On appellera événement, l'ensemble des informations relatives à une collision. Un événement est étiqueté par son numéro de collision. L'information est distribuée selon une trame de plusieurs échantillons antérieurs et postérieurs à l'instant de la collision. Les spécifications de ULR fixent une limite supérieure de 32 à la dimension de la trame. Du fait de l'égalité des fréquences du LHC et de l'échantillonnage, deux événements séparés par un nombre de collisions inférieur à la dimension de la trame ont des informations communes (figure 2.3)

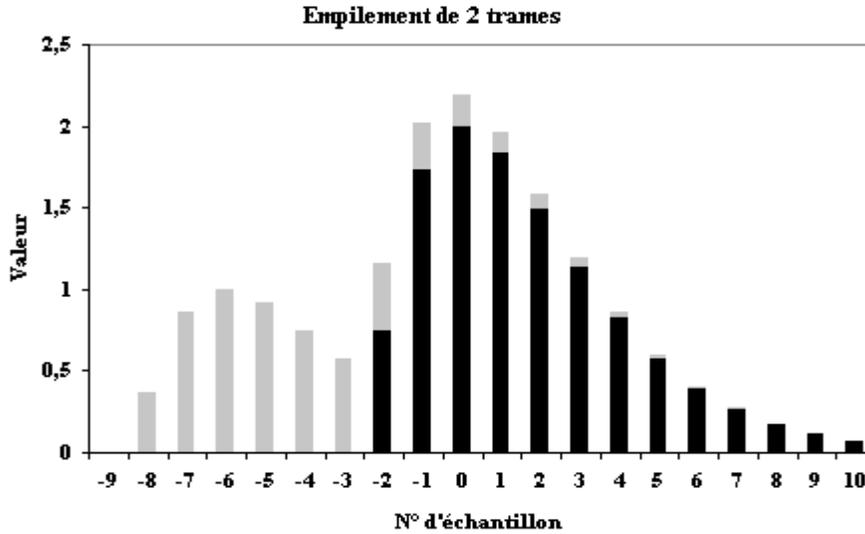


Figure 2.3 Trames voisines en temps de 25 ns

2.1.3 Contraintes sur le flux sortant de ULR.

La distribution des étiquettes, c'est à dire des numéros de collision des événements sortants est stochastique. Ce caractère temporel à l'entrée du ULR ne se reflète pas à la sortie.

La définition du système de déclenchement et d'acquisition de CMS impose des conditions très restrictives aux données sortantes[2].

- La fréquence moyenne des événements sortants doit être inférieure à 100 kHz.
- La taille moyenne d'un événement doit être inférieure à 100 kilooctets.
- Le déclenchement global de CMS n'enverra pas de validation pour deux collisions successives.

La condition sur la fréquence donne une probabilité de deux événements sortants successifs de 1/400. L'élimination de la redondance entre deux événements dont les trames ne sont pas séparées temporellement entraînerait un gain négligeable sur le volume des données. Même avec une trame de 32, le gain serait inférieure à 4%. Pour des motifs de simplicité de ULR, il a été décidé de ne pas éliminer cette redondance.

Le système ULR devra être suffisamment souple pour faire face à des modifications des spécifications. A puissance de traitement égale, les limites sur la fréquence et la taille peuvent changer, leur produit restant constant. Du fait de l'évolution des techniques, le flux sortant acceptable pourra s'accroître au cours des 10 prochaines années.

2.1.4 Critères pour la suppression d'information.

La suppression d'information étant nécessaire, des choix s'imposent entre diverses coupures possibles. L'objectif de base est la conservation de la qualité de la physique. La liste des objets physiques que l'expérience CMS se propose d'étudier est vaste. Parmi ceux-ci, il faut noter le boson de Higgs, les particules super-symétriques, les quarks lourds et les interactions des bosons Z et W. En ce qui concerne le calorimètre électromagnétique, tout se ramène à conserver les gerbes électromagnétiques de grande énergie transverse et à préserver l'information permettant d'identifier et de mesurer en énergie et en position les particules qui leur sont associées. Il faudra aussi récupérer les jets à grande énergie transverse et les grandes énergies transverse manquantes. L'application de ces critères nécessite l'information du calorimètre hadronique.

2.1.5 Conclusion

On dispose de trois moyens pour diminuer le volume des données :

- éliminer des événements,
- réduire la dimension de la trame,
- supprimer les données de certains cristaux.

La suppression d'information devra préserver la qualité des objectifs de la physique, tout en respectant les spécifications imposées au système ULR.

2.2 *Élimination d'évènements.*

Cette fonction est assurée par le système de déclenchement. Elle est décrite en détail dans le rapport technique “ CMS TDR 6.1”[1]. Une information condensée relative à chaque collision est envoyée par ULR. Avec les données en provenance du calorimètre hadronique, une première analyse calorimétrique est effectuée. Elle permet la détermination des énergies transverses des gerbes électromagnétiques, des jets et des quadrivecteurs impulsion/énergie manquants. Un traitement des données du détecteur de muons complète l'information. La logique finale assemble ces données pour ne conserver en moyenne qu'une collision sur 400. Le traitement effectué dans ULR sera décrit plus en détail. Il a été conçu au laboratoire PNHE et j'ai participé activement à son développement.

2.2.1 *Informations du calorimètre électromagnétique pour le déclenchement.*

Les cristaux sont regroupés en tours qui sont traitées indépendamment les unes des autres. Les informations relatives à une tour sont nommées TP (Trigger Primitives) dans le jargon de CMS. Trois informations sont extraites à chaque collision.

- 1) La somme des signaux des cristaux de la tour.
- 2) L'existence d'un maximum de cette somme par rapport aux collisions précédentes et suivantes.
- 3) La présence d'une accumulation locale d'énergie signalée par un bit dit de compacité.

Si l'information 2 est positive, la somme et le bit de compacité sont envoyés au déclenchement. Sinon, les informations envoyées au déclenchement sont mises à zéro

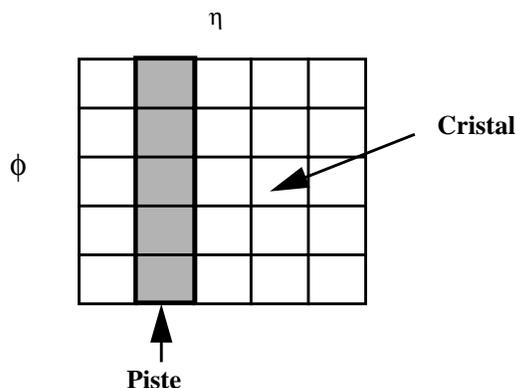


Figure 2.4 Tour du baril

Dans le baril, une tour est partagée en 5 pistes de 5 cristaux (figure 2.4). Une piste est orientée selon la direction azimuthale (ϕ). Dans les bouchons, la situation est plus complexe et il y a de 10 à 25 cristaux par tour (figure 2.5).

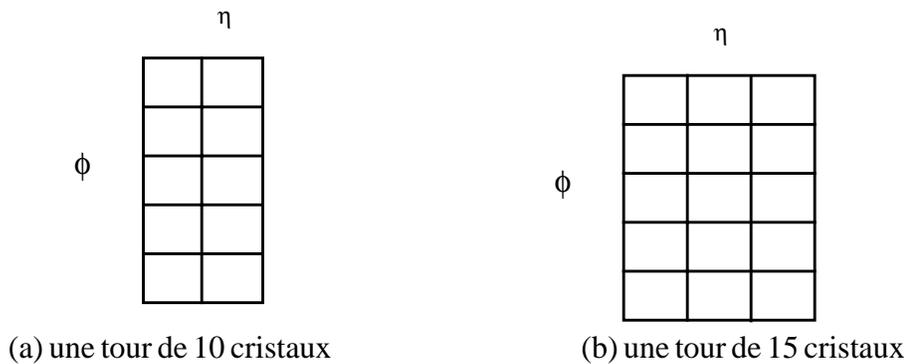


Figure 2.5 Des tours de (a) 10 cristaux (b) 15 cristaux dans les bouchons

Algorithmes.

La détermination des primitives se fait en temps réel.

1) Energie déposée dans une tour.

On considère une collision correspondant à un dépôt d'énergie effectué dans une tour. Des échantillons des cristaux arrivent à peu près en coïncidence avec cette collision. Ces échantillons sont repérés par l'indice 0. La valeur de cet échantillon 0 est une première approximation de l'énergie déposée dans le cristal. L'estimation de l'énergie déposée dans chaque cristal sera plus raffinée, faisant appel aux échantillons précédents et suivants ce maximum. La meilleure estimation est une somme pondérée. La pondération permet d'éliminer le piédestal surtout mesuré par les échantillons d'indices $-3, -4, \dots$. Le traitement en temps réel rendrait hasardeux l'utilisation d'une valeur externe du piédestal. Une méthode de calcul des poids est donnée en **annexe 2.C**. Une même pondération peut être appliquée à tous les cristaux. L'estimation de l'énergie déposée dans la tour n'est valable que si l'échantillon d'indice 0 correspond effectivement à un maximum. Elle est alors voisine de celle fournie par l'échantillon d'indice 0 seul. Si ce n'est pas le cas, l'énergie estimée est nettement plus petite. Les poids peuvent aussi être individuels de façon à compenser les différences de calibrage et de mise en temps entre cristaux.

2) Recherche d'un maximum.

L'application de la pondération précédente à chaque collision donne une estimation de l'énergie déposée dans la tour. Elle a pour effet de renforcer la détection d'un maximum (voir également figure 1.16). Les échantillons des cristaux qui ont reçu une énergie appréciable présentent un maximum qui coïncide avec la collision. Du fait du bruit électronique, il peut arriver que les échantillons indices 0 des cristaux qui ont reçu une énergie trop petite ne soient pas maxima. L'empilement de deux dépôts d'énergie du même ordre de grandeur et séparés par une ou deux collisions biaise cette détermination.

3) Test de compacité

Les énergies des cristaux de chaque piste sont additionnées et les sommes sont comparées pour effectuer le test de compacité. Si on ne veut pas tenir compte de la compensation de calibrage, on peut sommer les échantillons de même indice et appliquer la formule de pondération à la piste.

Réalisation.

La réalisation d'une électronique sur la base des algorithmes est en cours. Une technologie de type FPGA sera utilisée. Elle sera donc programmable et tiendra compte des remarques suivantes.

- L'utilisation d'échantillons postérieurs à l'indice 0 retarde les prises de décision ultérieures.
- L'échantillon 1 est nécessaire pour identifier un maximum.
- L'échantillon 3 est nécessaire pour évaluer le piédestal.

L'utilisation de la suite d'indices 3, -2, -1, 0 et 1 donne une précision sur l'énergie déposée qui n'est moins bonne que de 20% par rapport à l'estimation la plus raffinée. Cette précision est suffisante pour les besoins du déclenchement. Dans l'hypothèse d'un échantillon d'indice 0 coïncidant avec le maximum du signal analogique et compte tenu de notre connaissance actuelle de la forme du signal et de la matrice covariante des erreurs, les valeurs des poids sont $w_{-3} = -0.96$, $w_{-2} = 0.22$, $w_{-1} = 0.62$, $w_0 = 0.42$, $w_1 = 0.14$ [3]. Une désynchronisation de 5 nsec de l'échantillonnage induirait une erreur de 2% sur l'énergie estimée.

2.2.2 Algorithmes du déclenchement.

La méthode d'identification d'une gerbe électromagnétique est appelée "fenêtre glissante". Une fenêtre de 3×3 tours est bâtie autour de chaque tour. Cette fenêtre se compose d'une couche électromagnétique et d'une couche hadronique (figure 2.6).

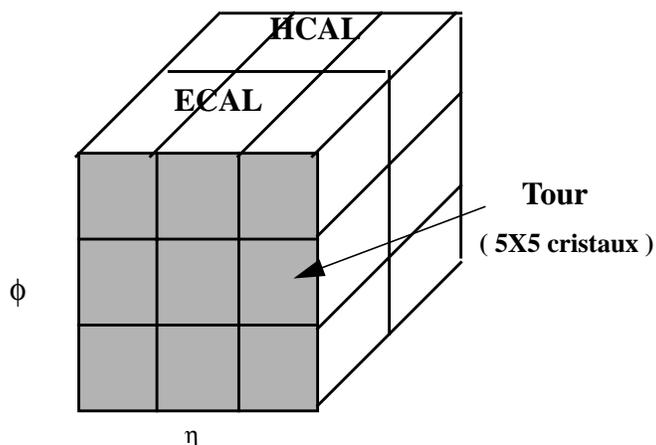


Figure 2.6 Fenêtre de 3×3 tours composant d'une couche électromagnétique et d'une couche hadronique

L'algorithme de la méthode d'identification d'une gerbe électromagnétique est basé sur:

- La reconnaissance d'une grande énergie déposée dans une tour électromagnétique ou deux tours avoisinées.
- Le bit de compacité de la tour centrale (Fine Grain bit, voir également la section 1.3.2) complète l'identification.
- Le rapport de l'énergie transverse déposée dans une tour hadronique et électromagnétique (H/E) complète l'identification.
- Les gerbes identifiées sont comparées aux informations du détecteur de muons.

Un signal de validation de la collision est envoyé au ULR. Les critères d'acceptation doivent être ajustés jusqu'à obtenir un taux de $1/400$. La durée de ce traitement est d'environ $3 \mu\text{sec}$, dont $2 \mu\text{sec}$ sont dues aux temps de transmission entre le ULR et le système de déclenchement. Les informations entrant dans le ULR doivent être intégralement mémorisées pendant ce temps.

2.3 *Choix de la trame.*

On rappelle qu'une trame est une suite d'échantillons associés à un cristal et à une collision. Une trame est caractérisée par sa dimension, c'est à dire le nombre de ses échantillons et par sa position par rapport à la collision associée. Cette section est consacrée à l'étude du choix de la trame nécessaire pour réduire le volume des données par événement. Ce choix ne doit pas trop dégrader l'estimation de l'énergie déposée dans le cristal au cours de la collision associée. Les étapes de cette étude sont l'analyse du problème, les méthodes d'estimation de l'énergie déposée et l'optimisation de la trame.

2.3.1 *Analyse du problème.*

La valeur de chaque échantillon d'une trame est la somme de plusieurs composantes:

- l'énergie déposée au cours de la collision,
- la ligne de base incluant les apports des collisions précédentes,
- le bruit électronique.

Energie déposée.

Les empilements dus à des dépôts d'énergie produits lors de collisions antérieures n'interviennent pas dans cette composante. Les valeurs moyennes des contributions à chaque échantillon forment une suite discrète. En faisant varier la synchronisation, on peut trouver une fonction du temps continue permettant de chiffrer ces signaux échantillonnés. Le traitement pour estimer l'énergie déposée à partir de cette fonction n'est pas étudié ici. Pour un cristal, ces valeurs moyennes peuvent être déterminées par une analyse statistique d'un lot de calibrage. Elles varient d'un cristal à l'autre du fait des variations des formes des signaux analogiques et de leurs synchronisations. Ces déterminations sont nécessairement biaisées. Comme elles s'appliquent à ensemble d'évènements, il y a une composante systématique et une composante statistique :

- La taille du lot de calibrage est finie. Le biais systématique est inversement proportionnel au nombre d'évènements du lot.
- Le signal analogique qui a généré échantillon a des différences de forme et de synchronisation par rapport aux moyennes du lot de calibrage. Plus l'intervalle de temps entre le lot de calibrage et l'évènement est grand, plus ces erreurs systématiques seront grandes. C'est le cas des moyennes évaluées pendant le calibrage initial en faisceau.
- Les variations de forme et de synchronisation à l'intérieur de l'ensemble des événements étudiés sont des fluctuations statistiques.

Ces biais et erreurs dépendent de l'intégrale du signal et de la position de l'échantillon dans la trame. La qualité des opérations de calibrage du calorimètre est supposée suffisante pour que ces biais ne déruisent pas la précision intrinsèque du calorimètre. Cette assertion devra continuellement remise en cause.

Une modélisation de la fonction d'échantillonnage est traitée en **Annexe 2.A**. Elle permet d'établir une relation entre les moyennes des échantillons et les signaux analogiques

Ligne de base.

Les résidus des collisions précédentes créent une ligne de base pratiquement constante dans une trame, mais variable d'un événement à l'autre. Un empilement provenant d'une collision antérieure proche induira une contribution variable avec les échantillons d'une trame.

1) Estimation externe.

Des mesures de piédestal seront effectuées systématiquement, soit en l'absence de collisions, soit au hasard pendant les collisions. Ces mesures, associées aux variations de luminosité fourniront une estimation externe de la valeur moyenne de la scintillation résiduelle. Notre connaissance des cristaux et de l'électronique permet de prévoir une valeur moyenne de quelques Mev pour une luminosité d'un événement par collision. Elle sera proportionnelle à la luminosité.

2) Estimation interne.

La connaissance des échantillons précédant l'apparition du signal permet d'évaluer les fluctuations du piédestal et même de prévoir sa variation en fonction des numéros d'échantillons. Plus globalement, l'ajustement de tous les échantillons par moindre carré donnera une estimation du piédestal. Cette dernière méthode est plus précise mais peut engendrer des biais incontrôlables, en particulier, elle nécessite la connaissance de la variance de cette contribution.

Bruit électronique.

Les erreurs introduites par le bruit électronique sur les échantillons sont représentées par une matrice covariante. La diagonale décrit l'erreur intrinsèque sur chaque échantillon, une valeur cible du bruit électronique a été fixée à $\sigma = 50$ Mev, tout au moins tant que l'électronique résistera aux radiations. Il faut ajouter quadratiquement l'erreur de quantification, conformément l'analyse de l'**Annexe 2-B**. Elle est négligeable avec le gain 33 mais prépondérante avec le gain 1. Deux échantillons successifs sont relativement corrélés. Cette corrélation persiste jusqu'à une distance de trois à quatre indices. Cet effet caractéristique du bruit électronique est analysé en détail en **Annexe 2.B**. La composante à basse fréquence induit une variation de la ligne de base de l'ordre de quelques% du bruit haute fréquence. Sa valeur moyenne est zéro. Sa variance s'ajoute à chaque terme de la matrice covariante, puisqu'il y a une corrélation totale.

2.3.2 Estimation des énergies.

Connaissant les valeurs des échantillons et les propriétés de leurs composantes, on peut calculer les meilleures estimations de l'énergie déposée dans un cristal. La précision dépendra de la dimension de la trame et de sa position par rapport à l'échantillon d'indice 0. Parmi les diverses méthodes de calcul, l'une d'entre elles est décrite en **Annexe 2.C**. C'est une analyse globale. Comme cela a été mentionné, il est plus sûr, mais moins précis, de traiter séparément les échantillons antérieurs et postérieurs au début du signal. La connaissance des précisions servira de base à la définition du choix de la trame.

Ajustement global.

L'estimation simultanée de la ligne de base et du signal est la méthode la plus précise, à condition que la matrice covariante des erreurs soit parfaitement connue. Les résultats sont représentés dans la figure 2.7. Un gain de 10% sur l'erreur d'estimation n'est pas significatif. Dans ces conditions, on peut n'utiliser que 5 échantillons, dont 7 avant le signal. On a le sentiment que ce choix n'est pas le meilleur. D'une part, il ne tient pas compte de l'estimation externe de la ligne de base, d'autre part, il sous-entend une confiance absolue dans la matrice covariante des erreurs. Il est préférable, d'utiliser les échantillons précédents le début du signal pour définir le piédestal et de ne pas chercher à déterminer le piédestal avec les échantillons de la zone du signal.

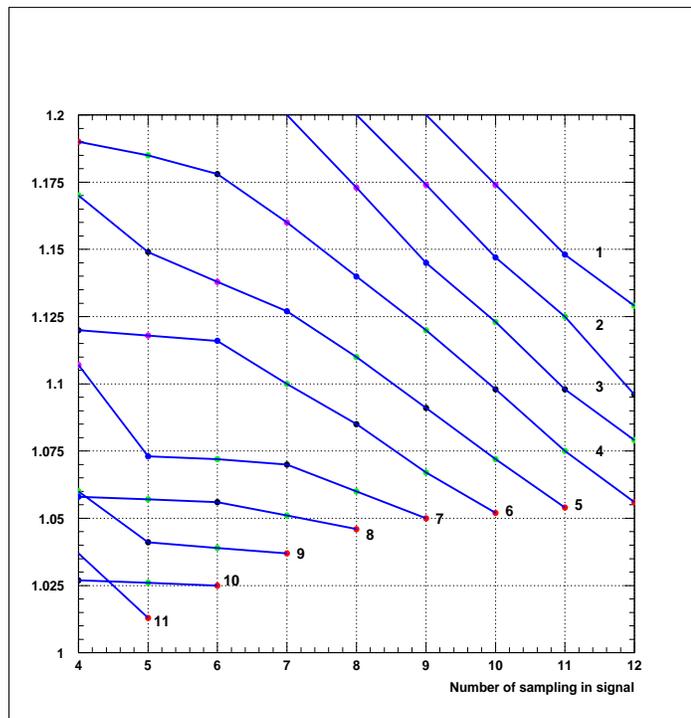


Figure 2.7 Erreurs de mesure de l'énergie déposée dans un cristal pour diverses trames. Les étiquettes donnent le nombre d'échantillons avant le signal

Echantillonnage du piédestal

Comme cela vient d'être étudié, la scintillation résiduelle et le bruit basse fréquence définissent la ligne de base. Ses fluctuations d'écart type v sont à comparer au bruit électronique σ . Si v est plus petit que σ , on n'a pas avantage à estimer la ligne de base à partir des échantillons et le nombre d'échantillons précédent le signal pourrait être nul. Dans le cas contraire, le nombre d'échantillons doit être au moins égal à 10. Ce nombre est supérieur à celui de l'ajustement global, puisqu'on refuse d'utiliser les données sous le signal pour évaluer le piédestal. La détection d'empilements provenant de quelques collisions précédentes nécessitera en tous cas, des échantillons antérieurs au début du signal.

Echantillonnage du signal.

Une estimation approchée mais simple de l'erreur consiste à ne pas prendre en compte l'erreur sur le piédestal et à choisir une matrice covariante unité multipliée par σ^2 . L'erreur sur l'énergie avec n échantillons est alors proportionnelle à :

$$\frac{1}{s_n^2} = \frac{1}{(f_{-2}^2 + f_{-1}^2 + f_0^2 + f_1^2 + \dots + f_n^2)}$$

Les résultats des évaluations des erreurs sont montrés dans la figure 2.9. On peut remarquer que 5 échantillons sont suffisants, aux quels il faut ajouter les échantillons précédents le signal et définis au paragraphe précédent. A la limite, 3 seraient acceptables, à la condition de ne prendre que -1 , 0 et 1 . Dans ce cas, il n'y a pas de mesure du piédestal. Ces résultats sont compatibles avec ceux de l'analyse globale.

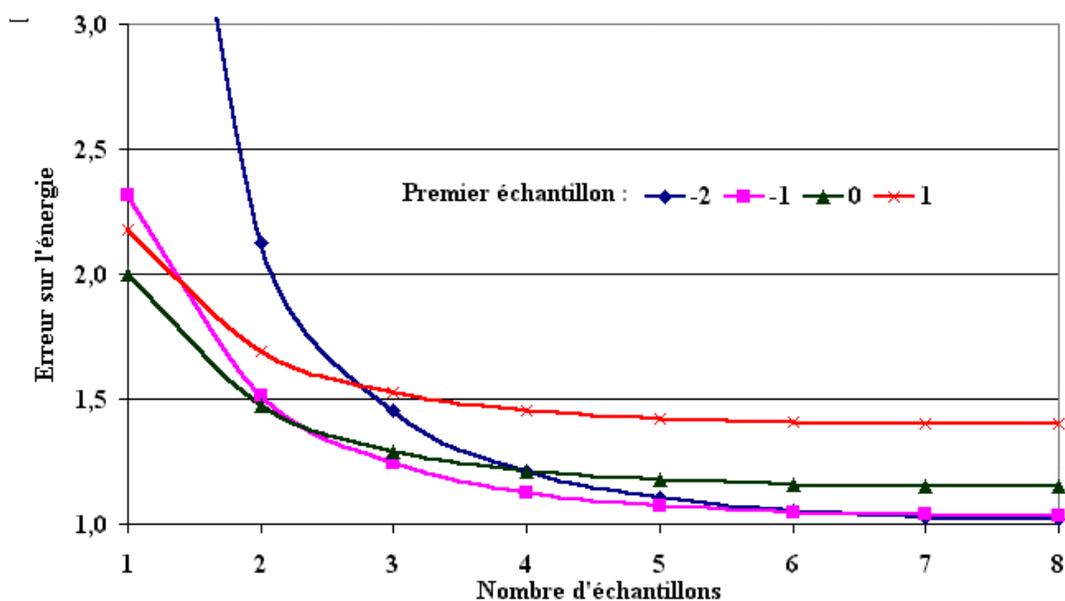


Figure 2.8 Estimation simplifiée des erreurs sur l'énergie

2.3.3 Meilleurs choix de la trame.

La trame la plus petite consisterait à ne prendre que 3 échantillons (-1,0,1) ou (-2,-1,0). Un tel choix n'offre aucune sécurité contre les biais non contrôlés. Une étude des biais de désynchronisation est résumée dans la figure 2.9. On remarque que le choix (-1,0,1,2) est particulièrement insensible à la désynchronisation. Les variations de l'échantillon 1 sont compensées par celles cumulées des l'échantillons 1 et 2.

Les variations de forme du signal ont un effet sur l'erreur visible dans la figure 2.10. Les changements de largeur, c'est à dire $\alpha\beta^2$ dans la paramétrisation de l'**annexe A**, sont très dommageables. Ils ne peuvent pas être corrigés par un choix de trame. Il en est de même, évidemment avec les variations de gain.

Une sécurité sur les empilements nécessite l'échantillon -3. En fin de compte, un choix à 6 échantillons (-3,-2,-1,0,1,2) semble être un choix minimum. Une solution très sûre serait de 16 échantillons dont 10 avant le début du signal (-12,-11, -4,-3,-2,-1,0,1,2,3).

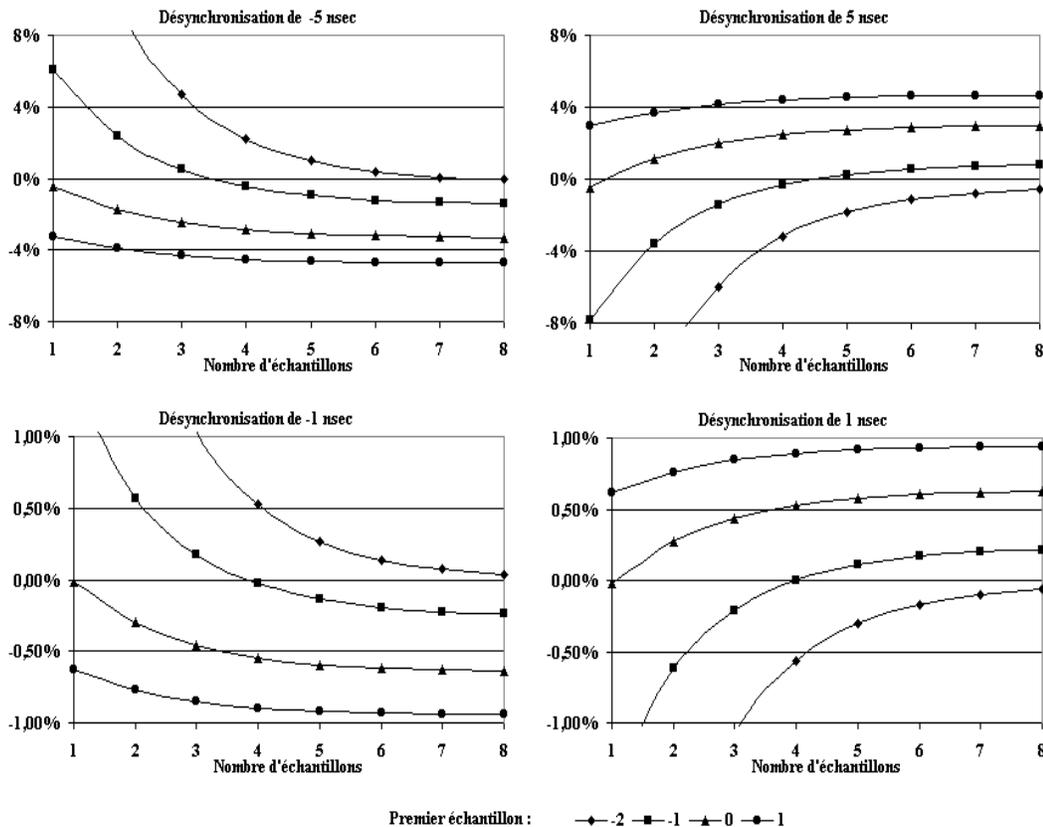


Figure 2.9 Effet sur l'erreur d'une désynchronisation

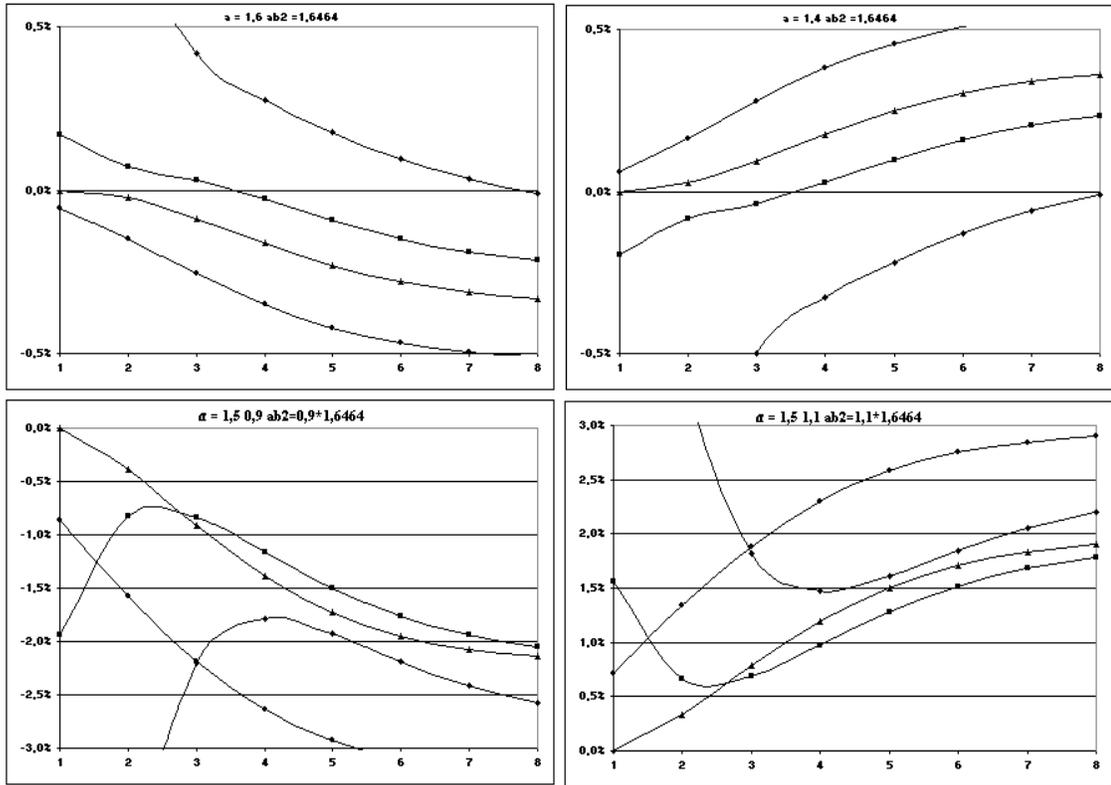


Figure 2.10 Effet sur l'erreur d'une variation de forme.

2.4 Suppression de canaux.

L'objet de cette section est la réduction des données par la suppression des informations des canaux relatifs à ces cristaux. Un événement en sortie doit avoir une taille moyenne inférieure à 100 kbytes. Avec la trame de taille maximum, soit 32 échantillons et à raison de 2 bytes par échantillon, l'événement total fait 5 Mbytes. Avec une trame de 8, on a encore 1,2 Mbytes et on ne peut conserver que 8% des canaux.

Chaque canal est caractérisé par son adresse en η, ϕ et les échantillons de sa trame. Cette trame permet d'extraire une estimation de l'énergie déposée dans le cristal. L'extraction est plus ou moins sophistiquée selon qu'on utilise l'échantillon d'indice 0, une somme pondérée des échantillons ou un algorithme raffiné. On peut définir des attributs attachés à ce cristal à partir de l'ensemble des autres cristaux. A titre d'exemple, on peut en dresser une liste non exhaustive :

- énergie déposée dans la tour contenant ce cristal,
- bit de compacité de la tour,
- énergie déposée dans les 8 cristaux connexes,
- énergie déposée dans les 8 tours connexes.

La décision de ne pas conserver un canal se bâtit à partir de ses attributs. L'extraction des attributs et leur analyse se font en temps réel. Ces opérations doivent être simples et adaptés à l'architecture de ULR. La plus simple consiste à n'utiliser que l'énergie déposée dans le cristal.

2.4.1 Bruit électronique.

Les canaux d'un événement sans interaction sont constitués de bruit électrique. En utilisant la formule de pondération pour estimer leur énergie apparente, on obtient ce bruit électrique dont l'écart type σ est de 50 MeV, s'il est conforme aux spécifications. Avec une coupure à 3 écarts, soit 150 MeV, on ne conserve que 100 canaux sur les 77000 d'un événement sans interaction. Si on se contentait de n'utiliser que 3 échantillon, la fluctuation de la ligne de base devrait être ajoutée quadratiquement à σ .

2.4.2 Basse luminosité

A basse luminosité, il n'y a qu'une interaction en moyenne par événement. Le nombre moyen de canaux avec plus de 150 MeV est de l'ordre de 6000. Une trame de 8 échantillons permet de ne pas dépasser les 100 kbytes autorisés. Individuellement, les canaux avec un dépôt effectif d'énergie inférieur à 150 MeV seraient inexploitable. L'écart type de la somme des 77000 canaux vaut $277 \times \sigma$, soit 14 GeV. Cette information d'énergie manquante est significative.

Pour éviter de la perdre, il faut conserver des sommes de canaux éliminés, en les regroupant par exemple par tours.

2.4.3 Haute luminosité

A haute luminosité, la proportion de canaux de plus de 150 MeV dépasse 50%. Il faut augmenter le seuil de la coupure. Des cristaux ayant reçu une énergie significativement non nulle seront éliminés. Une procédure de récupération de certains est à envisager, en fonction des critères de qualité de la physique. Il s'agit du traitement des gerbes électromagnétiques. Il faut considérer séparément le cas des photons et celui des électrons ayant provoqué le déclenchement. Comme on ne peut pas distinguer les uns des autres au niveau du calorimètre, il faudra appliquer les deux algorithmes de récupération.

Photons

Les informations à garder sont celles qui affectent l'estimation de l'énergie et la séparation d'avec les π^0 .

Un photon créé au centre de CMS déposera généralement la majeure partie de son énergie dans un seul cristal. Exceptionnellement, quand l'impact du photon se situera à la limite de 2 ou 4 cristaux, l'énergie se répartira entre 2, 3 ou 4 canaux. La distribution transversale de l'énergie résiduelle peut s'étendre assez loin, mais elle est petite et ne fluctue pas beaucoup. Il suffit de conserver tous les groupes de 9 cristaux ayant une énergie totale supérieure à une certaine valeur. Ce seuil devra être ajusté pour satisfaire à la spécification des 100 kbytes.

Les origines des photons peuvent se situer à 10 cm le long de l'axe du détecteur. L'axe de la gerbe traversera 2 cristaux adjacents en ϕ . Alors que les fluctuations transversales de la gerbe sont petites, les fluctuations longitudinales sont grandes.

La séparation des π^0 nécessite le repérage du deuxième photon. Si celui-ci fait un angle θ avec le premier photon d'énergie E_1 , son énergie est égale à $m^2 / 2E_1(1-\cos\theta)$. Les canaux entourant une zone d'intérêt sont conservés si leurs énergies sont dans une fourchette dépendant de leur position.

Electrons

Les électrons ont des trajectoires courbées par le champ magnétique. Leur ligne de vol à l'impact sur le calorimètre est inclinée en ϕ par rapport aux cristaux. La zone d'intérêt des photons doit être augmentée dans la direction ϕ .

La matière du trajectomètre devant le calorimètre est importante. Elle génère des photons de bremsstrahlung dont les énergies doivent s'ajouter à celle de la gerbe électronique. Dans une zone largement étendue en ϕ , il faut récupérer les canaux au-dessus du seuil de 150 MeV. Cette zone est d'autant plus grande, que l'énergie de l'électron incident est petite.

2.4.4 Un exemple de suppression des canaux

Dans cette section, nous voulons montrer les résultats de la réduction du volume des données par la suppression des canaux en utilisant les événements simulés. Pour cela, nous présentons tout d'abord un exemple de l'algorithme de suppression des canaux. Dans la suite, nous présentons la réalisation de l'algorithme dans le programme de simulation. Dans un dernier temps, nous montrons les résultats de la réduction du volume des données.

Algorithme

Autour de chaque cristal, on définit une zone d'intérêt en une tour de 25 cristaux. Si l'énergie déposée dans cette zone est supérieure à un seuil, on en garde tous les canaux. Pour chaque canal, nous prenons une trame de 10 échantillons comme un exemple du choix de la trame. Chaque tour de 25 cristaux est alors caractérisé par son adresse en η , ϕ et 25 trames de 10 échantillons,

Réalisation de l'algorithme dans le programme de simulation

Afin de réaliser l'algorithme de suppression des canaux, nous avons utilisé le CMSIM qui est un programme de simulation pour la géométrie de CMS. Dans ce programme, nous avons tout d'abord regroupé les cristaux en une tour de 25 cristaux. Finalement, environ 2400 tours ($N_\eta \times N_\phi = 34 \times 72$ où N_η et N_ϕ sont le nombre des tours en η , ϕ) sont représentés dans le baril et environ 1000 tours ($N_\eta \times N_\phi = 14 \times 72$) dans les bouchons. L'autre part, en supposant que la valeur moyenne de ligne de base ne varie pas d'un cristal à l'autre et d'un événement à l'autre, nous avons mis 25 coups d'ADC (correspondant à 500 MeV sur $\eta = 0$) comme la valeur de ligne de base. Les figures 2.11(a)-(b) montrent la distribution (a) d'énergie transverse des cristaux (b) de coups de l'ADC des cristaux en l'absence de collisions. Pour illustrer l'algorithme de suppression des canaux dans la géométrie des tours, nous avons utilisé un événement de la désintégration de boson de Higgs en 4 électrons, voir également figures 2.12(a)-(b). La figure 2.12(a) montre la distribution d'énergie transverse des tours. Dans cette figure, I_η et I_ϕ sont les indices des tours en η et ϕ . La figure 2.12(b) présente les positions des tours qui possèdent l'énergie transverse E_t plus grande que 2.5 GeV (en gris) et celle $1\text{ GeV} < E_t < 2.5\text{ GeV}$ (en blanc).

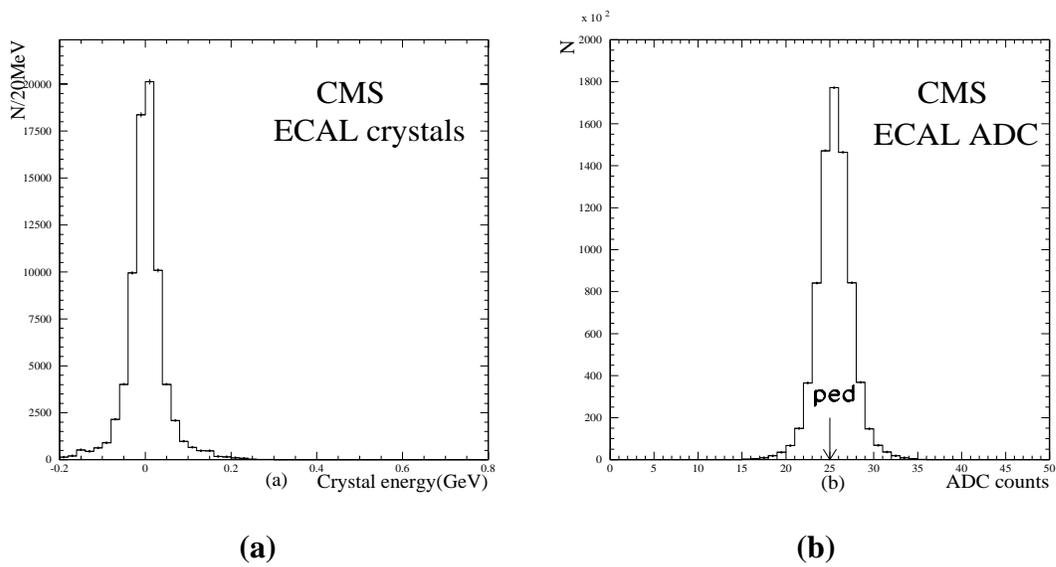


Figure 2.11 Distribution (a) d'énergie transverse des cristaux (b) de coups de l'ADC des cristaux en l'absence de collisions

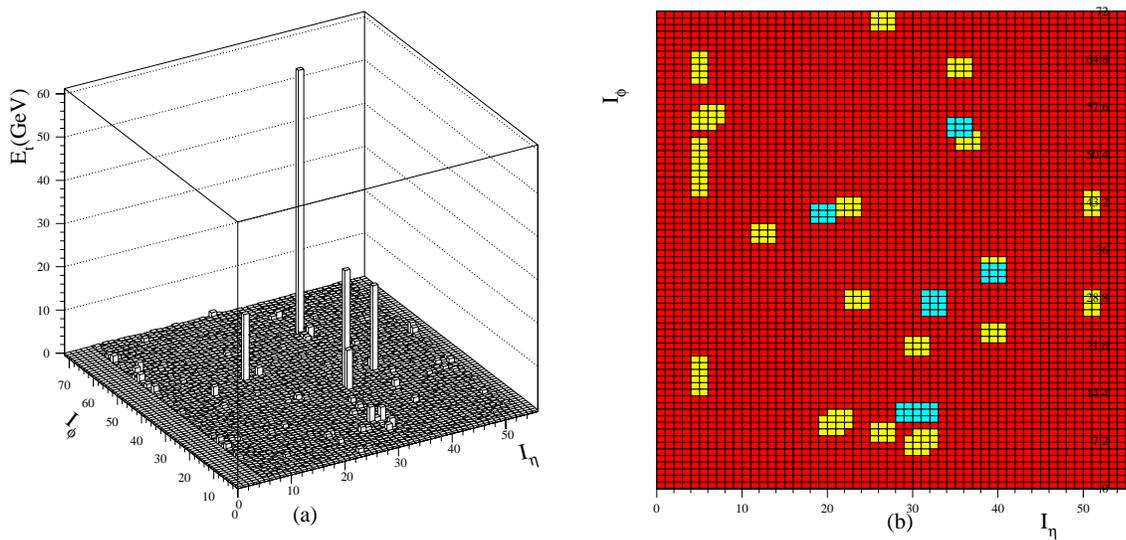


Figure 2.12 (a) Distribution d'énergie transverse des tours. Dans cette figure, I_η et I_ϕ sont les indices des tours en η et ϕ . (b) Positions des tours qui possèdent l'énergie transverse E_t plus grande que 2.5 GeV (en gris) et celle $1 \text{ GeV} < E_t < 2.5 \text{ GeV}$ (en blanc).

Résultat de la réduction du volume des données

Afin de tester la performance de l'algorithme de suppression des canaux, nous avons utilisé les événements QCD ayant l'impulsion transverse plus grande que 100 GeV qui sont générés par le programme PYTHIA. Nous avons aussi considéré que 20 interactions de proton-proton sont superposés sur chaque événement (soit haute luminosité). En utilisant ces événements, le tableau 2.1 montre le nombre moyen des tours ayant l'énergie transverse supérieur à un seuil et le volume moyen des données par événement après la suppression des canaux. Dans ce tableau, nous avons présenté 4 différents résultats en fonction de 4 différents valeurs du seuil ($E_t > 2.5$ GeV, 1 GeV, 0.5 GeV et 0.3 GeV). Bien évidemment que le nombre des tours et le volume des données augmentent lorsque la valeur du seuil diminue. Dans cet exemple, si nous gardons les tours ayant l'énergie transverse supérieur à un seuil de 2.5 GeV, les 68 tours sont restés par rapport aux 3400 tours totales. Ceci signifie que nous obtenons un facteur de réduction du volume de 50. Par contre, pour un seuil de 0.3 GeV, nous obtenons seulement un facteur de réduction de 2, voir tableau 2.1. Nous constatons aussi que la valeur du seuil ne peut pas être plus petite que 1 GeV puisque la taille moyenne d'un événement doit être inférieure à 100 kilos octets. Bien sûr que ceci est valable seulement dans cet exemple.

Valeur du seuil	Nombre des tours	Volume moyen par événement (kilos octets)	Facteur de réduction
$E_t > 2.5$ GeV	68	30	50
$E_t > 1$ GeV	330	139	10
$E_t > 0.5$ GeV	908	382	4
$E_t > 0.3$ GeV	1554	663	2

TABLE 2.1 Nombre moyen des tours et le volume moyen des données par événement en fonction de 4 différents valeurs du seuil pour l'énergie transverse des tours

2.5 Conclusion

La définition du système d'acquisition de CMS impose que la taille moyenne d'un événement doit être inférieure à 100 kilooctets. La taille moyenne d'événement peut être caractérisée par les trois composants: le nombre des canaux, la dimension de la trame par canal et la taille par échantillons. Afin de réduire le volume des données par événement, nous disposons de deux moyens: (1) la réduction de la dimension de trame (2) la suppression des certains canaux. D'après l'estimation des énergies déposée (voir également la section 2.3.2), nous avons constaté qu'un choix à 6 échantillons semble être un choix minimum qui permet de ne dégrader pas trop l'estimation de l'énergie déposée dans le cristal. Selon les résultats d'un exemple de la suppression des canaux, nous avons vu qu'elle peut donner le facteur de réduction du volume de 50 à 2 en fonction des différentes valeurs du seuil. Ces résultats nous montrent bien cependant que le taux de réduction du volume dépend énormément du choix de la valeur du seuil. Cependant il nous apparaît que le choix de valeur du seuil va sans doute être changé selon le choix de la dimension de trame. C'est-à-dire, nous pouvons choisir une valeur du seuil relativement moins stricte (ou plus stricte) lorsque nous choisissons une dimension de trame relativement plus petite (ou plus grande).

Bibliographie

- [1] CERN/LHCC 2000-038,'The Level-1 Trigger', CMS TDR 6.1, 15 december 2000
- [2] CERN/LHCC 94-38 LHCC/P1,'The Compact Muon Solenoid', Technical Proposal, 15 december 1994
- [3] Ph. Busson, 'Digital Filtering for ECAL Trigger Primitive Generator', CMS-note 1999/020

*Compression des données sans
pertes*

Contenu du chapitre

3.1 Introduction	64
3.2 Généralités sur les méthodes de compression présenté à partir du standard JPEG....	66
3.2.1 Architecture du standard JPEG	67
3.3 Présentation des principales méthodes de compression sans pertes	72
3.3.1 Méthodes statistiques	72
3.3.1.1 Codage de Huffman	72
3.3.1.2 Codage de Huffman tronqué	72
3.3.1.3 Méthodes de type dictionnaire	73
3.3.2 Méthodes de décorrélation	75
3.3.2.1 Décorrélation par prédiction	75
3.3.2.2 Décorrélation par comparaison à un modèle de forme du signal	76
3.4 Comparaison d'un schéma de compression avec pertes versus suppression de données + compression sans pertes	77
3.5 Résultats du simulation	79
3.5.1 Codage de Huffman	80
3.5.2 Codage de Huffman tronqué	80
3.5.3 Méthodes de type dictionnaire	82
3.5.4 Conclusion	83
3.6 Circuits de compression disponible sur le marché	84
3.6.1 Circuit ALDC_40S	84
3.6.2 Circuit AHA3231	85
3.6.3 X-Match	85
3.7 Conclusion	87

3.1 Introduction

Au cours du chapitre précédent nous avons étudié la réduction du volume d'information

- par limitation du nombre d'échantillons par canal (cristal)
- par suppression de canaux.

Dans ce chapitre nous allons voir dans quelle mesure il est possible d'appliquer aux informations ainsi obtenues une réduction supplémentaire en utilisant les techniques offertes par la compression de données sans pertes.

On sait que ces techniques sont courantes dans le domaine des télécommunications et de l'informatique où elles sont utilisées pour augmenter la capacités de transfert des canaux de transmission et/ou la capacité des supports de stockage.

Faisons un certain nombre de remarques :

- (1) cette opération a un coût qui doit être comparé au gain obtenu en augmentant les capacités de transmission et/ou de stockage.
- (2) L'information comprimée (nous dirons aussi compactée) n'est utilisable que si elle est décomprimée (décompactée),. Cela limite le champ d'application de ces techniques.
- (3) Le taux de compression (volume d'information avant compression / volume d'information après compression) est l'ordre de 2 à 4.
- (4) Le taux de compression dépend de la nature des données.
- (5) pour certaines algorithmes le temps de compression dépend également de la nature des données.

Les techniques de compression sans pertes sont également présentes même dans les techniques de compression avec pertes comme on le verra rapidement ci-dessous. Elles sont presque toutes issues du domaine des télécommunications et doivent beaucoup aux travaux de Shannon en théorie de l'information.

Les techniques de compression sans pertes appartiennent à des types de base en nombre relativement restreint mais le nombre de variantes à l'intérieur d'un même type peut être parfois important.

Dans notre application le flux d'information à comprimer est important .La compression n'est possible que s'il existe (ou si l'on peut développer) des circuits spécifiques suffisamment rapides.

Cette contrainte de temps réel va limiter le nombre de techniques de compression sans pertes potentiellement utilisables dans notre domaine.

Les principales d'entre elles, ainsi que leurs performances seront présentées dans ce chapitre à dominante technique.

Le plan du chapitre sera le suivant :

- Généralités sur les compressions avec pertes et sans pertes.
- Afin d'introduire les principaux concepts de la compression de données et de voir dans quelle mesure notre schéma de réduction de données par suppression d'information suivi d'une compression sans pertes se compare à un système de compression avec pertes nous présenterons succinctement un exemple: le standard JPEG.
- Ensuite nous présenterons successivement le principe des méthodes retenues puis leurs performances respectives sur des données simulées.
- Avant de conclure nous présenterons les circuits de compression actuellement disponibles sur le marché ainsi que leurs performances.

3.2 Généralités sur les méthodes de compression présenté à partir du standard JPEG

Depuis les débuts de l'informatique, on a toujours cherché à réduire la taille des fichiers, pour occuper moins de place sur les dispositifs de stockage, puis aujourd'hui pour transmettre plus vite ces fichiers à travers les réseaux.

On parle de compression avec pertes quand on accepte une certaine dégradation de la qualité du signal à transmettre ou à stocker. Ces techniques sont très développées dans le domaine des télécommunications et sont un domaine de recherche en pleine expansion. Citons juste quelques exemples : les codeurs-décodeurs de la téléphonie mobile (GSM, CELP, ...), le codage MP3 du son qui est la partie codage audio des codeurs multimédia MPEG. Ces codeurs-décodeurs peuvent donner des taux de compression supérieurs à 10. Une partie de ce taux de compression est obtenu par une compression sans pertes qui est presque toujours présente dans ces systèmes. A taux de compression donné la qualité (ici perceptuelle) du signal restitué augmente au fur et à mesure que l'on peut réaliser en temps réel des algorithmes de compression-décompression de plus en plus sophistiqués.

On parle de compression sans pertes quand l'information restituée est l'exacte réplique de l'information initiale. En plus des exemples classiques d'utilisation de la compression sans pertes dans les modems ou les compresseurs de disques durs citons la compression des données en géophysique, télémétrie et imagerie médicale. On la trouve également dans données scientifiques issues d'expériences à bord des satellites (système USES développé par la NASA[1]).

En physique des particules, à notre connaissance, l'utilisation de la compression de données sans pertes n'a été envisagée que dans l'expérience KLOE[2] et ALICE[3].

La compression est possible quand les données initiales présentent de la redondance.

Considérons par exemple plusieurs mesures bruitées d'une grandeur constante qui manifestement présentent entre elles une certaine redondance. Dans une approche de compression avec pertes on va essayer de conserver l'information la plus pertinente qui dans ce cas serait un estimateur de la moyenne et un estimateur de la variance (plus rarement des estimateurs des moments d'ordre plus élevés). Dans une approche de compression sans pertes on va conserver un estimateur de la moyenne ainsi que les écarts par rapport à cette moyenne. Souvent la distribution des écarts se prête à un codage optimal en terme de nombre de bits, comme on le verra plus loin.

Une mesure de la redondance peut être donnée, pour un signal unidimensionnel comme les signaux issus des cristaux, par leur fonction d'autocorrélation. (voir annexe 2.B). Pour des images numérique elle est donnée par la matrice d'autocorrélation. Pour des images la redondance se manifeste par des valeurs non négligeables de la matrice d'autocorrélation en dehors de la diagonale principale. Pour décorréler une image il faut lui appliquer la transformation qui diagonalise la matrice d'autocorrélation. Pour la suite nous avons besoin d'un certain nombre de définitions et de concepts. Nous avons choisi de les introduire en examinant un exemple concret : le codage JPEG.

3.2.1 Architecture du standard JPEG

Le standard JPEG a été créé par le Joint Photographic Expert Group qui en a fixé les chaînes de compression et de décompression d'images fixes. La chaîne de compression pour les images en niveaux de gris est représentée dans figure 3.1. La décompression est tout simplement effectuée en parcourant la chaîne dans l'autre sens.

Pour pouvoir être traitées par la chaîne de compression, les images sont découpées en blocs de 8×8 pixels, que l'on peut représenter par des matrices de 8 lignes et 8 colonnes dont les éléments sont des entiers (par exemple de 0 à 255 pour une images codées sur 8 bits) codant le niveau de couleur du pixel concerné. Chaque bloc est ensuite traité par l'encodeur JPEG. On a choisi de traiter des matrices 8×8 car la corrélation entre pixels est négligeable pour des tailles plus grandes. On se limite ici à des images noir et blanc. Nous allons maintenant décrire chacune des étapes de la compression.

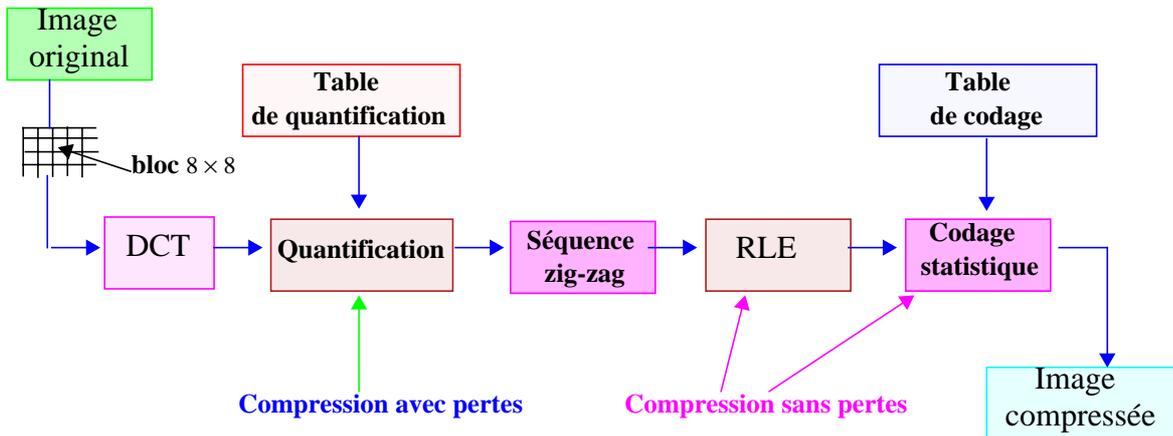


Figure 3.1. Schéma de compression JPEG

Transformation en cosinus discret (DCT)

La transformation optimale qui diagonalise la matrice de corrélation est la transformation de Karhunen-Loève[4]. Elle est difficile à mettre en œuvre car on ne possède pas d'algorithme rapide pour la réaliser.

Dans JPEG on applique la transformée en cosinus discret (ou Discrete Cosine Transform) pour chaque bloc. (Voir sa définition en annexe 3.A). Cette transformation dérive de la transformation de Fourier discrète à 2 dimensions. On possède donc un algorithme rapide (dérivé de la FFT) pour la réaliser. De plus on montre qu'elle a un pouvoir de décorrélation voisin de celui de la transformation de Karhunen-Loève.

Après le calcul de la DCT, on obtient une matrice de 64 coefficients représentant la décomposition du bloc original dans l'espace des fonctions cosinus utilisées. Le premier coefficient de la matrice est le coefficient de "fréquence nulle", il est appelé DC. Les 63 autres sont appelés

AC. Comme le coefficient DC varie peu d'un bloc à l'autre, on transmet lors du traitement la différence entre le coefficient DC du bloc en cours et celui du bloc précédent.

Pour l'instant, on n'a pratiquement aucune pertes de qualité . En appliquant la DCT inverse, on retrouve presque exactement l'image originale.

La quantification

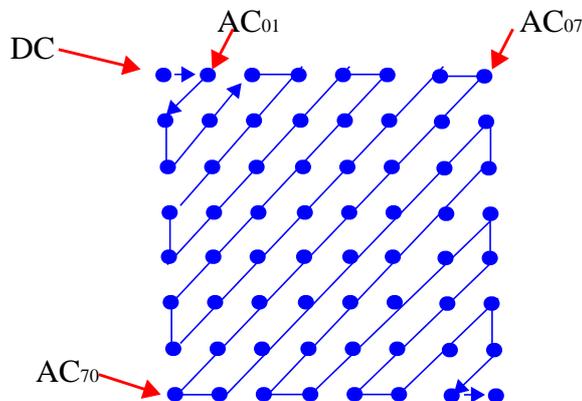
Maintenant, on peut commencer la compression en quantifiant chaque élément de la matrice. La quantification consiste à diviser chaque élément de la matrice par l'élément correspondant dans la table de quantification, puis à arrondir le résultat pour obtenir un entier. Chaque coefficient de la matrice de quantification représente donc le pas de la grille de quantification à utiliser pour l'élément correspondant de la matrice de DCT. Ce pas est plus ou moins fin suivant l'importance accordée au coefficient. Le table est en effet calculée en fonction de la qualité de l'image compressée que désire l'utilisateur. Le table de quantification sélectionnée est stockée dans l'en-tête du fichier image JPEG afin de rendre la décompression possible.

Le but de la quantification est de faire disparaître les coefficients les plus petits et les moins importants. C'est typiquement le cas des coefficients relatifs aux hautes fréquence (situés en bas à droite dans la matrice).

Cette étape de la compression est fondamentale. C'est la seule source de pertes de qualité (si on néglige les pertes dues à la DCT inverse), c'est elle qui permet d'agir sur la qualité finale de l'image compressée et donc sur le taux de compression. De plus, cette opération est irréversible.

Séquence zig-zag

Les coefficients sont ensuite réordonnés dans un vecteur en plaçant les éléments représentant les basses fréquence au début du vecteur et ceux représentant les hautes fréquences à la fin du vecteur. Cela permet d'obtenir de longues séquences de zéros en fin de vecteur qui pourront facilement être compressées grâce au codage RLE (Run Length Encoding). La séquence de remplissage du vecteur est la suivante :



Run Length Encoding (RLE)

Le principe du RLE consiste à détecter une donnée qui se répète puis à remplacer cette séquence par deux informations : un chiffre indiquant le nombre de répétitions puis la donnée elle-même.

On dispose maintenant d'un vecteur de 64 éléments comportant de longues séries de zéros. Pour le compresser, on va utiliser le RLE (Run length Encoding, ou aussi appelée Run Length Coding) qui consiste à coder le nombre de coefficients adjacents égaux à zéros.

Ce vecteur sera codé sous la forme : $b_0 v_0 (z_1 b_1) v_1 (z_1 b_1) v_2 \dots (z_1 b_1) v_n$ avec les conventions suivantes

- b_0 est le nombre de bits nécessaires pour coder la valeur v_0 du premier coefficient du vecteur
- z_i représente le nombre de zéros adjacents entre les deux coefficients non nuls v_{i-1} et v_i .
 z_i est codé sur 4 bits, donc est compris entre 0 et 15. S'il y a plus de 15 zéros consécutifs, on découpe la série en groupes de 15, chacun étant représenté par (15 0). Par exemple, s'il y a 32 zéros consécutifs, suivis de la valeur 3, on écrira (15 0) (15 0) (2 2) 3.
- b_i est le nombre de bits nécessaires pour coder la valeur v_i .

Le codage statistique - Codage de Huffman

Pour finir de compresser la représentation de l'image, on va appliquer un dernier codage, un codage statistique ou codage entropique. Ce nom est dû au fait que le codage consiste à affecter un code d'autant plus court que la valeur est probable.

Le JPEG propose deux codages statistiques : le codage arithmétique et le codage de Huffman. Le codage arithmétique[5] fournit des résultats meilleurs pour une majorité des images. Cependant, sa complexité rend sa réalisation difficile et ne permet pas d'attendre la rapidité du codage de Huffman. Le codage de Huffman est souvent employé dans les divers domaines comme le traitement des images médicales[6][7] à cause de sa rapidité et sa facilité pour réaliser.

Nous allons donc développer ici la méthode de Huffman.

L'algorithme repose sur l'utilisation d'un arbre binaire pondéré. Pour le construire, on doit parcourir les données à compresser afin de créer une liste des valeurs employées classées dans l'ordre croissant des fréquences d'apparition. Ensuite, on prend les deux éléments ayant la plus faible probabilité et on en fait les feuilles d'un arbre en plaçant par exemple la plus grande probabilité à gauche et l'autre à droite (ou le contraire). Le père de ces deux feuilles est la somme des fréquences des feuilles. Les deux feuilles utilisées pour construire l'arbre sont supprimées de la liste. On insère ensuite l'arbre obtenu dans la liste en utilisant la valeur du père pour savoir où le placer. On continue de la même manière jusqu'à ce qu'il n'y ait plus qu'un seul élément dans la liste qui sera alors le nœud parent de l'arbre de Huffman.

Pour déterminer les codes, on parcourt l'arbre du haut vers le bas en rajoutant un 0 au code précédent quand on prend la branche de gauche et un 1 quand on prend la branche de droite.

Ce codage est décodable de manière unique, pour un flux de bits ininterrompu (pas besoin de séparateur).

Nous allons construire l'arbre de Huffman relatif aux données suivantes :

Lettre	a	b	c	d	e
Nombre d'apparitions	34	20	25	10	57

1ère étape
(éléments classés)

10	20	25	34	57
d	b	c	a	e

2ème étape

25	30	34	57
c	d b	a	e

3ème étape

34	55	57
a	c 30	e
	d b	

4ème étape

146
55 91
c 30 a e
d b

5ème étape
(rajouter les codes de Huffman)

146
0 1
0 1 0 1
c 30 a e
0 1 d b

Les codes de Huffman attribuées sont enfin obtenus comme la suivantes:

Lettre	d	b	c	a	e
Code de Huffman	010	011	00	10	11

On devait coder 5 lettres en octets, ce qui comporte 1168 bits (80 + 160 + 200 + 272 + 456 bits) pour le fichier original par contre le fchier compacté comporte :

$$3 \times 10 + 3 \times 20 + 2 \times 25 + 2 \times 34 + 2 \times 57 = 322 \text{ bits}$$

Avec le codage de Huffman, nous obtenons environ un facteur de compression de 3.6.

Pour une image standard, les taux obtenus sont en général de 5 avant Huffman et 10 après Huffman[8].

3.3 Présentation des principales méthodes de compression sans pertes.

Les compresseurs sans pertes qui ne sont pas dédiés à des types de données particulières utilisent les codeurs statistiques. Pour des applications spécifiques, ces codeurs statistiques sont précédés d'un étage de décorrélation pour améliorer les performances. Dans cette section nous présenterons les compresseurs statistiques ainsi que les méthodes de décorrélation que nous avons étudiés et qui n'ont pas été introduits dans le paragraphe 3.2 sur JPEG.

3.3.1 Méthodes statistiques.

On appellera caractère une information codée sur un certain nombre de bits. Pour du texte ce sera 8 bits. Dans notre cas ce sera les échantillons du signal issu des FPPA et codés sur 14 bits. (voir section 1.3.1). On appellera alphabet l'ensemble des caractères.

Sous le terme de codage statistique on regroupe deux principes relativement différents:

- le codage statistique proprement dit dont le principe est de recoder les caractères en affectant des codes courts aux plus fréquents et des codes plus longs aux moins fréquents. Ce type de codage est alors appelé codage entropique.
- les codeurs du type dictionnaire qui consistent à remplacer le code du caractère par le code de son adresse dans une liste qui le contient.

3.3.1.1 Codage de Huffman

Le codage de Huffman est le plus connu des codes statistiques proprement dits. Son principe a été détaillé au paragraphe 3.2.2. Afin de pouvoir être décodés sans ambiguïté quand ils sont concaténés les codes caractères de Huffman doivent posséder la propriété dite de préfixe: une séquence binaire ne peut jamais être à la fois représentative d'un élément codé et constituer le début du code d'un autre élément. Le codage généré à l'aide de l'algorithme donné au paragraphe 3.2.2. remplit cette condition.

3.3.1.2 Codage de Huffman tronqué

Dans un codeur de Huffman standard, si l'alphabet est grand, les codes des caractères les moins fréquents peuvent être très longs. Dans ce cas, pour simplifier en particulier les réalisations matérielles, on a recours au codage dit de Huffman tronqué dans la principe est le suivant:

On va séparer les N caractères de l'alphabet en deux groupes. Le premier va contenir les n_1 caractères les plus probables que l'on choisit de coder en Huffman standard. Les autres caractères seront codés en émettant d'abord un caractère spécial C_S codé également en Huffman standard et dont la probabilité P_S est égale à la somme de celles des $n_2 = N - n_1$ restants.

Le code de C_S sera suivi du code initial du caractère du deuxième groupe.

Par exemple considérons l'alphabet de 9 caractères ci-dessous classés par ordre décroissant de probabilité.

Caractère	C_1	C_2	C_3	C_4	C_5	C_6	C_7	C_8	C_9
Probabilité	P_1	P_2	P_3	P_4	P_5	P_6	P_7	P_8	P_9

Supposons que le premier groupe que le premier contienne les caractères de C_1 à C_5 .

Le deuxième groupe contiendra le caractères de C_6 à C_9 avec la probabilité totale P_5 .

Un exemple de classement du nouvel alphabet est celui donné par le tableau ci-dessous :

Caractère	C_1	C_2	C_3	C_S	C_4	C_5
Probabilité	P_1	P_2	P_3	P_S	P_4	P_5

Le codage de la suite $C_2 C_1 C_7 C_4$ par exemple sera:

HC2 HC1 HCS code initial de C_7 HC4

où HC i est le code de Huffman du caractère C_i .

Plus simple, le code de Huffman tronqué peut être moins performant en termes de compression que le code de Huffman standard.

3.3.1.3 Méthodes de type dictionnaire

On peut considérer le codage de Huffman comme un dictionnaire qui fait correspondre au code d'entrée le code de Huffman correspondant. Pour le décodage on doit disposer de ce dictionnaire. Entre un émetteur et un récepteur ou ce dictionnaire est connu une fois pour toute ou il doit être transmis en en tête avec les données codées.

Mais on appelle plus spécifiquement méthodes de dictionnaire les méthodes qui, au codage, consistent à remplacer des séquences de caractères par leurs adresses dans un dictionnaire généré dynamiquement.

Cette méthode permet de remplacer des séquences répétitives parfois très longues par leurs adresses beaucoup plus courtes. Au décodage on régénère le dictionnaire à partir des données codées. Cette méthode a été découverte en 1978 par A. Lempel et J. Ziv. Il existe actuellement un très grand nombre d'algorithmes de ce type.

Les caractéristiques essentielles des méthodes de type dictionnaire [10] sont :

- Il n'existe pas de table d'en-tête: le dictionnaire est construit dynamiquement au fur et à mesure de la lecture du fichier tant au compactage qu'au décompactage.
- L'algorithme ne fonctionne pas sur un nombre fixe de motifs mais apprend les motifs du fichier durant la lecture du fichier à compacter.

Pour essayer de donner une idée de la construction du dictionnaire et de la création du fichier compacté, nous allons traiter une chaîne des caractères : 'ARTICART'. Au préalable le dictionnaire contient les codes des caractères individuels soit 256 pour du texte. On cherche ensuite à rajouter dans le dictionnaire à partir de l'adresse 259, des séquences de deux caractères ou plus rencontrées dans le fichier à comprimer. Les adresses 257 et 258 contiennent des caractères de contrôle. Pour la séquence ci-dessus les étapes sont alors les suivantes (voir le tableau 3.2):

- Le 1^{ère} étape : Le compresseur lit le premier caractère "A". Il est mémorisé dans un tampon. On n'émet rien sur le fichier à comprimer.
- Le 2^{ème} étape : On lit le caractère suivant "R" puis on l'ajoute à "A" ce qui devient la chaîne "AR". On regarde si la chaîne de "AR" existe dans le dictionnaire. Elle n'existe pas, donc le code "A" est émis puis on ajoute la chaîne de "AR" dans le dictionnaire. Le caractère "R" est ensuite mémorisé dans le tampon.
- Le 3^{ème} étape - 6^{ème} étape : On continue de la même manière jusqu'au sixième caractère "A" en créant les entrées "RT", "TI", "IC" et "CA" dans le dictionnaire.
- Le 7^{ème} étape : On lit le septième caractère "R" puis on l'ajoute à "A". La chaîne de "AR" existe dans le dictionnaire. Donc on émet le code de son adresse sur le fichier à comprimer. On n'ajoute rien dans le dictionnaire puis met la chaîne "AR" dans le tampon.
- Le 8^{ème} étape : On lit le caractère suivant "T" puis on l'ajoute à "AR". La chaîne de "ART" n'existe pas dans le dictionnaire. On ajoute donc cette chaîne dans le dictionnaire puis n'émet rien sur le fichier compacté. Le caractère "T" est mémorisé dans le tampon.
- Le 9^{ème} étape : On émet le code de "T" sur le fichier compacté.

Caractère lu	Tampon	Nouvelle chaîne du dictionnaire	Code émis
"A"	"A"	rien	rien
"R"	"R"	"AR"	"A"
"T"	"T"	"RT"	"R"
"I"	"I"	"TI"	"T"
"C"	"C"	"IC"	"I"
"A"	"A"	"CA"	"C"
"R"	"AR"	rien	adresse de "AR"
"T"	"T"	"ART"	rien
rien	rien	rien	"T"

TABLE 3.1. Construction du dictionnaire et la création du fichier compacté

La compression apparaît quand dans une étape on ne transmet rien. Dans l'exemple court ci-dessus cela apparaît une fois sur 8 étapes. Quand le dictionnaire va devenir plus grand ces étapes où on ne transmet rien deviendront plus nombreuses.

3.3.2 Méthodes de décorrélation

3.3.2.1 Décorrélation par prédiction

Quand on possède de l'information à priori sur un signal il est possible de prédire avec une certaine précision un échantillon à partir d'une combinaison linéaire d'échantillons précédents. On calcule l'erreur de prédiction et on lui applique un codage entropique. Comme le montre la figure ci-dessous ce schéma est réversible et constitue donc une méthode de compression sans pertes. f_n , \hat{f}_n et e_n sont respectivement le signal à coder, sa prédiction entière et l'erreur de prédiction.

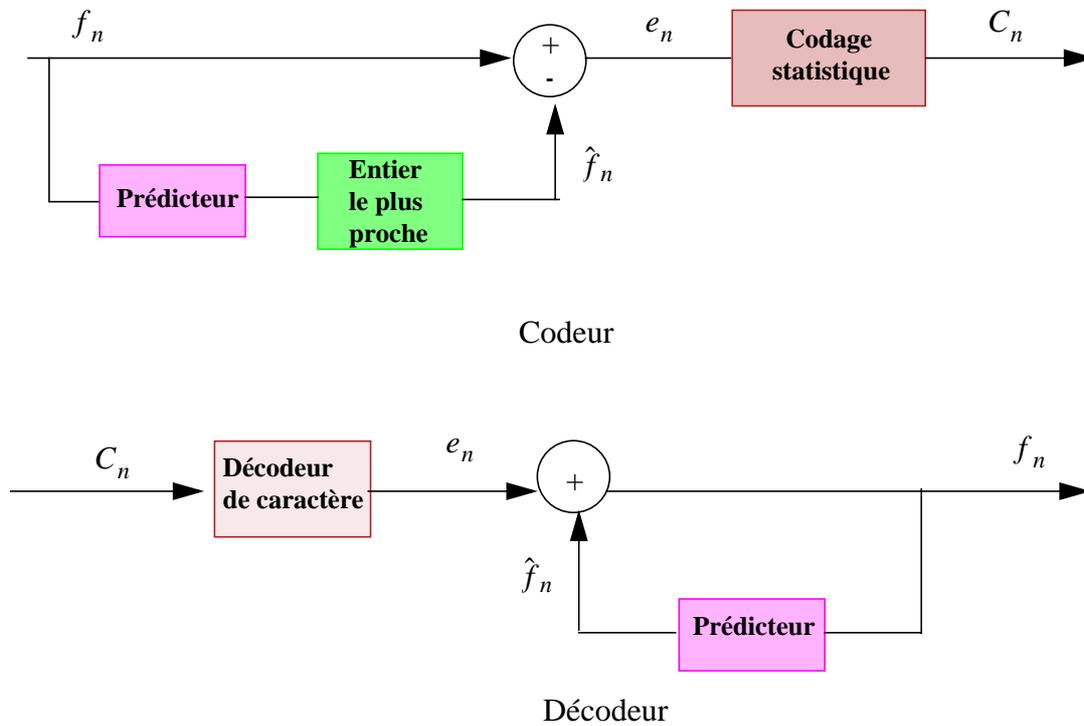


Figure 3.2. Codeur et décodeur de prédiction

Quand les coefficients sont réactualisés périodiquement on parle de codage prédictif adaptatif. Ce schéma est également utilisé dans les compressions avec pertes : dans ce cas on code une approximation de l'erreur de prédiction.

3.3.2.2 Décorrélation par comparaison à un modèle de forme du signal

Dans notre cas on connaît en moyenne la forme du signal à comprimer. C'est à une affinité près la réponse impulsionnelle de l'électronique de front-end. Si les réponses impulsionnelles des différentes voies ne sont pas trop dispersées on peut disposer d'un modèle moyen représentatif. On se ramène alors au schéma précédent où les erreurs de prédiction e_n sont obtenues en soustrayant aux échantillons f_n les échantillons du modèle dénormalisé en amplitude avec le plus grand des f_n et en tenant compte du piédestal. S'il y a des empilements et/ou des changements de gain dans le FPPA les erreurs de prédiction seront plus importantes mais on reste dans un schéma de compression sans pertes.

3.4 Comparaison d'un schéma de compression avec pertes versus suppression de données + compression sans pertes.

Dans la compression avec pertes de JPEG on a les étapes suivantes :

- Transformation DCT pour décorrélérer le signal
- Quantification non uniforme + seuillage éventuel (c'est là où s'effectuent les pertes)
- Lecture en zigzag de la matrice transformée pour faire apparaître des chaînes de valeurs nulles les plus longues possibles.
- Codage RLE codant au mieux la structure particulière de données précédentes.
- Codage de HUFFMAN du résultats du codage RLE.

Si on considère ce qui a été dit au chapitre 2 sur la suppression des données à la lumière du paragraphe précédent on voit qu'il y a encore sur ces données des possibilités de compression supplémentaires.

En effet les échantillons successifs du signal d'un cristal sont corrélés. Par ailleurs les signaux des cristaux voisins sont corrélés dans la détection d'une gerbe.

Cependant ces corrélations seront difficiles à exploiter car pour des contraintes de temps réel et de coût une transformation préalable (du type prédiction ou autre) de ces données n'est pas envisageable.

Pour des raison de simplicité nous n'avons pas non plus cherché ni un mode de chaînage des données favorable à une meilleure compression ni étudié le chaînage d'algorithmes successifs. (comme dans la suite ZIGZAG, RLE et HUFFMAN de JPEG)

Les schémas de compression sans pertes (voir également figure 3.3) qui vont être proposés travailleront sur les données brutes après suppressions de canaux avec quelques échantillons par canal conservé.

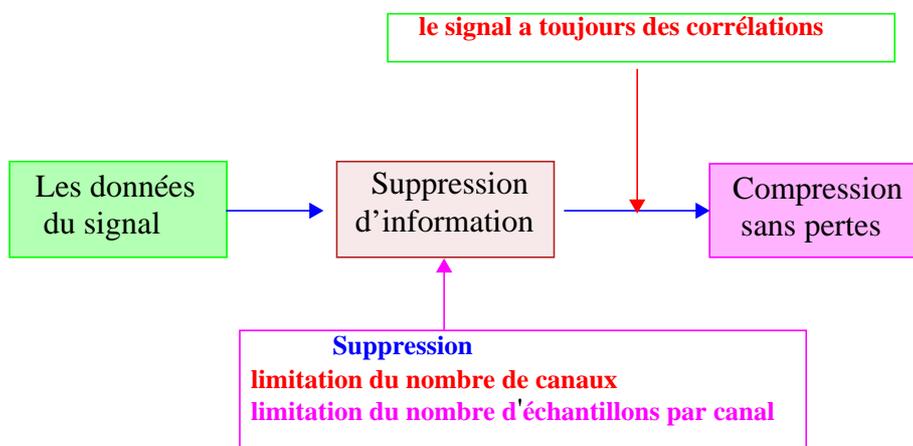


Figure 3.3. Suppression d'information +compression sans pertes

Dans figure ci-dessus on rappelle les particularités des signaux que nous avons à traiter :

- les impulsions sont des signaux à variation rapide. Cette caractéristique est encore accentuée quand le FPPA change son gain (voir également figure 3.4). Ceci exclut l'utilisation de techniques de compression rudimentaires telles que le codage différentiel.
- dans un même cristal on n'a pas de corrélation entre les signaux d'événements successifs.

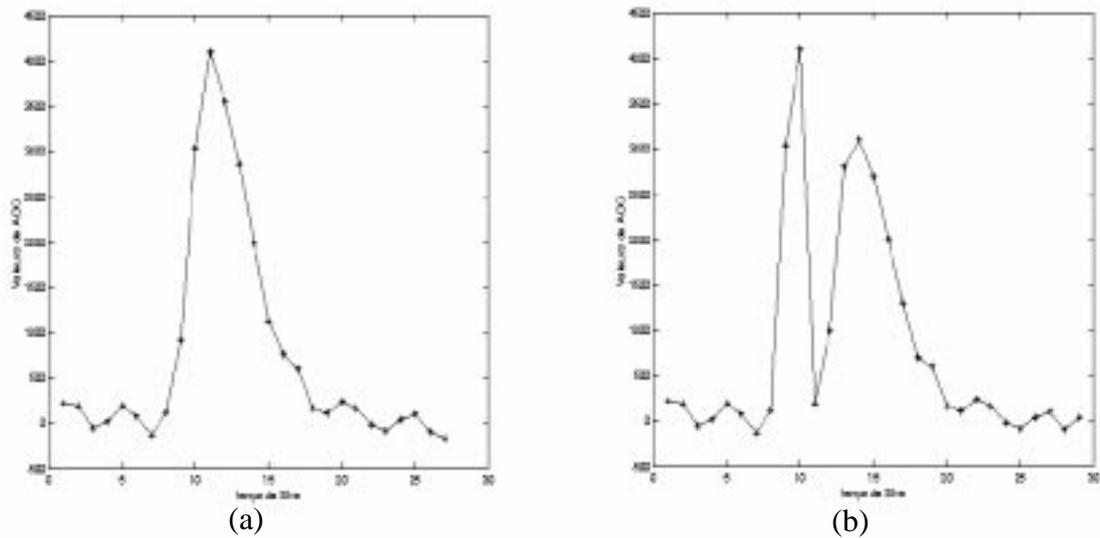


Figure 3.4. Signal (a) sans commutation des gains (b) avec commutation des gains

3.5 Résultats du simulation

En effet les méthodes de décorrélation nous séduisent énormément. Puisque l'utilisation de deux méthodes ensemble : codage par prédiction (ou codage par un modèle) + un codage statistique permet d'améliorer les performances du codage statistique. Cependant, dans notre domaine, leur complexité rend leur réalisation difficile et ne permet pas d'atteindre la rapidité de la fréquence de 40 MHz. Par contre, l'application directe des méthodes statistiques sera plus simple à réaliser.

L'objectif de cette section est alors de tester les performances respectives des méthodes statistiques. Pour cela nous utilisons les données simulées après la suppression d'information ce que nous avons généré dans la section 2.4.4 voir également figure.

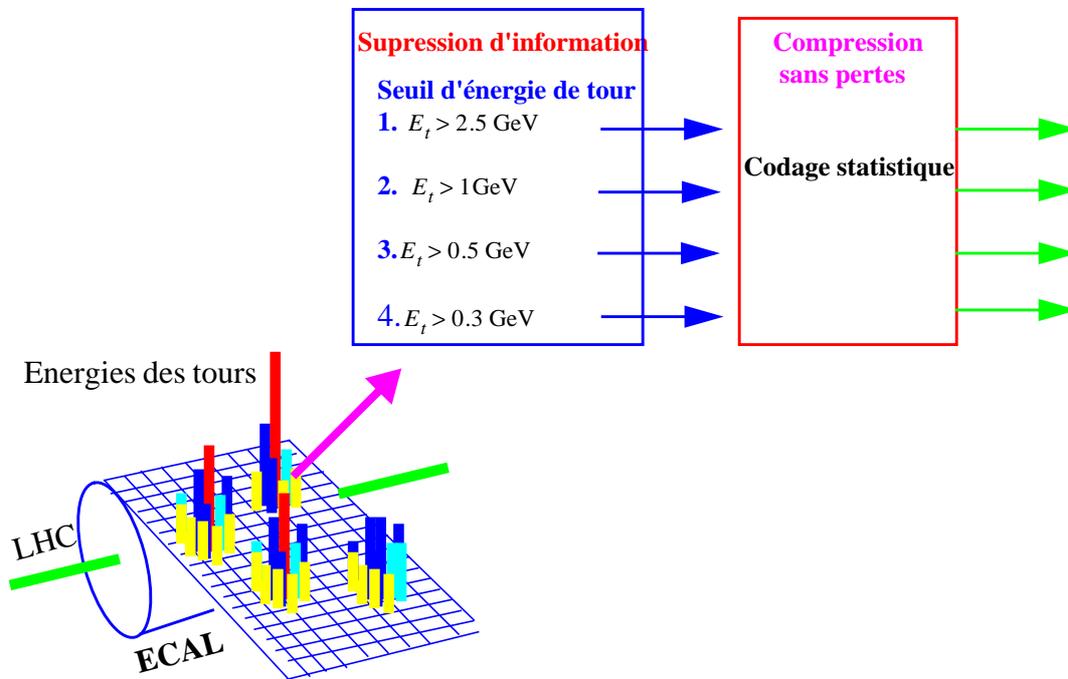


Figure 3.5. Application des méthodes statistiques sur les données simulées après la suppression.

Dans la suite, nous allons exposer les résultats de compression obtenus par les méthodes statistiques (le codage de Huffman, le codage de Huffman tronqué et les méthodes de type dictionnaire).

3.5.1 Codage de Huffman

Pour appliquer le codage de Huffman, nous avons utilisé simplement le compresseur '*Compact*' qui est employé dans le système UNIX. D'autre par, nous avons utilisé les fichiers contenant les données simulées après la suppression des canaux (voir également section 2.4.4). Le tableau 3.2 montre les résultats obtenus par le codage de Huffman. Comme ce tableau l'indique, nous avons obtenu les très bons résultats. Le codage de Huffman nous donne environ le facteur de compression de 3 pour tous les 4 fichiers.

Nous rappelons que la limite de stockage du calorimètre électromagnétique (100 kilos octets par événement) ne permet que stocker le premier fichier créé par le seuil de $E_t > 2.5$ GeV. Cependant, le codage de Huffman nous permet de stocker le deuxième fichier (le seuil de $E_t > 1$ GeV) ayant les plus informations des données par rapport au le premier fichier.

Valeur du seuil	Volume moyen par événement (kilos octets)	Après le compresseur <i>Compact</i> (kilos octes)	Facteur de compression
$E_t > 2.5$ GeV	30	9.5	3.1
$E_t > 1$ GeV	139	49	2.8
$E_t > 0.5$ GeV	382	130	2.9
$E_t > 0.3$ GeV	663	221	3.0

TABLE 3.2. Résultats obtenus par le codage de Huffman en utilisant les fichiers que nous avons obtenu après la suppression des canaux.

3.5.2 Codage de Huffman tronqué

Afin d'appliquer le codage de Huffman tronqué, nous avons utilisé la distribution des valeurs numériques données par l'ensemble des canaux. Cette distribution est montrée dans la figure 3.6. Le code de Huffman le plus court est associé à la valeur plus probable, noté PP . Ensuite les valeurs entre $PP + 7$ et $PP - 7$ (autrement dire les 14 valeurs autour de PP) ont les code de Huffman de 2 bits à 9 bits. D'autre part, pour les valeurs numériques plus grandes que $PP + 7$ ou plus petites que $PP - 7$, nous avons les codé par 4 bits + 16 bits où 4 bits sont l'en-tête pour indiquer que les suivantes sont codés par un nombre de 16 bits. Les codes de Huffman et les probabilité pour les valeurs numériques sont présentés dans le tableau 3.3.

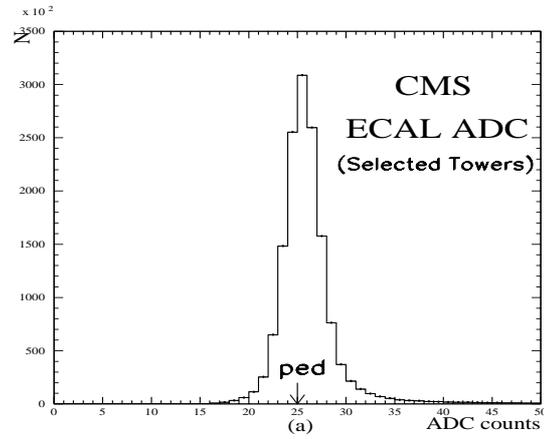


Figure 3.6. Distribution des valeurs numériques données par l'ensemble des canaux

Valeur de l'ADC	Probabilité (%)	Code de Huffman	Taille du code (bits)
$PP - 8$ ou plus petite	0.19	0000	4+16
$PP - 7$	0.22	101101001	9
$PP - 6$	0.42	10110101	8
$PP - 5$	0.78	1010101	7
$PP - 4$	1.72	101100	6
$PP - 3$	4.42	10111	5
$PP - 2$	10.10	001	3
$PP - 1$	17.40	110	3
PP	21.05	01	2
$PP + 1$	17.69	111	3
$PP + 2$	10.74	100	3
$PP + 3$	5.19	0001	4
$PP + 4$	2.53	10100	5
$PP + 5$	1.46	101011	6
$PP + 6$	0.95	1011011	7
$PP + 7$	0.67	1010100	7
$PP + 8$ ou plus grande	4.46	0000	4+16

TABLE 3.3. Codes de Huffman et les probabilités pour les valeurs numériques

Nous présentons maintenant le résultat obtenu par le codage de Huffman tronqué, voir également tableau 3.4. Nous avons enfin obtenu environ le facteur de compression de 4. Ceci nous permettra de stocker les informations des données encore plus (jusqu'à le troisième fichier correspondant du seuil de $E_t > 0.5$ GeV).

Valeur du seuil	Volume moyen par événement (kilos octets)	Après le codage de Huffman tronqué (kilos octes)	Facteur de compression
$E_t > 2.5$ GeV	30	7.6	3.9
$E_t > 1$ GeV	139	33	4.2
$E_t > 0.5$ GeV	382	87	4.3
$E_t > 0.3$ GeV	663	148	4.4

TABLE 3.4. Résultats obtenus par le codage de Huffman tronqué en utilisant les fichiers après la suppression des canaux

3.5.3 Méthodes de type dictionnaire

Dans le système UNIX, les compresseurs *COMPRESS* et *GZIP* étant basé l'algorithme des méthodes de type dictionnaire donnent souvent l'excellent performance de compression. Afin de savoir les performances des méthodes de type dictionnaire, nous avons donc simplement appliqué ces deux compresseurs sur les données simulées du calorimètre électromagnétique. Le tableau 3.5 présente les résultats de compression obtenus par le *COMPRESS* et *GZIP*. Nous avons enfin obtenu au moins le facteur de compression de 3.5 pour les deux compresseurs.

Valeur du seuil	Volume moyen par événement (kilos octets)	<i>COMPRESS</i>		<i>GZIP</i>	
		Volume moyen (Koctes)	Facteur de compression	Volume moyen (Koctes)	Facteur de compression
$E_t > 2.5$ GeV	30	8	3.7	8.3	3.6
$E_t > 1$ GeV	139	39	3.5	42	3.3
$E_t > 0.5$ GeV	382	100	3.8	106	3.6
$E_t > 0.3$ GeV	663	169	3.9	184	3.6

TABLE 3.5. Résultats du facteur de compression obtenus par le compresseur *COMPRESS* et *GZIP* en utilisant les fichiers après la suppression des canaux

3.5.4 Conclusion

En ce qui concerne le codage statistique, nous sommes très satisfaits avec leurs résultats. Tout d'abord, le codage de Huffman et les méthodes de type dictionnaire marcheront très probablement avec les données du calorimètre électromagnétique en permettant d'avoir le facteur de compression d'au moins 2. D'autre part, pour le résultat du codage de Huffman tronqué (le facteur de compression de 4), nous ne sommes pas très sûrs. Puisque on n'est pas certain qu'on peut avoir toujours la même distribution de la fréquence d'apparition des valeurs numériques du signal pour chaque événement. Si cette distribution est très variée, il est certain que la performance du codage de Huffman tronqué devient être moins bonne car nous appliquons un tableau fixe (comme tableau 3.3). Néanmoins nous assurons qu'il n'y a pas de problème d'avoir le facteur de compression de 2 avec le codage de Huffman tronqué même s'il devient être moins bon.

3.6 Circuits de compression disponible sur le marché

L'objectif principal de cette section est de présenter les circuits de compression sans pertes qui sont disponibles actuellement sur le marché. Après le teste des performances de méthodes de compression, nous sommes très intéressant d'appliquer le codage statistique (particulièrement le codage de Huffman et les méthodes de type dictionnaire) sur les données du calorimètre électromagnétique de CMS. Cependant dans notre application, une contrainte du temps réels (la compression doit être exécuté pendant la fréquence de 40 MHz) limite les plusieurs circuits disponibles.

Nous avons enfin trouvé les trois circuits: ALDC_40S (produits par chez IBM[11]), AHA3210B (chez AHA -Advanced Hardware Achitecture[12]) et X-Match (chez BTG Electronics & Telecommunications[13]). Ces trois circuits utilisent l'algorithme étant basé sur les méthodes de type dictionnaire. Malheureusement nous n'avons pas trouvé les circuits disponibles qui emploient le codage de Huffman. Dans la suite, nous présentons très rapidement ces trois circuits de compression sans pertes ainsi que leurs performances.

3.6.1 Circuit ALDC_40S

Le circuit ALDC_40S est produit par chez IBM. Les performances essentielles de ce circuit sont:

- utiliser l'algorithme de ALDC (Adaptive Lossless Data Compression) étant basé sur les méthode de type dictionnaire
- 40 Mbytes par seconde pour la compression
- 40 Mbytes par seconde pour la décompression
- fonctionne sur la fréquence de 40 MHz
- existe le programme de Software disponible sur le système DOS.

Pour savoir la performance actuelle de compression dans notre domaine, nous avons appliqué son programme de Software sur les fichiers obtenus après la suppression des canaux. Le tableau 3. montre les résultats de compression obtenu par le programme de ALDC.

Valeur du seuil	Volume moyen par événement (kilos octets)	ALDC (kilos octes)	Facteur de compression
$E_t > 2.5$ GeV	30	12	2.7
$E_t > 1$ GeV	139	53	2.6
$E_t > 0.5$ GeV	382	139	2.6
$E_t > 0.3$ GeV	663	245	2.7

TABLE 3.6. Résultats de compression obtenu par le programme de ALDC en utilisant les fichiers du simulation

Avec le programme de ALDC, nous obtenons le facteur de compression de 2.6 à 2.7.

3.6.2 Circuit AHA3231

Le circuit AHA3231 est produit par chez AHA (Advanced Hardware Architecture). Les performances essentielles de sont:

- utiliser l'algorithme de DCLZ (Data Compression Lemplel-Ziv)
- 20 Mbytes par seconde pour la compression
- 20 Mbytes par seconde pour la décompression
- fonctionne sur la fréquence de 40 MHz
- existe le programme de Software disponible sur le système WINDOS.

En utilisant les fichiers précédents, nous avons appliqué le programme de Software. Les résultats de compression DCLZ sont présentés dans le tableau 3.7. Le compression DCLZ nous donne le facteur de compression environ 20% meilleur que celle ALDC.

Valeur du seuil	Volume moyen par événement (kilos octets)	DCLZ (kilos octes)	Facteur de compression
$E_t > 2.5 \text{ GeV}$	30	9	3.4
$E_t > 1 \text{ GeV}$	139	42	3.3
$E_t > 0.5 \text{ GeV}$	382	111	3.4
$E_t > 0.3 \text{ GeV}$	663	193	3.4

TABLE 3.7. Résultats de compression obtenu par le programme de DCLZ

3.6.3 X-Match

Le X-Match est une carte commercial de compression sans pertes et produit par chez BTG Electronics & Telecommunications. Son performances sont:

- utiliser l'algorithme de compression étant basé sur les méthodes de type dictionnaire
- 100 Mbytes par seconde pour la compression
- 140 Mbytes par seconde pour la décompression
- existe le programme de Software disponible sur le système DOS.
- commercialiser licences avec les sources de codes de VHDL (Very high speed integrated circuit Hardware Description Language)

Selon notre enquête jusqu'à présent, le X-Match est une des meilleurs au niveau de la capacité de compression. Nous notons aussi que la dernière performance est une avantage pour les utilisateurs. Puisque nous pouvons nous-même développer facilement un circuit configurable avec ces sources de VHDL.

Le tableau 3.8 montre les résultats de compression obtenu par le programme de Software de X-Match. Le facteur de compression de environ 3 est obtenu avec le programme de X-Match.

Valeur du seuil	Volume moyen par événement (kilos octets)	X-Match (kilos octes)	Facteur de compression
$E_t > 2.5$ GeV	30	10	3.0
$E_t > 1$ GeV	139	48	2.9
$E_t > 0.5$ GeV	382	127	3.0
$E_t > 0.3$ GeV	663	220	3.0

TABLE 3.8. Résultats de compression obtenu par le programme de X-Match en utilisant les fichiers après la suppression des canaux.

3.7 Conclusion

La compression sans pertes permet sur nos données simulées d'obtenir un taux de compression situé entre 2 et 3. On utilise les codages statistiques : codage de Huffman ou méthodes de dictionnaires.

Pour ces dernières il existe des circuits commerciaux qui permettent des vitesses de compression allant jusqu'à 100Mbytes /seconde .L'un d'entre eux existe également sous forme de code VHDL, en propriété intellectuelle (IP : intellectual proprietary) pouvant être intégré dans un grand FPGA dont il serait une des fonctionnalités.

Nous n'avons pas trouvé de circuits commerciaux en codage de Huffman. Si la table des probabilités est fixe nous avons pu vérifier avec un FPGA que la réalisation d'un codeur de Huffman tronqué était relativement simple.

Nous pensons que la compression sans pertes n'est pas utilisable au niveau d'un canal de détecteur mais qu'elle peut trouver sa place à des endroits des détecteurs où les données sont concentrées avec des flux compatibles avec les performances des compresseurs actuels.

Bibliographie

- [1] <http://www.mrc.unm.edu/Uses/>
- [2] Michael Schindler, 'Introduction to data compression', presented in LNF Frascati, Dec.7 1995
- [3] <http://aldwww.cern.ch/Presentations/osaka/>
- [4] P. Flandrin, 'Temps-fréquence', Traité des Nouvelles Technologies série Traitement du signal, edition HERMES (1993)
- [5] X. Wu, and Y. Fang, 'Lossless compression of medical images', IEEE Computer Soc. Press (1992), pp. 249-258
- [6] G.R. Kuduvali, and R.M. Rangayyan, 'Performance analysis of reversible image compression techniques for high resolution digital teleradiology', IEEE Trans. Medical Imaging, Vol. 11, No. 3, pp. 430-445 (1992)
- [7] C.G. Boncelet, Jr. J. R. Cobbs and A. R. Moser, 'Error free compression of medical x-ray images', in SPIE Vol. 1001 Visual Communications and Image Processing '88, pp. 364-370
- [8] G. Denis, A. Pardigon, 'La compression JPEG', Rapport de TREX de traitement de l'image', Ecole Polytechnique, 2000.
- [9] Albert P. Berg and Wasfy B. Mikhael, 'A Survey of techniques for lossless compression of signals', IEEE Computer Soc. Press , pp.943-946, 1995
- [10] S. Desplanques, Ph. Merle, <http://www-ensimag.imag.fr/cours/Exposes.Reseaux/Compression/page5.html#algorithme>
- [11] IBM Microelectronics, <http://www.chips.ibm.com>
- [12] AHA, <http://www.aha.com>
- [13] BTG Electronics & Telecommunications, <http://www.btg-et.com>

Contenu du chapitre

4.1 Insuffisances du Modèle standard	92
4.1.1 Le point de vue expérimental: oscillation des neutrino.....	92
4.1.2 Le point de vue théorique	93
4.2 Supersymétrie	94
4.2.1 Principe	94
4.2.2 Lagrangiens supersymétriques	95
4.2.3 Récapitulation	99
4.3 Application de la supersymétrie au Modèle standard	100
4.3.1 Contenu en particule	100
4.3.2 Superpotentiel	101
4.3.3 La R-parité	102
4.3.4 Réponses aux insuffisances du Modèle standard	103
4.4 Brisure de la supersymétrie	106
4.4.1 Brisure douce	106
4.4.2 Brisure spontanée	108
4.5 Modèle GMSB	113
4.5.1 Modélisation	113
4.5.2 Spectre de masse et phénoménologie	117
4.6 Résumé	121

4.1 Insuffisances du Modèle standard

La théorie du modèle standard de la physique des particules décrit les interactions entre l'ensemble des particules élémentaires. Cette théorie a été merveilleusement confirmée expérimentalement, notamment avec la découverte du quark top en 1995 ($M_{top} = 175 \pm 6$ GeV) [1] au Fermilab à Chicago dans les expériences CDF et D0 et la découverte des bosons du jauge Z & W de l'interaction électrofaible en 1983 au CERN [2]. Malgré le formidable accord des prédictions de cette théorie avec les résultats expérimentaux, il reste encore certaines lacunes qui ne peuvent être expliquées par le modèle standard. Dans la suite, nous exposerons les motivations principales tant du point de vue expérimental que théorique, qui poussent les physiciens à formuler de nouvelles théories allant au-delà du modèle standard.

4.1.1 Le point de vue expérimental: oscillation des neutrinos

En 1998 l'expérience KEK au Japon, a mis en évidence la présence d'une oscillation des neutrinos solaires [3]. Ceci implique d'un point de vue théorique que les neutrinos ont une masse non nulle.

Une modification du Modèle standard (postulant une masse nulle aux neutrinos) est donc nécessaire. On introduit à cet effet un neutrino droit, noté N_R , singlet de $SU(2)_R$ [4]. L'explication la plus simple aux neutrinos massifs fait intervenir un mécanisme dit de "balance" [5][6][7][8] (seesaw). Dans ces modèles, non seulement le neutrino a une masse, mais on explique aussi pourquoi les masses des neutrinos gauches sont bien plus faibles que celles des autres fermions. Si on part d'un terme de masse du type [9][10][11]:

$$L = \dots + (\bar{\nu}_L, (\bar{N}_R)_c) \begin{bmatrix} m_L & m_D \\ m_D & m_R \end{bmatrix} \begin{pmatrix} (\nu_L)_c \\ N_R \end{pmatrix} + \dots \quad (4.1)$$

on aboutit en diagonalisant la matrice de masse aux masses des 2 états physiques de chiralité gauche (m_-) et droit (m_+):

$$m_{\pm} = \frac{1}{2} \left\{ m_L + m_R \pm \sqrt{(m_L + m_R)^2 + 4m_D^2} \right\} \quad (4.2)$$

m_R est de l'ordre de grandeur de la brisure de la symétrie gauche-droite et donc typiquement celui des modèles de grande unification. Quant au terme de masse de Dirac m_D , il est du même ordre de grandeur que les autres fermions. Dans ce cas:

$$m_+ \approx m_R, \quad m_- \approx \frac{m_D^2}{m_R} \quad (4.3)$$

Ce mécanisme de balançoire conduit donc naturellement à des masses de neutrinos gauches très petites et à l'existence de neutrinos de grande masse ce qui constitue une motivation pour aller au-delà du modèle standard.

4.1.2 Le point de vue théorique

Le modèle standard en tant que théorie fondamentale présente certains aspects peu satisfaisants. Citons principalement:

(1) un grand nombre de paramètres libres (19 au total) soit:

- 3 constantes de couplage du jauge
- 2 paramètres dans le secteur du boson de Higgs
- 6 quarks massifs (u, d, c, s, t, b) et 3 leptons chargés massifs (e, μ , τ)
- 3 angles de mélange et 1 phase de la matrice CKM
- le paramètre de QCD (couplage du terme $F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}$)

(2) l'impossibilité d'unifier les constantes de couplage à une échelle commune. Bien que plutôt philosophique, cette volonté d'unification résulte du fait qu'une théorie fondamentale doit viser la simplification.

(3) la théorie introduit une divergence quadratique à la masse du boson de Higgs au premier ordre de la théorie des perturbations. Cette divergence provient de la correction radiative électrofaible à une boucle bosonique qui ne peut être compensée que par un ajustement très précis (de l'ordre de 30 ordres de grandeurs) des paramètres initiaux de la théorie. Une telle précision bien que mathématiquement possible reste fort peu naturelle.

De plus, le modèle standard n'explique en rien:

(4) la réplication des familles (pourquoi 3?) et l'inter-hiérarchie des masses au sein des familles avec $m_{u, d, e} \ll m_{c, s, \mu} \ll m_{t, b, \tau}$.

(5) l'origine de la brisure spontanée de l'invariance $SU(2)_L \times U(1)_Y$ à l'échelle 246 GeV responsable du mécanisme de Higgs.

(6) la hiérarchie des intensités de couplage à basse énergie.

L'ensemble de ces arguments conduit à envisager le modèle standard, non pas en tant que théorie fondamentale mais plutôt en tant que théorie effective valable à basse énergie. Actuellement, plusieurs extensions du modèle standard existent. Chacune possède ses vertus propres en répondant partiellement à certaines des interrogations précédentes. La supersymétrie constitue l'une de ces alternatives. Le reste de ce chapitre y est consacré.

4.2 Supersymétrie

L'objectif de cette section est de présenter les principes généraux qui régissent toutes théories supersymétriques. Nous fournirons les éléments théoriques suffisants pour mieux comprendre les modèles GMSB, objet d'étude de cette thèse.

4.2.1 Principe

Algèbre

Toute théorie des champs (généralisation de la mécanique quantique à la relativité) a comme propriété fondamentale d'être invariante sous une transformation du groupe de Poincaré (produit d'une transformation de Lorentz et d'une translation d'espace temps). Ceci n'est autre que la traduction mathématique du fait qu'une théorie physique doit pouvoir se décrire de façon équivalente entre deux repères orientés différemment et animés d'une vitesse relative.

La supersymétrie n'échappe pas à cette règle. Elle introduit de plus une symétrie entre bosons et fermions en transformant les uns en les autres et vice versa. Ses générateurs Q doivent donc être à même de modifier le spin et comportent à cette effet un indice spinoriel: Q_r , r variant de 1 à 4 si on adopte une notation de spineur de Majorana. Par soucis de simplification, nous n'exposerons que des modèles de supersymétrie à un seul générateur. Le générateur étant un spineur, il obéit donc à des lois faisant intervenir son anticommutateur. L'algèbre s'écrit alors de la façon suivante [12][13]:

$$\{Q_r, \bar{Q}_s\} = 2(\gamma^\mu)_{rs}P_\mu \quad (4.4)$$

$$[Q_r, P^\mu] = 0 \quad (4.5)$$

$$[Q_r, M^{\mu\nu}] = \frac{1}{2}(\Sigma^{\mu\nu})_{rs}Q_s \quad (4.6)$$

Les deux dernières équations traduisent simplement le comportement d'un spineur vis à vis d'une transformation de Poincaré ($M_{\mu\nu}$ et P_μ étant les générateurs du groupe de Poincaré soit, respectivement, le tenseur de moment angulaire et l'opérateur énergie-impulsion avec $\Sigma^{\mu\nu} = \frac{1}{2}(\gamma^\mu\gamma^\nu - \gamma^\nu\gamma^\mu)$).

La première relation est plus intéressante puisqu'elle montre que le produit de deux transformations supersymétriques est équivalent à une translation dans l'espace temps (P_μ étant le générateur des translations). On peut d'ores et déjà voir la possibilité d'une connexion avec la gravitation puisque espace-temps et gravitation sont équivalent (en réalité, seul une supersymétrie au niveau local autrement dit dépendant du point choisi implique la gravitation). On peut également montrer [12] que l'équation 4.4 implique un nombre de degrés de liberté bosonique et fermionique identique. D'autre part, en multipliant la relation 4.5 par P_μ , on constate que l'opérateur masse-carré $P^2 = P^\mu P_\mu$ commute avec une transformation supersymétrique. Ainsi, considérons un boson $|b\rangle$ de masse m_b issu d'une transformation supersymétrique d'un fermion $|f\rangle$ de masse m_f . On a $P^2|b\rangle = m_b|b\rangle$ et $P^2|f\rangle = m_f|f\rangle$, $|b\rangle$ et $|f\rangle$ étant reliés par $Q|b\rangle = |f\rangle$. En multipliant $P^2Q - QP^2 = 0$ par $|b\rangle$ et en utilisant les relations précédentes, on aboutit à $m_f - m_b = 0$. Autrement dit, bosons et fermions issus

d'une transformation supersymétrique ont même masse. Cette conclusion pose évidemment un problème. On a jamais observé le partenaire supersymétrique de l'électron à 511 eV! Cette symétrie n'est donc pas respectée et doit être brisée.

Supermultiplets

Une théorie est supersymétrique si elle est invariante sous une transformation supersymétrique. Elle doit donc être insensible au changement bosons \leftrightarrow fermions. Il est alors fort commode de regrouper bosons et fermions dans un même objet nommé supermultiplet. Un boson et un fermion d'un supermultiplet sont des superpartenaires. Comme nous l'avons vu précédemment, au sein d'un même multiplet, bosons et fermions ont même masse. De plus, comme nous voulons étendre la supersymétrie au modèle standard, les membres d'un supermultiplet possèdent les mêmes nombres quantiques sous la symétrie de jauge $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$. Enfin, rappelons que le nombre de degrés de liberté fermionique et bosonique doit être identique au sein d'un supermultiplet. Dans le modèle le plus simple, nous avons donc 1 fermion spineur de Majorana ayant 2 degrés de liberté (les 2 hélicités). Reste à trouver 2 degrés de liberté bosonique. Il n'y a que deux possibilités puisque une transformation supersymétrique ne peut modifier le spin que d'une valeur demi-entière: soit 2 bosons de spin 0, soit un boson vecteur de spin 1 non-massif (ayant bien 2 hélicités sur sa couche de masse). Dans le premier cas (1 spin 1/2, 2 spin 0), on parle de supermultiplet chiral ou scalaire, dans le second (1 spin 1/2, 1 spin 1), de supermultiplet vectoriel ou de jauge.

À présent, précisons la nomenclature. Aux fermions habituels du modèle standard sont associés des bosons de spin 0 nommés squarks ou sleptons (le préfixe "s" pour scalaire). Les champs de jauge sont associés à des fermions auxquels on ajoute le suffixe "ino": photino etc... Il en va de même avec le boson de Higgs qui "donne naissance" à des fermions higgsinos.

4.2.2 Lagrangiens supersymétriques

Nous n'allons pas développer la construction de l'ensemble des termes qui interviennent dans un lagrangien supersymétrique. Nous voulons simplement introduire les notions de champs auxiliaires et de superpotentiel qui nous seront utiles dans la suite de l'exposé. À cet effet, seul l'exemple du supermultiplet chiral est détaillé. Le détail des calculs pourra être trouvé dans les références [14] et [12].

Lagrangien d'un supermultiplet chiral

a) Particule libre:

Un supermultiplet chiral comporte 1 fermion et 2 scalaires (champs complexes). Le spineur décrivant le fermion (objet à 4 dimensions) peut être décomposé en 2 spineurs de Weyl (à 2 dimensions). En conséquence, il nous suffit juste de considérer une théorie faisant intervenir 1 spineur de Weyl ψ et 1 scalaire complexe ϕ . On a bien ainsi l'égalité du nombre de degrés de liberté. Le modèle le plus simple, de Wess-Zumino [15], fait intervenir ces 2 champs non massifs et sans interaction. Le lagrangien se résume aux termes cinétiques et s'écrit donc:

$$L_{libre} = -\partial^\mu \phi^* \partial_\mu \phi - i \psi^\dagger \bar{\sigma}^\mu \partial_\mu \psi \tag{4.7}$$

σ^μ désignant les matrices de Pauli. On peut vérifier que si les champs ψ et ϕ se transforment de la façon suivante sous l'action de la supersymétrie:

$$\delta\phi = \varepsilon^\alpha \psi_\alpha \quad , \delta\psi_\alpha = i(\sigma^\mu \varepsilon^\dagger)_\alpha \partial_\mu \phi \quad (4.8)$$

alors, l'intégrale d'action:

$$S = \int d^4x L_{chiral} \quad (4.9)$$

ne subit pas de variation ($\delta S = 0$) [14]. Ici, ε paramétrise la transformation supersymétrique infinitésimale. Il doit être anti-commutant puisque ϕ et ψ obéissent respectivement aux statistiques de Bose-Einstein et Fermi-Dirac. C'est donc également un spineur de Weyl. Remarquons au passage que les transformations 4.8 font bien apparaître les superpartenaires respectifs. Observons à présent l'effet de 2 transformations successives de paramètres ε_1 et ε_2 . D'après l'algèbre, on doit retrouver le champs initial. Ainsi:

$$[\delta_1, \delta_2]\phi = (\delta_1\delta_2 - \delta_2\delta_1)\phi = i(\varepsilon_1\sigma^\mu\varepsilon_2^\dagger - \varepsilon_2\sigma^\mu\varepsilon_1^\dagger)\partial_\mu\phi \quad (4.10)$$

On retrouve bien la dérivé du champs scalaire (à une constante près), ∂_μ n'étant autre que P_μ . Quant au champs du fermion, on trouve:

$$\begin{aligned} [\delta_1, \delta_2]\psi_a &= (\delta_1\delta_2 - \delta_2\delta_1)\psi = i(\varepsilon_1\sigma^\mu\varepsilon_2^\dagger - \varepsilon_2\sigma^\mu\varepsilon_1^\dagger)\partial_\mu\psi_a \\ &\quad - i\varepsilon_{1a}\varepsilon_2^\dagger\bar{\sigma}^\mu\partial_\mu\psi + i\varepsilon_{2a}\varepsilon_1^\dagger\bar{\sigma}^\mu\partial_\mu\psi \end{aligned} \quad (4.11)$$

Les deux derniers termes s'éliminent lorsque le champs ψ est sur sa couche de masse puisqu'alors l'équation du mouvement (équation de Dirac de masse nulle) $\bar{\sigma}^\mu\partial_\mu\psi = 0$ est vérifiée. Bien que le résultat souhaité soit obtenu (une double transformation supersymétrique pour ψ ayant exactement la même forme que pour ϕ): on ne peut se satisfaire de ce résultat puisqu'il n'est valable que lorsque le fermion est sur sa couche de masse, c'est à dire sans aucune fluctuation quantique. A posteriori, cette conclusion était prévisible: le spineur ψ hors couche de masse n'a plus 2 mais 4 degrés de liberté, ces 2 coordonnées devenant complexes. Par contre, le champs scalaire complexe ϕ reste lui toujours a 2 degrés de liberté. L'égalité n'est plus vérifiée! Pour remédier à cette situation, on doit donc introduire 2 nouveaux degrés de liberté, soit un champs scalaire complexe F . Cependant ce champs dit "champs auxiliaire" ne doit pas introduire de nouveau degrés de liberté lorsque le fermion est sur sa couche de masse. La traduction mathématique de cette dernière condition est d'ajouter un terme F^*F au lagrangien initial, l'équation du mouvement pour F se résumant à $F = 0$. Admettons la transformation suivante de F sous l'action de la supersymétrie [14]:

$$\delta F = i\varepsilon^\dagger\bar{\sigma}^\mu\partial_\mu\psi \quad (4.12)$$

et modifions celle de ψ par:

$$\delta\psi_\alpha = i(\sigma^\mu\varepsilon^\dagger)_\alpha\partial_\mu\phi + \varepsilon_\alpha F \quad (4.13)$$

On peut alors vérifier que quelque soit le champs considéré (ψ , F et à fortiori ϕ) une double transformation supersymétrique conduit à une équation du type de celle de 4.10 et ce, que le champs soit sur ou hors de sa couche de masse.

b) Particule en interaction:

Le lagrangien construit jusqu'à présent ne décrit que des particules libres sans interaction issues d'un même supermultiplet. La généralisation à plusieurs multiplets référencés par leur indice i est évidente:

$$L_{libre} = -\partial^\mu \phi^{i*} \partial_\mu \phi_i - i\psi^{i\dagger} \bar{\sigma}^\mu \partial_\mu \psi_i + F^{*i} F_i \quad (4.14)$$

Voyons à présent, comment introduire les termes d'interaction entre les différents champs. On peut montrer [14] par des considérations dimensionnelles, de renormalisabilité de la théorie, et en appliquant les règles de transformations des champs définis précédemment que le lagrangien d'interaction s'exprime en fonction d'un objet W nommé superpotentiel de la façon suivante:

$$L_{int} = -\frac{1}{2} \left(\frac{\delta^2}{\delta\phi_i \delta\phi_j} W \right) \psi_i \psi_j + \left(\frac{\delta}{\delta\phi_i} W \right) F_i + cc \quad (4.15)$$

où W est une simple fonction analytique des champs scalaires dont la forme générale est:

$$W = \frac{1}{2} M^{ij} \phi_i \phi_j + \frac{1}{6} y^{ijk} \phi_i \phi_j \phi_k \quad (4.16)$$

M^{ij} et y^{ijk} étant respectivement des termes de masse et de Yukawa réels et symétriques par l'échange de leurs indices. On peut éliminer les champs auxiliaires, en utilisant leur équation du mouvement obtenue à partir du lagrangien total $L_{chiral} = L_{libre} + L_{int}$ soit:

$$\frac{\delta L}{\delta F_i} = F^{i*} + \left(\frac{\delta}{\delta\phi_i} W \right) = 0 \Rightarrow F^{i*} = -\left(\frac{\delta}{\delta\phi_i} W \right) \quad (4.17)$$

Ceci montre bien que les champs auxiliaires s'expriment en fonction des champs scalaires physiques déjà introduits dans la théorie ce qui justifie pleinement leur appellation. Exprimons à présent le lagrangien total en substituant les expressions de W et F^i :

$$\begin{aligned} L_{chiral} = & -\partial^\mu \phi^{i*} \partial_\mu \phi_i - i\psi^{i\dagger} \bar{\sigma}^\mu \partial_\mu \psi_i - \frac{1}{2} M^{ij} (\psi_i \psi_j + \psi^\dagger_i \psi^\dagger_j) \\ & - \left| M^{ij} \phi_j + \frac{1}{2} y^{ijk} \phi_j \phi_k \right|^2 \\ & - \frac{1}{2} y^{ijk} (\phi_i \psi_j \psi_k + \phi^*_i \psi^\dagger_j \psi^\dagger_k) \end{aligned} \quad (4.18)$$

Les termes de masse, $M^{ij} (\psi_i \psi_j + \psi^\dagger_i \psi^\dagger_j)$ et $M^{ij} \phi_j$ nous confirme que nous sommes en présence de bosons et fermions de mêmes masses. D'autre part, la deuxième ligne du lagrangien fait apparaître un terme uniquement fonction des champs scalaires: c'est le potentiel scalaire V_s de la théorie. On remarque que V_s est simplement fonction du superpotentiel et est positif, puisque:

$$V_s = \sum \left| \frac{\delta}{\delta\phi_i} W \right|^2 = \sum |F_i|^2 = \left| M^{ij} \phi_j + \frac{1}{2} y^{ijk} \phi_j \phi_k \right|^2 \quad (4.19)$$

Lagrangien d'un supermultiplet de jauge

La construction de ce lagrangien procède du même raisonnement que précédemment. Néanmoins, le lagrangien doit respecter en plus l'invariance de jauge. Le supermultiplet de jauge est constitué d'un boson vecteur A_μ , et d'un fermion jaugino superpartenaire λ . On a bien égalité des degrés de liberté bosoniques et fermioniques mais on peut d'ores et déjà noter la nécessité d'introduire un champs auxiliaire D scalaire, puisque en dehors de la couche de masse, le boson vecteur passe de 2 à 3 degrés de liberté alors que le fermion (de Weyl) passe de 2 à 4.

La généralisation au cas des théories de jauge de Yang-Mills, introduit autant de bosons vecteurs A_μ^a que de générateur du groupe de symétrie de jauge (pour $SU(3)$, $a = 1 \dots 8$, pour $SU(2)$, $a = 1, 2, 3$ et pour $U(1)$, $a = 1$) et donc également les jauginos correspondant λ^a ainsi que les champs auxiliaires D^a . Le Lagrangien se déduit de celui des particules libres en introduisant la dérivée covariante tel que

$$D_\mu \lambda^a = \partial_\mu \lambda^a - g f^{abc} A_\mu^b \lambda^c \quad (4.20)$$

avec g , constante de couplage et f^{abc} étant les constantes de structure du groupe. Le lagrangien des supermultiplets de jauge s'écrit alors [14]:

$$L_{jauge} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F^{\mu\nu a} - i \lambda^{a\dagger} \bar{\sigma}^\mu D_\mu \lambda^a + \frac{1}{2} D^a D^a \quad (4.21)$$

$F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a - g f^{abc} A_\mu^b A_\nu^c$ désignant le tenseur de Yang-Mills. A nouveau, les champs auxiliaires peuvent être éliminés en utilisant les équations du mouvements. Le Lagrangien 4.21 décrit donc des champs de jauge se propageant et en interaction entre eux (premier terme), des jauginos se propageant et en interaction avec les champs de jauge (via la dérivée covariante) et des champs auxiliaires statiques.

Lagrangien total

Le lagrangien complet doit rajouter les termes issus de l'interaction entre particules du supermultiplet de jauge et celles du supermultiplet chiral. Ces termes apparaissent simplement en utilisant la dérivée covariante dans le lagrangien chiral au lieu des dérivées simples. Ainsi, pour un champs X quelconque avec $X = \phi$ ou ψ , on utilise:

$$\partial_\mu X \rightarrow D_\mu X = \partial_\mu X + i g A_\mu^a T^a X \quad (4.22)$$

T^a représentant les générateurs du groupe de symétrie de jauge. Cependant, cette simple substitution n'est pas suffisante. En effet, la procédure précédente n'introduit que des couplages entre bosons de jauge et champs du supermultiplet chiral. Il manque les couplages respectant l'invariance de jauge avec les autres champs du supermultiplet vectoriel: les jauginos et les champs auxiliaires. Finalement, le lagrangien total s'écrit [14]:

$$L_{susy} = L_{chiral} + L_{jauge} - \sqrt{2} g [(\phi_i^* T^a \psi^i) \lambda^a + \lambda^{a\dagger} (\psi_i^\dagger T^a \phi^i)] + g (\phi_i^* T^a \phi^i) D^a \quad (4.23)$$

les termes L_{chiral} et L_{jauge} étant explicités en 4.18 et 4.21 (mais en utilisant les dérivés covariantes 4.22). On peut à nouveau éliminer les champs auxiliaires D^a en utilisant l'équation du mouvement $D^a = -g (\phi_i^* T^a \phi^i)$ (somme implicite sur i). Le potentiel scalaire de la théorie devient alors [12]:

$$V_s = \sum_i |F_i|^2 + \frac{1}{2} \sum_a |D^a|^2 = \sum_i \left| \frac{\delta}{\delta \phi_i} W \right|^2 + \frac{1}{2} g^2 \sum_a \left| \sum_i \phi_i^* T^a \phi_i \right|^2 \quad (4.24)$$

où nous avons explicité les sommes sur les différents indices. Lorsqu'il existe plusieurs constantes de couplage comme dans le cas du modèle standard, les termes en g^2 correspondants doivent être rajoutés. On remarque que les termes-F (ceux portant sur F_i) se déduisent totalement du superpotentiel W et sont donc fonction uniquement de couplages de Yukawa ou de termes de masse. Par contre, les termes-D (ceux portant sur D^a) sont uniquement fonction des interactions de jauge.

4.2.3 Récapitulation

Résumons la situation. Dans une théorie supersymétriques, les particules s'agencent dans des supermultiplets (chiral ou vectoriel selon la nature des particules). En construisant un lagrangien supersymétrique, nous avons introduit le superpotentiel responsable des masses et des interactions entre scalaires et fermions des supermultiplets chiraux. Quant aux interactions avec les particules des supermultiplets vectoriels, elles sont fixées entièrement par la symétrie de jauge.

L'algèbre de la supersymétrie nous a montré qu'il devait y avoir égalité entre le nombre de degrés de liberté bosonique et fermionique. Ceci nous a conduit à introduire des champs auxiliaires, exprimables en fait en fonction des champs scalaires de la théorie. Nous en avons déduit le potentiel scalaire fonction uniquement des champs auxiliaires. Nous verrons par la suite que c'est ce potentiel scalaire qui est responsable de la brisure spontanée de la supersymétrie.

4.3 Application de la supersymétrie au Modèle standard

Nous allons appliquer les principes précédents au modèle standard et donc à l'invariance de jauge $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$. Le nombre minimum de nouvelle particule sera introduit.

4.3.1 Contenu en particule

Supermultiplets chiraux

Les champs de matière habituel (quarks et leptons) se regroupe naturellement en supermultiplets chiraux. Les composantes gauche et droite des fermions du modèle standard sont chacune représentées par des spineurs de Weyl à 2 composantes. Chacun des spineurs subit une transformation de jauge différente dans le modèle standard (les composantes gauches étant sensibles à $SU(2)_L$). Par conséquent, chaque composante a un partenaire scalaire complexe représenté de la même façon que le fermion initial mais avec un symbole “ \sim ” supplémentaire. (si les fermions sont représentés avec des bi-spineurs de Dirac à 4 composantes, il faut bien 2 champs scalaires complexes pour égaler le nombre de degrés de liberté). Ainsi, à l'électron gauche e_L est associé le selectron \tilde{e}_L . Il va de soit que la notion de chiralité pour le selectron n'a aucun sens. Elle rappelle simplement celle du fermion initial. On parle alors abusivement de “selectron gauche”. Par construction, les membres d'un même supermultiplet obéissent aux mêmes transformations de jauge et se couplent donc de la même façon aux bosons vecteurs. On les regroupe donc en doublet ou singlet selon le groupe de jauge considéré. Ainsi, pour la première famille de quarks, nous avons 3 supermultiplets chiraux:

- 1) $(Q, \tilde{Q}) = \left(\begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \tilde{u}_L \\ \tilde{d}_L \end{pmatrix} \right)$ constitue 1 supermultiplet chiral doublet de $SU(2)_L$.
- 2) $(\bar{u}_R, \tilde{u}_R^*)$ et $(\bar{d}_R, \tilde{d}_R^*)$ constituent les 2 supermultiplets chiraux singlets de $SU(2)_L$.

Il en va de même pour les autres familles et les leptons. Le cas du boson de Higgs est plus délicat. Dans le cadre du modèle standard, on dispose d'un doublet de Higgs dont le couplage donne naissance aux termes de masse des fermions de type “down”. Le couplage avec le doublet conjugué de charge donne naissance aux masses des autres fermions. Cependant, dans une théorie supersymétrique, ce scénario n'est plus applicable puisque le couplage des champs entre eux provient du superpotentiel. Or, comme nous l'avons vu, le superpotentiel est une fonction analytique uniquement des champs scalaires complexes et non de leur conjugué. Un seul doublet de Higgs ne peut donc pas fournir la masse à tous les fermions! Il est donc nécessaire d'introduire un second doublet qui donnera naissance à un second supermultiplet chiral de Higgs. Par ailleurs, si tel n'était pas le cas, la théorie ne serait plus renormalisable à cause de diagrammes triangulaires non-compensés [14]. Les supermultiplets de Higgs regroupe les bosons de Higgs “standards” et les fermions higgsino associés. Le secteur de Higgs est donc constitué ainsi:

- 1) $(\tilde{H}_u, H_u) = \left(\begin{pmatrix} \tilde{h}_u^+ \\ \tilde{0} \\ \tilde{h}_0^0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} h_u^+ \\ 0 \\ h_0^0 \end{pmatrix} \right)$ premier supermultiplet procurant la masse aux fermions “up”.
- 2) $(\tilde{H}_d, H_d) = \left(\begin{pmatrix} \tilde{h}_d^- \\ \tilde{h}_d^- \\ \tilde{h}_d^- \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} h_d^- \\ h_d^- \\ h_d^- \end{pmatrix} \right)$ second supermultiplet procurant la masse aux fermions “down”

La table 4.1 résume l'ensemble des supermultiplets chiraux liés à l'extension du modèle standard. Seule la première famille est représentée. La dernière colonne montre dans quelle représentation du groupe de jauge se transforment les supermultiplets.

	Spin 1/2	Spin 0	$SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$
quarks	$Q = \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}$	$\tilde{Q} = \begin{pmatrix} \tilde{u}_L \\ \tilde{d}_L \end{pmatrix}$	(3, 2, 1/3)
	\bar{u}_R	\tilde{u}_R^*	(3, 1, -4/3)
	\bar{d}_R	\tilde{d}_R^*	(3, 2, 2/3)
leptons	$L = \begin{pmatrix} \nu_L \\ e_L \end{pmatrix}$	$\tilde{L} = \begin{pmatrix} \tilde{\nu}_L \\ \tilde{e}_L \end{pmatrix}$	(1, 2, -1)
	\bar{e}_R	\tilde{e}_R^*	(1, 1, 2)
Higgs	$\tilde{H}_u = \begin{pmatrix} \tilde{h}_u^+ \\ \tilde{h}_0 \\ \tilde{h}_u^- \end{pmatrix}$	$H_u = \begin{pmatrix} h_u^+ \\ h_u^0 \\ h_u^- \end{pmatrix}$	(1, 2, 1)
	$\tilde{H}_d = \begin{pmatrix} \tilde{h}_d^0 \\ \tilde{h}_d^- \end{pmatrix}$	$H_d = \begin{pmatrix} h_d^0 \\ h_d^- \end{pmatrix}$	(1, 2, -1)

TABLE 4.1. champs contenus dans les supermultiplets chiraux de l'extension supersymétrique minimale du modèle standard.

Supermultiplets de jauge

Bosons de jauge et jaugino (fermion spin 1/2) se regroupent en supermultiplets de jauge. La table 4.2 illustre les différents supermultiplets. Notons qu'après brisure de la symétrie électrofaible, W^0 (composante neutre du triplet $SU(2)_L$) et B^0 (boson de jauge de $U(1)_Y$) se mélangent pour produire les bosons Z^0 et γ . Les jauginos subissent le même sort et deviennent \tilde{Z}^0 et $\tilde{\gamma}$.

	Spin 1/2	Spin 1	$SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$
gluon	\tilde{g}	g	(8, 1, 0)
bosons W et Z	$\tilde{W}^\pm, \tilde{Z}^0$	W^\pm, Z^0	(1, 3, 0)
boson B	\tilde{B}	B	(1, 1, 0)

TABLE 4.2. champs contenus dans les supermultiplets de jauge de l'extension supersymétrique minimale du modèle standard.

4.3.2 Superpotentiel

Le superpotentiel défini en 4.16 constitue la formule générale et comporte un grand nombre de termes (somme implicite sur les indices). L'application au modèle standard simplifie consi-

dérablement cette expression. En effet, tout comme le modèle standard, on ne garde que les termes ne violant ni le nombre baryonique, ni le nombre leptonique. De plus, on veut que les masses de fermions standards soient générées par le mécanisme habituel de brisure spontanée de la symétrie électrofaible. Il est donc impossible de garder des termes de masses M^{ij} impliquant les particules standards. Au total, il ne reste plus que 4 termes¹ [14]:

$$W = \tilde{u}_R^* y_u \tilde{Q} H_u - \tilde{d}_R^* y_d \tilde{Q} H_d - \tilde{e}_R^* y_e \tilde{L} H_d + \mu H_u H_d \quad (4.25)$$

où on reconnaît 3 termes de Yukawa et 1 terme de masse entre doublet de Higgs. Ici les couplages de Yukawa ne sont pas de simples nombres mais des matrices 3×3 autorisant ainsi des couplages entre familles. Les champs devraient alors porter des indices de famille ainsi que les indices d'isospin, mais nous les avons supprimer pour alléger l'écriture. Le premier terme s'écrit en fait:

$$\tilde{u}_R^* y_u \tilde{Q} H_u = \sum_{i,j} \tilde{u}_R^{i*} y_u^{ij} (\tilde{u}_L^j, \tilde{d}_L^j) \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{bmatrix} \begin{pmatrix} h_u^+ \\ h_u^0 \end{pmatrix} \quad (4.26)$$

i, j désignant les indices de familles. Par exemple, si on ne s'intéresse qu'au couplage de Yukawa de la troisième génération, l'équation précédentes ne contient plus que les 2 termes: $y_t (\tilde{t}_R^* \tilde{t}_L h_u^0 - \tilde{t}_R^* \tilde{b}_L h_u^+)$ dont le premier terme va donner lieu d'après les règles décrites au paragraphe 4.2.2 aux graphes illustrés dans la figure 4.1 et donc aux couplages higgs-quark-quark mais aussi higgsino-squark-quark.

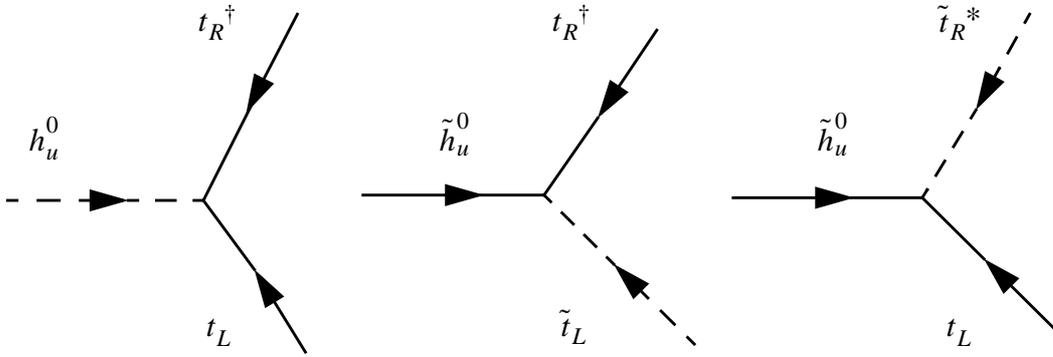


Figure 4.1. Diagrammes de Feynman liés au couplage de Yukawa du top

4.3.3 La R-parité

Dans le paragraphe précédent, les termes violant les nombres baryoniques ou leptoniques ont été interdits. Pour réaliser cette interdiction, on impose en fait la conservation d'une nouvelle

1. L'écriture du superpotentiel est donnée en fonction des champs scalaires. La littérature utilise souvent le formalisme des superchamps que nous n'avons pas adopté. Il y a bien évidemment équivalence.

symétrie, la R-parité. A cette symétrie est associé un nombre quantique noté R_p et défini selon:

$$R_p = (-1)^{2J+3B+L} \quad (4.27)$$

J , B et L désignant respectivement le spin, le nombre baryonique et le nombre leptonique. La conservation de la R-parité revient alors à imposer que R_p se conserve multiplicativement. Ce nombre vaut +1 pour les particules ordinaires et -1 pour leurs partenaires supersymétriques. D'un point de vue phénoménologique, les conséquences de la conservation de R_p impliquent que:

- *le proton est stable.*
- *les particules supersymétriques sont produites par paires aux collisionneurs.*
- *la particule supersymétrique la plus légère nommé LSP (Lightest Supersymmetric Particle) est stable.*

4.3.4 Réponses aux insuffisances du Modèle standard

Nous avons débuté ce chapitre en soulignant les insuffisances du modèle standard. Voyons à présent en quoi la supersymétrie apporte quelques réponses. La principale d'entre elles concerne certainement le traitement des divergences quadratiques.

Divergences quadratiques

Le seul scalaire du modèle standard est le boson de Higgs. Or, la masse du Higgs ne peut pas être trop lourde (au plus de l'ordre du TeV) ne serait-ce que pour assurer la convergence (non violation de l'unitarité) de la section efficace de diffusion des bosons W^\pm polarisés longitudinalement [16]. Cependant, si on tient compte des corrections quantiques provenant des particules se couplant au boson de Higgs (figure 4.2.a), sa masse présente une divergence quadratique (après renormalisation) du type:

$$\int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \frac{1}{k^2 - m^2} = \theta \left(\frac{\Lambda^2}{16\pi^2} \right) \quad (4.28)$$

où Λ représente l'échelle d'énergie jusqu'à laquelle le modèle standard est considéré comme valable (permettant un développement en perturbation). Λ peut être par exemple l'échelle de Plank (10^{19} GeV) au delà de laquelle il est nécessaire d'introduire la gravitation en tant que théorie quantique. Ainsi, après renormalisation, la masse du Higgs devient:

$$m^2 = m_0^2 - \alpha \frac{\Lambda^2}{16\pi^2} \quad (4.29)$$

m_0 étant la masse "nue" du Higgs (celle intervenant dans le lagrangien) et α une constante. Si m est de l'ordre du TeV, il est nécessaire de choisir la valeur de m_0 avec une précision de 32 ordres de grandeur! ($\Lambda = 10^{19}$ GeV). Ceci constitue un problème puisque cela signifie que si l'on change même très peu les paramètres de la théorie à haute énergie, la physique à notre échelle sera très différente. Une telle théorie est dite non-naturelle, et ce problème est référencé dans la littérature comme le problème de "naturalité".

L'incorporation de la supersymétrie au modèle standard évite ce problème. En effet, le couplage avec le partenaire supersymétrique du Higgs (fermion) est également autorisé (figure 4.2.b) Dans ce cas les contributions à la masse deviennent [17]:

$$m^2 = m_0^2 + \frac{\alpha'}{16\pi^2}(m_F^2 - m_B^2) \quad (4.30)$$

Seule la différence de masse entre fermion et boson intervient. Or avec une supersymétrie strictement réalisée cette différence est nulle, annulant par la même toute divergence. En fait, nous savons que la supersymétrie ne peut être strictement réalisée puisque il y aurait contradiction flagrante avec l'expérimentation. Cependant, si cette différence de masse reste au plus de l'ordre du TeV, le problème de "naturalité" reste résolue. Cette constatation conduit à supposer que les masses des particules supersymétriques doit être de l'ordre du TeV et donc accessible au LHC.

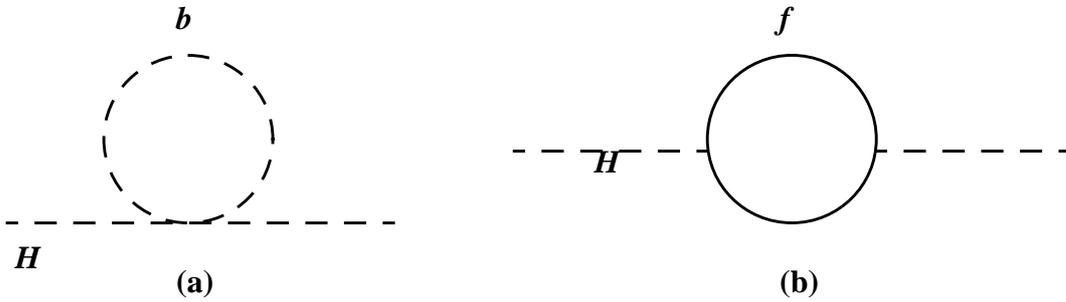


Figure 4.2. Corrections radiatives à la masse du Higgs à l'ordre d'une boucle. En (a), n'est représentée que la boucle liée au Higgs lui même (modèle standard), en (b), on observe la contribution due au higgsino (modèle supersymétrique).

Unification des constantes de couplages

Si l'on fait évoluer les 3 constantes de couplages du modèle standard en supposant la présence de partenaires supersymétriques dont la masse est de l'ordre du TeV, on aboutit alors à leur possible unification à une échelle proche de 10^{16} GeV. Ceci milite en faveur des modèles de grande unification.

Brisure électrofaible

L'origine de la brisure spontanée de l'invariance $SU(2)_L \times U(1)_Y$ responsable du mécanisme de Higgs est mieux comprise en présence de supersymétrie. Rappelons, que dans le cas du modèle standard cette brisure intervient en introduisant le potentiel scalaire du Higgs.

$$V_s = -|\mu|^2|h|^2 + \lambda|h|^4 \quad (4.31)$$

$SU(2)_L \times U(1)_Y$ est alors brisée spontanément grâce au terme de masse négative $(-|\mu|^2)$. L'extension du modèle standard à la supersymétrie fait apparaître un potentiel scalaire selon les règles de construction décrites précédemment (contribution des champs auxiliaires) du type¹ [14]:

$$V_s = (|\mu|^2 + m_{H_u}^2)|h_u^0|^2 + (|\mu|^2 + m_{H_d}^2)|h_d^0|^2 - (bh_u^0 h_d^0 + cc) + \frac{1}{8}(g^2 + g'^2)(|h_u^0|^2 - |h_d^0|^2)^2 \quad (4.32)$$

où nous n'avons écrit que les termes liés au champs du Higgs. Ce potentiel peut être minimisé lorsque les champs h_u^0, h_d^0 acquiert une vev non-nulle, brisant ainsi $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Cependant, dans un scénario étendu au groupe de grande unification (GUT), les termes de masse des champs sont positifs à l'échelle GUT et deviennent grâce au corrections radiatives (les couplages évoluant) automatiquement négatifs à notre échelle assurant ainsi la brisure électrofaible de façon naturelle [12].

1. en fait, il y a également la contribution de termes brisant la supersymétrie (voir paragraphe 4.4.1)

4.4 Brisure de la supersymétrie

Nous avons déjà mentionné que dans un modèle supersymétrique exact, fermions et bosons sont dégénérés en masse, ce qui contredit manifestement nos constatations expérimentales. La supersymétrie n'est donc pas réalisée à notre échelle d'énergie. Néanmoins, si l'on veut conserver les avantages apportés par la supersymétrie, on peut malgré tout garder l'espoir qu'à plus haute énergie, cette symétrie est respectée. Ceci revient à envisager que la supersymétrie est brisée spontanément. Autrement dit, le lagrangien de la théorie respecte la symétrie, mais pas l'état fondamental (le vide). Après brisure de la supersymétrie et développement des champs autour de leur valeur moyenne dans le vide (v.e.v), le lagrangien "effectif" obtenue n'est alors plus supersymétrique. Le mécanisme invoqué ici est tout a fait analogue à celui adopté dans le modèle standard pour briser la symétrie électrofaible.

4.4.1 Brisure douce

Principe

Théoriquement, pour connaître le lagrangien effectif à basse énergie, il est nécessaire de disposer de la théorie valable à haute énergie afin d'y appliquer la brisure spontanée. Si on ne dispose pas de cette théorie fondamentale, l'autre approche consiste simplement à rajouter à un lagrangien supersymétrique des termes violant la supersymétrie: c'est la "brisure douce". Cependant, ces termes dit "doux" ne peuvent être quelconques puisqu'on cherche à ce qu'ils préservent les avantages apportés par la supersymétrie, à savoir, la solution au problème de divergence quadratique décrit au paragraphe 4.3.4. La forme la plus générale des termes doux a été décrite dans la référence [18]. Ils comportent des termes de masse des champs scalaires et des jauginos, et des termes d'interaction trilineaire entre scalaires. Les termes doux constituent finalement une paramétrisation de notre ignorance quant au mécanisme réel de brisure de la supersymétrie.

Le MSSM

Le MSSM constitue l'extension minimale du modèle standard à la supersymétrie. On utilise donc ce qui a été précédemment décrit lors de l'application de la supersymétrie au modèle standard (paragraphe 4.3). Il reste à rajouter les termes doux. Le MSSM est donc considéré comme une théorie effective valable à basse énergie. Les termes doux doivent bien évidemment respecter l'invariance de jauge du modèle standard ainsi que la conservation de la R-parité. Au total, le lagrangien des termes doux du MSSM s'écrit [14]:

$$\begin{aligned}
L_{douce}^{MSSM} = & -\frac{1}{2}(M_3\tilde{g}\tilde{g} + M_2\tilde{W}\tilde{W} + M_1\tilde{B}\tilde{B}) + cc \\
& -(\tilde{u}_R^*a_u\tilde{Q}H_u - \tilde{d}_R^*a_d\tilde{Q}H_d - \tilde{e}_R^*a_e\tilde{L}H_d) + cc \\
& -\tilde{Q}^\dagger m_Q^2\tilde{Q} - \tilde{L}^\dagger m_L^2\tilde{L} - \tilde{u}_R^*m_u^2\tilde{u}_R^{*\dagger} - \tilde{d}_R^*m_d^2\tilde{d}_R^{*\dagger} - \tilde{e}_R^*m_e^2\tilde{e}_R^{*\dagger} \\
& -m_{H_u}^2H_u^*H_u - m_{H_d}^2H_d^*H_d - (bH_uH_d + cc)
\end{aligned} \tag{4.33}$$

M_1, M_2, M_3 sont respectivement les masses des gluinos, wino et bino. Les couplages trilineaires $a_{u,d,e}$ sont en fait des matrices 3×3 dès qu'on considère les 3 familles. Il en va de même pour les matrices de masse $m_{Q,L,u,d,e}$. La dernière ligne de ce lagrangien permet

d'obtenir les contributions dites "douces" au potentiel scalaire 4.32. Au total, on a donc introduit un grand nombre de paramètres indépendants (plus d'une centaine) dont la masse de toutes les particules supersymétriques de la théorie. Seule une théorie plus fondamentale permet de comprendre l'origine de ces paramètres. On remarquera que les couplages tri-linéaires autorisent en principe le mélange des sfermions gauches et droits (en combinaison avec les termes issus de l'équation 4.26). En fait, les matrices de masse $m_{Q, L, u, d, e}$ peuvent même induire des mélanges de squarks ou de fermions de différente génération! Les conséquences sur la non-conservation des nombres leptoniques, les oscillations de mésons et autres changement de saveur par courant neutre peuvent être dramatiques. Fort heureusement, les mesures expérimentales contraignent en réalité fortement tous ces paramètres.

Pour conclure ce paragraphe, nous allons préciser le contenu en particule et la nomenclature généralement adoptés dans le MSSM.

	Spin	Etat propre de masse
Higgs	0	h^0, H^0, A^0, H^\pm
squarks	0	$\tilde{u}_L, \tilde{u}_R, \tilde{d}_L, \tilde{d}_R$ $\tilde{s}_L, \tilde{s}_R, \tilde{c}_L, \tilde{c}_R$ $\tilde{t}_1, \tilde{t}_2, \tilde{b}_2, \tilde{b}_1$
sleptons	0	$\tilde{e}_L, \tilde{e}_R, \tilde{\nu}_e$ $\tilde{\mu}_L, \tilde{\mu}_R, \tilde{\nu}_\mu$ $\tilde{\tau}_1, \tilde{\tau}_2, \tilde{\nu}_\tau$
neutralino	1/2	$\tilde{\chi}_1^0, \tilde{\chi}_2^0, \tilde{\chi}_3^0, \tilde{\chi}_4^0$
charginos	1/2	$\tilde{\chi}_1^\pm, \tilde{\chi}_2^\pm$
gluino	1/2	\tilde{g}
gravitino	1/2	\tilde{G}

TABLE 4.3. Les particules non-standard du MSSM.

Après brisure de la symétrie électrofaible $SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_{em}$, les jauginos chargés \tilde{W}^\pm , et les higgsinos \tilde{h}_u, \tilde{h}_d possèdent les mêmes nombres quantiques sous $SU(3)_c \times U(1)_{em}$. Les états physiques, appelés charginos $\tilde{\chi}_{1,2}^\pm$ sont donc le résultats de leur mélange. Pour la même raison, $\tilde{B}, \tilde{Z}, \tilde{h}_u, \tilde{h}_d$, forment les 4 neutralinos $\tilde{\chi}_{1,2,3,4}^0$. L'expression des matrices de mélange peut être trouvée en [19].

Dans le secteur des higgs scalaires, les champs h_u^0 et h_d^0 ont également la possibilité de se regrouper. Leurs parties réelles se mélangent et forment les 2 états propres de masse: h^0 et H^0 . De même, leurs parties imaginaires engendrent les 2 pseudoscalaires A^0 et G^0 . Le boson G^0 , est un boson de Goldstone "absorbé" par le Z^0 qui devient ainsi massif. Le même raison-

nement s'applique aux higgs chargés, les champs h_u^\pm, h_d^\pm produisant le champs physique H^\pm et un boson de Goldstone "absorbé" par le W^\pm qui devient massif.

Enfin, nous avons précédemment mentionné la possibilité d'un mélange entre les sfermions droits et gauches. En fait, ce mélange est directement lié à la masse du fermion associé (voir pas exemple [20]). Si les paramètres de brisure douce reste de l'ordre de la centaine de GeV (ce qui doit être le cas si on veut éviter que les sfermions aient un masse trop élevée), seul les sfermions de troisième génération se mélangeront. On note ces sfermions $\tilde{t}_{1,2}, \tilde{b}_{1,2}$ et $\tilde{\tau}_{1,2}$.

la table 4.3 résume l'ensemble des nouvelles particules qui apparaissent dans le MSSM.

4.4.2 Brisure spontanée

Les termes de brisure douce introduisent un aspect très arbitraire à la théorie. Il est donc souhaitable d'être en mesure d'en comprendre l'origine grâce à une théorie plus fondamentale supersymétrique mais dont la brisure spontanée serait à l'origine des termes de brisure douce. Nous allons à présent décrire les façons de briser spontanément la supersymétrie.

Mécanismes

Par définition, il y a brisure spontanée lorsque l'état fondamental $|\Omega\rangle$ (le vide) ne respecte pas la symétrie. Dans ce cas, l'état n'est pas invariant sous une transformation supersymétrique, et donc:

$$e^{Q_r}|\Omega\rangle \neq |\Omega\rangle \Rightarrow Q_r|\Omega\rangle \neq 0 \quad (4.34)$$

Q_r étant le générateur de la supersymétrie. D'autre part, à partir de la relation d'anticommuation 4.4, en contractant par $(\gamma_0)^{rs}$, il reste:

$$P^0 = \frac{1}{4} \sum Q_r^2 \quad (4.35)$$

qui représente l'énergie qui ne peut être que positive ou nulle (somme de carré). Or d'après 4.34, la brisure spontanée implique que $P^0|\Omega\rangle \neq 0$. L'état d'énergie minimum correspond donc à une énergie strictement positive. *Conclusion: la supersymétrie est brisée spontanément si et seulement si l'énergie du vide est strictement positive.* Or l'état du vide correspond aux champs qui minimisent le potentiel scalaire 4.24 $v_s = \sum |F_i|^2 + \frac{1}{2} \sum |D^a|^2$ (tout comme pour le modèle standard, dans la brisure spontanée de l'électrofaible, le vide est obtenue en minimisant le potentiel scalaire du Higgs). Plus précisément, moyennant certaines approximations, l'énergie du vide n'est autre que la valeur du potentiel au minimum [14]. D'après la forme mathématique de ce potentiel, celui-ci est positif ou nul. Le minimum absolu de ce potentiel est donc 0. Si le vide correspond à une configuration des champs telle que tous les champs auxiliaires aient une valeur nulle, le potentiel serait au minimum absolu, l'énergie du vide serait nulle et il n'y aurait pas brisure spontanée. *Conclusion: la supersymétrie est brisée spontanément si l'un des champs auxiliaires à une valeur non-nulle.* Lorsque $\langle F_i \rangle \neq 0$, on parle de brisure de type F, tandis que pour $\langle D^a \rangle \neq 0$, on a une brisure de type D. Dans ce cas, on peut remarquer d'après les règles de transformation des champs d'un supermultiplet (voir par exemple pour le supermultiplet chiral 4.13), qu'il apparaît un fermion tel que $\langle \delta \Psi_\alpha^i \rangle = \epsilon_\alpha \langle F^i \rangle$. Ce fermion n'est autre que l'analogue des bosons de Goldstone qui appa-

raissent après brisure d'une symétrie de jauge. C'est un fermion de Goldstone (non massif): le Goldstino.

A présent, nous allons montrer un exemple de brisure spontanée de type F, connue sous le nom de brisure de O'Raifeartaigh [21]. En fait, il est nécessaire d'introduire un terme linéaire au superpotentiel de la supersymétrie 4.16. En effet, avec la formule 4.16, on remarque que si tous les champs scalaires de la théorie peuvent vérifier $\langle \phi_i \rangle = 0$, alors d'après les formules explicites des champs auxiliaires 4.19 et 4.24, on a bien $\langle F \rangle = \langle D \rangle = 0$, ce qui définit un vide supersymétrique. Le superpotentiel ne peut donc pas violer spontanément la supersymétrie. Prenons simplement 3 supermultiplets chiraux (ϕ_i, ψ_i, F_i) . Le superpotentiel est alors défini ainsi [12]:

$$W = -\lambda m^2 \phi_1 + \mu \phi_2 \phi_3 + \lambda \phi_1 \phi_3^2 \quad (4.36)$$

λ, m^2, μ étant 3 constantes non nulles réelles et positives. Si on ne veut pas briser l'invariance de jauge dans 4.36, le champ ϕ_1 doit être singlet de jauge. On peut d'ores et déjà conclure que le premier supermultiplet ne peut être l'un de ceux du MSSM, puisque le MSSM ne contient pas de singlet de jauge. Les expressions des 3 champs auxiliaires s'obtiennent par $-\frac{\partial}{\partial \phi_i} W$, produisant le potentiel scalaire suivant:

$$V_s = \sum_{i=1}^3 |F_i|^2 = |\lambda(m^2 - \phi_3^2)|^2 + |-\mu \phi_3|^2 + |-\mu \phi_2 - 2\lambda \phi_1 \phi_3|^2 \quad (4.37)$$

Si $m^2 < \mu^2 / (2\lambda^2)$ le minimum vaut $V_s^{min} = \lambda^2 m^4 > 0$ lorsque $\langle \phi_2 \rangle = \langle \phi_3 \rangle = 0$, $\langle \phi_1 \rangle$ étant quelconque. On a donc bien brisure spontanée de la supersymétrie. Au minimum les valeurs moyennes dans le vide des champs auxiliaires sont $\langle F_1 \rangle = \lambda m^2$, les 2 autres étant nulles. Le champ ψ_1 est donc le Goldstino qui apparaît lors de la brisure spontanée. Pour déterminer le spectre de masse des différentes particules, il suffit de calculer le lagrangien obtenue et d'identifier les différents termes (voir 4.18). Les 3 champs scalaires complexes s'interprètent alors comme 6 champs scalaires réels avec pour masse (0,0) pour ϕ_1 , (μ, μ) pour ϕ_2 et $(\sqrt{\mu^2 - 2\lambda m^2}, \sqrt{\mu^2 + 2\lambda m^2})$ pour ϕ_3 . Quant aux fermions, on trouve $m_{\psi_1} = 0$, $m_{\psi_2} = m_{\psi_3} = \mu$. La supersymétrie est manifestement brisée puisque fermions et bosons ont des masses différentes! On retrouve bien une masse nulle au fermion de Goldstone ψ_1 . Enfin, il est clair que le supermultiplet (ϕ_3, ψ_3, F_3) ne peut appartenir au MSSM, car nous aurions associé au fermion de masse μ , l'un des 2 bosons avec une masse $\sqrt{\mu^2 - 2\lambda m^2}$ inférieure à celle du fermion, ce qui contredit manifestement les spectres expérimentaux! Le même type de raisonnement avec une brisure de type D conduit à des conclusions semblables (voir par exemple [12]). *Par conséquent, lorsque la supersymétrie est brisée spontanément, il est nécessaire d'introduire de nouvelles particules responsables de la brisure.* Cette situation est finalement semblable à celle de la brisure de symétrie électrofaible où il est nécessaire d'introduire une nouvelle particule: le Higgs. D'autre part, ces particules ne doivent pas interagir trop fortement avec les particules habituelles pour ne pas contredire les données expérimentales. En ce sens, elles appartiennent à un secteur qui nous est inaccessible, "caché". On parle alors de *secteur "caché"*. Le question est alors la suivante: comment les particules habituelles (celles du MSSM) qui définissent le secteur "visible", "apprennent" que la supersymétrie a été brisée? En effet, n'oublions pas que l'une des motivations de la brisure spontanée est d'être en mesure de préciser les termes "doux", reliquats de la brisure. Deux voies principales ont été proposées: soit les effets de la brisure sont transmis via des interactions non-renormalisables, soit via des

boucles. L'exemple typique du premier cas, est la supergravité (non renormalisable puisqu'on ne sait pas encore écrire de théorie quantique de la gravitation). Le second cas concerne les modèles GMSB, où les interactions de jauge standard joue le rôle de médiateur.

Brisure véhiculée par l'interaction gravitationnelle

Nous n'allons pas donner une description détaillée des modèles dit de supergravité. Le lecteur intéressé peut consulter les références [12][13][22]. Nous nous bornerons à n'exposer que les idées principales.

L'interaction gravitationnelle étant universelle, elle se couple naturellement entre les particules du secteur caché et celles du secteur visible. La figure 4.3 présente sous forme de schéma les différentes composantes du modèle.

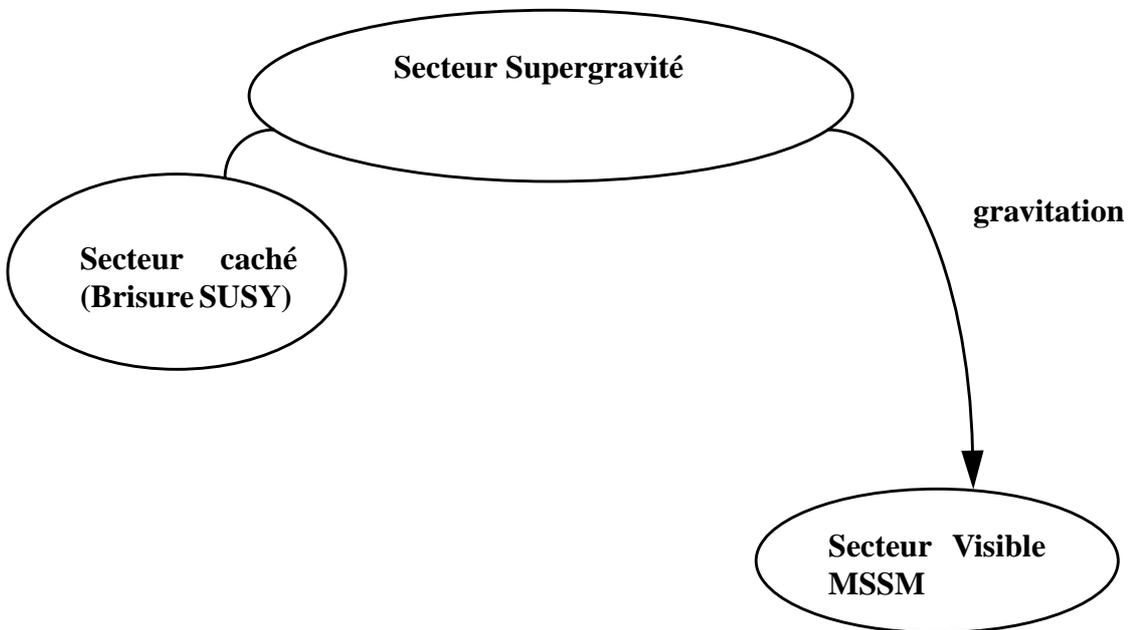


Figure 4.3. Schéma de principe de la médiation de la brisure de la supersymétrie par les interactions gravitationnelles.

Les champs du secteur caché sont des singlets de jauge afin de ne pas se coupler au secteur visible (si ce n'est par interaction gravitationnelle). La brisure de la supersymétrie se fait dans le secteur caché via une v.e.v non nulle $\langle F \rangle \neq 0$ d'un des champs auxiliaires (du secteur caché). L'échelle de la brisure de la supersymétrie n'est autre que:

$$M_{\text{brisure}} = \sqrt{\langle F \rangle} \quad (4.38)$$

Il apparaît alors un fermion de Goldstone, le Goldstino de masse nulle. Dans les modèles de supergravité, le Goldstino joue un rôle particulier. La supergravité est l'application de la supersymétrie localement. Autrement dit, la transformation supersymétrique est dépendante du point de l'espace-temps: le ϵ des transformations 4.8 devient $\epsilon(x^\mu)$. Les lagrangiens déduits dans la section 4.2.2 ne sont plus invariants. Dans une théorie de jauge locale, l'inva-

riance est restaurée en introduisant un champs de jauge de spin 1. Dans le cas des transformations supersymétriques locales, l'invariance est restaurée par un champs de jauge *spinoriel* de spin 3/2 [22]: le gravitino. En raison de la structure même de la supersymétrie, ceci n'est pas encore suffisant (contrairement au théorie de jauge). L'invariance est totalement restaurée si on introduit un nouveau champs bosonique partenaire du gravitino. Dans le lagrangien apparaît alors un terme $g_{\mu\nu}T^{\mu\nu}$, $g_{\mu\nu}$ étant la métrique de l'espace-temps et $T^{\mu\nu}$, le tenseur d'énergie-impulsion. Le boson de spin 2 est alors interprété comme le graviton ($g_{\mu\nu}$). Le graviton (spin 2) et le gravitino (spin 3/2) forment le supermultiplet de la supergravité. Lors de la brisure de la supersymétrie (et donc de la supergravité), le Goldstino (spin 1/2, masse nulle) a la possibilité de se "combiner" avec le gravitino (spin 3/2, masse nulle) pour produire un gravitino massif de masse $m_{3/2}$. On notera que le nombre de degrés de liberté fermioniques est bien respectés: avant brisure, 2 pour le Goldstino ($s = \pm 1/2$) et 2 pour le gravitino ($s = \pm 3/2$); après brisure: 4 pour le gravitino massif ($S = -3/2, -1/2, 1/2, 3/2$). Ce mécanisme est appelé dans la littérature, mécanisme de super Higgs, par analogie évidente. La masse du gravitino est liée à la brisure de la supersymétrie par [22]:

$$m_{3/2} = \frac{M_{brisure}^2}{M_{Planck}} \sqrt{\frac{8\pi}{3}} \quad (4.39)$$

avec $M_{Planck} = \sqrt{\hbar c / (8\pi G_N)} = 2.4 \times 10^{18}$ GeV. Le graviton de spin 2, reste de masse nulle. Ainsi, la brisure de la supersymétrie se manifeste par la levée de dégénérescence entre la masse des 2 partenaires du supermultiplet de la gravitation. Reste à connaître l'effet sur les masses du secteur visible. On peut montrer que dans la version minimale de la supergravité [22] tous les scalaires du secteur visible (squarks et sleptons) ont tous la même masse $m_{3/2}$. Dans ce cas, les termes doux résultants sont donc de l'ordre de $m_{3/2}$. Sachant qu'ils ne doivent pas excéder le TeV (pour ne pas réintroduire le problème des divergences quadratiques), ceci nous permet d'estimer que dans ces modèles, $M_{brisure} \approx 10^{11}$ GeV. Plus généralement, le lagrangien obtenu pour le secteur visible (équation 4.33) fait apparaître des termes doux de l'ordre de $m_{3/2}$ à l'échelle de Planck (ou du groupe de grande unification). Ces modèles relient tous les termes doux à simplement 4 paramètres à grande échelle:

- m_0 masse des scalaires: $m_{Q, L, u, d, e, H_u, H_d} = m_0 \approx m_{3/2}$
- $m_{1/2}$ masse des jauginos: $M_{1, 2, 3} = m_{1/2} \approx m_{3/2}$
- $A_0 \approx m_{3/2}$ couplage tri-linéaire entre scalaires $a_{u, d, e} = A_0 y_{u, d, e}$ proportionnel au couplages de Yukawa
- $B_0 \approx m_{3/2}$ tel que: $b = B_0 \mu$ (proportionnalité entre le terme doux b et le paramètre de masse μ des Higgs).

Le spectre de masse à l'échelle électrofaible est ensuite obtenue en utilisant les équations du groupe de renormalisation (on suppose à cet effet qu'il y a un groupe de grande unification type $SU(5)$ à l'échelle 10^{16} GeV). On peut alors utiliser la valeur mesurer du Z^0 pour contraindre $|B_0 \mu|$ et remplacer la dépendance en B_0 par une dépendance en $\tan\beta$ après brisure électrofaible ($\tan\beta = \langle h_u^0 \rangle / \langle h_d^0 \rangle$). Au total le modèle minimal de supergravité noté mSUGRA est alors dépendant de 3 paramètres à l'échelle GUT: $m_0, m_{1/2}, A_0$ et de 2 paramètres à l'échelle électrofaible: le signe de μ et $\tan\beta$.

Brisure véhiculée par les interactions de jauge

Une alternative au scénario précédent est d'utiliser les interactions de jauge en tant que "médiateur" de la brisure de la supersymétrie. Dans ce cas, ce sont les interactions de jauge ordinaires plutôt que l'interaction gravitationnelle qui sont responsables de l'apparition des termes "doux" dans le lagrangien 4.33 du MSSM. L'intérêt majeur de ces scénarios réside dans une plus grande robustesse vis à vis des possibles changements de saveur par courant neutre (FCNC). Précisons ce point. A priori, après brisure de la supersymétrie, il n'y a pas de raison que sparticules et particules soient diagonales dans la même base. Ainsi, la matrice de rotation U qui transforme les fermions états propres des interactions de jauge en fermions états propres de masse, n'a pas de raison de coïncider avec celle des superpartenaires \tilde{U} . L'interaction d'un jaugino avec un fermion et son partenaire supersymétrique va donc faire intervenir le produit $U^\dagger \tilde{U} \neq 1$, ce qui engendrera des changements de saveur. Le modèle mSUGRA présenté précédemment évite ce problème puisque tous les scalaires ont la même masse à haute échelle. Après évolution jusqu'à l'échelle électrofaible, les scalaires étant soumis aux mêmes équations (donc ceux se transformant de la même façon sous $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$) auront toujours la même masse. Dans ce cas, la notion de mélange devient caduque puisqu'on pourra toujours utiliser un scalaire pour un autre éliminant ainsi les FCNCs. Cependant, rappelons que dans sa version générale, le lagrangien de supergravité autorise des masses différentes de scalaire. Il semblerait donc plus préférable que la dégénérescence des masses soient garanti par la nature du mécanisme de médiation de la brisure de la supersymétrie plutôt que d'être accidentelle. C'est justement ce que permettent les symétries de jauge du modèle standard. Si les masses des scalaires ne sont fonction que des charges sous le groupe de jauge, la dégénérescence des masses de sparticules ayant les mêmes transformations sous le groupe de jauge est garanti. Une autre objection peut être soulevée à l'encontre des modèles inspirés de supergravité: la nouvelle physique associée au secteur caché nous est complètement inaccessible puisqu'elle nécessiterait de disposer d'une théorie de la gravitation quantique.

Nous allons à présent rentrer plus en détail dans les modèles où les interactions de jauge véhiculent la brisure de la supersymétrie.

4.5 Modèle GMSB

4.5.1 Modélisation

Principe

Les modèles GMSB (Gauge Mediated Supersymmetry Breaking) admettent comme vecteur principal de la brisure de la supersymétrie les interactions de jauge du modèle standard. Ainsi, on suppose qu'il y a brisure spontanée de la supersymétrie dans le secteur caché mais la connexion entre le secteur caché et le secteur visible se fait par des particules "messagers" ayant une charge sous $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$. L'idée la plus simple est de supposer que certaines particules des supermultiplets ordinaires du MSSM jouent ce rôle. Malheureusement, cette possibilité conduit à un spectre de masse de certains scalaires en contradiction avec les mesures expérimentales [23]. Les particules messagers sont donc de nouvelles particules du type quarks ou leptons mais suffisamment lourdes pour ne pas encore avoir été détectées expérimentalement. On dit alors qu'elles appartiennent au secteur "messenger". Le secteur messenger est directement couplé au secteur caché (celui où l'un des champs auxiliaire est non-nul). L'origine du couplage n'est pas précisée. Dans certains modèles, les 2 secteurs sont confondus. Néanmoins, quelque soit l'option choisie, la transmission de la brisure de la supersymétrie au secteur visible se fait grâce aux couplages de jauge entre les "messagers" et les particules du secteur visible. Au total, les interactions de jauge sont donc responsables de l'apparition des termes "doux" du MSSM. Bien évidemment, l'interaction gravitationnelle est toujours présente mais elle est considérée comme négligeable vis à vis des interactions de jauge dans le mécanisme de propagation de la brisure de la supersymétrie.

La figure 4.4 résume sous forme de schéma les différentes composantes du modèle.

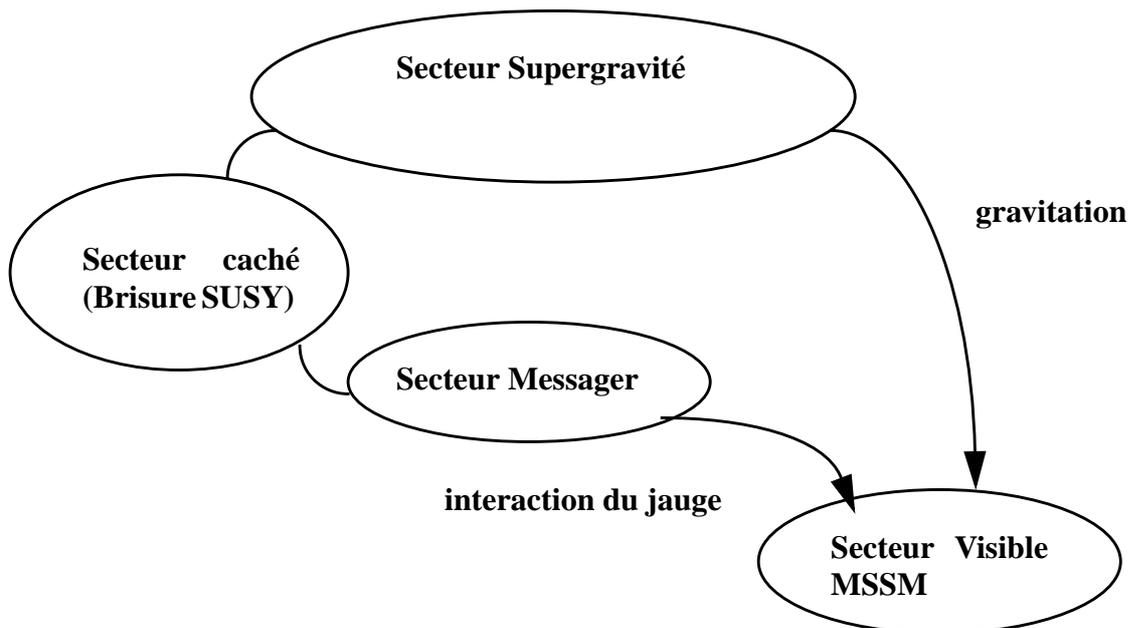


Figure 4.4. Schéma de principe de la médiation de la brisure de la supersymétrie par les interactions de jauge.

Modèle minimal [24][25]

On suppose que la brisure de la supersymétrie est engendrée dans le secteur caché par un supermultiplet chiral singlet de jauge noté S . La composante auxiliaire a alors une valeur moyenne dans le vide non nulle: $\langle F_S \rangle \neq 0$ mais aussi la composante scalaire $\langle \phi_S \rangle \neq 0$. Le mécanisme engendrant ces v.e.v non nulle n'est pas précisé. De toute façon, il n'intervient pas directement d'un point de vue phénoménologique. Les champs du secteur messenger se composent de N générations de supermultiplets chiraux $\Phi = (\phi, \psi, F)$ se transformant sous $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ comme les fermions habituels. On suppose en fait qu'il se transforme comme une représentation d'un groupe de grande unification. Ainsi, dans le modèle minimal Φ et $\bar{\Phi}$ se transforment selon $5 \oplus \bar{5} \in SU(5) \supset SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$. L'interaction entre le secteur messenger et le secteur caché est alors décrite par le superpotentiel:

$$W = \lambda \phi_S \bar{\Phi} \Phi \quad (4.40)$$

A partir des règles établies dans la section 4.2.2, on peut en déduire les différents termes du lagrangien. Après brisure de la supersymétrie, si on substitue ϕ_S par $\langle \phi_S \rangle$ et F_S par $\langle F_S \rangle$, on obtient des termes de masse pour les fermions et les bosons du secteur messenger. On trouve ainsi pour les fermions:

$$\left(\frac{\delta^2}{\delta \bar{\Phi} \delta \Phi} W \right) \bar{\Psi} \Psi \Rightarrow m_\Psi = \lambda \langle \phi_S \rangle \quad (4.41)$$

Pour les composantes scalaires, on obtient la matrice de masse [26]:

$$\begin{bmatrix} \lambda^2 \langle \phi_S \rangle^2 & \lambda \langle F_S \rangle \\ \lambda \langle F_S \rangle & \lambda^2 \langle \phi_S \rangle^2 \end{bmatrix} \quad (4.42)$$

ce qui donne lieu après diagonalisation à 2 bosons de masse $m_\phi = \sqrt{\lambda^2 \langle \phi_S \rangle^2 \pm \lambda \langle F_S \rangle}$. Définissons l'échelle caractéristique de la masse des messagers par:

$$M_{mess} = \lambda \langle \phi_S \rangle \quad (4.43)$$

La brisure de la supersymétrie a donc fourni aux fermions messagers la masse M_{mess} et aux scalaires:

$$m_\phi = M_{mess} \sqrt{1 \pm \frac{\Lambda}{M_{mess}}} \quad (4.44)$$

avec:

$$\Lambda = \frac{\langle F_S \rangle}{\langle \phi_S \rangle} \quad (4.45)$$

La brisure de la supersymétrie se manifeste par la différence de masse entre bosons et fermions du secteur messenger directement proportionnelle à Λ . En ce sens, on peut donc considérer que l'échelle de la brisure est simplement:

$$M_{brisure} = \Lambda \quad (4.46)$$

L'équation 4.44 impose la condition $\Lambda < M_{mess}$. Voyons à présent comment cette brisure se transmet au secteur visible. A l'ordre 0, les particules ordinaires sont dégénérées puisqu'elles ne se couplent pas directement avec le champs S. La levée de dégénérescence se produit au niveau quantique grâce aux couplages de jauge avec le secteur messenger. Les jauginos obtiennent leur masse par des corrections à une boucle illustrées sur la figure 4.5, la boucle étant parcourue par les particules messagers. Lorsque $\Lambda \ll M_{mess}$, la masse des jauginos est alors donnée par [24]:

$$M_i = k_i \frac{\alpha_i}{4\pi} N \Lambda \tag{4.47}$$

où α_i est la constante de couplage de jauge ($i = 1, 2, 3$ pour $U(1)_Y$, $SU(2)_L$ et $SU(3)_C$), et $k_1 = 5/3$, $k_2 = k_3 = 1$. Les contributions à la masse des scalaires du modèle standard font intervenir des diagrammes à 2 boucles (figure 4.6). Pour $\Lambda \ll M_{mess}$ ¹ le calcul donne [26]:

$$m_f^2 = 2N\Lambda^2 \left(k_1 \left(\frac{Y}{2} \right)^2 \left(\frac{\alpha_1}{4\pi} \right)^2 + k_2 C_2 \left(\frac{\alpha_2}{4\pi} \right)^2 + k_3 C_3 \left(\frac{\alpha_3}{4\pi} \right)^2 \right) \tag{4.48}$$

où Y est l'hypercharge et $C_2 = 3/4$ pour les scalaires doublets de l'électrofaible et 0 pour les singlets, $C_3 = 4/3$ pour les squarks et 0 pour les autres scalaires.

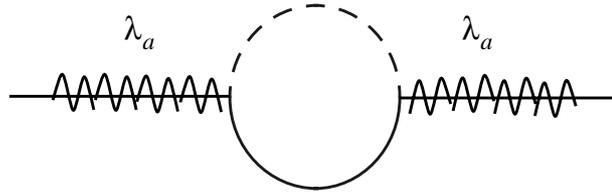


Figure 4.5. Diagramme contribuant à la masse des jaugino, la boucle étant parcourue les particules du secteur messenger.

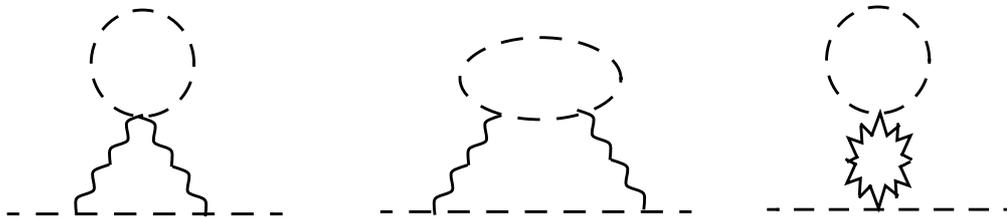


Figure 4.6. Exemple de diagrammes contribuant à la masse des scalaires, les bosons de jauge faisant la jonction entre les scalaires du MSSM et la boucle parcourue par une particule messenger.

1. l'expression pour $\Lambda \sim M_{mess}$ peut être trouvée dans [24]. Les corrections restent cependant faibles.

Les équations 4.47 et 4.48 sont générées à l'échelle M_{mess} , et donc avec la valeur des constantes de couplage calculée à cette échelle. Il est donc nécessaire de les faire évoluer jusqu'à l'échelle électrofaible avec les équations du groupe de renormalisation. Enfin, les couplages "doux" tri-linéaires (les termes a_u, a_d, a_e du lagrangien doux MSSM) ne sont générés qu'à partir de diagrammes à 2 boucles. Ils font donc intervenir un facteur $(\alpha/(4\pi))^2$ qui à l'échelle de M_{mess} est très faible¹. On a donc avec une excellente approximation:

$$a_u = a_d = a_e = 0 \quad (4.49)$$

Des valeurs non-nulles à l'échelle électrofaible n'émergent que via l'évolution par les équations du groupe de renormalisation, les couplages étant alors proportionnels aux couplages de Yukawa.

Pour compléter la description du modèle, nous devons préciser comment l'électrofaible est brisée. On cherche à reproduire le mécanisme utilisé dans le MSSM via le secteur du Higgs, défini par le terme $\mu H_u H_d$ du superpotentiel et le terme doux $b H_u H_d$. On aimerait que b émerge directement du mécanisme de médiation de la brisure de la supersymétrie et donc des interactions de jauge. Le problème, c'est qu'un terme comme $b H_u H_d$ ne peut émerger que via des graphes comportant au minimum 3 boucles [25]. Dans ce cas, b est naturellement très faible et tend en fait vers 0. Or la masse du Higgs pseudoscalaire est directement proportionnelle à b puisque $m_{A_0}^2 = 2b/\sin\beta$ (voir par exemple [14]). On aurait donc $m_{A_0} \rightarrow 0$ ce qui contredit les observations expérimentales! Les modèles minimaux ne peuvent donc pas expliquer l'émergence d'une valeur de b satisfaisante d'un point de vue phénoménologique. Dans ce cadre, les paramètres μ et b sont considérés en tant que paramètres libres. En utilisant la valeur mesurée de la masse du Z^0 pour contraindre ces 2 paramètres, on remplace la dépendance en μ et b par une dépendance après brisure électrofaible en le signe de μ et $\tan\beta = \langle h_u^0 \rangle / \langle h_d^0 \rangle$. Au total le modèle GMSB est alors dépendant de 3 paramètres à l'échelle messenger: N, Λ, M_{mess} et de 2 paramètres à l'échelle électrofaible: le signe de μ et $\tan\beta$.

Contraintes sur les paramètres GMSB

Examinons à présent les ordres de grandeur. En principe, dans le modèle minimal, M_{mess} est située entre Λ et M_{GUT} . Les masses des scalaires et jauginos font apparaître une échelle des masses "douces" de l'ordre de:

$$M_{soft} \sim \frac{\alpha}{4\pi} \Lambda \quad (4.50)$$

En imposant $M_{soft} \lesssim 1$ TeV, on en déduit $\Lambda \lesssim 100$ TeV ($\alpha/(4\pi) \sim 1/100$). $M_{brisure}$ est donc de l'ordre de 100 TeV soit une échelle considérablement plus basse que dans les modèles de supergravité. Une contrainte supplémentaire entre M_{mess} et N peut être obtenue en demandant que les contributions des particules messenger à la l'unification des 3 constantes de couplages, soient telles que la constante de couplage unifiée reste dans le domaine perturbatif ($g_{GUT} \lesssim 1$). On obtient ainsi [24]:

1. Les masses de scalaires émergent également par des diagrammes à 2 boucles. Cependant, dans ce cas, c'est directement m^2 qui est proportionnelle à $(\alpha/(4\pi))^2$ et donc m est linéaire en α . Par contre, les couplages tri-linéaires sont homogènes à une masse.

$$N \lesssim \frac{150}{\ln \frac{M_{GUT}}{M_{mess}}} \quad (4.51)$$

Ainsi pour les faibles valeurs de $M_{mess} \sim 100$ TeV, N n'est pas plus grand que 5. Ce n'est qu'en approchant $M_{GUT} \sim 10^{16}$ GeV, que N peut atteindre de fortes valeurs.

4.5.2 Spectre de masse et phénoménologie

Scalars et jauginos

Bien que la masse des jauginos soient issues de diagramme à 1 boucle et celle des scalaires de diagrammes à 2 boucle, les masses sont toujours linéaires en $(\alpha/(4\pi))\Lambda$, ce qui constitue l'un des points remarquables des modèles GMSB. Lorsque l'échelle M_{mess} est bien inférieure à M_{GUT} , les constantes de couplages vérifient $\alpha_3 \gg \alpha_2 > \alpha_1$. Dans ce cas, on aura d'après 4.47:

$$M_{\tilde{g}} \gg M_{\tilde{W}} > M_{\tilde{B}} \quad (4.52)$$

De même, d'après 4.48, on trouve des masses de sfermions vérifiant:

$$m_{\tilde{q}} \gg m_{\tilde{l}_L} > m_{\tilde{l}_R} \quad (4.53)$$

On peut également estimer l'évolution des masses en fonction de M_{mess} . Lorsque M_{mess} augmente, α_3 diminue au profit α_2 . En conséquence, la masse des squarks devient de plus en plus faible et se rapproche de celle des sleptons. Néanmoins, ceci est à tempérer avec la valeur de N . Lorsque N est grand, la masse des jauginos est importante (elle est proportionnelle à N alors que celle des sfermions varie en \sqrt{N}) et contribue majoritairement dans les équations d'évolution du groupe de renormalisation [24]. Dans ce cas, les squarks deviennent plus lourd même quand M_{mess} augmente!

On peut évaluer la hiérarchie des masses entre jauginos et sfermions. A partir des équations 4.47 et 4.48, on trouve:

$$m_{\tilde{g}} \approx \sqrt{\frac{3N}{8}} m_{\tilde{q}}, M_{\tilde{W}} \approx \sqrt{\frac{2N}{3}} m_{\tilde{l}_L}, M_{\tilde{B}} \approx \sqrt{\frac{5N}{6}} m_{\tilde{l}_R} \quad (4.54)$$

Le gravitino LSP

Il est naturel d'incorporer les effets de l'interaction gravitationnelle à l'approche des modèles GMSB ce qui nécessite de promouvoir la supersymétrie comme une théorie locale (paragraphe 4.4.2). Nous avons vu qu'après brisure spontanée de la supersymétrie locale, le gravitino, "ex Goldstino", devenait massif avec pour masse:

$$m_{3/2} = \frac{\langle F \rangle}{M_{Planck}} \sqrt{\frac{8\pi}{3}} \quad (4.55)$$

$\langle F \rangle$ désignant la valeur moyenne dans le vide du champs auxiliaire responsable de la brisure. Plus généralement, $\langle F \rangle$ représente l'ensemble des contributions des champs auxiliaires sour-

ces de la brisure. En ce sens, $\langle F \rangle$ ne coïncide pas avec $\langle F_S \rangle$ qui représente uniquement l'échelle de la brisure vue par les particules messagers. C'est en effet $\langle F_S \rangle$ qui est responsable de la différence de masse entre les bosons et fermions du secteur messenger. Posons: $k = \langle F_S \rangle / \langle F \rangle$. La valeur de k dépend de la façon dont la brisure de la supersymétrie est transmise au secteur messenger ce qui nécessite une description plus détaillée du secteur caché. Dans la plupart des modèles, le secteur caché et le secteur messenger sont 2 secteurs bien distincts. A titre d'illustration nous allons décrire brièvement un exemple significatif issu de [27]. Due à des effets non perturbatifs, la composante auxiliaire $\langle F \rangle$ d'un supermultiplet chiral du secteur caché a une valeur moyenne non-nulle, brisant la supersymétrie dynamiquement. On suppose qu'il existe une nouvelle interaction de type $U(1)_{mess}$ qui couple le secteur caché au secteur messenger. Les composantes auxiliaire $\langle F_S \rangle$ et scalaire $\langle \phi_S \rangle$ d'un singlet de jauge du secteur messenger "reçoivent" alors une v.e.v non-nulle via le couplage radiatif due à des boucles avec $\langle F \rangle$. On a donc une contribution de l'ordre de:

$$\langle \phi_S \rangle \sim \sqrt{\langle F_S \rangle} \sim \frac{\alpha_{mess}}{4\pi} \sqrt{\langle F \rangle} \quad (4.56)$$

Le facteur k vaut donc $\alpha_{mess}^2 / (16\pi^2)$ soit de l'ordre de $1/100$ pour une constante de couplage $g_{mess} = \sqrt{4\pi\alpha_{mess}}$ proche de 1. D'autre part, le paramètre de brisure effectif $\Lambda = \langle F_S \rangle / \langle \phi_S \rangle = \sqrt{\langle F_S \rangle}$ d'après 4.56. On en déduit donc:

$$m_{3/2} \sim \frac{1}{k} \frac{\Lambda^2}{M_{Planck}} \sqrt{\frac{8\pi}{3}} \quad (4.57)$$

Sachant que les contraintes liées aux termes de brisure douce imposent $\Lambda \lesssim 100$ TeV, on en déduit $m_{3/2} \sim 1$ keV. Dans les modèles où on ne distingue pas le secteur messenger du secteur caché (modèle à transmission direct [28]) la valeur de k devient proche de l'unité. On obtient donc une masse de gravitino encore plus faible. Ainsi, dans les modèles GMSB, le gravitino est naturellement la particule supersymétrique la plus légère (LSP).

NLSP

La particule NLSP (Next Lightest Supersymmetric Particle) désigne la particule dont la masse est immédiatement supérieure à celle du LSP. Si on admet la conservation de la R-parité, le NLSP va donc se désintégrer selon: $NLSP \rightarrow \tilde{G} X$, X dépendant de la nature du NLSP. Plus généralement, le couplage avec le gravitino¹ autorise les désintégrations $\tilde{X} \rightarrow \tilde{G} X$, \tilde{X} et X étant partenaires supersymétriques. La largeur de désintégration s'écrit alors [29]:

$$\Gamma(\tilde{X} \rightarrow \tilde{G} X) = \frac{k_{\tilde{X}}}{48\pi} \frac{m_{\tilde{X}}^5}{M_{Planck}^2 m_{3/2}^2} \left(1 - \frac{m_X^2}{m_{\tilde{X}}^2}\right)^4 \quad (4.58)$$

$k_{\tilde{X}}$ étant une constante différente de 1 si \tilde{X} résulte d'un mélange d'état propre d'interaction de jauge (comme les neutralinos ou le $\tilde{\tau}_1$ par exemple). Selon la valeur de $m_{3/2}$ (ou de $\langle F \rangle$), la largeur de désintégration et donc la durée de vie peut varier considérablement. Lorsque $m_{3/2}$ est de l'ordre du keV, la durée de vie est suffisamment courte pour autoriser la sparticule

1. On parle en fait du couplage avec la composante longitudinale du gravitino, c'est à dire le goldstino. la composante transversale n'est sensible qu'à l'interaction gravitationnelle et est donc complètement négligeable.

à se désintégrer dans le détecteur. Dans le cas contraire, la sparticule NLSP s'échappe du détecteur.

D'après les hiérarchies de masse indiquées aux équations 4.52 et 4.53, des candidats NLSP possibles sont le \tilde{B} ou l'un des \tilde{l}_R . Néanmoins, après la brisure spontanée de l'électrofaible, le \tilde{B} se mélange avec les higgsino pour produire les neutralinos, alors que le stau droit peut se combiner avec le gauche (voir la description du MSSM au paragraphe 4.4.1). La conséquence du mélange de staus est de produire un $\tilde{\tau}_1$ dont la masse est un peu plus faible que celle des \tilde{e}_R et $\tilde{\mu}_R$ (rappelons que dans les modèles GMSB, à l'échelle M_{mess} , le \tilde{e}_R , $\tilde{\mu}_R$ et $\tilde{\tau}_R$ ont la même masse par construction). Au final, les candidats NLSP se résument donc à: $\tilde{\chi}_1^0, \tilde{\tau}_1$. Signalons tout de même, qu'il existe une gamme très restreinte de paramètres GMSB (grand N et très petit Λ) qui favorise comme NLSP le $\tilde{\nu}_L$. Nous ne développerons pas cette possibilité marginale. La phénoménologie au collisionneur est très dépendante de la nature du NLSP et de sa durée de vie. Nous allons distinguer 3 cas:

1) $\tilde{\chi}_1^0$ à dominante \tilde{B}

Lorsque la composante bino du neutralino est majoritaire, le couplage faisant intervenir l'hypercharge va donc dominer. Deux canaux de désintégration sont alors possibles: $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \tilde{G}\gamma$ ou $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \tilde{G}Z^0$. Cependant le γ est plus sensible à l'hypercharge (sa composante liée au champs de $U(1)_Y$ étant $g'/(\sqrt{g'^2+g^2})$ contre $g/(\sqrt{g'^2+g^2})$ pour le Z^0 , g et g' désignant respectivement les constantes de couplage de $SU(2)_L$ et $U(1)_Y$). La désintégration majoritaire est donc:

$$\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \tilde{G}\gamma \quad (4.59)$$

l'espace de phase étant également plus favorable. Les particules supersymétrique étant produites par paire au collisionneur, la signature caractéristique sera donc 2 photons énergétiques et de l'énergie manquante. Selon la durée de vie du $\tilde{\chi}_1^0$, les 2 photons sont produits au vertex primaire ou bien à des distances macroscopiques.

2) $\tilde{\chi}_1^0$ à dominante \tilde{h}

Lorsque la composante higgsino du neutralino est importante, en association avec les 2 canaux précédents, le canal:

$$\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \tilde{G}h \quad (4.60)$$

devient possible. Les 3 canaux conduisent donc à des signatures comportant de l'énergie manquante et des paires $hh, h\gamma, hZ, Z\gamma, ZZ, \gamma\gamma$. Le higgs se désintègre préférentiellement en jets de b et le Z en leptons ou jet de quarks. Les photons, jets ou leptons peuvent être plus ou moins déplacés en fonction de la durée de vie du $\tilde{\chi}_1^0$.

3) $\tilde{\tau}_1$

Lorsque le mélange des staus est suffisant, le $\tilde{\tau}_1$ est bien plus léger que les autres sleptons chargés, ce qui autorise cinématiquement les désintégrations du type $\tilde{e}_R \rightarrow \tilde{\tau}_1 e \tau$. En conséquence, on aura toujours en fin de chaîne de désintégration un $\tilde{\tau}_1$ qui se désintégrera selon:

$$\tilde{\tau}_1 \rightarrow \tilde{G}\tau \quad (4.61)$$

On aura donc des événements comportant de l'énergie manquante et des τ , ces derniers étant recherchés soit dans les canaux leptoniques beaucoup plus faciles au LHC, soit dans les canaux hadroniques. Si l'angle de mélange est trop faible, les sleptons droits sont quasiment dégénérés en masse avec le $\tilde{\tau}_1$ (dans ce cas principalement $\tilde{\tau}_R$), la désintégration des sleptons droits en 3 corps devient alors cinématiquement impossible (il suffit que la différence de masse soit inférieure à 1.8 GeV). Dans ce cas, on aura pour les 3 sleptons droits:

$$\tilde{l}_R \rightarrow \tilde{G}l \tag{4.62}$$

la signature est donc composée d'énergie manquante et de paire de leptons. Lorsque la durée de vie du $\tilde{\tau}_1$ est telle qu'il s'échappe du détecteur, on observera de "faux muons". La mesure du dE/dx devrait présenter un excès par rapport au minimum d'ionisation.

4.6 Résumé

La supersymétrie traite de façon équivalente fermions et bosons. Les particules s'agencent alors dans des supermultiplets (chiral ou vectoriel selon la nature des particules). Lors de la construction d'un lagrangien supersymétrique, et compte tenue de l'algèbre de la supersymétrie qui établit l'égalité entre le nombre de degrés de liberté bosonique et fermionique, nous avons été amenés à introduire des champs auxiliaires, exprimables en fait en fonction des champs scalaires de la théorie. D'autre part, nous avons vu que la supersymétrie était nécessairement brisée car sinon, bosons et fermions auraient la même masse en contradiction avec les observations. Ce sont les champs auxiliaires qui permettent la brisure spontanée de la supersymétrie. Pour des raisons phénoménologiques, ces derniers font partie d'un secteur "caché" et nous sont donc encore inaccessibles. Plusieurs scénarios existent pour expliquer la façon dont les particules supersymétriques standards (squarks, sleptons, gluino etc...) "ressentent" la brisure de la supersymétrie et ont donc une masse différente (et plus élevée) que leur partenaire standard. L'un d'entre eux que nous avons développé dans cette thèse fait appel à un mécanisme impliquant les interactions de jauge habituelles du modèle standard. Ces modèles dit GMSB ont l'avantage d'expliquer simplement l'absence de changement de saveur par courant neutre. De plus, ils ne dépendent que de 5 paramètres (dans la version minimale). Dans le prochain chapitre, nous verrons comment expérimentalement nous pouvons rechercher, dans le cadre des modèles GMSB, les particules supersymétriques au LHC.

4.7 Bibliographie

- [1] F. Abe et al. CDF collaboration, Phys. Rev. Lett. 74, 2626 (1995) ; S. Abachi et al, D0 collaboration, Phys. Rev. Lett. 74, 2632 (1995)
- [2] UA1 Coll., Phys. Lett. 122B (1983) 103, 126B (1983) 398 ; UA2 Coll., Phys. Lett. 122B (1983) 476, 129B (1983) 130.
- [3] Super-Kamiokande Collaboration, “Evidence for oscillation of atmospheric neutrino, Phys. Rev. Lett. 81 (1998) 1158-1162.
- [4] S.T.Petcove, Sov. J., Nucl. Phys. 25 (1977)
- [5] R. Mohapatra, G. Senjanovic, Phys. Rev. D23 (1981) 165
- [6] P. Langacker, Neutrinos, ed. H.V. Klador, Springer-Verlag (1988)
- [7] J.W.F. Valle, CERN-TH 6597/92.
- [8] G. Dutta, A.S. Joshipura, Phys. Rev. D51(1995) 3883
- [9] P. Langacker, Neutrinos, ed. H.V. Klapdor, Springer-Verlag (1988)
- [10] S.M. Bilenky et S.T. Petcov, Rev. Mod. Phys. 59(1987) 671
- [11] W. Grimus, H. Neufeld, Phys. Lett. B486(2000) 385
- [12] D. Bailin and A. Love, “Supersymmetric Gauge Field Theory and String Theorie”, Institute of Physics Publishing.
- [13] P. West, “Introduction to Supersymmetry and SuperGravity”, (1990) World Scientific Publishing.
- [14] S. P. Martin, “A Supersymmetry Primer”, publié dans “Perspectives on Supersymmetry”, Advanced Series on Directions in High Energy Physics, vol18, Ed. Gordon L. Kane.
- [15] J. Wess et B. Zumino, Nucl. Phys., B70 (1974) 39.
- [16] B. Lee, C.Quigg and H. Thacker, Phys. Rev. D16 (1977) 1519 ; D. Dicus and V. Mathur, Phys. Rev. D7 (1973) 3111.
- [17] S. Dawson, BNL-HET-SD-96-9 (1996) hep-ph/9612229.
- [18] L. Girardello and M.T. Grisaru, Nucl. Phys. B194 (1982) 65.
- [19] H.E Haber and G.L. Kane, Phys. Rep. 117, Nos. 2-4 (1985) 75-263.
- [20] K. Hikasa and M. Kobayashi, Phys. Rev. D36 (1987) 724.
- [21] L. O’Raifeartaigh, Nucl. Phys. B96 (1975) 331.
- [22] H.P Nilles, Phys. Rep. 110, Nos. 1-2 (1984) 1-162.
- [23] E. Poppitz (UC, San Diego), Int.J.Mod.Phys.A13:3051-3080 (1998) hep-ph/9710274
- [24] G.F. Giudice and R. Rattazzi, “Gauge Mediated Supersymmetry Breaking” publié dans “Perspectives on Supersymmetry”, Advanced Series on Directions in High Energy Physics, vol18, Ed. Gordon L. Kane.
- [25] C. Kolda, Nucl.Phys.Proc.Suppl.62:266-275 (1998) hep-ph/9707450.
- [26] S. Dimopoulos, S. Thomas, J. D. Wells, Nucl.Phys.B488:39-91 (1997) hep-ph/9609434.
- [27] M. Dine, A. E. Nelson, Y. Nir and Y. Shirman, Phys. Rev. D53 (1996) 2658 hep-ph/9507378
- [28] H. Murayama, Phys. Rev. Lett. 79 (1997) 18

[29] S. Ambrosanio, G.L. Kane, G. D. Kribs, S. P. Martin, S. Mrenna (Argonne), Phys. Rev. D54 (1996) 5395, hep-ph/9605398,

*Recherche des sélectrons,
neutralinos et squarks dans le
cadre du modèle GMSB*

Contenu du chapitre

5.1 Introduction	126
5.2 Production des particules supersymétriques	126
5.2.1 Mécanisme de production des particules supersymétriques au LHC	126
5.2.2 Section efficace de production des particules supersymétriques	127
5.3 Spectre de masse des particules supersymétriques	129
5.3.1 Spectre de masse des particules SUSY en fonction du Λ , M et N	129
5.4 Choix d'un canal d'analyse	132
5.4.1 Discussion	132
5.4.2 Espace des paramètres correspondant à un $\tilde{\tau}_1$ de durée de vie courte	133
5.4.3 Espace des paramètres correspondant aux co-NLSP sleptons droits	137
5.4.4 Résumé	138
5.5 Choix d'un canal de désintégration des particules SUSY en \tilde{e}_R	139
5.5.1 Signal contenant $2\tilde{e}_R$ ou $1\tilde{e}_R : 4e^\pm + 2jets + E_T$	139
5.5.2 Bruit de fond	143
5.5.3 Sélection des $4e^\pm + 2jets + E_T$ et masse invariante de di-électrons	147
5.6 Mesure de la masse du \tilde{e}_R , χ_1^0 et \tilde{q}_R	152
5.6.1 Mesure des valeurs du maximum de masse invariante	154
5.6.1.1 Mesure de la valeur du maximum $M_{e^+e^-}^{MAX1}$	155
5.6.1.2 Mesure de la valeur du maximum $M_{je^\pm e^\mp}^{MAX1}$	156
5.6.1.3 Mesure de la valeur du maximum $M_{je^\pm}^{MAX1}$	159
5.6.2 Mesure des masses des \tilde{e}_R , χ_1^0 et \tilde{q}_R	161
5.7 Conclusion	162

5.1 Introduction

Les modèles de supersymétrie (cf. chapitre précédent) prévoient un grand nombre de nouvelles particules qui, à ce jour, n'ont encore jamais été détectées. Dans ce chapitre, nous allons exposer comment dans CMS au LHC, nous pouvons détecter ces nouvelles particules dans le cadre du modèle GMSB minimal. Dans un premier temps, nous étudions les sections efficaces de production des particules supersymétriques au LHC en fonction des paramètres du modèle GMSB. Ensuite nous nous attacherons à étudier précisément le spectre de masse des particules supersymétriques afin d'identifier les caractéristiques du NLSP qui, comme nous l'avons déjà vu, joue un rôle majeur dans la phénoménologie. Nous serons alors à même de choisir et d'analyser un canal de désintégration, et nous montrerons qu'au LHC avec le détecteur CMS, la découverte des particules supersymétriques ainsi que la mesure de leur masse est possible avec une bonne précision.

5.2 Production des particules supersymétriques

La possibilité d'observer de nouvelles particules dépend bien évidemment de la section efficace de production. Dans cette section, nous discutons la production de particules SUSY dans le collisionneur hadronique LHC.

D'après la conservation de la R-parité (voir la section 4.3.3), les particules supersymétriques sont produites par paire. On aura donc productions possibles de paire de gluinos, paire de squarks, paire de chargino etc.

5.2.1 Mécanisme de production des particules supersymétriques au LHC

Production de gluinos

Selon la nature du constituant du proton qui intervient dans la collision proton-proton (quarks de valence ou gluon et quark/antiquark de la mer), les gluinos peuvent être produit via l'interaction forte soit par paire soit associés avec des squarks: $gg \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}$, $q\bar{q} \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}$, $gq \rightarrow \tilde{g}\tilde{q}$. L'interaction électrofaible peut également jouer un rôle, et dans ce cas, il y a production associée de gluinos et de charginos/neutralinos: $q\bar{q} \rightarrow \tilde{\chi}_0^0 \tilde{g}$, $q\bar{q} \rightarrow \tilde{\chi}_i^\pm \tilde{g}$, voir les diagrammes de Feynman dans l'annexe E1.

Production de squarks

Au LHC, il y a différents processus pour produire les squarks, les processus dominant sont ceux via l'interaction forte: $qq \rightarrow \tilde{q}\tilde{q}$, $q\bar{q} \rightarrow \tilde{q}\tilde{q}$, $gg \rightarrow \tilde{q}\tilde{q}$. Mais il existe aussi via l'interaction électrofaible la production un seul squark associé au chargino/neutralino: $gq \rightarrow \tilde{\chi}_i^\pm \tilde{q}$, $gq \rightarrow \tilde{\chi}_i^\pm \tilde{q}$ comme la production du gluino.

Production de neutralino et charginos

Les charginos et neutralinos étant les particules supersymétriques de l'interaction électrofaible peuvent être produit directement via l'échange d'un boson jauge électrofaible ou via l'échange d'un squark (voir également les diagrammes Feynman dans l'annexe E3):

$$\text{Bosons } Z, \gamma, W: q\bar{q} \rightarrow W^\pm \rightarrow \tilde{\chi}_j^\pm \tilde{\chi}_i^0, q\bar{q} \rightarrow Z^0/\gamma^* \rightarrow \tilde{\chi}_j^\pm \tilde{\chi}_i^\mp, q\bar{q} \rightarrow Z^0/\gamma^* \rightarrow \tilde{\chi}_j^0 \tilde{\chi}_i^0$$

$$\text{Echange d'un squark: } q\bar{q}' \rightarrow \tilde{\chi}_j^\pm \tilde{\chi}_i^0, q\bar{q}' \rightarrow \tilde{\chi}_j^\pm \tilde{\chi}_i^\mp, q\bar{q} \rightarrow \tilde{\chi}_j^0 \tilde{\chi}_i^0$$

Production de sleptons

Une paire de slepton peut être produit via l'échange d'un boson jauge électrofaible voir annexe E4:

$$q\bar{q} \rightarrow Z^0/\gamma^* \rightarrow \tilde{l}_L^\pm \tilde{l}_L^\mp, \quad q\bar{q} \rightarrow Z^0/\gamma^* \rightarrow \tilde{l}_R^\pm \tilde{l}_R^\mp, \\ q\bar{q}' \rightarrow W^\pm \rightarrow \tilde{l}_L^\pm \tilde{\nu}_l, \quad q\bar{q} \rightarrow Z^0/\gamma^* \rightarrow \tilde{\nu}_l \tilde{\nu}_l$$

5.2.2 Section efficace de production des particules supersymétriques

Pour déterminer les sections efficaces, nous avons utilisé le programme ISAJET[1], qui est un générateur autorisant la simulation du modèle GMSB minimal. Nous avons distingué les sections efficaces de production suivante:

- squarks (antisquarks) et gluinos via l'interaction forte: $(\tilde{g}\tilde{g} + \tilde{g}\tilde{q} + \tilde{q}\tilde{q})$
- gluinos et squarks associés au neutralino ou chargino: $(\tilde{\chi}_i^0\tilde{g} + \tilde{\chi}_i^\pm\tilde{g} + \tilde{\chi}_i^0\tilde{q} + \tilde{\chi}_i^\pm\tilde{q})$
- charginos et neutralinos via l'interaction faible: $(\tilde{\chi}_j^0\tilde{\chi}_i^0 + \tilde{\chi}_j^\pm\tilde{\chi}_i^0 + \tilde{\chi}_j^\pm\tilde{\chi}_i^\mp)$
- sleptons via l'interaction faible: $(\tilde{l}_L^\pm\tilde{l}_L^\mp + \tilde{l}_R^\pm\tilde{l}_R^\mp + \tilde{l}_L^\pm\tilde{\nu}_l + \tilde{\nu}_l\tilde{\nu}_l)$

Les figures 5.1(a) et 5.1(b) montrent au LHC les sections efficaces de la production de particules supersymétriques en fonction du paramètre Λ en gardant fixe le rapport $\Lambda/M = 20$, les autres paramètres étant $\tan\beta = 5$, $sign\mu > 0$ et $N = 1$ pour la figure 5.1(a) et $N = 3$ pour la figure 5.1(b).

Les section efficaces de production supersymétriques décroissent lorsque les paramètres Λ et N augmentent. Ceci est simplement le reflet que la masse des particules est directement proportionnelle à Λ et N . Dans les deux exemples, figure 5.1(a) et (b) la section efficace de production des particules supersymétriques via l'interaction forte domine. Au LHC, les particules participants à la collision proton-proton (gluon, quarks) sont toujours sensibles à l'interaction forte, les quarks étant également sensibles à l'électrofaible. Or la constant de couplage QCD est bien plus forte que celle de l'électrofaible, ce qui explique globalement la prépondérance des productions via interaction forte sur l'électrofaible.

Par contre, la section efficace de production des charginos et neutralinos est plus grande que celle de production des sleptons dans le cadre de $N = 1$, voir figure 5.1(a), et est plus petite dans $N = 3$ à parti de $\Lambda = 40$ TeV, voir figure 5.1(b). Ceci s'explique puisque les masses de charginos et neutralinos augmentent rapidement par rapport aux masses de sleptons lorsque le paramètre N croit (les masses de charginos et neutralinos sont proportionnelles à N , celles de sleptons sont proportionnelles à \sqrt{N})

Nous avons donc vu dans nos exemples qu'au LHC la section efficace dominante de production des particules supersymétriques est celle via l'interaction forte. Le résultat est en fait généralisable à tous l'espace des paramètres de GMSB. Dans l'exemple de la figure 5.1, la section efficace est de l'ordre de grandeur du pb, on s'attend donc à quelque dizaine de millier de particules supersymétriques par an à basse luminosité au LHC. La particule NLSP (soit $\tilde{\chi}_1^0$ ou $\tilde{\tau}_1$) sera donc produite dans la plus part des cas via les processus en cascade.

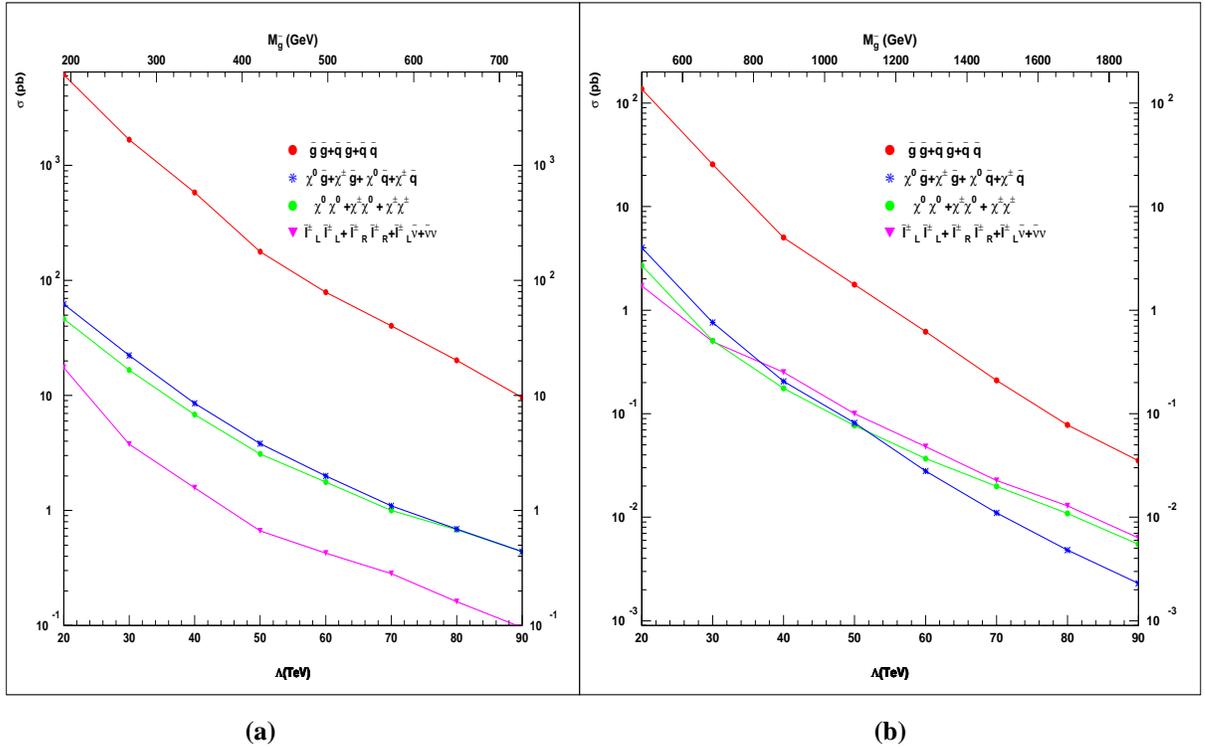


Figure 5.1 Section efficace de production de $\tilde{g}\tilde{g} + \tilde{g}\tilde{q} + \tilde{q}\tilde{q}$, $\tilde{\chi}_i^0\tilde{g} + \tilde{\chi}_i^\pm\tilde{g} + \tilde{\chi}_i^0\tilde{q} + \tilde{\chi}_i^\pm\tilde{q}$, $\tilde{\chi}_j^0\tilde{\chi}_i^0 + \tilde{\chi}_j^\pm\tilde{\chi}_i^\pm$, $\tilde{\chi}_i^0 + \tilde{\chi}_j^\pm$, $\tilde{\chi}_i^\mp$ et $\tilde{l}_L^\pm\tilde{l}_L^\mp + \tilde{l}_R^\pm\tilde{l}_R^\mp + \tilde{l}_L^\pm\tilde{\nu}_l + \tilde{\nu}_l\tilde{\nu}_l$ en fonction de Λ : le rapport $\Lambda/M = 20$, $\tan\beta = 5$, $sign\mu > 0$ et (a) $N = 1$ (b) $N = 3$

5.3 Spectre de masse des particules supersymétriques

L'objectif de cette section est d'étudier plus en détail que dans le chapitre 4, les spectres de masse des particules supersymétriques en fonction des paramètres Λ , N et M .

5.3.1 Spectre de masse des particules SUSY en fonction du Λ , M et N

Les masses des particules supersymétriques sont proportionnelles au paramètre Λ . De plus, les masses de juginos (gluino, charginos et neutralinos) sont proportionnelles au paramètre N , alors que celles des sfermions sont proportionnelles à \sqrt{N} (voir également équations 4.47, 4.48 et 4.54). Les paramètres Λ et N déterminent donc la hiérarchie de masse des particules supersymétriques. Lorsque Λ et N augmentent, les masses de particules supersymétriques croissent également. Ceci est vérifié sur les figures 5.2 et 5.3 représentant respectivement le spectre de masse en fonction de Λ (en gardant fixe le rapport $M/\Lambda = 2$ et les autres paramètres étant $\tan\beta = 5$, $\text{sign}\mu > 0$ et $N = 1$, figure 5.2) et en fonction de N (fixe $M/\Lambda = 2$, $\Lambda = 30$, $\tan\beta = 5$ et $\text{sign}\mu > 0$, figure 5.3)

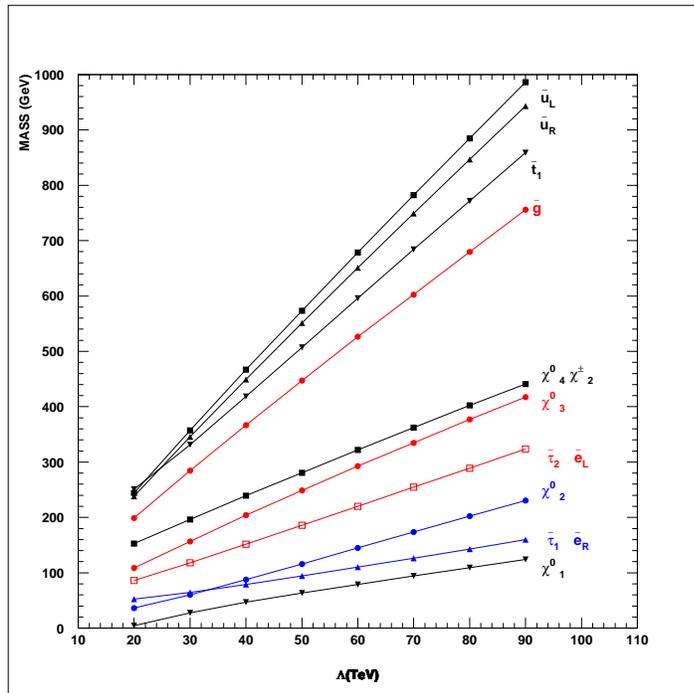


Figure 5.2 Spectre de masse des particules en fonction de Λ : fixe $M/\Lambda = 2$, $\tan\beta = 5$, $\text{sign}\mu > 0$ et $N = 1$

Tout d'abord, nous constatons sur la figure 5.2 la linéarité des masses en fonction de Λ . D'autre part, la hiérarchie entre squarks et sleptons est toujours $\tilde{q}_L > \tilde{q}_R > \tilde{l}_L > \tilde{l}_R$ puisque les trois constantes de couplages (QCD, électrofaible, électromagnétique) vérifient toujours la relation $\alpha_3 > \alpha_2 > \alpha_1$ lorsque l'échelle M est inférieure à M_{GUT} (voir l'équation 4.48). Par contre, pour la hiérarchie entre juginos et sfermions, le paramètre N joue un rôle important comme le montrait les relations approchées de l'équation 4.54. Ainsi, on observe d'après la figure 5.3 que dès que $N \geq 3$, la masse du gluino est plus grande que celles des squarks. Pour les mêmes raisons, les masses de neutralinos deviennent plus grandes que celles des sleptons.

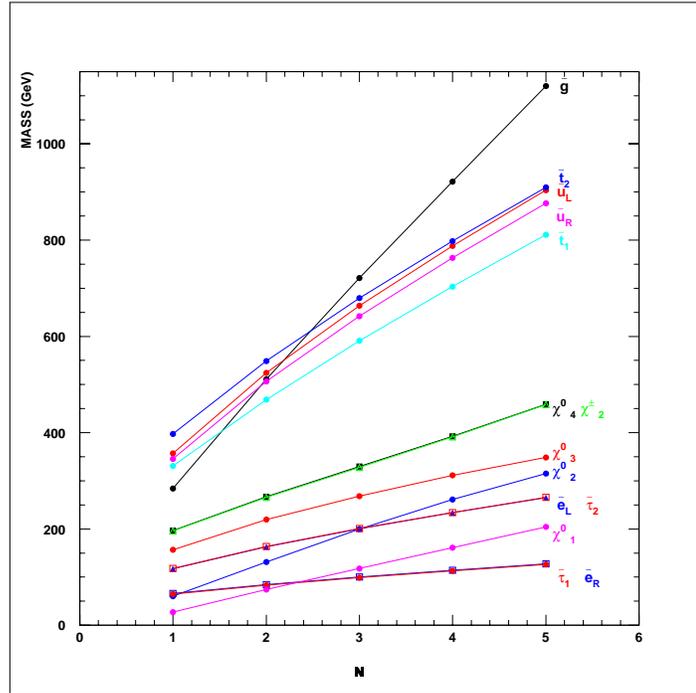


Figure 5.3 Spectre de masse des particules en fonction de N : fixe $M/\Lambda = 2$, $\Lambda = 30\text{TeV}$, $\tan\beta = 5$ et $\text{sign}\mu > 0$

Dans la figure 5.4, nous présentons l'évolution des masses de particules supersymétriques en fonction du paramètre M en fixant les autres paramètres $\Lambda = 30\text{TeV}$, $N = 1$, $\tan\beta = 5$ et $\text{sign}\mu > 0$. Lorsque M croit, la constante de couplage QCD diminue, alors que celle de couplage électrofaible augmente. Les masses de squarks et gluinos deviennent donc de plus en plus faibles et se rapprochent de celles des sleptons, des charginos et des neutralinos.

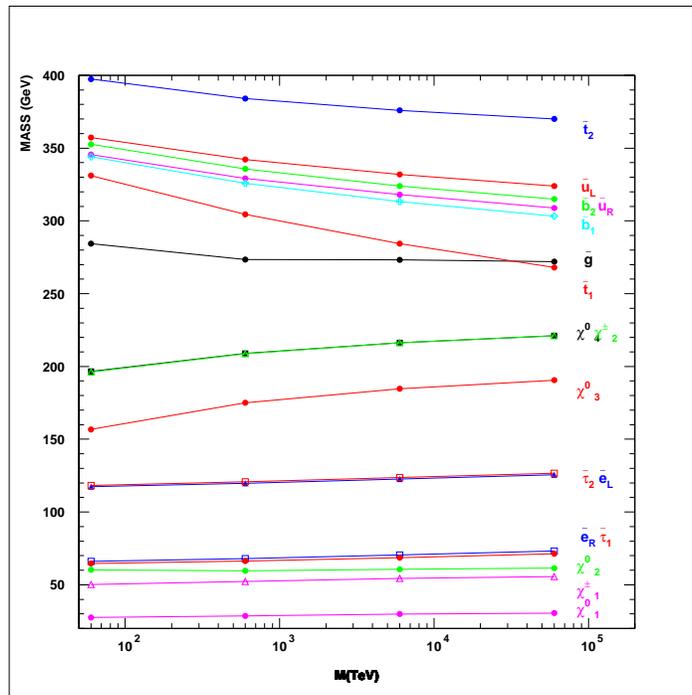


Figure 5.4 Evolution de masse des particules supersymétriques en fonction du M : fixe $\Lambda = 30\text{TeV}$, $N = 1$, $\tan\beta = 5$ et $\text{sign}\mu > 0$

5.4 Choix d'un canal d'analyse

5.4.1 Discussion

Du point de vue expérimental, la recherche d'une désintégration du NLSP est très dépendante de sa durée de vie. Il y a deux possibilités:

- $c\tau$ est plus grand que la dimension du détecteur ($c\tau \approx 10m$). Dans ce cas, le NLSP $\tilde{\tau}_1$ se comportera comme un "muon lourd". Il sera visible aux chambres à muon dans CMS. Par contre le NLSP $\tilde{\chi}_1^0$ s'échappera de CMS contribuant à l'énergie manquante.
- $c\tau$ est très faible ($c\tau \sim 0$). Dans ce cas, les NLSP se désintégreront au vertex en donnant les signatures 2γ ou 2τ .

La détection d'un NLSP $\tilde{\tau}_1$ de grande durée de vie a été déjà étudié dans CMS[2]. Dans cet étude, la masse de $\tilde{\tau}_1$ et sa durée de vie sont $90GeV$ et $c\tau \approx 10m$. Le processus $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ dans le modèle standard est considéré comme le bruit du fond. Selon le résultat de cet étude, pour découvrir les $\tilde{\tau}_1$ de grande durée de vie dans les chambres à muon dans CMS, la section efficace de production des particules supersymétriques doit être plus grande que 1fb. Jusqu'à présent aucune étude envisageant un NLSP $\tilde{\tau}_1$ à courte durée de vie ou bien un NLSP $\tilde{\chi}_1^0$ n'a été effectuée dans CMS. Ces 2 possibilités contribuent à des signatures très différentes. Par exemple, si le NLSP est une composante bino du $\tilde{\chi}_1^0$, on aura au moins un photon de haute énergie et une énergie manquante via le processus $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \gamma \tilde{G}$ dans le détecteur. Par contre, si le NLSP est $\tilde{\tau}_1$, la signature est un τ et une énergie manquante via le processus $\tilde{\tau}_1 \rightarrow \tau \tilde{G}$. Dans cette thèse, nous nous proposons d'étudier le NLSP $\tilde{\tau}_1$ de durée de vie courte. Pour cette étude, il y a deux possibilités de recherche des particules supersymétriques:

- En cascade, toutes les particules supersymétriques se désintègrent à terme en $\tilde{\tau}_1$ avec $\tilde{\tau}_1 \rightarrow \tau \tilde{G}$. La désintégration leptonique du τ produit les neutrinos contribuant à l'énergie manquante. Dans ce cas, un $\tilde{\tau}_1$ donne un lepton et 3 sources d'énergies manquantes (\tilde{G} , ν_l et ν_τ) dans le détecteur. Lorsque le τ se désintègre hadroniquement, il y aura au final des jets et de l'énergie manquante.
- Les particules supersymétriques sauf les sleptons droits (\tilde{e}_R et $\tilde{\mu}_R$) se désintègrent en $\tilde{\tau}_1$. Si l'angle de mélange est trop faible, les sleptons droits sont quasiment dégénérés en masse avec le $\tilde{\tau}_1$. Les sleptons droits sont alors nommés co-NLSP. La désintégration des sleptons droits en 3 corps ($\tilde{\tau}_1^\pm e^\pm \tau^\mp$ et $\tilde{\tau}_1^\pm \mu^\pm \tau^\mp$) devient alors cinématiquement impossible. On aura donc pour les 3 sleptons (\tilde{e}_R , $\tilde{\mu}_R$ et $\tilde{\tau}_1$): $\tilde{l}_R \rightarrow l \tilde{G}$. Cette possibilité est intéressante puisque la seule source d'énergie manquante provient du \tilde{G} permettra de mesurer la masse du \tilde{e}_R et $\tilde{\mu}_R$ puis éventuellement celles des autres particules qui se désintègrent en cascade en \tilde{e}_R ou $\tilde{\mu}_R$.

Dans cette thèse, nous nous intéressons $\tilde{\tau}_1$ à courte durée de vie. Dans un premier temps, nous déterminerons les espace des paramètres correspondant à ces caractéristiques. Ensuite, nous distinguerons les espaces des paramètres correspondant à des co-NLSP sleptons droits.

5.4.2 Espace des paramètres correspondant à un $\tilde{\tau}_1$ de durée de vie courte

Limite des paramètres GMSB liées aux contraintes théoriques

Dans le chapitre précédent, en imposant une échelle des masses “douce” de l'ordre de $M_{soft} \leq 100 TeV$, on en a déduit $\Lambda \leq 100 TeV$, voir équation 4.50. En outre, pour éviter les valeurs négative de masses des particules supersymétriques, la contrainte $\Lambda < M$ est imposée (voir également équation 4.44). En principe, M n'est pas plus grand que M_{GUT} . La première contrainte sur M est alors: $\Lambda < M < M_{GUT}$. La contrainte supplémentaire entre M et N peut être obtenue par l'équation 4.51:

$$M_{GUT}(e^{-150/N}) \leq M \quad (5.1)$$

Ainsi pour $N = 10$, M doit être plus grand que $3 \times 10^6 TeV$ par contre avec $N = 5$, $M \geq 1 TeV$. Nous résumons alors les contraintes des paramètres GMSB liées à la théorie

- $1 TeV \leq \Lambda \leq 100 TeV$
- $\min(\Lambda, M_{GUT}e^{-150/N}) < M < M_{GUT}$

Limite des paramètres GMSB liées aux contraintes expérimentales

Nous avons généré avec le programme ISAJET les particules supersymétriques en faisant varier les paramètres dans une large gamme de valeurs. Pour chaque point de l'espace des paramètres, nous avons déterminé le NLSP ($\tilde{\tau}_1$ ou $\tilde{\chi}_1^0$) calculé sa masse et sa durée de vie en utilisant la formule approximative[2][3]:

$$c\tau = (130\mu m) \left(\frac{100 GeV}{m_{NLSP}} \right)^5 \left(\frac{\sqrt{M\Lambda}}{100 TeV} \right)^4 \quad (5.2)$$

Nous n'avons ensuite retenu que les points convenables à une désintégration du NLSP dans CMS. Les contraintes suivantes ont alors été appliquées:

- la durée de vie du NLSP: $c\tau \leq 10m$
- la masse du NLSP doit être supérieur au limite d'exclusion obtenu par l'expérience LEP [4]:

$$m_{\tilde{\chi}_1^0} > 91 GeV \text{ à } 95\% \text{ C.L. si } c\tau \sim 0$$

$$m_{\tilde{\tau}_1} > 67 GeV \text{ à } 95\% \text{ C.L. si } c\tau < 100m$$

$$m_{NLSP} > 45 GeV \text{ s'il n'y a pas de contrainte pour } c\tau$$

Par soucis de généralité, nous avons donc utilisé la contrainte $m_{NLSP} > 45 GeV$.

- La valeur du paramètre Λ doit être supérieure à 9TeV d'exclusion obtenu par l'expérience LEP[4].

Identification du NLSP

Les figures 5.5(a) et (b) montrent les identifications du NLSP en fonction de Λ versus N en gardant $\tan\beta = 5$, $\text{sign}\mu > 0$ et $M/\Lambda = 100$ pour la figure 5.5(a) et $M/\Lambda = 2000$ pour la figure 5.5(b). Dans ces figures, les points noirs sont les NLSP χ_1^0 et les blancs les $\tilde{\tau}_1$. Nous avons aussi noté leurs masses en GeV (premières valeurs dans les parenthèses) et leurs durée de vie (deuxième valeurs dans les parenthèses). Les zones correspondants à $m_{NLSP} < 45\text{GeV}$ et $c\tau \geq 10m$ sont représentés en grisé. Lorsque Λ et N augment, la masse du NLSP croit. Pour $N = 1$ ou 2, le NLSP est χ_1^0 par contre pour N grand, le NLSP est majoritairement $\tilde{\tau}_1$ (figures 5.5(a) et (b)). Dans les deux exemples (figures 5.5(a) et (b)), la masse des particules supersymétriques varie peu lorsque M augmente. Par contre, la durée de vie du NLSP est très dépendant de M .

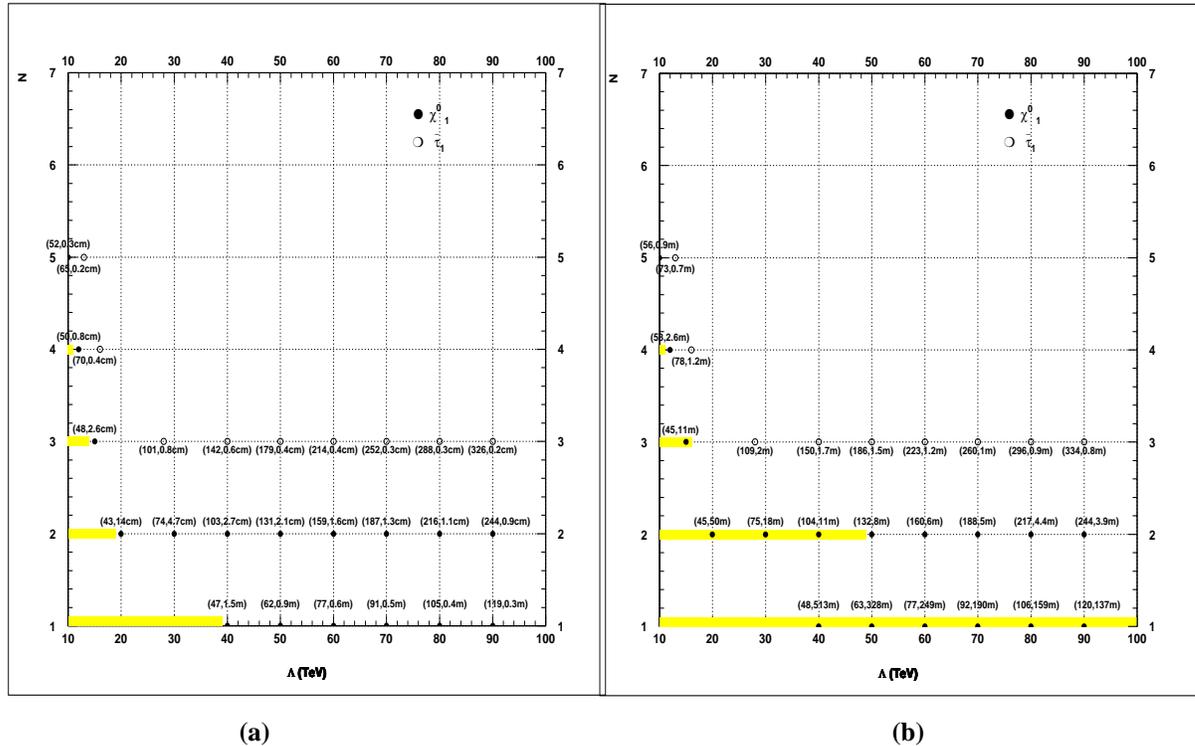


Figure 5.5 Identification du NLSP en fonction de Λ versus N : fixe $\tan\beta = 5$, $\text{sign}\mu > 0$ et (a) $M/\Lambda = 100$, (b) $M/\Lambda = 2000$ Dans ces figures, les points noirs sont les NLSP χ_1^0 et les blancs les $\tilde{\tau}_1$. Dans les parenthèses, les premières valeurs sont les masses du NLSP en GeV, les deuxième valeurs leurs durée de vie. Les zones correspondants à $m_{NLSP} < 45\text{GeV}$ et $c\tau \geq 10m$ sont représentés en grisé.

Les paramètres Λ , M et la masse du NLSP déterminent la durée de vie du NLSP (voir équation 5.2). Dans la figure 5.6 ($\tan\beta = 5$, $\text{sign}\mu > 0$ et $N = 3$), nous présentons les identifications du NLSP et les zones liées à $c\tau \geq 10m$ ou $m_{NLSP} < 45\text{GeV}$ en fonction de Λ et M . Dans cet exemple, $M > 10^5\text{TeV}$ n'est pas retenu puisque la durée de vie du NLSP est trop longue. $\Lambda < 16\text{TeV}$ est exclu à cause de $m_{NLSP} < 45\text{GeV}$. Lorsque Λ est supérieur à 30TeV , le NLSP est $\tilde{\tau}_1$ sinon est $\tilde{\chi}_1^0$

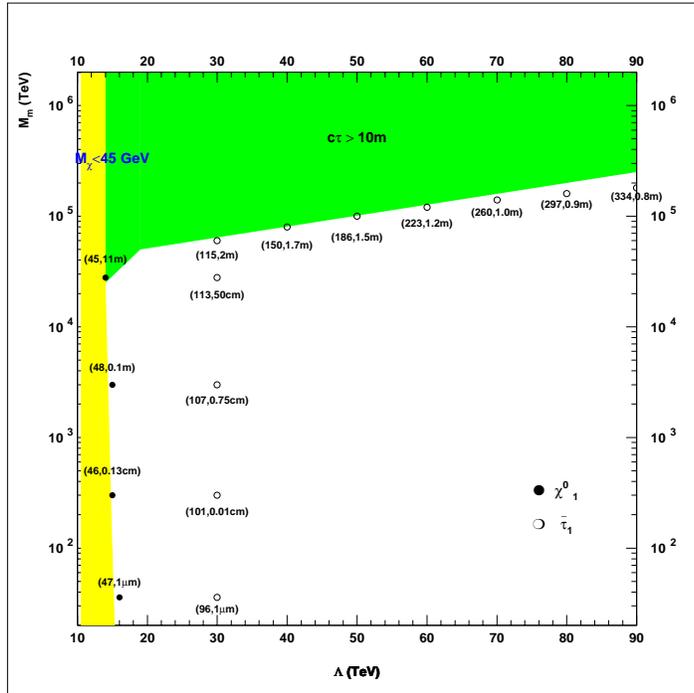


Figure 5.6 Durée de vie du NLSP en fonction de Λ versus M : fixe $\tan\beta = 5$, $\text{sign}\mu > 0$ et $N = 3$. Dans ces figures, les points noirs sont les NLSP $\tilde{\chi}_1^0$ et les blancs les $\tilde{\tau}_1$. Dans les parenthèses, les premières valeurs sont les masses du NLSP en GeV, les deuxième valeurs leurs durée de vie. Les zones correspondants à $m_{NLSP} < 45\text{GeV}$ et $c\tau \geq 10m$ sont représentés par en grisé.

La masse des $\tilde{\tau}_1$ et $\tilde{\tau}_2$ dépend du paramètre $\tan\beta$ qui intervient dans l'angle de mélange entre $\tilde{\tau}_R$ et $\tilde{\tau}_L$. Lorsque $\tan\beta$ augmente, la masse de $\tilde{\tau}_1$ diminue par contre celle de $\tilde{\tau}_2$ croit. La masse de $\tilde{\chi}_1^0$ varie peu lorsque $\tan\beta$ augmente. Lorsque Λ , M et N sont fixes, la variation de $\tan\beta$ peut alors changer l'identification du NLSP $\tilde{\chi}_1^0 \leftrightarrow \tilde{\tau}_1$. Les figures 5.7(a) et (b) montrent l'identification du NLSP en fonction de Λ et $\tan\beta$ en gardant $M/\Lambda = 20$, $\text{sign}\mu > 0$ et $N = 1$ pour la figure 5.7(a) et $N = 3$ pour la figure 5.7(b). Dans ces figures, nous avons noté les zones d'exclusion liée à $m_{NLSP} < 45\text{GeV}$ ainsi que les zones correspondant à un NLSP $\tilde{\chi}_1^0$ ou $\tilde{\tau}_1$. Dans le premier exemple ($N = 1$: figure 5.7(a)), $\tilde{\tau}_1$ devient au NLSP à $\tan\beta \geq 30$ pour $\Lambda = 50\text{TeV}$. Par contre, pour $N = 3$ (figure 5.7(b)), lorsque $\Lambda < 30\text{TeV}$ et $\tan\beta < 15$, le NLSP est $\tilde{\chi}_1^0$.

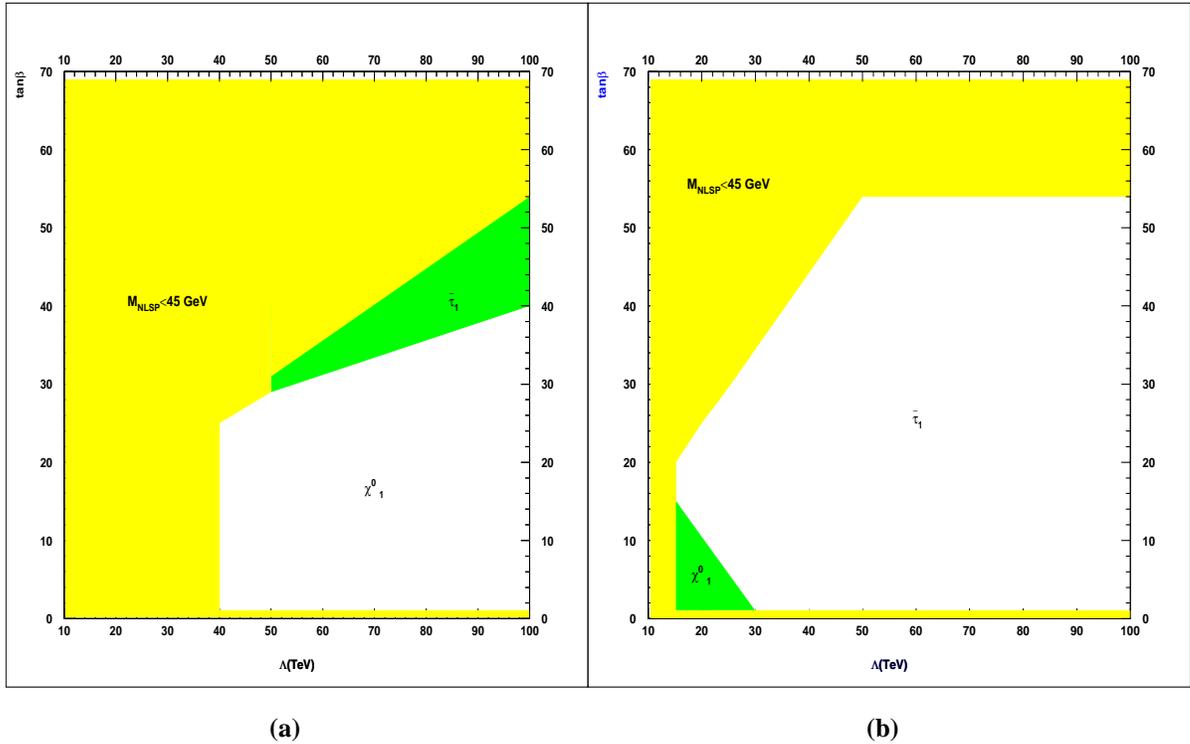


Figure 5.7 Identification du NLSP en fonction de Λ versus $\tan\beta$: fixe $M/\Lambda = 20$, $\text{sign}\mu > 0$ et (a) $N = 1$, (b) $N = 3$. Les zones correspondants à $m_{NLSP} < 45 \text{ GeV}$

Récapitulation

Résumons la situation. Un NLSP $\tilde{\tau}_1$ de durée de vie courte se désintégrera dans CMS, si les paramètres vérifient approximativement les contraintes suivantes :

- $N \geq 3$
- $100 \text{ TeV} > \Lambda \gtrsim 30 \text{ TeV}$
- $\Lambda < M \lesssim 10^5 \text{ TeV}$. La contrainte $M \lesssim 10^5 \text{ TeV}$ permettra que la durée de vie du $\tilde{\tau}_1$ n'est pas trop grande.

Nous remarquons qu'il y a peu de contrainte pour $\tan\beta$ sauf $\Lambda < 30 \text{ TeV}$.

5.4.3 Espace des paramètres correspondant aux co-NLSP sleptons droits

On appelle co-NLSP, les sparticules dont la masse est quasi dégénérée avec celle du NLSP. Dans le cas d'un NLSP $\tilde{\tau}_1$, lorsque $\tan\beta$ est petit, le $\tilde{\tau}_1$ est essentiellement un $\tilde{\tau}_R$ et sa masse est donc très proche de celle des sleptons droits : \tilde{e}_R et $\tilde{\mu}_R$. Ces derniers sont alors les co-NLSP. Dans ce cas, la désintégration du \tilde{e}_R et $\tilde{\mu}_R$ en 3 corps ($\tilde{\tau}_1^\pm e^\pm \tau^\mp$ et $\tilde{\tau}_1^\pm \mu^\pm \tau^\mp$) devient cinématiquement impossible. Les \tilde{e}_R et $\tilde{\mu}_R$ ne se désintègrent qu'en un lepton et un \tilde{G} via $\tilde{e}_R \rightarrow e\tilde{G}$ ou $\tilde{\mu}_R \rightarrow \mu\tilde{G}$. La durée de vie du co-NLSP \tilde{e}_R et $\tilde{\mu}_R$ est quasiment la même que celle du $\tilde{\tau}_1$ puisque l'effet de l'angle de mélange est très faible. Le choix d'un canal d'analyse correspondant aux co-NLSP sleptons droits est très intéressant puisque la seule source d'énergie manquante provient du \tilde{G} . Ceci nous permettra de mesurer les masses du \tilde{e}_R et $\tilde{\mu}_R$ puis éventuellement celles des autres particules supersymétriques qui se désintègrent en cascade en \tilde{e}_R et $\tilde{\mu}_R$. Dans cette section, nous déterminons les espaces des paramètres correspondant aux co-NLSP sleptons droits.

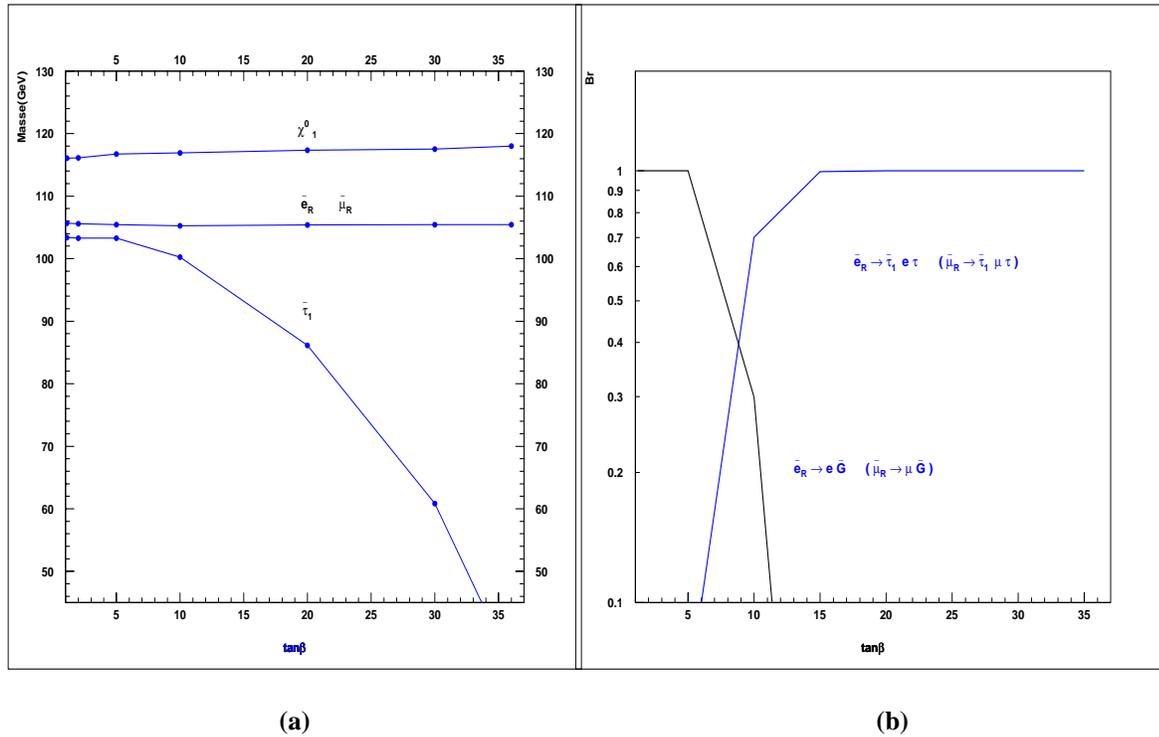


Figure 5.8 (a) Spectre de masse du $\tilde{\tau}_1$, \tilde{e}_R , $\tilde{\mu}_R$ et χ_1^0 (b) Rapport d'embranchement du \tilde{e}_R et $\tilde{\mu}_R$ en fonction de $\tan\beta$: $\Lambda = 30\text{TeV}$, $M/\Lambda = 20$, $\text{sign}\mu > 0$ et $N = 3$

La figure 5.5.4.4 (a) montre le spectre de masse du $\tilde{\tau}_1$, \tilde{e}_R , $\tilde{\mu}_R$ et χ_1^0 en fonction de $\tan\beta$ en gardant $\Lambda = 30\text{TeV}$, $M/\Lambda = 20$, $N = 3$ et $\text{sign}\mu > 0$. Dans cet exemple, lorsque $\tan\beta$ varie, le NLSP est toujours $\tilde{\tau}_1$. Le \tilde{e}_R est dégénéré en masse avec le $\tilde{\mu}_R$. Lorsque $\tan\beta$ augmente, \tilde{e}_R , $\tilde{\mu}_R$ et χ_1^0 varient très peu par contre $\tilde{\tau}_1$ diminue rapidement. La différence de masse entre $\tilde{\tau}_1$ et \tilde{e}_R est d'environ 1GeV lorsque $\tan\beta \lesssim 5$. La variation de masse du $\tilde{\tau}_1$ commence à être très grande dès que $\tan\beta \gtrsim 6$.

La figure 5.5.4.4 (b) présente le rapport d'embranchement du \tilde{e}_R et $\tilde{\mu}_R$ en fonction de $\tan\beta$ en gardant $\Lambda = 30\text{TeV}$, $M/\Lambda = 20$, $N = 3$ et $\text{sign}\mu > 0$. Bien évidemment le rapport d'embranchement dépend du spectre de masse du $\tilde{\tau}_1$, \tilde{e}_R , $\tilde{\mu}_R$. Lorsque $\tan\beta \lesssim 5$, le \tilde{e}_R ($\tilde{\mu}_R$) ne se désintègre qu'en un électron (un muon) et un \tilde{G} puisque la désintégration du \tilde{e}_R ($\tilde{\mu}_R$) en $\tilde{\tau}_1^\pm e^\pm \tau^\mp$ ($\tilde{\tau}_1^\pm \mu^\pm \tau^\mp$) est cinématiquement impossible. Par contre, lorsque $\tan\beta \gtrsim 6$, le rapport d'embranchement du $\tilde{e}_R \rightarrow e\tilde{G}$ ($\tilde{\mu}_R \rightarrow \mu\tilde{G}$) commence à diminuer, celle du $\tilde{e}_R \rightarrow \tilde{\tau}_1^\pm e^\pm \tau^\mp$ ($\tilde{\mu}_R \rightarrow \tilde{\tau}_1^\pm \mu^\pm \tau^\mp$) augmente. La désintégration du \tilde{e}_R ($\tilde{\mu}_R$) en 3 corps domine complètement à $\tan\beta \gtrsim 10$. on a donc pour $\tan\beta \lesssim 5$, la présence de co-NLSP \tilde{e}_R et $\tilde{\mu}_R$.

Récapitulation

Nous avons vérifié que les sleptons droits deviennent des co-NLSP lorsque $\tan\beta \lesssim 5$, le \tilde{e}_R et $\tilde{\mu}_R$ se désintégrant en $e\tilde{G}$ et $\mu\tilde{G}$ dans CMS, si les paramètres vérifient approximativement les contraintes suivantes:

- $N \geq 3$
- $100\text{TeV} > \Lambda \gtrsim 30\text{TeV}$
- $\Lambda < M \lesssim 10^5\text{TeV}$
- $1.2 \lesssim \tan\beta \lesssim 5$

5.4.4 Résumé

La recherche de désintégration du NLSP ($\tilde{\tau}_1$ ou χ_1^0) dans le détecteur est très dépendante de sa durée de vie. Dans cette thèse, nous avons proposé d'étudier la détection du NLSP $\tilde{\tau}_1$ à courte durée de vie. Pour faire cette étude, il y a deux possibilités dépendant de la présence des co-NLSP sleptons droits (\tilde{e}_R , $\tilde{\mu}_R$ et $\tilde{\tau}_1$). Nous avons choisit un canal d'analyse correspondant à la désintégration du co-NLSP qui permet de mesurer la masse des particules supersymétriques, comme nous le montrons ultérieurement. Nous avons déterminé tout d'abord l'espace des paramètres GMSB qui correspondent à un $\tilde{\tau}_1$ de durée de vie courte. Ensuite nous avons déterminé l'espace des paramètres correspondant aux co-NLSP sleptons droits. L'ensemble de ces deux déterminations nous a permis de connaître l'espace des paramètres GMSB correspondant aux co-NLSP sleptons droits à courte durée de vie: $N \geq 3$, $100\text{TeV} > \Lambda \gtrsim 30\text{TeV}$, $\Lambda < M \lesssim 10^5\text{TeV}$ et $1.2 \lesssim \tan\beta \lesssim 5$.

5.5 Choix d'un canal de désintégration des particules SUSY

en \tilde{e}_R

5.5.1 SignaI contenant $2\tilde{e}_R$ ou $1\tilde{e}_R$: $4e^\pm + 2jets + E_T$

D'après la section précédente, il y a un co-NLSP \tilde{e}_R de durée de vie courte si: $N \geq 3, 100TeV > \Lambda \geq 30TeV, \Lambda < M \lesssim 10^5TeV$ et $1.2 \lesssim \tan\beta \lesssim 5$. Pour faire cette étude et être quantitatif, nous choisissons les paramisres:

- $N = 3, \Lambda = 30TeV, M/\Lambda = 20, sign\mu > 0$ et $\tan\beta = 5$
- la section efficace de production totale des particules supersymétriques étant 27pb.

Au LHC, un \tilde{e}_R peut être produit soit:

- par production directe d'une paire de \tilde{e}_R dont la désintégration conduit à un electron et un positron et de l'énergie manquantes via le processus $\tilde{e}_R^\pm \tilde{e}_R^\mp \rightarrow e^\pm e^\mp \tilde{G}\tilde{G}$.
- via les désintégrations des particules supersymétriques en cascade ce qui conduit à des signatures très variées.

Afin d'évaluer les contributions de ces deux possibilités, nous étudions la section efficace de production et les rapports d'embranchement des particules supersymétriques. Tout d'abord, le tableau 5.1 montre la section efficace de production des paires de gluino, gluino-squark, squarks et sélectrons. La production des sparticules via l'interaction forte ($\tilde{g}\tilde{g} + \tilde{g}\tilde{q} + \tilde{q}\tilde{q}$) représente environ 90% du totale. Bien que la production direct du \tilde{e}_R soietrès petite (60 fb), il nous reste à étudier les rapports d'embranchement en \tilde{e}_R à partir des productions en cascade.

Production de SUSY	σ (pb)	Production de SUSY	σ (pb)
$\tilde{g}\tilde{q}_R$	7.2	$\tilde{g}\tilde{g}$	3.2
$\tilde{g}\tilde{q}_L$	6.4	$\tilde{q}_R\tilde{q}_R$	2.6
$\tilde{q}_R\tilde{q}_L$	3.3	$\tilde{q}_L\tilde{q}_L$	1.8
$\tilde{e}_R^\pm \tilde{e}_R^\mp$	0.06		

TABLE 5.1 Section efficace de production pour les paires des particules supersymétriques aux paramètres: $\tan\beta = 5, \Lambda = 30TeV, M/\Lambda = 20, sign\mu > 0$ et $N = 3$.

D'après les rapports d'embranchement (tableau annexe F), on constate que les \tilde{e}_R sont produits principalement par la désintégration d'un χ_1^0 ou χ_2^0 . Les neutralinos sont majoritairement produits par la désintégration d'un \tilde{q}_R ou \tilde{q}_L . Compte tenu du spectre de masse (voir tableau annexe G), les squarks peuvent être produit par une désintégration du gluino. La chaîne principale de désintégration en cascade est donc la suivante:

- $\tilde{g} \rightarrow \tilde{q}_{R,L} q$
- $\tilde{q}_L \rightarrow \chi_2^0 q$
- $\tilde{q}_R \rightarrow \chi_1^0 q$
- $\chi_2^0 \rightarrow \tilde{e}_R^\pm e^\mp$
- $\chi_1^0 \rightarrow \tilde{e}_R^\pm e^\mp$

Le tableau 5.2 résume les rapports d'embranchement des \tilde{g} , \tilde{q}_L , \tilde{q}_R , χ_2^0 et χ_1^0 qui conduisent à la production des \tilde{e}_R (voir également tableau dans l'annexe F).

Mode	Br (%)	Mode	BR(%)
$\tilde{g} \rightarrow \tilde{q}_L q$	55	$\tilde{q}_R \rightarrow \chi_1^0 q$	95
$\tilde{g} \rightarrow \tilde{q}_R q$	40	$\chi_2^0 \rightarrow \tilde{e}_R^\pm e^\mp$	22
$\tilde{q}_L \rightarrow \chi_2^0 q$	28	$\chi_1^0 \rightarrow \tilde{e}_R^\pm e^\mp$	31

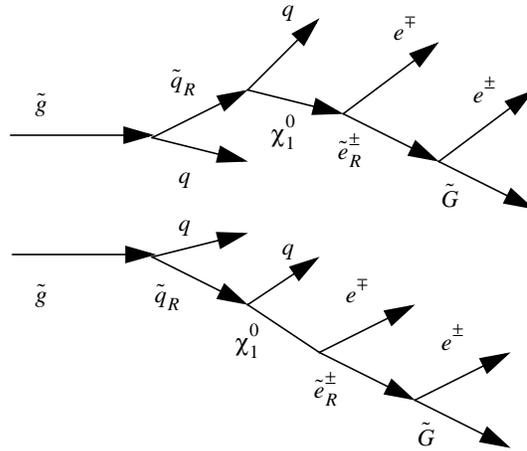
TABLE 5.2 Rapport d'embranchement des particules supersymétriques correspondant aux paramètres: $\tan\beta = 5$, $\Lambda = 30TeV$, $M/\Lambda = 20$, $sign\mu > 0$ et $N = 3$.

La combinaison de la chaîne principale de désintégration en cascade en \tilde{e}_R : ($\tilde{g} \rightarrow \tilde{q}_{R,L} q$, $\tilde{q}_L \rightarrow \chi_2^0 q$, etc.) produit alors au moins 4 électrons et deux jets et de l'énergie manquante provenant du \tilde{G} dans le détecteur. En principe, pour produire $4e^\pm + 2jets + E_T$, il existe 10 combinaisons possibles:

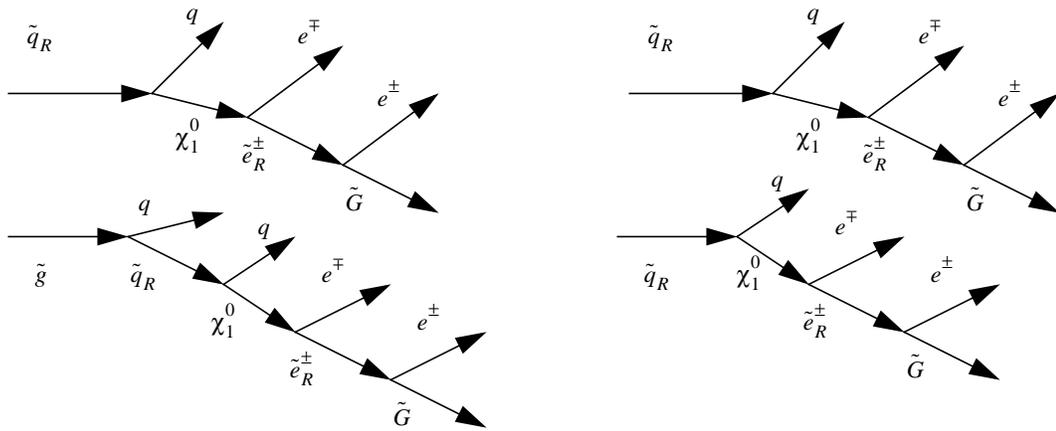
- la contribution de $\tilde{q}_R \tilde{q}_R$: $pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g} \rightarrow \tilde{q}_R q \tilde{q}_R q$, $pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{q}_R \rightarrow \tilde{q}_R q \tilde{q}_R$ et $pp \rightarrow \tilde{q}_R \tilde{q}_R$
- la contribution de $\tilde{q}_L \tilde{q}_L$: $pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g} \rightarrow \tilde{q}_L q \tilde{q}_L q$, $pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{q}_L \rightarrow \tilde{q}_L q \tilde{q}_R$ et $pp \rightarrow \tilde{q}_L \tilde{q}_L$
- la contribution de $\tilde{q}_L \tilde{q}_R$: $pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g} \rightarrow \tilde{q}_R q \tilde{q}_L q$, $pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{q}_R \rightarrow \tilde{q}_L q \tilde{q}_R q$, $pp \rightarrow \tilde{q}_R \tilde{q}_L$ et $pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{q}_L \rightarrow \tilde{q}_R q \tilde{q}_L q$

La figure 5.9 montre les diagrammes de Feynman correspondant à la contribution de $\tilde{q}_R \tilde{q}_R$. Pour les contributions de $\tilde{q}_L \tilde{q}_L$ et de $\tilde{q}_L \tilde{q}_R$, nous les avons décrit dans l'annexe H. Il existe aussi la participation du $\tilde{\tau}_1$ à la génération de $4e^\pm + 2jets + E_T$ par les processus $\chi_2^0 \rightarrow \tilde{\tau}_1^\pm \tau^\mp$, $\chi_1^0 \rightarrow \tilde{\tau}_1^\pm \tau^\mp$ et la désintégration du τ en un electron. La contribution de ces processus est d'environ 3%. Elle est petite par rapport à celle des processus contenant les \tilde{e}_R , puisque le rapport d'embranchement pour la désintégration de τ en un electron est seulement 17%. Le tableau 5.3 présente le nombre d'événement attendu par les processus en cascade pour $4e^\pm + 2jets + E_T$ contenant 2 \tilde{e}_R ou 1 \tilde{e}_R (et 1 $\tilde{\tau}_1$). Nous avons également indiquer le

nombre d'événement attendu par production directe de $2 \tilde{e}_R$ conduisant à des signatures $2e^\pm + \cancel{E}_T$. Le nombre d'événement attendu $4e^\pm + 2jets + \cancel{E}_T$ issus de désintégrations en cascade (966 fb) est beaucoup plus grand que celui de $2e^\pm + \cancel{E}_T$ provenant de la production direct du \tilde{e}_R . De plus, pour $2e^\pm + \cancel{E}_T$, les bruits du fond supposés provenant du modèle standard et de supersymétrie sont bien plus grands que ceux pour $4e^\pm + 2jets + \cancel{E}_T$. Ces deux raisons nous conduisent à sélectionner des événements contenant $4e^\pm + 2jets + \cancel{E}_T$.



(a) $pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g} \rightarrow \tilde{q}_R q \tilde{q}_R q$



(b) $pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{q}_R \rightarrow \tilde{q}_R q \tilde{q}_R q$

(c) $pp \rightarrow \tilde{q}_R \tilde{q}_R$

Figure 5.9 Diagrammes de Feynman correspondant à la contribution de $\tilde{q}_R \tilde{q}_R$ à la génération de $4e^\pm + 2jets + \cancel{E}_T$,

Mode contribution	$2 \tilde{e}_R$	$1 \tilde{e}_R$		Production directe du \tilde{e}_R
$\tilde{q}_R \tilde{q}_R$	653 fb	136 fb		60 fb
$\tilde{q}_R \tilde{q}_L$	127 fb	27 fb		
$\tilde{q}_L \tilde{q}_L$	19 fb	4 fb		
Total	799 fb	167 fb	966 fb	

TABLE 5.3 Nombre d'événement attendu pour $4e^\pm + 2jets + E_T$ contenu $2 \tilde{e}_R$ et un \tilde{e}_R puis pour $2e^\pm + E_T$ provenant de production directe du \tilde{e}_R

Récapitulation

Un \tilde{e}_R peut être produit au LHC soit par production directe d'une paire de \tilde{e}_R ou via les désintégrations des particules supersymétriques en cascade. La désintégration d'une paire de \tilde{e}_R conduit à $2e^\pm + E_T$ via le processus $\tilde{e}_R^\pm \tilde{e}_R^\mp \rightarrow e^\pm e^\mp \tilde{G}\tilde{G}$. D'autre part, les désintégrations des particules supersymétriques en cascade conduisent à des signatures très variées. D'après la section efficace de production et les rapports d'embranchement de désintégration des particules supersymétriques, nous avons constaté que les chaînes principales de désintégration en cascade en \tilde{e}_R ($\tilde{g} \rightarrow \tilde{q}_{R,L}q$, etc.) produisent au moins 4 électrons, 2 jets et de l'énergie manquante. D'après le nombre d'événement attendu, nous avons constaté que le nombre d'événement de $4e^\pm + 2jets + E_T$ produit par désintégration des particules supersymétriques en cascade est beaucoup plus grand que celui de $2e^\pm + E_T$ provenant de la production directe du \tilde{e}_R . En outre, les bruits de fond supposés provenant du modèle standard et de supersymétrie sont favorables au canal $4e^\pm + 2jets + E_T$. Ce canal constitue donc notre canal d'analyse.

5.5.2 Bruit de fond $4e^\pm + 2jets + E_T$

En principe, les bruits de fond possibles provenant du modèle standard sont $t\bar{t} \rightarrow 4e^\pm + 2jets$ et $Zb\bar{b} \rightarrow 4e^\pm + 2jets$. Les bruits de fond provenant de supersymétrie impliquent un $\tilde{\tau}_1$ à la génération de $4e^\pm + 2jets + E_T$ par les processus $\chi_2^0 \rightarrow \tilde{\tau}_1^\pm \tau^\mp$, $\chi_1^0 \rightarrow \tilde{\tau}_1^\pm \tau^\mp$ et la désintégration de τ en un électron. Pour sélectionner le signal, nous faisons les constatations suivantes

- les électrons du signal sont isolés par rapport à ceux produits via le processus $t\bar{t} \rightarrow 4e^\pm + 2jets$ et $Zb\bar{b} \rightarrow 4e^\pm + 2jets$
- les événements du signal ont moins d'énergie manquante (provenant du \tilde{G}) par rapport aux bruit de fond SUSY (E_T provenant de \tilde{G}, ν_e et ν_τ)

Dans cette section, nous identifions les bruits de fond du modèle standard et supersymétriques.

Bruit de fond: $t\bar{t} \rightarrow 4e^\pm + 2jets + E_T$

La section efficace de production $t\bar{t}$ au LHC est d'environ 515 pb. La figure 5.10 présente les diagrammes de Feynman pour la production de $t\bar{t}$ via $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$ et $gg \rightarrow t\bar{t}$. Afin de produire $4e^\pm + 2jets + E_T$, les chaînes principales de désintégrations sont

- 1) $t \rightarrow Wb$; $W \rightarrow e\nu_e$ et $b \rightarrow e\nu_e c$
- 2) $t \rightarrow Wb$; $W \rightarrow \tau\nu_\tau$ et $b \rightarrow e\nu_e c$ puis $\tau \rightarrow e\nu_e \nu_\tau$
- 3) $t \rightarrow Wb$; $W \rightarrow qq'$ et $b \rightarrow e\nu_e c$ puis $q \rightarrow e\nu_e q''$ ou $q' \rightarrow e\nu_e q'''$

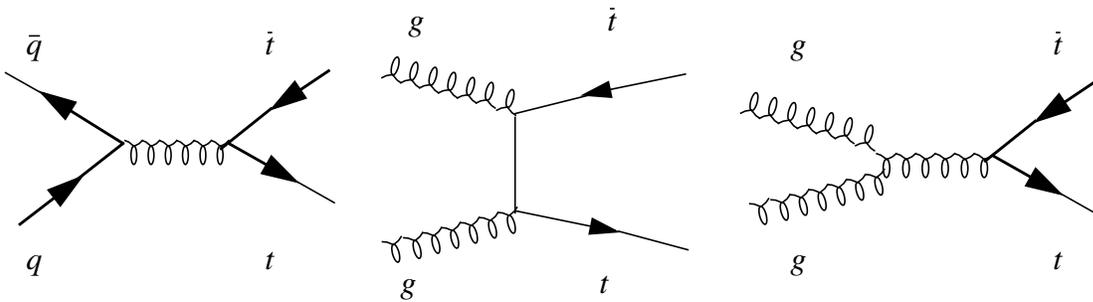


Figure 5.10 Diagramme de Feynman pour la production de $t\bar{t}$

Le tableau 5.4 présente les rapports d'embranchement de désintégration du boson W et des mésons. D'après les rapports d'embranchement, nous constatons que le nombre d'événement de la chaîne contenant $W \rightarrow e\nu_e$ est plus grand que celui de $W \rightarrow \tau\nu_\tau$. De plus, en principe, les électrons produits par la chaîne contenant $W \rightarrow e\nu_e$ sont plus énergétiques que ceux de la chaîne $W \rightarrow qq'$. Ils sont plus isolés et sont donc plus ressemblant aux électrons du signal.

Ces trois raisons nous conduisent à sélectionner les bruit de fond $4e^\pm + 2jets + E_T$ provenant de la chaîne $t \rightarrow Wb$; $W \rightarrow e\nu_e$ et $b \rightarrow e\nu_e c$ qui constitue le bruit de fond modèle standard dominant. La figure 5.11 présente le diagramme de Feynman correspondant.

Mode	Br (%)	Mode	BR(%)
$t \rightarrow Wb$	99.8	$W \rightarrow hadrons$	67
$W \rightarrow e\nu_e$	10.9	$B^0 \rightarrow l\nu X$	10.5
$W \rightarrow \tau\nu_\tau$	11.3	$D^0 \rightarrow l\nu X$	6.8

TABLE 5.4 Rapports d'embranchement de désintégration du boson W et des mésons.

Afin de générer les événements de $t\bar{t} \rightarrow 4e^\pm + 2jets + E_T$, nous avons utilisé le programme PYTHIA[5]. Nous avons tout d'abord présélectionné les électrons qui possèdent une impulsion transverse $p_T > 6 GeV$ et une pseudo-rapidité $|\eta| < 2.5$ dans l'acceptance angulaire ses calorimètres de CMS. Après cette présélection des électrons, le nombre d'événement de $t\bar{t} \rightarrow 4e^\pm + 2jets + E_T$ attendu est de 27 fb.

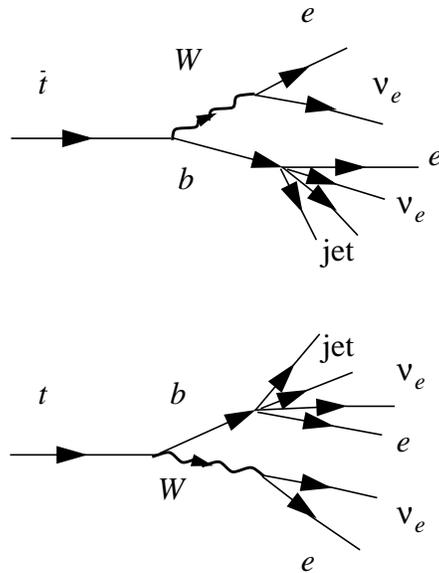


Figure 5.11 Diagramme de Feynman pour $t\bar{t} \rightarrow 4e^\pm + 2jets + E_T$

Bruit de fond: $Zb\bar{b} \rightarrow 4e^\pm + 2jets + E_T$

Le deuxième bruit de fond important provenant du modèle standard est le processus $Zb\bar{b} \rightarrow 4e^\pm + 2jets + E_T$. Le $Zb\bar{b}$ peut être produit via $gg \rightarrow Zb\bar{b}$ ou $q\bar{q} \rightarrow Zb\bar{b}$. La section efficace et les diagrammes de Feynman de production de $Zb\bar{b}$ sont évalués dans la référence[6]. La section efficace totale de production de $Zb\bar{b}$ est d'environ 929 pb. Afin de produire $4e^\pm + 2jets + E_T$, les chaînes principales de désintégrations sont

- 1) $Z \rightarrow e^\pm e^\mp$, $b \rightarrow e^- \bar{\nu}_e c$ et $\bar{b} \rightarrow e^+ \nu_e \bar{c}$
- 2) $Z \rightarrow \tau^\pm \tau^\mp$, $b \rightarrow e^- \bar{\nu}_e c$ et $\bar{b} \rightarrow e^+ \nu_e \bar{c}$ puis $\tau \rightarrow e \nu_e \nu_\tau$
- 3) $Z \rightarrow q\bar{q}$, $b \rightarrow e^- \bar{\nu}_e c$ et $\bar{b} \rightarrow e^+ \nu_e \bar{c}$ puis $q \rightarrow e^+ \bar{\nu}_e q'$ et $\bar{q} \rightarrow e^- \nu_e \bar{q}'$

Le tableau 5.5 présente les rapports d'embranchement de désintégration du boson Z et des mésons. D'après les rapports d'embranchement, nous constatons que le nombre d'événement de la chaîne contenant $Z \rightarrow e^\pm e^\mp$ est plus grand que celui de $Z \rightarrow \tau^\pm \tau^\mp$. De plus, en principe, les électrons produits par la chaîne contenant $Z \rightarrow e^\pm e^\mp$ sont plus énergétiques et isolés que ceux de la chaîne $Z \rightarrow q\bar{q}$. Ces trois raisons nous conduisent à sélectionner le bruit de fond $4e^\pm + 2jets + E_T$ provenant de chaîne $Z \rightarrow e^\pm e^\mp$, $b \rightarrow e^- \bar{\nu}_e c$ et $\bar{b} \rightarrow e^+ \nu_e \bar{c}$. La figure 5.11 présente le diagramme de Feynman correspondant.

Mode	Br (%)	Mode	BR(%)
$Z \rightarrow e^\pm e^\mp$	3	$\tau \rightarrow e \nu_e \nu_\tau$	17
$Z \rightarrow \tau^\pm \tau^\mp$	3	$B^0 \rightarrow l \nu X$	10.5
$Z \rightarrow b\bar{b}$	15.1	$D^0 \rightarrow l \nu X$	6.8

TABLE 5.5 Rapports d'embranchement de désintégration du boson Z , de τ et des mésons.

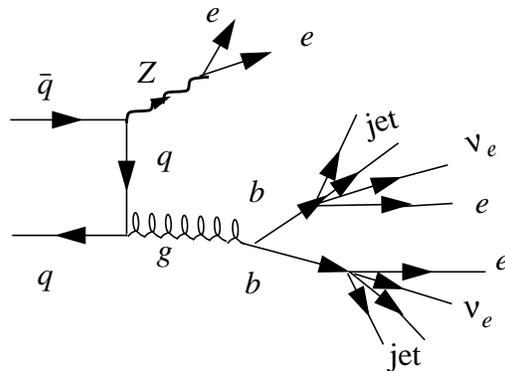


Figure 5.12 Diagramme de Feynman pour $Zb\bar{b} \rightarrow 4e^\pm + 2jets + E_T$

Pour les événements $Zb\bar{b} \rightarrow 4e^\pm + 2jets + E_T$, nous avons sélectionné les électrons possédant $|\eta| < 2.5$ et $p_T > 6 GeV$. Après la présélection des électrons, le nombre d'événement attendu est 21 fb.

Bruit de fond SUSY: $2 \tilde{\tau}_1$

Les bruits de fond les plus importants provenant de supersymétrie sont les désintégrations des particules supersymétriques en $\tilde{\tau}_1$ contribuant à $4e^\pm + 2jets + E_T$. La chaîne principale de désintégration en cascade est la suivante:

- $\tilde{g} \rightarrow \tilde{q}_{R,L} q$
- $\tilde{q}_L \rightarrow \chi_2^0 q$
- $\tilde{q}_R \rightarrow \chi_1^0 q$
- $\chi_2^0 \rightarrow \tilde{\tau}_1^\pm \tau^\mp$
- $\chi_1^0 \rightarrow \tilde{\tau}_1^\pm \tau^\mp$
- $\tilde{\tau}_1^\pm \rightarrow \tau^\pm \tilde{G}$
- $\tau^\pm \rightarrow e^\pm \nu_e \nu_\tau$

La combinaison de cette chaîne principale produit alors au moins 4 électrons et deux jets et de l'énergie manquante provenant de ν_e, ν_τ et \tilde{G} . Comme le signal (voir section 5.5.1), il existe aussi 10 combinaisons possibles contenant $2\tilde{\tau}_1$ qui produisent $4e^\pm + 2jets + E_T$. Dans la figure suivante, nous montrons le diagramme de Feynman pour: $pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g} \rightarrow \tilde{q}_R q \tilde{q}_R q$ contenant $2\tilde{\tau}_1$.

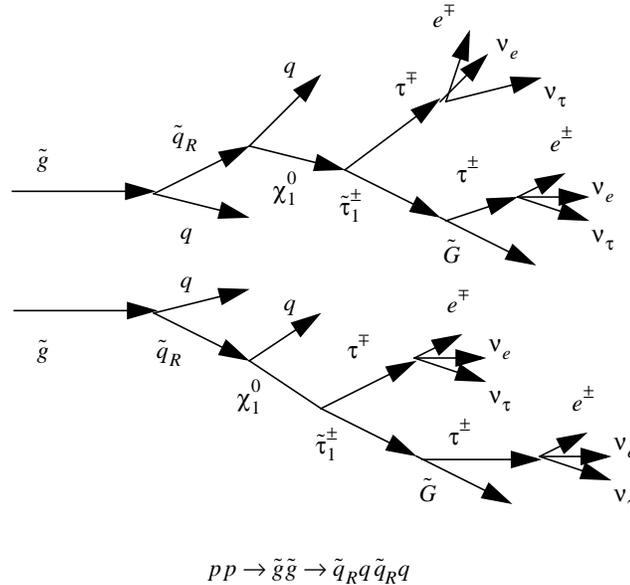


Figure 5.13 Diagramme de Feynman $pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g} \rightarrow \tilde{q}_R q \tilde{q}_R q$ pour $4e^\pm + 2jets + E_T$ contenant $2\tilde{\tau}_1$.

Mode contribution	$2 \tilde{\tau}_1$
$\tilde{q}_R \tilde{q}_R$	28.3 fb
$\tilde{q}_R \tilde{q}_L$	5.7 fb
$\tilde{q}_L \tilde{q}_L$	0.8 fb
Total	34.9 fb

TABLE 5.6 Nombre d'événement attendus pour $4e^\pm + 2jets + E_T$ contenu $2 \tilde{\tau}_1$

D'après la section efficace de production (voir tableau 5.1) et les rapports d'embranchement (voir tableau 5.2) des particules supersymétriques, le nombre d'événement attendu $4e^\pm + 2jets + E_T$ contenant $2\tilde{\tau}_1$ est d'environ 35 fb (voir également tableau 5.6).

En utilisant le programme ISAJET, nous avons généré $4e^\pm + 2jets + E_T$ en sélectionnant les électrons qui possèdent $|\eta| < 2.5$ et $p_T > 6 GeV$. Après la présélection des électrons ($|\eta| < 2.5$ et $p_T > 6 GeV$), le nombre d'événement $4e^\pm + 2jets + E_T$ attendu est 27 fb.

5.5.3 Sélection des $4e^\pm + 2jets + E_T$ et masse invariante de di-électrons

Sélection des $4e^\pm + 2jets + E_T$

Le signal est constitué d'événements (au moins $2e^-$, $2e^+$, $2jets$ et E_T) contenant $2\tilde{e}_R$ ou $1\tilde{e}_R$ issu très majoritairement des désintégrations en cascade. Après présélection des e^\pm ($|\eta| < 2.5$ et $p_T > 6 GeV$), le nombre d'événements attendu du signal est 793 fb. Or les jets du signal peuvent produire des e^\pm ($q \rightarrow e^\pm v_q q'$). Les e^\pm provenant des jets du signal sont moins énergétiques que ceux provenant du χ_1^0 ou χ_2^0 et \tilde{e}_R du signal. Afin de sélectionner les $4e^\pm$ provenant du χ_1^0 ou χ_2^0 et \tilde{e}_R , nous avons tout d'abord trié les électrons produits selon les valeurs décroissantes de l'impulsion transverse. Ceci est aussi appliqué aux bruits de fond du modèle standard et de supersymétrie. Les figures 5.15-16. montrent les distributions de l'impulsion transverse de $4e^\pm$ du signal superposées à celles des $4e^\pm$ du bruit de fond de supersymétrie (figure 5.15), $t\bar{t}$ (figure 5.16) et $Zb\bar{b}$ (figure 5.17). Dans ces figures, les distributions n'est pas être normalisé à une luminosité commune. On ne comparera donc que la forme des distributions. Les traits pleins représentent les e^\pm du signal, les traits pointillés sont ceux du bruit de fond. Nous notons que les $4e^\pm$ du signal sont bien énergétiques par rapport à ceux des bruits de fond.

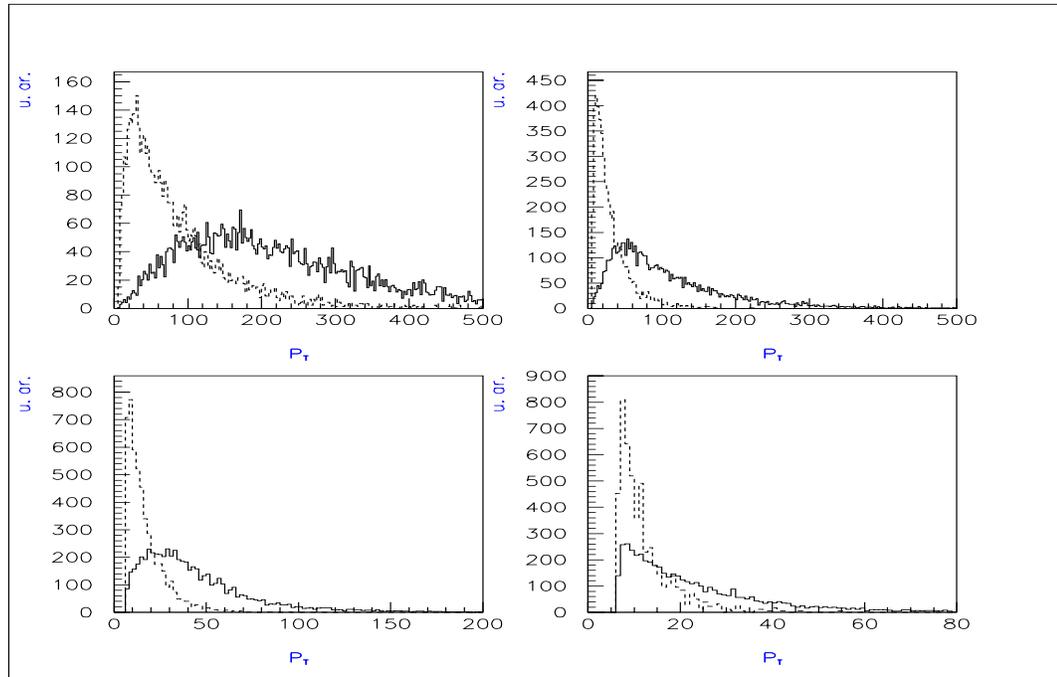


Figure 5.14 Distributions des $4 e^{\pm}$ du signal (traits pleins) superposées à celles des $4 e^{\pm}$ du bruit de fond de supersymétrie (pointillés). Dans cette figure, il y a autant d'événements du signal que de fond.

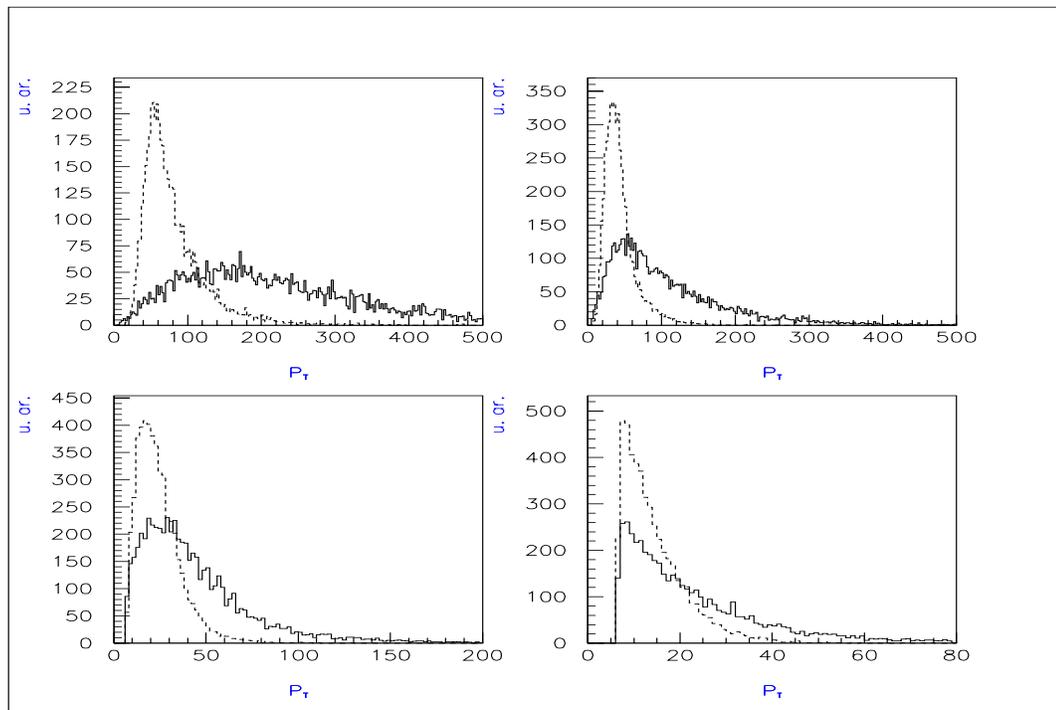


Figure 5.15 Distributions des $4 e^{\pm}$ du signal (traits pleins) superposées à celles des $4 e^{\pm}$ du bruit de fond $t\bar{t} \rightarrow 4e^{\pm} + 2jets + E_T$ (pointillés). Dans cette figure, il y a autant d'événement du signal que de fond.

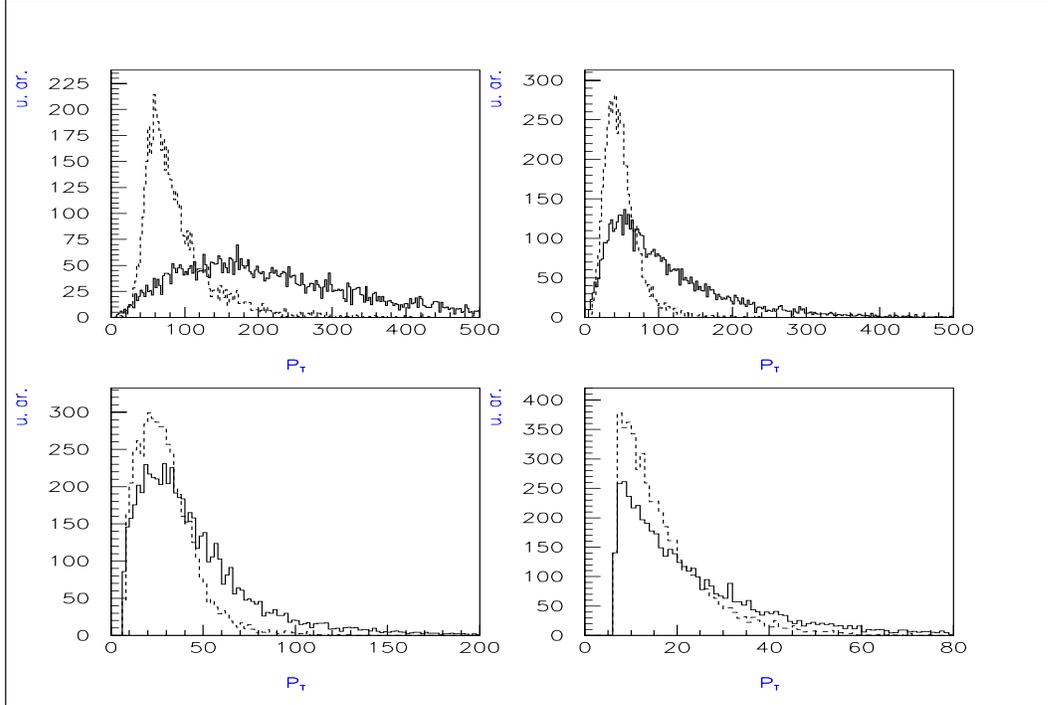


Figure 5.16 Distributions des 4 e^\pm du signal (traits pleins) superposées à celles des 4 e^\pm du bruit de fond $Zb\bar{b} \rightarrow 4e^\pm + 2jets + E_T$ (pointillés). Dans cette figure, il y a autant d'événement du signal que de fond.

On constate que la présélection des e^\pm avec $p_T > 6 GeV$, entame peu les distributions du signal (si ce n'est pour le quatrième e^\pm), mais est beaucoup plus sévère à l'égard des bruits de fond dès le premier électron. Compte tenu des sections efficaces du signal: 793 fb et celles du bruit de fond totale 75 fb, une sélection plus stricte ne s'avère pas nécessaire.

Masse invariante de di-électrons

Les $4e^\pm$ du signal sont produits très majoritairement par les deux sources:

- 1) $\tilde{q}_R \rightarrow q\chi_1^0 \rightarrow qe^\pm \tilde{e}_R^\mp \rightarrow qe^\pm e^\mp \tilde{G}$
- 2) $\tilde{q}_L \rightarrow q\chi_2^0 \rightarrow qe^\pm \tilde{e}_R^\mp \rightarrow qe^\pm e^\mp \tilde{G}$

Selon la masse du χ_1^0 (116 GeV) et celle du χ_2^0 (206 GeV), la distribution de masse invariante de di-électron (un e^- et un e^+) produits par le processus $\chi_1^0 \rightarrow e^\pm \tilde{e}_R^\mp \rightarrow e^\pm e^\mp \tilde{G}$ est très différente par rapport à celle produits par $\chi_2^0 \rightarrow e^\pm \tilde{e}_R^\mp \rightarrow e^\pm e^\mp \tilde{G}$. La valeur du maximum de masse invariante de $2e^\pm$ provenant d'un χ_1^0 et un \tilde{e}_R est obtenu lorsque le \tilde{G} emporte une énergie nulle et vaut:

$$M_{e^+e^-}^{MAX1} = \sqrt{m_{\chi_1^0}^2 - m_{\tilde{e}_R}^2} \quad (5.3)$$

$$= \sqrt{116^2 - 105^2} GeV = 49.3 GeV$$

Par contre, celle de $2e^\pm$ provenant d'un χ_2^0 et un \tilde{e}_R est

$$M_{e^+e^-}^{MAX2} = \sqrt{m_{\tilde{\chi}_2^0}^2 - m_{\tilde{e}_R}^2} \quad (5.4)$$

$$= \sqrt{206^2 - 105^2} GeV = 177.2 GeV$$

La distribution de masse invariante de $2e^\pm$ du signal possède alors deux ruptures une à 49.3 GeV l'autre à 177.2 GeV. La figure 5.17 montre la distribution de la masse invariante de $2e^\pm$ du signal superposée à celles des bruits de fond du modèle standard et de supersymétrie. Ces distributions représentent le nombre d'événements attendu à la basse luminosité, $10 fb^{-1}$. Afin de tenir compte de la résolution finie du calorimètre électromagnétique sur l'énergie des électrons ($\sigma_E/E = 2.7\%/\sqrt{E} \oplus 0.55\%/E \oplus 155 MeV$) nous avons introduit une fluctuation gaussienne du E au niveau générateur paramétrisé $\sigma_E = f(E)$. La première rupture à 49 GeV clairement visible. Par contre, le seconde à 177 GeV est difficilement observable compte tenu du bruit de fond combinatoire.

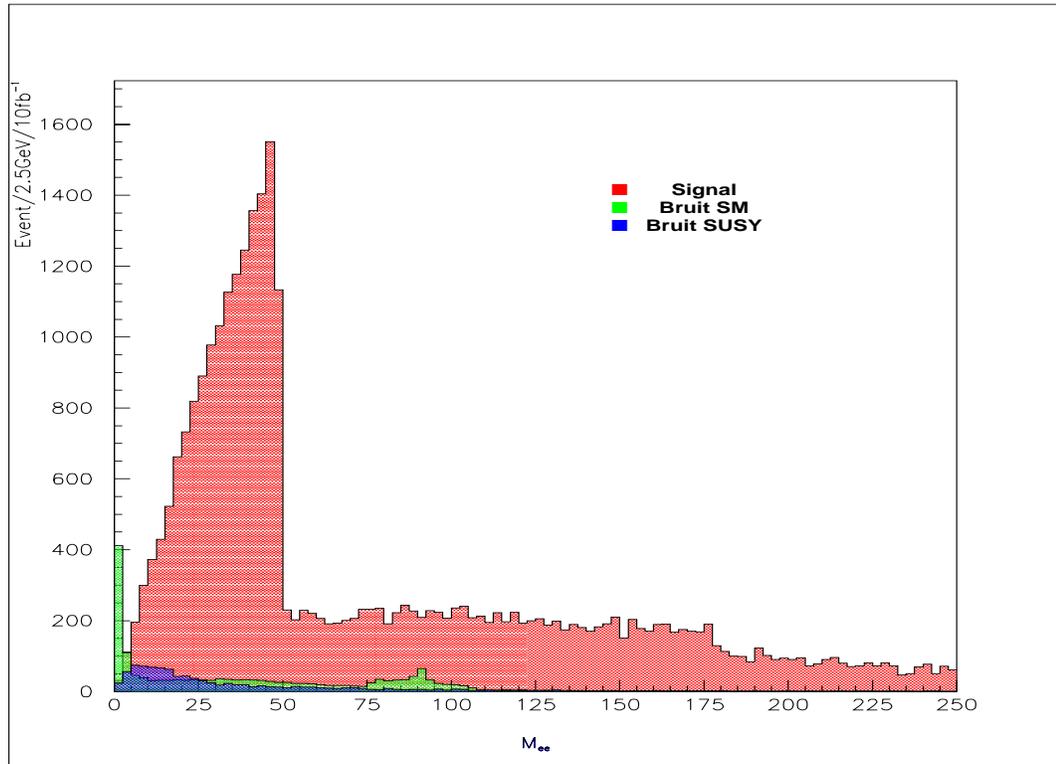


Figure 5.17 Distributions de la masse invariante de $2e^\pm$ du signal, des bruits de fond du modèle standard et de supersymétrie. Les distributions représentent le nombre d'événements attendu à la basse luminosité $10 fb^{-1}$.

Compte tenu du section efficace de production des particules supersymétriques correspondant aux paramètres $\Lambda = 30\text{TeV}$, $M/\Lambda = 20$, $N = 3$, $\tan\beta = 5$ et $\text{sign}\mu > 0$, l'observation d'un signal au delà du modèle standard serait évidence. Un critère de "découvrabilité" fondé sur la signification statistique du signal: $S \equiv (N/\sqrt{B+N})$ ou N représente le nombre d'événements du signal et B représente le nombre d'événement des bruits du fond, donnerait des valeurs nettement supérieur à $S = 5$. ($793/\sqrt{793+75} = 26.9$). Par contre, la mesure des ruptures de pente de la distribution di-électron doit permettre de mesurer les masses des particules et donc donne une indication sur les paramètre de la théorie. La prochaine section est consacré à en mesures.

5.6 Mesure de la masse du \tilde{e}_R , χ_1^0 , et \tilde{q}_R

Afin de mesurer la masse des particules, \tilde{g} , \tilde{q}_L , \tilde{q}_R , χ_1^0 , χ_2^0 et \tilde{e}_R du signal, nous avons

- 4 e^\pm qui sont sélectionnés selon les valeurs décroissantes de l'impulsion transverse.
- au moins 2 jets : Si $pp \rightarrow \tilde{q}\tilde{q}$, il existe 2 jets (voir figure 5.9(c))
Si $pp \rightarrow \tilde{q}\tilde{g}$, il existe 3 jets (voir figure 5.9(b))
Si $pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}$, il existe 4 jets (voir figure 5.9(a))
- E_T provenant de $2\tilde{G}$

La masse invariante maximale des différents objets (les jets et e^\pm) de l'état final sont obtenus lorsque le gravitino de l'état final emporte une énergie nulle. Le calcul des masses invariantes maximales de ces différents objets permet d'accéder à la masse des particules. Ainsi

- (1) $M_{e^+e^-}^{MAX}$: la valeur maximale de masse invariante de e^+e^- est liée à l'équation 5.3 et 5.4 à $m_{\chi_1^0}$ (ou $m_{\chi_2^0}$) et $m_{\tilde{e}_R}$
- (2) $M_{je^\pm}^{MAX}$: la valeur maximale de masse invariante d'un jet et un e^\pm provenant du processus $\tilde{q}_R \rightarrow q\chi_1^0 \rightarrow qe^\pm \tilde{e}_R$ ou $\tilde{q}_L \rightarrow q\chi_2^0 \rightarrow qe^\pm \tilde{e}_R$

D'après la masse des particules (voir l'annexe G), le calcul de $M_{je^\pm}^{MAX}$ est exprimé par

$$M_{je^\pm}^{MAX1} = \sqrt{m_{\tilde{q}_R}^2 - m_{\chi_1^0}^2} \sqrt{1 - \frac{m_{\tilde{e}_R}^2}{m_{\chi_1^0}^2}} \quad (5.5)$$

$$= \sqrt{635^2 - 116^2} \sqrt{1 - \frac{105^2}{116^2}} = 265.3 GeV$$

et

$$M_{je^\pm}^{MAX2} = \sqrt{m_{\tilde{q}_L}^2 - m_{\chi_2^0}^2} \sqrt{1 - \frac{m_{\tilde{e}_R}^2}{m_{\chi_2^0}^2}} \quad (5.6)$$

$$= \sqrt{658^2 - 206^2} \sqrt{1 - \frac{105^2}{206^2}} = 537.6 GeV$$

- (3) $M_{je^\pm e^\mp}^{MAX}$: la valeur maximale de masse invariante d'un jet et e^+e^- provenant du processus $\tilde{q}_R \rightarrow q\chi_1^0 \rightarrow qe^\pm \tilde{e}_R \rightarrow qe^\pm e^\mp \tilde{G}$
ou $\tilde{q}_L \rightarrow q\chi_2^0 \rightarrow qe^\pm \tilde{e}_R \rightarrow qe^\pm e^\mp \tilde{G}$

D'après la masse des particules, le calcul de $M_{je^\pm e^\mp}^{MAX}$ est

$$\begin{aligned} M_{je^+e^-}^{MAX1} &= \sqrt{m_{\tilde{q}_R}^2 - m_{\tilde{e}_R}^2} \\ &= \sqrt{635^2 - 105^2} = 626.3 GeV \end{aligned} \quad (5.7)$$

et

$$\begin{aligned} M_{je^+e^-}^{MAX2} &= \sqrt{m_{\tilde{q}_L}^2 - m_{\tilde{e}_R}^2} \\ &= \sqrt{658^2 - 105^2} = 649.5 GeV \end{aligned}$$

En utilisant les valeurs $M_{e^+e^-}^{MAX}$, $M_{je^\pm}^{MAX}$ et $M_{je^\pm e^\mp}^{MAX}$, nous pouvons mesurer les masses du \tilde{q}_L , \tilde{q}_R , χ_1^0 , χ_2^0 et \tilde{e}_R . Ainsi:

$$m_{\tilde{e}_R} = \frac{M_{e^+e^-}^{MAX1} \sqrt{(M_{je^\pm e^\mp}^{MAX1})^2 - (M_{je^\pm}^{MAX1})^2 - (M_{e^+e^-}^{MAX1})^2}}{M_{je^\pm}^{MAX1}} \quad (5.8)$$

$$= \frac{M_{e^+e^-}^{MAX2} \sqrt{(M_{je^\pm e^\mp}^{MAX2})^2 - (M_{je^\pm}^{MAX2})^2 - (M_{e^+e^-}^{MAX2})^2}}{M_{je^\pm}^{MAX2}}$$

$$m_{\chi_1^0} = \sqrt{(M_{e^+e^-}^{MAX1})^2 + m_{\tilde{e}_R}^2} \quad m_{\chi_2^0} = \sqrt{(M_{e^+e^-}^{MAX2})^2 + m_{\tilde{e}_R}^2} \quad (5.9)$$

$$m_{\tilde{q}_R} = \sqrt{(M_{je^\pm e^\mp}^{MAX1})^2 + m_{\tilde{e}_R}^2} \quad m_{\tilde{q}_L} = \sqrt{(M_{je^\pm e^\mp}^{MAX2})^2 + m_{\tilde{e}_R}^2} \quad (5.10)$$

Nous résumons:

- La mesure des trois valeurs $M_{e^+e^-}^{MAX}$, $M_{je^\pm}^{MAX}$ et $M_{je^\pm e^\mp}^{MAX}$ peut nous conduire à la mesure des masses des particules supersymétriques de l'état final.
- Les valeurs du maximum des masses invariantes $M_{e^+e^-}^{MAX1}$, $M_{je^\pm e^\mp}^{MAX1}$ et $M_{je^\pm}^{MAX1}$ provient du processus $\tilde{q}_R \rightarrow q\chi_1^0 \rightarrow qe^\pm \tilde{e}_R \rightarrow qe^\pm e^\mp \tilde{G}$. Elles participent à la mesure des masses de \tilde{q}_R , χ_1^0 et \tilde{e}_R .
- Par contre, les valeurs du maximum $M_{e^+e^-}^{MAX2}$, $M_{je^\pm e^\mp}^{MAX2}$ et $M_{je^\pm}^{MAX2}$ provient du processus $\tilde{q}_L \rightarrow q\chi_2^0 \rightarrow qe^\pm \tilde{e}_R \rightarrow qe^\pm e^\mp \tilde{G}$. Elles participent à la mesure des masses de \tilde{q}_L , χ_2^0 et \tilde{e}_R .

Afin de mesurer les masses des particules du signal, il est alors nécessaire de bien mesurer les valeurs $M_{e^+e^-}^{MAX}$, $M_{je^\pm}^{MAX}$ et $M_{je^\pm e^\mp}^{MAX}$ dans la distribution de masse invariante de e^+e^- , $jet e^\pm$ et $jet e^+e^-$.

5.6.1 Mesure des valeurs du maximum de masse invariante

Le calcul précédent de masses invariantes maximales a été obtenu lorsqu'on combine les différents objets de l'état final provenant de la même chaîne de désintégration de squark. Cependant dans notre signal, il y a toujours deux squarks (soit $\tilde{q}_R \tilde{q}_R$ soit $\tilde{q}_R \tilde{q}_L$ soit $\tilde{q}_L \tilde{q}_L$). Par conséquent, expérimentalement lorsqu'on combine un e^\pm et un e^\mp (soit un jet, un e^\pm , et un e^\mp soit un jet et e^\pm), il est possible d'avoir deux combinaisons :

- (1) On combine les deux (ou trois) objets de l'état final provenant de la même chaîne (le signal)
- (2) On combine les deux objets provenant des différentes chaînes et on obtient le bruit de fond combinatoire, voir également figure 5.18.

La figure 5.19 montre la distribution de masse invariante de $e^\pm e^\mp$ en représentant le nombre d'événement attendu à la basse luminosité $10 fb^{-1}$. Dans cette figure les traits hachurés montrent la contribution des bruits de fond combinatoires. La figure 5.19 possède deux ruptures: une à environ 49 GeV correspondant à $M_{e^+e^-}^{MAX1}$ et une autre à 177 GeV correspondant à $M_{e^+e^-}^{MAX2}$ (voir équations 5.3 et 5.4). Cependant le deuxième rupture à 177 GeV est difficile à observer puis statistiquement son nombre d'événement n'est pas suffisant pour mesurer la valeur de maximum de masse invariante $M_{e^+e^-}^{MAX2}$ par rapport à celui du bruit de fond combinatoire. Nous ne mesurons donc que les valeurs du maximum $M_{je^\pm e^\mp}^{MAX1}$, $M_{je^\pm e^\mp}^{MAX1}$ et $M_{je^\pm}^{MAX1}$ (provenant du processus $\tilde{q}_R \rightarrow q\chi_1^0 \rightarrow qe^\pm \tilde{e}_R \rightarrow qe^\pm e^\mp \tilde{G}$). Dans la suite, nous allons alors présenter comment expérimentalement nous pouvons mesurer les trois valeurs $M_{e^+e^-}^{MAX1}$, $M_{je^\pm e^\mp}^{MAX1}$ et $M_{je^\pm}^{MAX1}$.

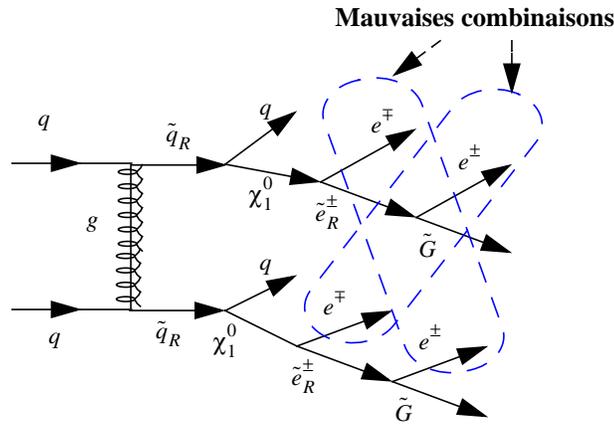


Figure 5.18 Exemple de mauvaise combinaison de $e^+ e^-$ dans la production d'une paire \tilde{q}_R

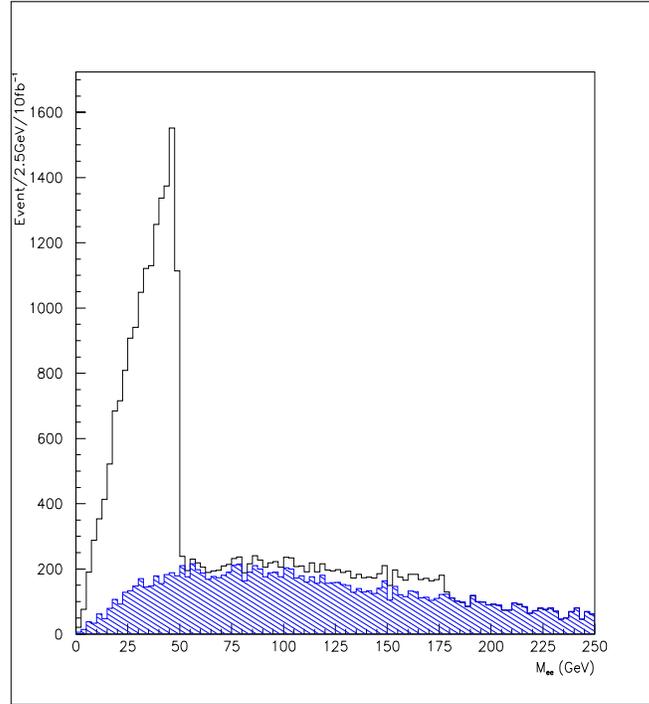


Figure 5.19 Distribution de masse invariante de $e^{\pm} e^{\mp}$ de l'état final. Cette distribution représente le nombre d'événement attendu à la basse luminosité $10 fb^{-1}$. Dans cette figure, les traits hachurés montent la contribution du bruit de fond combinatoire.

5.6.1.1 Mesure de la valeur du maximum $M_{e^+e^-}^{MAX1}$

La valeur $M_{e^+e^-}^{MAX1}$ calculée par la théorie est 49.3 GeV (voir équation 5.3). Cependant dans la distribution de masse invariante de $e^{\pm} e^{\mp}$ que nous avons simulée (voir également figure 5.19), nous pouvons voir que cette valeur $M_{e^+e^-}^{MAX1}$ n'est pas exactement celle de la théorie. Compte tenu des erreurs venues à l'appareillage, afin de préciser la masse invariante maximale, nous avons fait le test χ^2 qui permet de faire la comparaison des valeurs simulées et des valeurs théoriques (voir annexe I). La figure 5.20 montre le meilleur cas du calcul χ^2 . Par ce test χ^2 nous avons enfin obtenu une valeur maximale $M_{e^+e^-}^{MAX1}$ optimisée (voir également annexe I):

$$M_{e^+e^-}^{MAX1} = 51.36 \pm 2.5 GeV \quad (5.11)$$

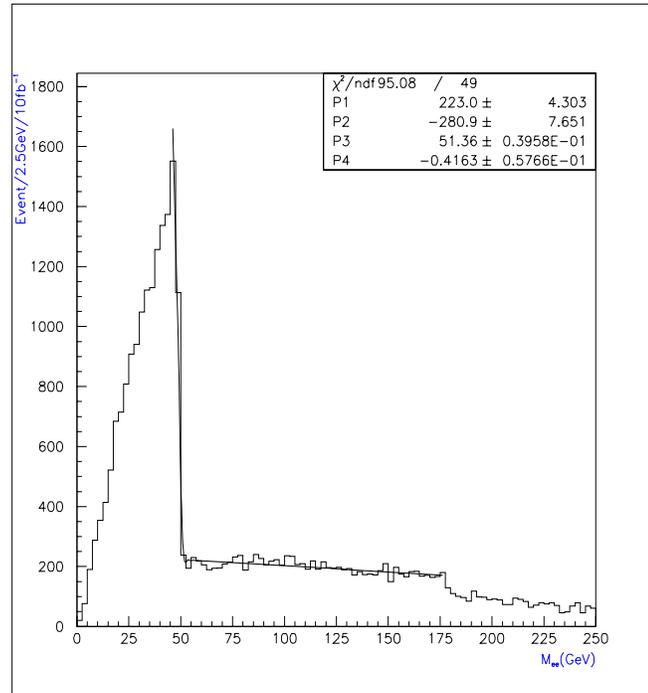


Figure 5.20 Distribution de masse invariante de e^+e^- . Les distributions représentent le nombre d'événements attendu à la basse luminosité $10 fb^{-1}$

5.6.1.2 Mesure de la valeur du maximum $M_{je^\pm e^\mp}^{MAX1}$

Nous allons maintenant mesurer la valeur du maximum de masse invariante d'un jet, un e^\pm et un e^\mp provenant d'un \tilde{q}_R , un χ_1^0 et un \tilde{e}_R . Cependant avant de mesurer cette valeur, il est nécessaire de:

- soustraire les bruits de fond combinatoire dans la distribution de masse invariante de $e^\pm e^\mp$. Ceci nous permettra diminuer la contribution des bruits de fond lorsqu'on combine un jet, un e^\pm et un e^\mp .
- sélectionner les jets provenant des \tilde{q}_R en supprimant les jets provenant des \tilde{g} ($\tilde{g} \rightarrow q\tilde{q}_R$)

Soustraction des bruits de fond combinatoires dans la distribution de $M_{e^+e^-}$

Les étapes de cette soustraction sont

- (1) une soustraction des valeurs de masse invariante de $e^\pm e^\mp$ plus grandes que $M_{e^+e^-}^{MAX1}$. Cette soustraction sera très efficace. Puisque ces valeurs plus grandes que $M_{e^+e^-}^{MAX1}$ se manifestent soit les bruits de fond combinatoire soit les combinaisons de $e^\pm e^\mp$ provenant d'un χ_2^0 et un \tilde{e}_R .
- (2) Après la soustraction de première étape, une soustraction supplémentaire peut être obtenu par la distribution de l'impulsion transverse $p_T(e^+e^-)$ de e^+e^-

Pour la première étape, nous avons coupé les valeurs $M_{e^+e^-}$ plus grandes que $M_{e^+e^-}^{MAX1}$ mesurée ainsi :

$$M_{e^+e^-} > 54 GeV \quad (5.12)$$

Pour la deuxième étape, la figure 5.21 montre la distribution de l'impulsion transverse $p_T(e^+e^-)$ de e^+e^- après la coupure $M_{e^+e^-} > 54 GeV$. Cette distribution ne représente pas le nombre d'événement attendu à la basse luminosité. Dans cette figure la distribution hachurée montre la contribution des bruits de fond combinatoire. Pour soustraire ces bruits de fond et garder les signaux les plus possibles, nous avons choisit une valeur de coupure

$$p_T(e^+e^-) < 70 GeV \quad (5.13)$$

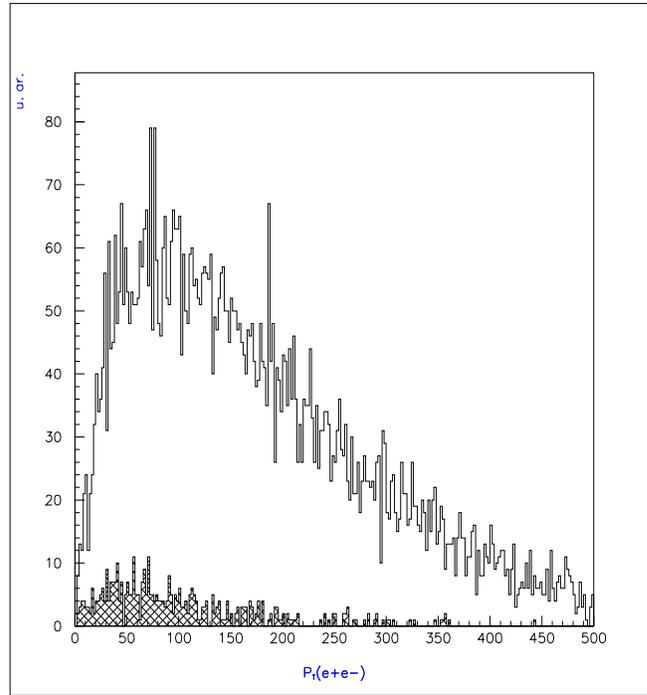


Figure 5.21 Distribution de l'impulsion transverse de e^+e^- après la coupure $M_{e^+e^-} > 54 GeV$. Dans cette figure, les bruits de fond combinatoire sont présentés par les traits hachurés.

Sélection des jets provenant des \tilde{q}_R

La distribution de l'impulsion transverse des jets de l'état final peut aider à la sélection des jets provenant des \tilde{q}_R . Puisque en principe selon le spectre de masse des particules, les jets provenant de squarks sont beaucoup plus énergétiques par rapport aux jets provenant de gluinos. La figure 5.22 montre la distribution de l'impulsion transverse des jets provenant de $\tilde{q}_R\tilde{q}_R \rightarrow qq\chi_1^0\chi_1^0$ superposée à celle des jets (hachurés) provenant de $\tilde{g}\tilde{g} \rightarrow qq\tilde{q}_R\tilde{q}_R$. Dans cette figure, les distributions ne représentent pas le nombre d'événement attendu à la basse

luminosité intégrale. D'après la distribution de l'impulsion transverse des jets, nous avons choisit une valeur de coupure pour sélectionner les jets provenant de $\tilde{q}_R \rightarrow q\chi_1^0$ ainsi :

$$p_T(\text{jet}) < 60 \text{ GeV} \quad (5.14)$$

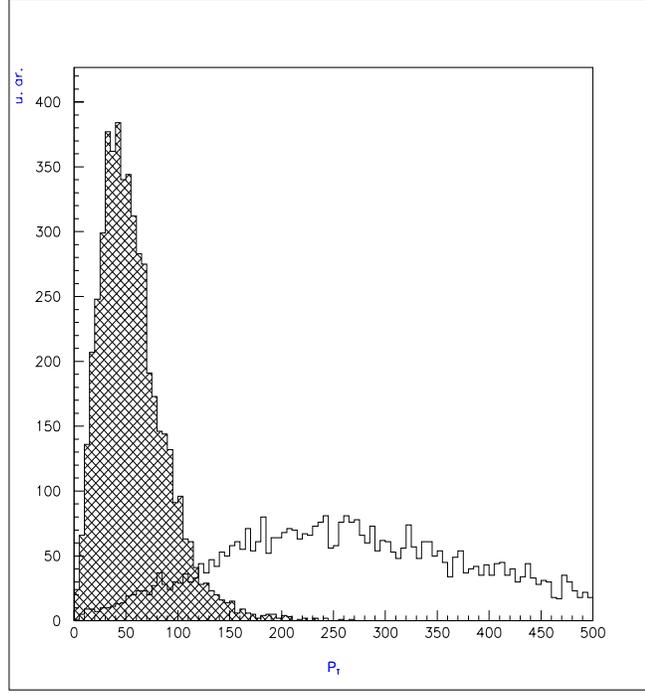


Figure 5.22 Distribution de l'impulsion transverse des jets provenant de $\tilde{q}_R \tilde{q}_R \rightarrow qq\chi_1^0\chi_1^0$ superposée à celle des jets (hachurés) provenant de $\tilde{g}\tilde{g} \rightarrow qq\tilde{q}_R\tilde{q}_R$.

Mesure de la valeur du maximum $M_{je^\pm e^\mp}^{MAX1}$

Après les trois coupures $M_{e^+e^-} > 51 \text{ GeV}$, $p_T(e^+e^-) < 70 \text{ GeV}$ et $p_T(\text{jets}) < 60 \text{ GeV}$, la distribution de masse invariante d'un jet et un e^\pm et un e^\mp sont présentés dans la figure 5.23. Cette distribution représente le nombre d'événement attendu à la basse luminosité intégrale. Cette figure possède une rupture à environ 630 GeV correspondant à $M_{je^\pm e^\mp}^{MAX1}$. Afin de bien déterminer cette valeur de maximum, nous avons fait le test χ^2 et obtenu une valeur du maximum de masse invariante $M_{je^\pm e^\mp}^{MAX1}$ (voir également annexe I) :

$$M_{je^\pm e^\mp}^{MAX1} = 628.4 \pm 6.1 \text{ GeV} \quad (5.15)$$

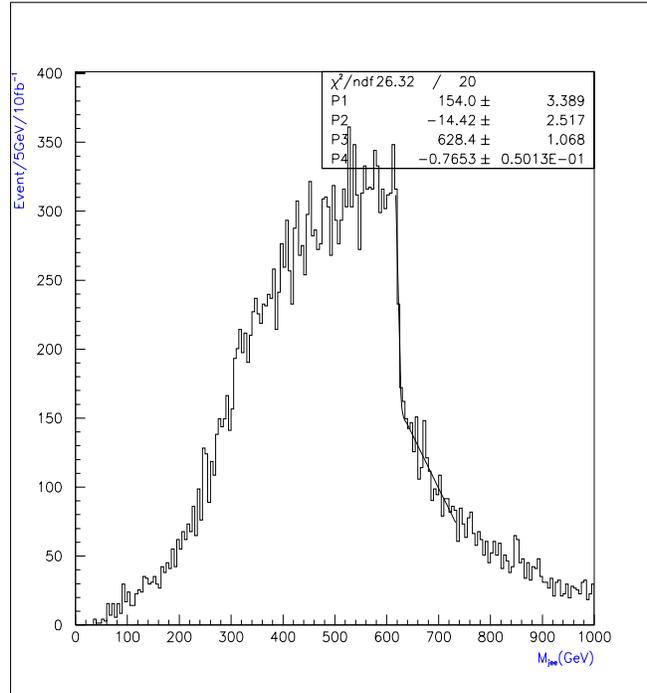


Figure 5.23 Distribution de masse invariante de $jet e^+e^-$ après la coupure $M_{e^+e^-} > 51 GeV$, $p_T(e^+e^-) < 70 GeV$ et $p_T(jets) < 60 GeV$. Cette distribution représente le nombre d'événement attendu à la basse luminosité.

5.6.1.3 Mesure de la valeur $M_{je^\pm}^{MAX1}$

La dernière étape est de mesurer la valeur du maximum de masse invariante d'un jet et un e^\pm provenant d'un \tilde{q}_R et un χ_1^0 . Lorsqu'on combine un jet et un e^\pm de l'état final, il y a deux sources du bruit du fond combinatoire:

- (1) combinaison un jet avec un e^\pm qui appartient à l'autre chaîne.
- (2) combinaison un jet avec un e^\pm qui appartient à la même chaîne
mais il est le deuxième e^\pm provenant du processus $\tilde{e}_R \rightarrow e\tilde{G}$

La figure 5.24 montrent la distribution de masse invariante d'un jet et un e^\pm en représentant le nombre d'événements attendu à la basse luminosité $10 fb^{-1}$. Dans cette figure, nous voyons une rupture à environ 270 GeV qui correspond à la valeur maximale $M_{je^\pm}^{MAX}$. Les deux sources du bruit de fond combinatoire se manifestent sur les valeurs plus grandes que $M_{je^\pm}^{MAX}$. Par le test χ^2 , nous avons obtenu une valeur $M_{je^\pm}^{MAX}$ optimisée :

$$M_{je^\pm}^{MAX1} = 273.9 \pm 6.1 GeV \quad (5.16)$$

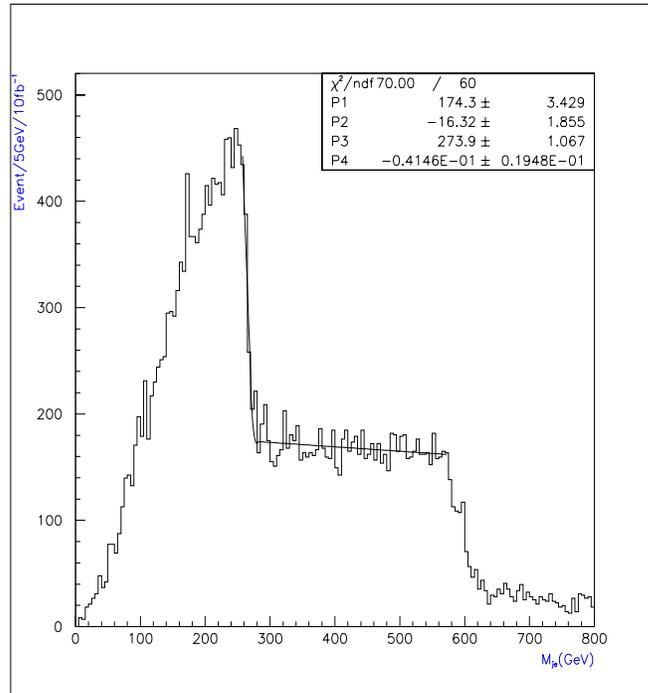


Figure 5.24 Distribution de masse invariante d'un jet et un e^\pm en représentant le nombre d'événements attendu à la basse luminosité 10fb^{-1} .

5.6.2 Mesure de masse des \tilde{e}_R , χ_1^0 et \tilde{q}_R

Dans la section précédente, nous avons obtenu les trois valeurs du maximum des masses invariantes $M_{e^+e^-}^{MAX1}$, $M_{je^\pm e^\mp}^{MAX1}$ et $M_{je^\pm}^{MAX1}$ ainsi:

$$M_{e^+e^-}^{MAX1} = 51.36 \pm 2.5 GeV$$

$$M_{je^\pm e^\mp}^{MAX1} = 628.4 \pm 6.1 GeV$$

$$M_{je^\pm}^{MAX1} = 273.9 \pm 6.1 GeV$$

En utilisant ces trois valeurs $M_{e^+e^-}^{MAX1}$, $M_{je^\pm e^\mp}^{MAX1}$ et $M_{je^\pm}^{MAX1}$ puis les équations 5.8, 5.9 et 5.10, nous avons enfin mesuré les valeurs des masses du \tilde{e}_R , χ_1^0 et \tilde{q}_R . Ainsi

$$m_{\tilde{e}_R} = \frac{M_{e^+e^-}^{MAX1} \sqrt{(M_{je^\pm e^\mp}^{MAX1})^2 - (M_{je^\pm}^{MAX1})^2 - (M_{e^+e^-}^{MAX1})^2}}{M_{je^\pm}^{MAX1}} = 105.6 \pm 3.43 GeV$$

$$m_{\chi_1^0} = \sqrt{(M_{e^+e^-}^{MAX1})^2 + m_{\tilde{e}_R}^2} = 117.4 \pm 4.18 GeV$$

$$m_{\tilde{q}_R} = \sqrt{(M_{je^\pm e^\mp}^{MAX1})^2 + m_{\tilde{e}_R}^2} = 637.2 \pm 6.55 GeV$$

5.7 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons montré comment expérimentalement nous pouvons rechercher, dans le cadre des modèles GMSB, les particules supersymétriques au LHC avec le détecteur CMS.

Dans la première étude nous avons proposé d'étudier la détection du NLSP $\tilde{\tau}_1$ à courte durée de vie. Pour cette étude, il y a deux possibilité de recherche des particules supersymétriques dépendant de la présence des co-NLSP sleptons droits (\tilde{e}_R , $\tilde{\mu}_R$ et $\tilde{\tau}_1$). Nous avons choisis un canal d'analyse correspondant à la désintégration du co-NLSP qui permet de mesurer la masse des particules supersymétriques. Ensuite, d'après la détermination de l'espace des paramètres GMSB qui correspondent à un $\tilde{\tau}_1$ de durée de vie courte et aux co-NLSP sleptons droits, nous avons constaté l'espace des paramètres GMSB correspondant aux co-NLSP sleptons droits à courte durée de vie: $N \geq 3$, $100\text{TeV} > \Lambda \gtrsim 30\text{TeV}$, $\Lambda < M \lesssim 10^5\text{TeV}$ et $1.2 \lesssim \tan\beta \lesssim 5$.

Dans la deuxième étude, d'après le nombre d'événement attendu nous avons choisis un canal de $4e^\pm + 2jets + E_T$ qui constitue notre canal d'analyse. Compte tenu de la section efficace du signal $4e^\pm + 2jets + E_T$ (793 fb) et celle des bruits de fond totale (75 fb), l'observation d'un signal au delà du modèle standard serait évidence.

Dans la dernière étude, la mesure des trois valeurs des masses invariantes maximales des différents objets de l'état final nous a conduit à la mesure de masse du sélectron droit (\tilde{e}_R), neutralino (χ_1^0) et squark droit (\tilde{q}_R). Ces mesures de masse nous donneront une indication sur les paramètres de la théorie.

Bibliographie

- [1] F. E. Paige and S. D. Protopopescu, “A Monte Carlo Generator for pp , $\bar{p}p$ and e^+e^- Reactions”, ISAJET version 7.40 (1998) hep-ph/9810440
- [2] M. Kazana and al. ‘Study of the NLSP from the GMSB models in the CMS detector at the LHC”, CMS CR 1999/019 (1999)
- [3] G.F. Giudice and R.Rattazzi, “Theories with Gauge-Mediated Supersymmetry Breaking”, CERN-TH/97-380 (1998)
- [4] The ALEPH Collaboration, “Search for Gauge Mediated SUSY Breaking topologies at $\sqrt{s} \sim 189 GeV$, CERN-EP/99-171 (1999)
- [5] T. Sjöstrand, PYTHIA manual update for version 6.1, <http://www.thep.lu.se/~trobjorn/Pythia.html>
- [6] I. Puljak, “Potentiel de découverte du boson de Higgs dans le canal $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4e^\pm$ avec le détecteur CMS”, Thèse de doctorat en cours au LPNHE-X (Université de Paris VI)

Annexe A - Modélisation de l'échantillonnage

Les valeurs discrètes des échantillons sont des éléments d'une fonction continue. Cette fonction est obtenue expérimentalement en désynchronisant les mesures. Les paramètres de cette fonction sont nécessairement empiriques. On a utilisé des données obtenues avec les tests en faisceau de l'année 2000.

Un exemple des valeurs de cette fonction pour 27 échantillons est montré sur la figure annexe.1. Deux remarques s'imposent.

- Les échantillons situés avant le commencement du signal décrivent le bruit. Ce bruit domine les échantillons de la queue du signal.
- Le temps de montée est plus rapide que le temps de descente. Par exemple, dans la figure 2.1, les temps de montée et de descente sont respectivement de l'ordre de 56 ns et 150 ns. La largeur à mi-hauteur ne semble pas suffisante pour décrire la fonction, il faut représenter son asymétrie. Ces caractéristiques dépendent des propriétés de l'électronique analogiques et de la conversion numérique.

Il est pratique de trouver une approximation algébrique de cette fonction. Il se trouve qu'une formule à 2 paramètres coïncide proprement avec la fonction. Les 2 paramètres choisis sont α et β .

$$f = (t/\alpha\beta)^\alpha \exp(\alpha - t/\beta) \quad \text{si } t > -\alpha\beta$$
$$f = 0 \quad \text{si } t < -\alpha\beta$$

- le produit $\alpha\beta$ est le temps entre le début et le maximum, il est corrélé au temps de montée du signal,
- le paramètre β décrit la descente.

La partie la plus importante de cette paramétrisation se trouve au voisinage du maximum, c'est à dire pour $u = t - \alpha\beta$. Un développement limité en ce point donne :

$$f = \exp(\alpha \ln(1 + u/\alpha\beta) - u/\beta)$$
$$f \sim \exp[(-u^2/2\alpha\beta^2)(1 - 2u/3\alpha\beta)]$$

Le paramètre le plus significatif est $\alpha\beta^2$. Le produit $\alpha\beta$ est le temps entre le début et le maximum, c'est un terme correctif. L'ajustement de la formule aux données détermine α et β .

$$\alpha = 1.5 \text{ et } \beta = 1.76$$

$$\alpha\beta^2 = 4.6464 \text{ et } \alpha\beta = 2.64$$

On aurait pu utiliser une formule à un paramètre en imposant $\alpha = 1$, soit $f = t/\tau \exp(1 - t/\tau)$. Au voisinage du maximum, pour $u = t - \tau$, elle se comporte comme $f \sim \exp[-u^2/2\tau^2(1 - 2u/3\tau)]$. Pour coïncider au mieux avec la formule à deux paramètres, il faut choisir $\tau^2 = \alpha\beta^2 = 4.6464$. Le début du signal est à $\tau = 2.15$ par rapport au maximum, au lieu de 2,64. La différence est faible dans la mesure où le début du signal ne peut pas être finement défini expérimentalement. Cette différence correspond à l'asymétrie du signal qui est plus forte avec l'ajustement à deux paramètres.

Si on avait imposé $\alpha = 2$ soit $f = (t/2\theta)^2 \exp(2 - t/\theta)$, le développement au voisinage du maximum aurait été selon $u = t - 2\theta$, c'est à dire, $f = \exp[-u^2/4\theta^2(1 - u)]$. Le bon ajustement est tel que $2\theta^2 = \tau^2$, soit un début de signal est à $2\theta = 3.05$. Ces 3 formulations sont montrées dans la figure annexe.1. Les formules avec α valant 1 et 2, suggèrent une autre formulation à 2 paramètres m et τ :

$$f = mt/\tau \exp(1 - t/\tau) + (1 - m)t^2/2\tau^2 \exp(2 - t/2^{1/2}\tau) \text{ avec } m = 0.6 \text{ et } \tau^2 = 4.6464$$

Cette dernière représentation a l'intérêt d'être conforme aux formules généralement utilisées par les spécialistes de l'électronique.

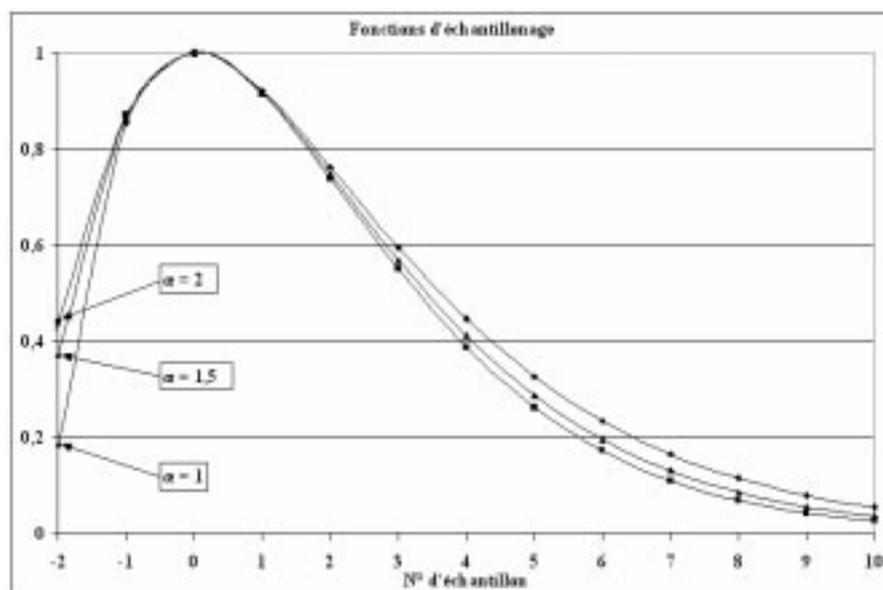


Figure annexe.1. Représentation de quelques fonctions d'échantillonnage.

Annexe B - Matrice de covariance des échantillons

Les mesures des échantillons d'une trame ne sont pas indépendantes. Les biais systématiques tels qu'un défaut de calibrage ou une désynchronisation engendrent des corrélations. Il en est de même des fluctuations de la ligne de base. Finalement, la structure du bruit électronique induit, elle aussi des corrélations. Ce sont ces dernières qui sont étudiées dans cette annexe. La période de l'échantillonnage étant fixée, les échantillons forment une suite discrète. Leurs corrélations deux à deux sont entièrement décrites par une matrice de covariance. Les éléments de cette matrice doivent être déterminés expérimentalement. Il est cependant possible de les prévoir à partir des caractéristiques de la chaîne électronique en faisant appel au formalisme de la fonction d'autocorrélation. Pour construire cette fonction, il faut avoir analysé les origines du bruit dans le système d'amplification et de mise en forme.

Bruit de l'électronique analogique.

Le signal, issu du préamplificateur, est mis en forme par un filtre, selon le schéma de principe la figure annexe.2. Le bruit à la sortie du préamplificateur se décrit par une densité spectrale. C'est le carré de la tension, par unité de fréquence ω , exprimé en volts² secondes. Cette quantité ne pourra effectivement être mesurée qu'à la sortie du filtre. On considère 3 termes qui se distinguent par leurs dépendances en fréquence.

- La densité du bruit parallèle associé au courant de fuite est une constante. Ce bruit est introduit dans le schéma comme un générateur de courant noté S_i
- Le bruit série thermique dû à la fluctuation du courant a une densité en $1/\omega^2$. Il est simulé comme un générateur de courant noté S_v .
- Un troisième bruit dit en $1/\omega$ ou 'flicker noise' est présent dans tous les semi-conducteurs[1].

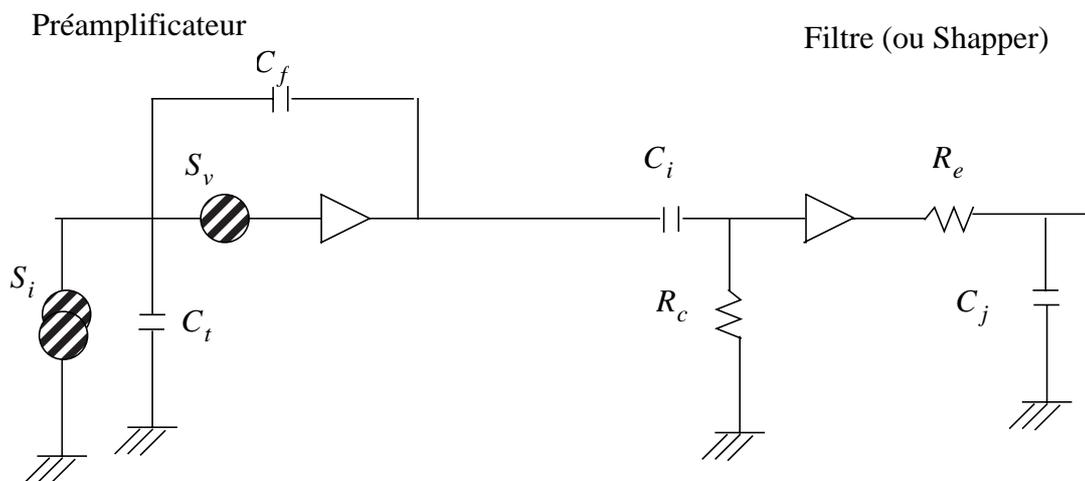


Figure annexe.2. Schéma d'une électronique d'amplification et de mise en forme.

En fin de compte, la densité spectrale s'écrit, en sortie de préamplification.

$$S(\omega) = a^2 + b^2/\omega^2 + c^2/\omega$$

Le filtre va multiplier la densité spectrale par un facteur sans dimension H^2 qui va couper les hautes et basses fréquences.

$$H(\omega)^2 = \omega^2 \tau^2 / (\omega^2 \tau^2 + 1)^{n+1}$$

Le paramètre τ est la constante de temps du filtre et n le nombre d'étages, soit 1 ou 2 en pratique. La densité spectrale en sortie de filtre s'écrit, pour $n = 1$ et en posant $u = \omega\tau$:

$$G(\omega) = S(\omega)H(\omega)^2 = [(a^2/\tau)u^2 + b^2\tau + c^2u]\tau/(u^2 + 1)^2$$

Des exemples de ces fonctions sont représentés dans la figure annexe.3

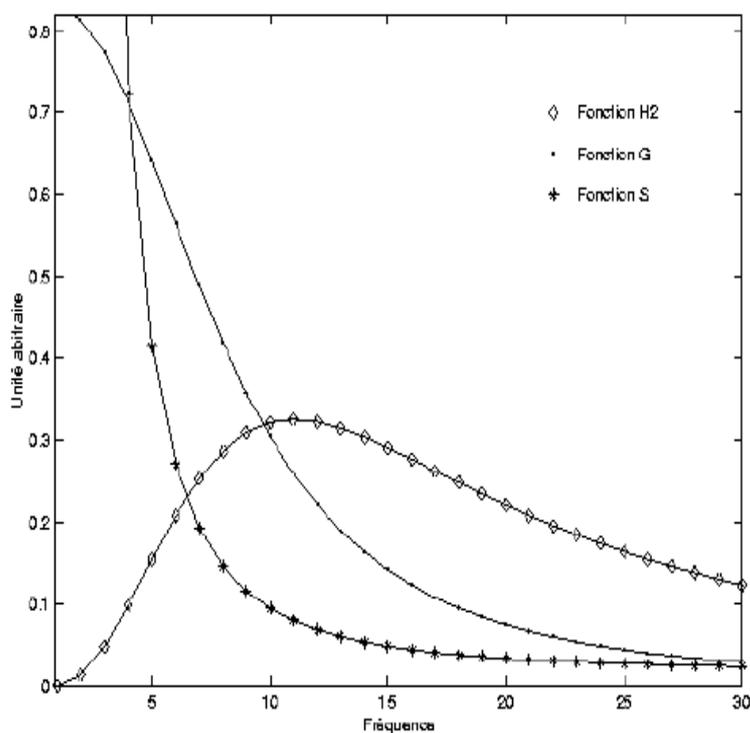


Figure annexe.3. Exemple de fonction $S(\omega)$ d'amplification, $H(\omega)^2$ de filtrage et $G(\omega) = SH^2$ de sortie.

La variance $\langle dV^2 \rangle$ du bruit en sortie de filtre est l'intégrale de $G(\omega)d\omega$ avec $d\omega = du/\tau$:

$$\langle dV^2 \rangle = (\pi/2)(a^2/\tau + b^2\tau + c^2)$$

L'optimisation de l'électronique est telle que les termes série et parallèle s'équilibrent. Numériquement en unités d'énergie, avec $\tau = 50$ nsec, on obtient, pour l'électronique des cristaux, les valeurs suivantes :

- $\pi/2 a^2/\tau = 1250 MeV^2$
- $\pi/2 b^2/\tau = 1250 MeV^2$
- $\pi/2 c^2 < 20 MeV^2$

Le terme c^2 est petit et nous le négligerons par la suite.

Fonction d'autocorrélation

Les bruits des échantillons successifs sont corrélés. La connaissance de la fonction d'autocorrélation $\rho(\tau)$ permet d'évaluer cette corrélation.

$$\rho(\Delta t) = \langle f(t)f(t + \Delta t) \rangle$$

De façon générale, $f(t)$ est la fonction de réalisation d'un processus aléatoire. La moyenne $\langle f(t) \rangle$ est nulle et la variance $\langle f(t)^2 \rangle$ vaut $\rho(0)$. Quand on dispose de prototypes de l'électronique, avec une période d'échantillonnage $T > 0$, on accède expérimentalement aux valeurs $\rho(0)$, $\rho(T)$, $\rho(2T)$, ... D'un point de vue prévisionnel, le théorème de Wiener-Khintchine[2] démontre que la densité spectrale de puissance et la fonction d'autocorrélation sont transformées de Fourier l'une de l'autre. Avec $\nu = 1/\tau$:

$$G(\omega) = \nu^2(a^2\omega^2 + b^2)/(\omega^2 + \nu^2)^2$$

La transformée de Fourier donne la fonction d'autocorrélation $\rho(\Delta t)$ pour $\Delta t > 0$:

$$\rho(\Delta t) = \pi/2 e^{-|\Delta t|/\tau} [a^2/\tau(1-|\Delta t|/\tau) + b^2\tau(1+|\Delta t|/\tau)]$$

$$\rho(0) = \pi/2 [a^2/\tau + b^2\tau]$$

On retrouve bien que $\rho(0) = \langle dV^2 \rangle$.

$$\rho(T)/\rho(0) = e^{-T/\tau} [a^2(1-T/\tau) + b^2(1+T/\tau)] / (a^2/\tau + b^2\tau)$$

$$\rho(2T)/\rho(0) = e^{-2(T/\tau)} [a^2(1-2T/\tau) + b^2(1+2T/\tau)] / (a^2/\tau + b^2\tau)$$

.....

Matrice de covariance des énergies mesurées.

Les corrélations entre échantillons sont exprimées dans la matrice de covariance. Les éléments diagonaux sont pris égaux à 1. Les éléments non diagonaux d'indices i, j ont pour valeur $\rho((|i - j|)T)/\rho(0)$. Cette matrice sera utilisée pour estimer des énergies. L'erreur prévue dans les spécifications est de 50 Mev avec le gain 33. Pour d'écrire quantitativement la matrice covariante des erreurs sur les échantillons mesurés en Mev, il faut multiplier l'ensemble de la matrice par 2500. Un bit du signal numérisé correspond à 11 Mev, 41 Mev, 73 Mev et 366 Mev pour les gains 33, 9, 5 et 1. Pour tenir compte de l'erreur de quantification, il faut ajouter sa variance, c'est à dire un douzième du carré de la largeur du bit, à la diagonale, soit respectivement 10, 138, 447 et 11000. L'effet est négligeable avec le gain 33 et prédominant avec le gain 1.

Annexe C - Estimation des énergies déposées

Il s'agit de trouver la meilleure estimation de l'énergie déposée dans le cristal. On dispose des N échantillons d'une trame. La valeur a_i d'un échantillon d'indice i est la somme de la contribution de l'énergie déposée et de la ligne de base. La ligne de base b peut être donnée de façon externe. Dans le cadre de cette annexe, on veut déterminer la ligne de base à partir des échantillons eux-mêmes. On suppose que l'électronique est suffisamment linéaire pour que les contributions soient proportionnelles à l'énergie déposée. Les valeurs moyennes f_i de ces contributions se déduisent soit de la modélisation de l'annexe A, soit d'un lot de données de calibrage. La valeur moyenne d'un échantillon d'indice i s'écrit :

$$\langle a_i \rangle = E f_i + b$$

Les erreurs sur les mesures des échantillons sont données par leur matrice covariante des erreurs σ_{ij} calculée en annexe B et qui en décrit les corrélations. Cette matrice inclut le bruit électronique et la quantification de la conversion analogique-digitale. Les valeurs mesurées $a_{i,i}$ et a_j sont telles que :

$$\sigma_{ij} = \langle (a_i - \langle a_i \rangle)(a_j - \langle a_j \rangle) \rangle$$

On définit un ensemble de coefficients w_i , tels que $\sum w_i = 0$ et $\sum w_i f_i = 1$. Ainsi, on a :

$$\langle \sum_i w_i a_i \rangle = \sum_i w_i \langle a_i \rangle = E \sum_i w_i f_i + b \sum_i w_i = E$$

$\sum w_i a_i$ est une estimation de l'énergie dont la valeur moyenne est égale à E . L'erreur sur cette estimation fait apparaître la matrice covariante des erreurs :

$$\langle \left(\sum_i w_i a_i - E \right)^2 \rangle = \sum_{ij} w_i w_j \langle (a_i - \langle a_i \rangle)(a_j - \langle a_j \rangle) \rangle$$

La meilleure estimation sera obtenue en minimisant cette erreur, compte tenu des relations imposées :

$$\begin{aligned} \sum w_i &= 0 \\ \sum w_i f_i &= 1 \end{aligned}$$

Numériquement, c'est typiquement un cas d'utilisation des paramètres de Lagrange. On aboutit ainsi à un ensemble de coefficients w_i donnant la meilleure estimation de l'énergie déposée. L'erreur sur cette estimation s'obtient en saturant la matrice covariante par ces coefficients :

$$\Delta E^2 = \sum_{ij} w_i w_j \sigma_{ij}$$

Annexe D - Transformation DCT

La première étape de la compression JPEG est le calcul de la transformation en cosinus discret (ou Discrete Cosine Transform).

Cette transformation dérive de la transformation de Fourier discrète à 2 dimensions.

Pour une image de $N \times N$ pixels représentés par $x_{k,l}$, la transformée $X_{m,n}$ est calculée selon :

$$X_{m,n} = \frac{16}{MN} C_m C_n \sum_{k=0}^{M-1} \sum_{l=0}^{N-1} x_{k,l} \cos\left(\frac{m\pi(2k+1)}{2M}\right) \cos\left(\frac{n\pi(2l+1)}{2N}\right)$$

$$\text{où } C_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \text{ et } C_j = 1 \text{ pour } j \neq 0.$$

Inversement, on trouve l'image originale avec :

$$x_{k,l} = \frac{16}{MN} \sum_{m=0}^{M-1} \sum_{n=0}^{N-1} X_{m,n} C_m C_n \cos\left(\frac{m\pi(2k+1)}{2M}\right) \cos\left(\frac{n\pi(2l+1)}{2N}\right)$$

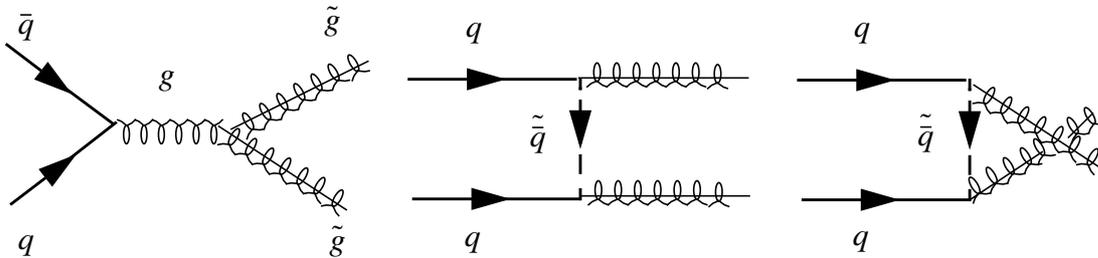
Annexe E - Production des particules SUSY

D'après la conservation de la R-parité, les particules supersymétriques sont produites par paire. On aura donc productions possibles de paire de gluinos, paire de squarks, paire de chargino etc. Dans cette annexe, nous montrons les diagrammes de Feynman pour les productions de parie des particules supersymétriques.

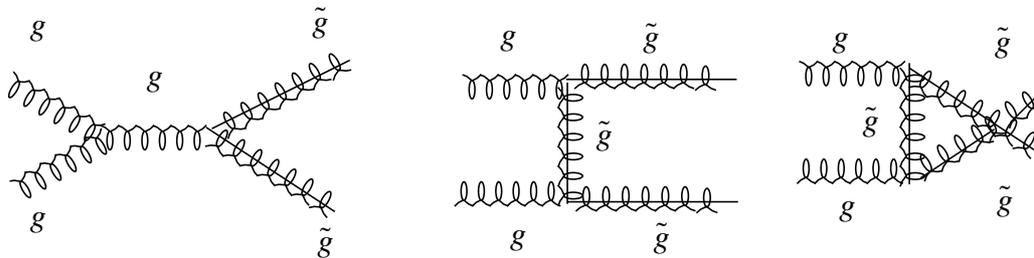
E.1 Production de gluinos

- Production associées avec des squarks : $q\bar{q} \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}$, $gg \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}$, $gq \rightarrow \tilde{g}\tilde{q}$.

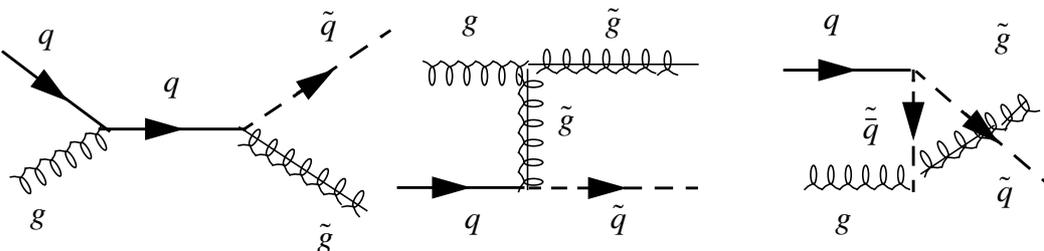
(1) $q\bar{q} \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}$



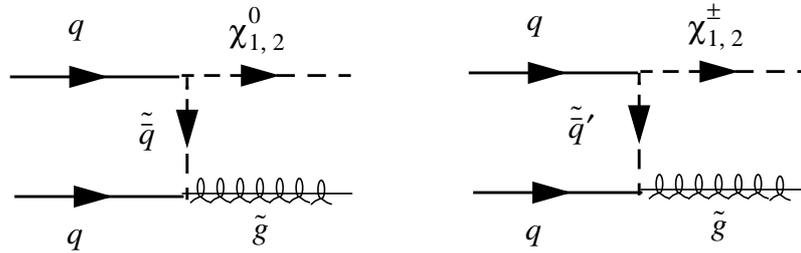
(2) $gg \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}$



(3) $gq \rightarrow \tilde{g}\tilde{q}$



- Production associée de gluinos et de charginos/neutralinos

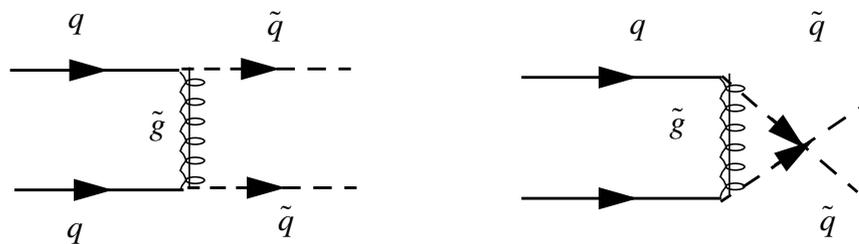


E.2 Production de squarks

il y a différents processus pour produire les squarks, les processus dominant sont ceux via l'interaction forte: $qq \rightarrow \tilde{q}\tilde{q}$, $q\bar{q} \rightarrow \tilde{q}\tilde{q}$, $gg \rightarrow \tilde{q}\tilde{q}$. Mais il existe aussi via l'interaction électrofaible la production un seul squark associé au chargino/neutralino: $gq \rightarrow \tilde{\chi}_i \tilde{q}$, $gq \rightarrow \tilde{\chi}_i^\pm \tilde{q}$ comme la production du gluino.

- Production via l'interaction forte: $qq \rightarrow \tilde{q}\tilde{q}$, $gg \rightarrow \tilde{q}\tilde{q}$, et $q\bar{q} \rightarrow \tilde{q}\tilde{q}$

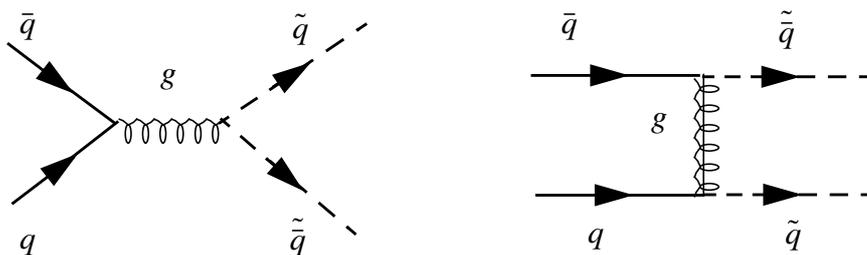
(1) $qq \rightarrow \tilde{q}\tilde{q}$



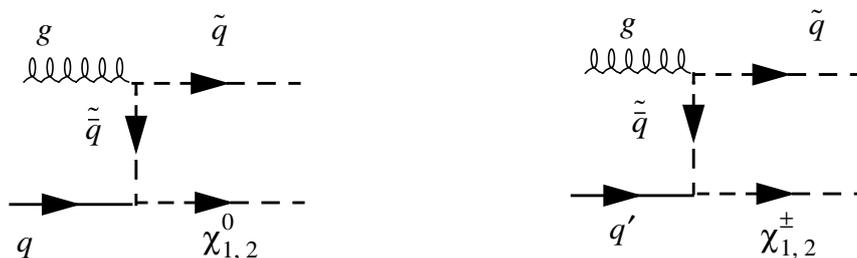
(2) $gg \rightarrow \tilde{q}\tilde{q}$



(3) $q\bar{q} \rightarrow \tilde{q}\tilde{q}^*$



- Production associée de squarks et de charginos/neutralinos



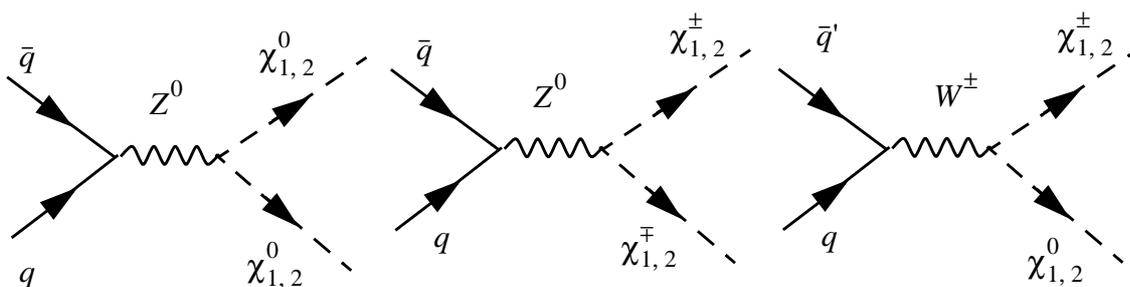
E.3 Production de Charginos et neutralinos

Les charginos et neutralinos étant les particules supersymétriques de l'interaction électrofaibles peuvent être produit directement via l'échange d'un boson jauge électrofaible ou via l'échange d'un squark :

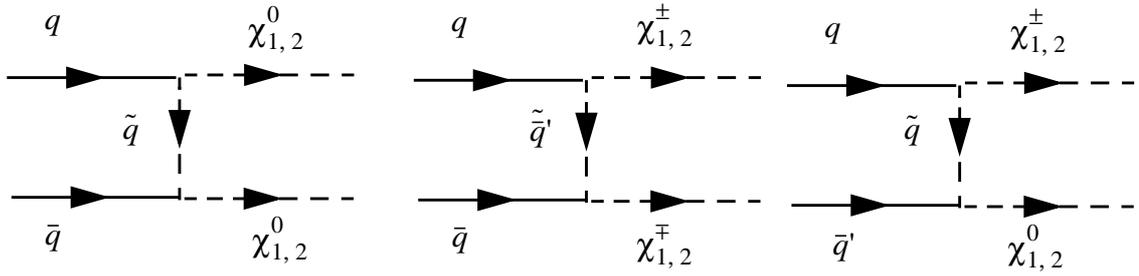
Bosons Z, γ, W : $q\bar{q} \rightarrow W^\pm \rightarrow \tilde{\chi}_j^\pm \tilde{\chi}_i^0, q\bar{q} \rightarrow Z^0/\gamma^* \rightarrow \tilde{\chi}_j^\pm \tilde{\chi}_i^\mp, q\bar{q} \rightarrow Z^0/\gamma^* \rightarrow \tilde{\chi}_j^0 \tilde{\chi}_i^0$

Echange d'un squark: $q\bar{q}' \rightarrow \tilde{\chi}_j^\pm \tilde{\chi}_i^0, q\bar{q}' \rightarrow \tilde{\chi}_j^\pm \tilde{\chi}_i^\mp, q\bar{q} \rightarrow \tilde{\chi}_j^0 \tilde{\chi}_i^0$

- Production via l'échange d'un boson jauge électrofaible



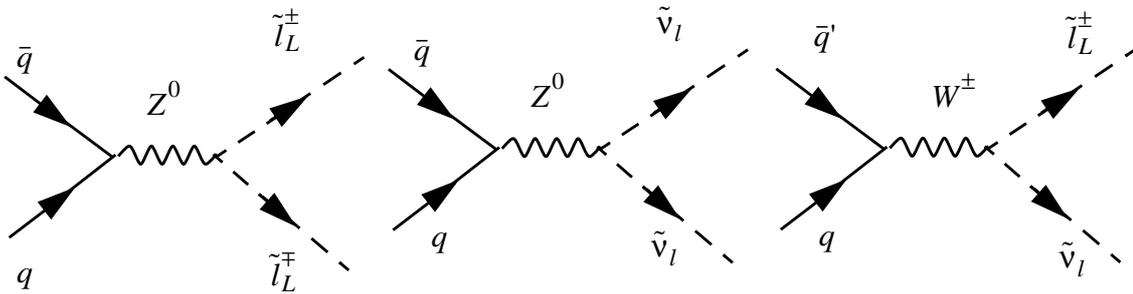
- Production via l'échange d'un squark



E.4 Production de sleptons

Une paire de slepton peut être produit via l'échange d'un boson jauge électrofaible :

$$\begin{aligned}
 q\bar{q} &\rightarrow Z^0/\gamma^* \rightarrow \tilde{l}_L^\pm \tilde{l}_L^\mp, & q\bar{q} &\rightarrow Z^0/\gamma^* \rightarrow \tilde{l}_R^\pm \tilde{l}_R^\mp, \\
 q\bar{q}' &\rightarrow W^\pm \rightarrow \tilde{l}_L^\pm \tilde{\nu}_l, & q\bar{q} &\rightarrow Z^0/\gamma^* \rightarrow \tilde{\nu}_l \tilde{\nu}_l
 \end{aligned}$$



Annexe F - Rapport d'embranchement

Le rapport d'embranchement des particules supersymétriques correspondant aux paramètres: $N = 3$, $\Lambda = 30\text{TeV}$, $M/\Lambda = 20$, $\text{sign}\mu > 0$ et $\tan\beta = 5$ sont montré dans le tableau ci-dessous:

SUSY	Mode de désintégration	Rapport d'embranchement	SUSY	Mode de désintégration	Rapport d'embranchement
\tilde{u}_L	$\tilde{\chi}_1^0 u$	0.0031	$\tilde{\chi}_1^0$	$\tilde{e}_R^\pm e^\mp$	0.3085
	$\tilde{\chi}_2^0 u$	0.2820		$\tilde{\mu}_R^\pm \mu^\mp$	0.3085
	$\tilde{\chi}_3^0 u$	0.0013		$\tilde{\tau}_1^\pm \tau^\mp$	0.3830
	$\tilde{\chi}_4^0 u$	0.0508	$\tilde{\chi}_2^0$	$\tilde{e}_R e^\pm$	0.2174
	$\tilde{\chi}_1^\pm d$	0.5741		$\tilde{\mu}_R \mu^\pm$	0.2174
	$\tilde{\chi}_1^\pm d$	0.0887		$\tilde{\tau}_1 \tau^\pm$	0.2869
\tilde{u}_R	$\tilde{\chi}_1^0 u$	0.9572	$\tilde{\chi}_2^0$	$\tilde{\nu}_e \nu_e$	0.0911
	$\tilde{\chi}_2^0 u$	0.0313		$\tilde{\nu}_\mu \nu_\mu$	0.0911
	$\tilde{\chi}_3^0 u$	0.0020		$\tilde{\nu}_\tau \nu_\tau$	0.0917
	$\tilde{\chi}_4^0 u$	0.0096	$\tilde{\chi}_3^0$	$\tilde{\chi}_1^\pm W^\mp$	0.05363
$\tilde{\chi}_1^\pm$	$\tilde{\chi}_1^0 W^\pm$	0.1685		$\tilde{\chi}_1^0 Z^0$	0.2894
	$\tilde{\nu}_e e^\pm$	0.2202	$\tilde{\chi}_2^0 Z^0$	0.0970	
	$\tilde{\nu}_\mu \mu^\pm$	0.2202	$\tilde{\chi}_4^0$	$\tilde{\chi}_1^\pm W^\mp$	0.4285
	$\tilde{\nu}_\tau \tau^\pm$	0.2238		$\tilde{\chi}_1^0 Z^0$	0.0102
				$\tilde{e}_L^\pm e^\mp$	0.0234

SUSY	Mode de désintégration	Rapport d'embranchement	SUSY	Mode de désintégration	Rapport d'embranchement
$\tilde{\chi}_2^\pm$	$\tilde{\chi}_1^0 W^\pm$	0.0337	\tilde{t}_2		
	$\tilde{\chi}_2^0 W^\pm$	0.2572		$\tilde{\chi}_1^0 t$	0.0967
	$\tilde{\chi}_1^0 Z^0$	0.1865		$\tilde{\chi}_2^0 t$	0.1201
	$\tilde{e}_L^\pm \nu_e$	0.0923		$\tilde{\chi}_3^0 t$	0.2378
\tilde{e}_R^\pm	$e^\pm \tilde{G}$	1.0000		$\tilde{\chi}_4^0 t$	0.0135
$\tilde{\mu}_R^\pm$	$\mu^\pm \tilde{G}$	1.0000		$\tilde{\chi}_1^\pm b$	0.3783
$\tilde{\tau}_1^\pm$	$\tau^\pm \tilde{G}$	0.9729		$\tilde{\chi}_2^\pm b$	0.1535
$\tilde{\tau}_2^\pm$	$\tilde{\chi}_1^0 \tau^\pm$	0.9729		$\mu^\pm \nu_\mu \nu_\tau$	0.1700
\tilde{e}_L^\pm	$\tilde{\chi}_1^0 e^\pm$	0.9875	τ^\pm	$e^\pm \nu_e \nu_\tau$	0.1700
	$\tilde{\chi}_2^0 e^\pm$	0.0002		Jet hadronique	0.6500

Annexe G -Masses des particules SUSY

Le tableau ci-dessous présente le spectre de masse des particules supersymétriques correspondant aux paramètres: $N = 3$, $\Lambda = 30\text{TeV}$, $M/\Lambda = 20$, $\text{sign}\mu > 0$ et $\tan\beta = 5$.

SUSY	Masse (GeV)	SUSY	Masse (GeV)	SUSY	Masse (GeV)
\tilde{u}_L	658	\tilde{d}_L	662	\tilde{s}_L	662
\tilde{c}_L	658	\tilde{b}_1	628	\tilde{t}_1	562
\tilde{u}_R	635	\tilde{d}_R	634	\tilde{s}_R	634
\tilde{c}_R	635	\tilde{b}_2	637	\tilde{t}_2	670
$\tilde{\nu}_e$	192	\tilde{e}_L	206	$\tilde{\nu}_\mu$	192
$\tilde{\mu}_L$	206	$\tilde{\nu}_\tau$	192	$\tilde{\tau}_1$	104
\tilde{e}_R	105	$\tilde{\mu}_R$	105	$\tilde{\tau}_2$	207
\tilde{g}	697	$\tilde{\chi}_1^0$	116	$\tilde{\chi}_2^0$	206
$\tilde{\chi}_3^0$	315	$\tilde{\chi}_4^0$	355	$\tilde{\chi}_1^\pm$	203
$\tilde{\chi}_2^\pm$	354				

Nous faisons un certain nombre de remarques :

- la hiérarchie entre squarks et sleptons est toujours $\tilde{q}_L > \tilde{q}_R > \tilde{l}_L > \tilde{l}_R$ puisque les trois constantes de couplages (QCD, électrofaible, électromagnétique) vérifient toujours la relation $\alpha_3 > \alpha_2 > \alpha_1$
- la masse du gluino est plus grande que celles des squarks.
- les masses de neutralinos sont plus grandes que celles des sleptons.

Annexe H - Diagrammes de Feynman

correspondant à la contribution de $\tilde{q}_R\tilde{q}_R$, $\tilde{q}_L\tilde{q}_L$ et $\tilde{q}_L\tilde{q}_R$ à la génération de $4e^\pm + 2jets + E_T$

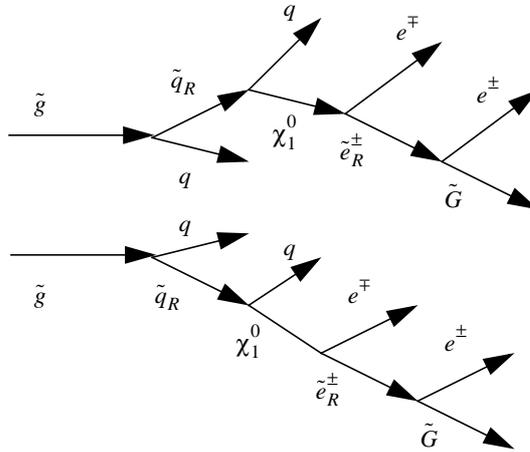
Afin de produire $4e^\pm + 2jets + E_T$ par la désintégration en cascade en \tilde{e}_R : ($\tilde{g} \rightarrow \tilde{q}_{R,L}\bar{q}$, $\tilde{q}_L \rightarrow \chi_2^0 q$, etc.), il existe 10 combinaisons possibles:

- la contribution de $\tilde{q}_R\tilde{q}_R$: $pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g} \rightarrow \tilde{q}_R q \tilde{q}_R q$, $pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{q}_R \rightarrow \tilde{q}_R q \tilde{q}_R$ et $pp \rightarrow \tilde{q}_R\tilde{q}_R$
- la contribution de $\tilde{q}_L\tilde{q}_L$: $pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g} \rightarrow \tilde{q}_L q \tilde{q}_L q$, $pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{q}_L \rightarrow \tilde{q}_L q \tilde{q}_R$ et $pp \rightarrow \tilde{q}_L\tilde{q}_L$
- la contribution de $\tilde{q}_L\tilde{q}_R$: $pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g} \rightarrow \tilde{q}_R q \tilde{q}_L q$, $pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{q}_R \rightarrow \tilde{q}_L q \tilde{q}_R q$, $pp \rightarrow \tilde{q}_R\tilde{q}_L$ et $pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{q}_L \rightarrow \tilde{q}_R q \tilde{q}_L q$

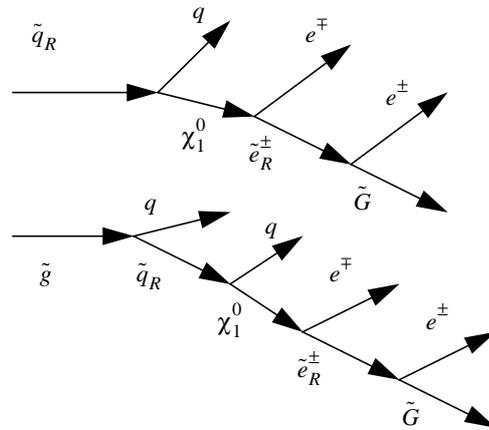
Dans cette annexe, nous décrivons les diagrammes de Feynman correspondant à la contribution de $\tilde{q}_R\tilde{q}_R$, de $\tilde{q}_L\tilde{q}_L$ et de $\tilde{q}_L\tilde{q}_R$.

H.1 Contribution de $\tilde{q}_R\tilde{q}_R$

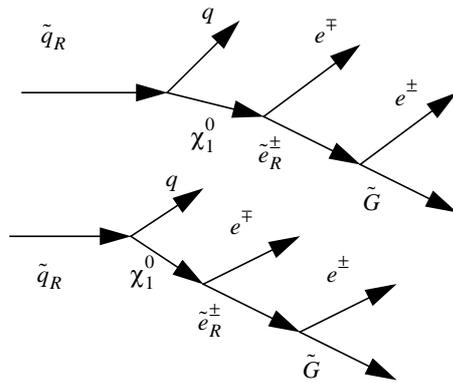
(1) $pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g} \rightarrow \tilde{q}_R q \tilde{q}_R q$



(2) $pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{q}_R \rightarrow \tilde{q}_R q \tilde{q}_R$

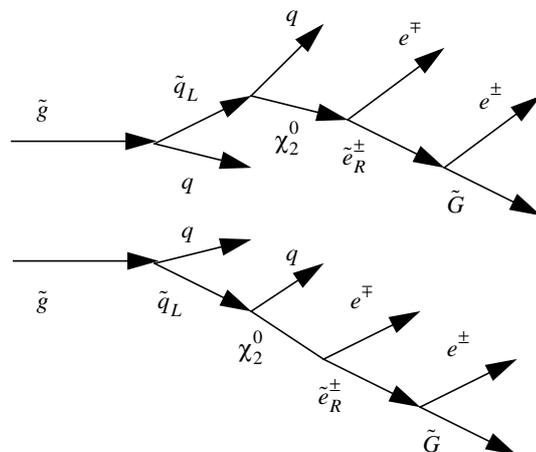


(3) $pp \rightarrow \tilde{q}_R \tilde{q}_R$

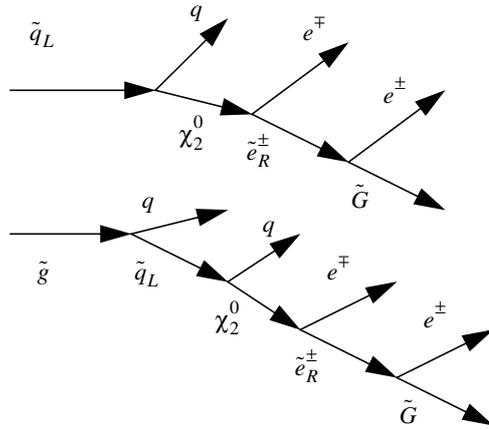


H.2 Contribution de $\tilde{q}_L \tilde{q}_L$

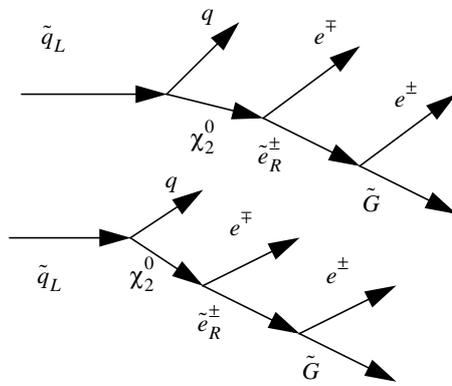
(1) $pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g} \rightarrow \tilde{q}_L q \tilde{q}_L q$



(2) $pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{q}_L \rightarrow \tilde{q}_L q \tilde{q}_L$

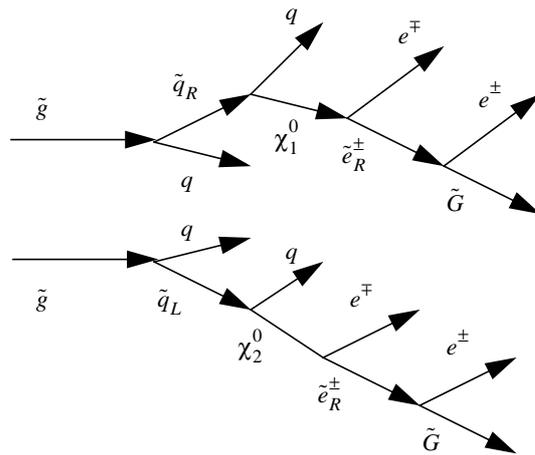


(3) $pp \rightarrow \tilde{q}_L \tilde{q}_L$

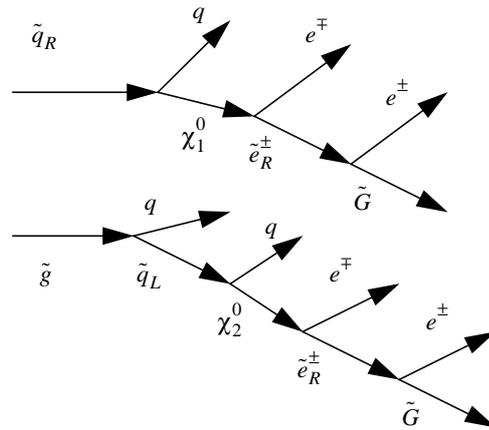


H.3 Contribution de $\tilde{q}_L \tilde{q}_R$

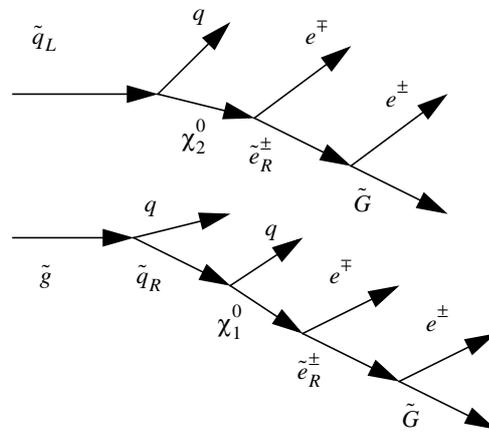
(1) $pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g} \rightarrow \tilde{q}_R q \tilde{q}_L q$



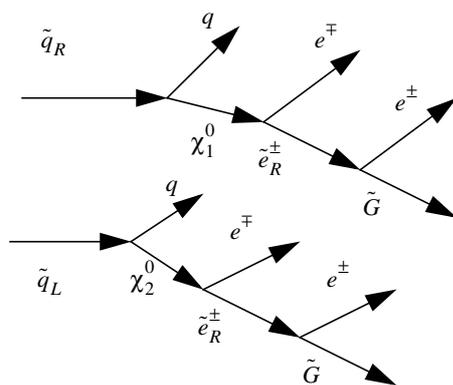
(2) $pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{q}_R \rightarrow \tilde{q}_L q \tilde{q}_R q$



(3) $pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{q}_L \rightarrow \tilde{q}_R q \tilde{q}_L q$



(4) $pp \rightarrow \tilde{q}_R \tilde{q}_L$



Annexe I-Mesure des valeurs du maximum

Dans cet annexe, nous présentons la mesure des valeurs du maximum des masses invariantes des objets de l'état final (M_{ee}^{MAX1} , M_{jee}^{MAX1} et M_{je}^{MAX1}). Les trois valeurs du maximum peuvent être obtenues lorsque le gravitino emporte une énergie nulle. Les calculs de ces valeurs par la théorie sont donnés dans les équations 5.5, 5.6 et 5.7 (voir la section 5.6). Selon les erreurs venant à l'appareillage, ces valeurs calculées par la théorie ne sont pas exactement celles dans les distributions des masses invariantes M_{ee} , M_{jee} et M_{je} que nous avons simulées. Afin de préciser les masses invariantes maximales, nous avons fait le test χ^2 . Ce test permet de faire la comparaison des valeurs simulées et des valeurs théoriques. En fait nous avons comparé deux distributions : la distribution simulée à une distribution d'un modèle mathématique. Compte tenu des distributions des masses invariantes M_{ee} , M_{jee} et M_{je} : une descente linéaire autour de la valeur du maximum et une plat linéaire (soit une autre descente linéaire) après la valeur du maximum, nous avons utilisé un modèle mathématique possède une fonction

Si $x_i < x_{MAX}$

$$f(x) = a + b(x_i - x_{MAX})$$

Sinon

$$f(x) = a + d(x_i - x_{MAX})$$

où x_i est $i^{\text{ème}}$ valeur des masses invariantes M_{ee} (soit M_{jee} ou M_{je}).

x_{MAX} est le paramètre qui correspond à la valeur du maximum de la masse invariante M_{ee}^{MAX1} (soit M_{jee}^{MAX1} ou M_{je}^{MAX1}).

a , b et d sont les paramètres.

Mesure de la valeur du maximum M_{ee}^{MAX1}

Les figures annexe.4 présentent les exemples de comparaison de la distribution simulée à la distribution du modèle mathématique dans la distribution de masse invariante M_{ee} . Dans ces figures, les parenthèses indiquent une zone qui a été comparée, par exemple (45,100) indique une zone comparée de 45 GeV à 100 GeV. Le meilleur cas du calcul de $\chi^2/n.d.l.$ où $n.d.l.$ est le nombre de degré de liberté correspond au nombre de contraintes que l'on introduit dans le système vaut une valeur proche de 1. La figure annexe.5 montre les résultats du calcul de $\chi^2/n.d.l.$ en fonction de la dernière valeur dans les zones qui ont été comparées. Par ces résultats, nous avons obtenu une valeur du maximum M_{ee}^{MAX1} optimisée ainsi :

$$M_{ee}^{MAX1} = 51.36 \pm 2.5 \text{ GeV}$$

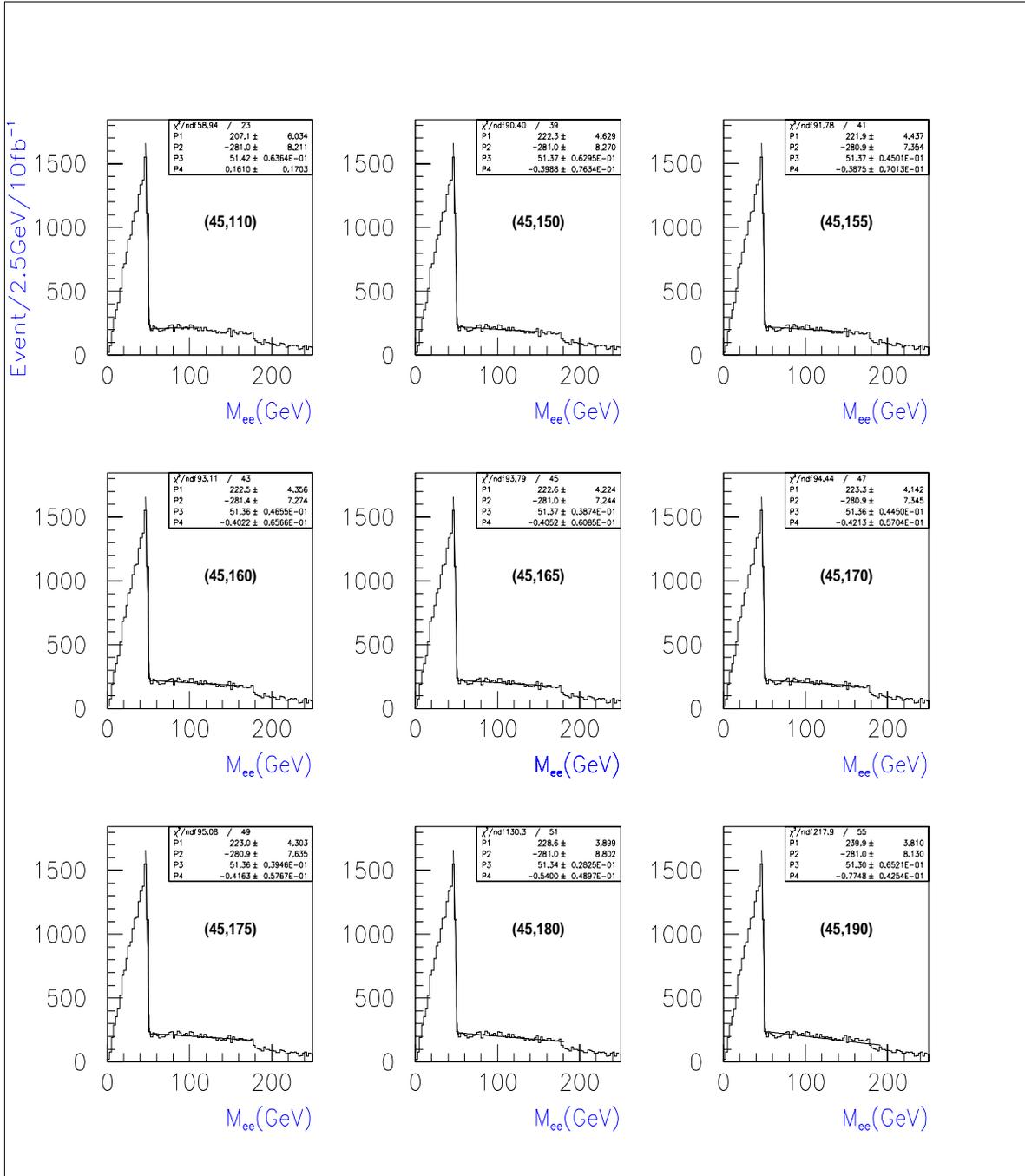


Figure annexe.4. Exemples de comparaison de la distribution simulée à la distribution du modèle mathématique dans la distribution de masse invariante M_{ee} . Dans ces figures, les parenthèses indiquent une zone qui a été comparée.

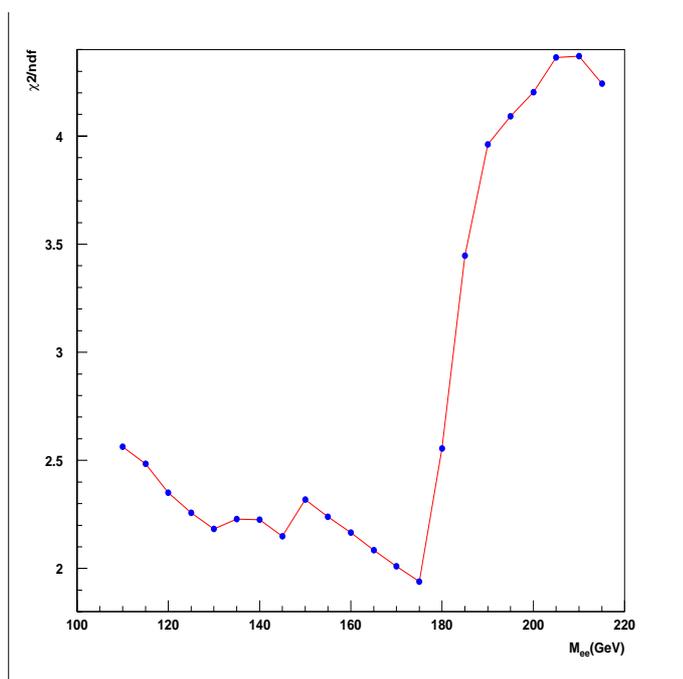


Figure annexe.5. Résultats du calcul de $\chi^2/n.d.f.$ en fonction de la dernière valeur dans les zones qui ont été comparées.

Mesure de la valeur du maximum M_{jee}^{MAX1}

Les figures annexe.6 présentent les exemples de comparaison de la distribution simulée à la distribution du modèle mathématique dans la distribution de masse invariante M_{jee} . Dans ces figures, les parenthèses indiquent une zone qui a été comparée. La figure annexe.7 montre les résultats du calcul de $\chi^2/n.d.f.$ en fonction de la dernière valeur dans les zones qui ont été comparées. Par ces résultats, nous avons obtenu une valeur du maximum M_{jee}^{MAX1} optimisée ainsi :

$$M_{je^{\pm}e^{\mp}}^{MAX1} = 628.4 \pm 6.1 GeV$$

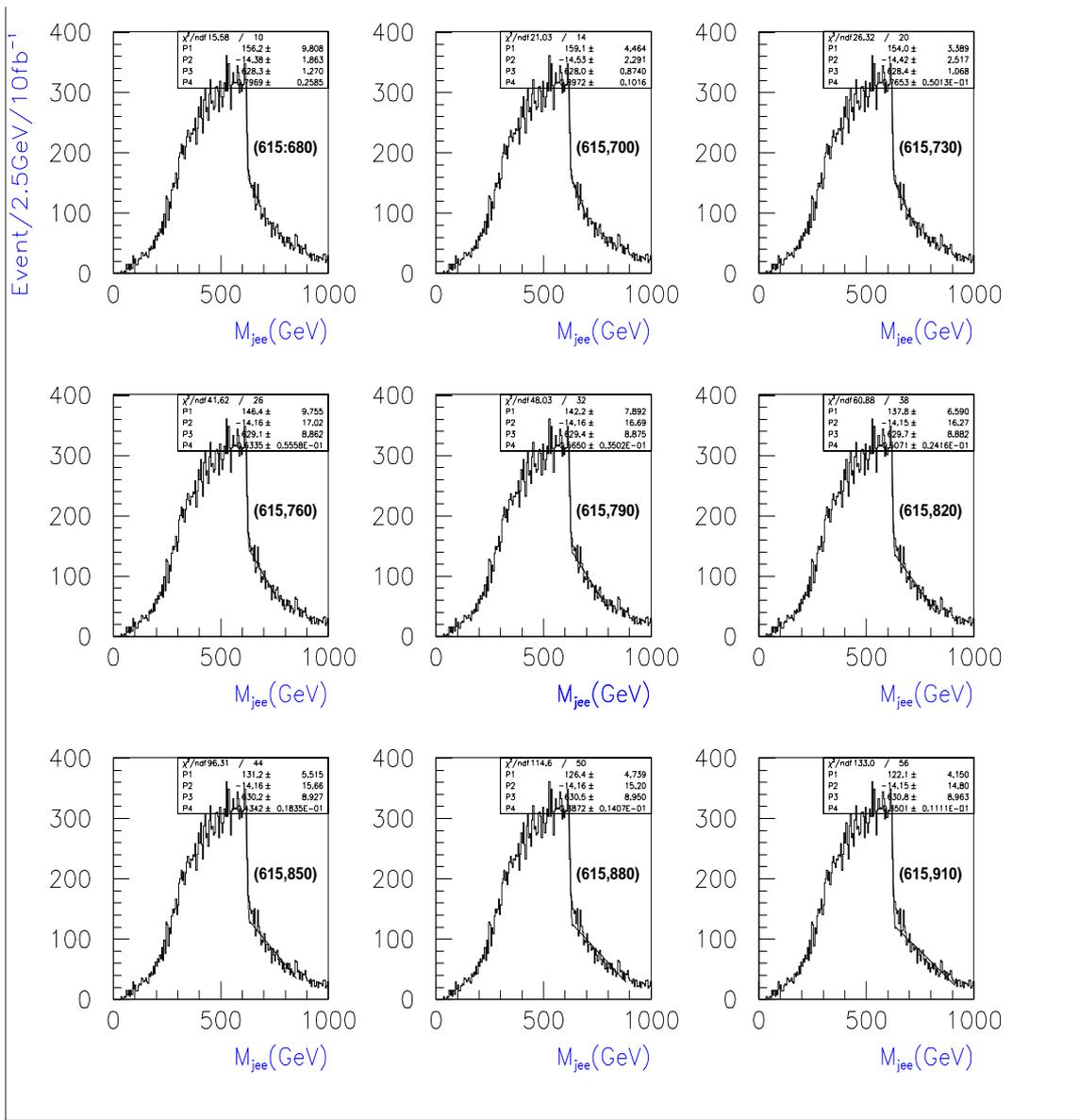


Figure annexe.6. Exemples de comparaison de la distribution simulée à la distribution du modèle mathématique dans la distribution de masse invariante M_{jee} . Dans ces figures, les parenthèses indiquent une zone qui a été comparée.

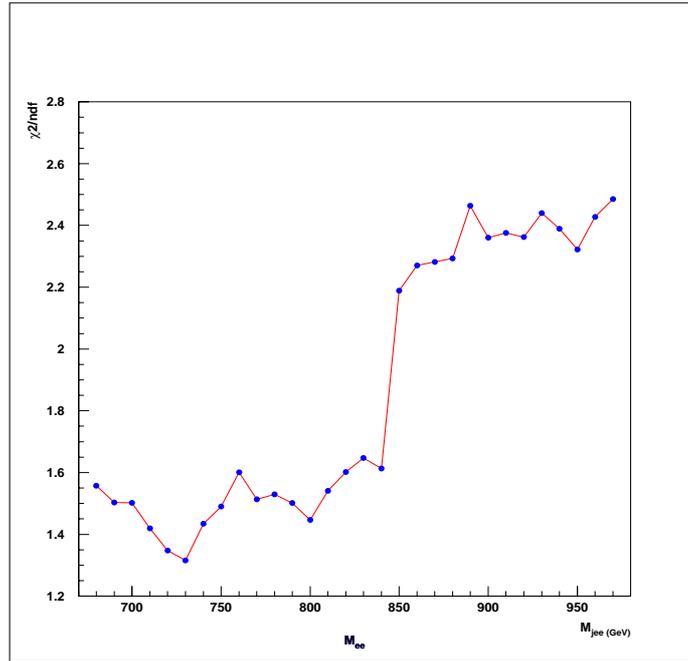


Figure annexe.7. Résultats du calcul de $\chi^2/n.d.f.$ en fonction de la dernière valeur dans les zones qui ont été comparées.

Mesure de la valeur du maximum M_{je}^{MAX1}

Les figures annexe.8 présentent les exemples de comparaison de la distribution simulée à la distribution du modèle mathématique dans la distribution de masse invariante M_{je} . Dans ces figures, les parenthèses indiquent une zone qui a été comparée. La figure annexe.9 montre les résultats du calcul de $\chi^2/n.d.f.$ en fonction de la dernière valeur dans les zones qui ont été comparées. Par ces résultats, nous avons obtenu une valeur du maximum M_{je}^{MAX1} optimisée ainsi :

$$M_{je^\pm}^{MAX1} = 273.9 \pm 6.1 GeV$$

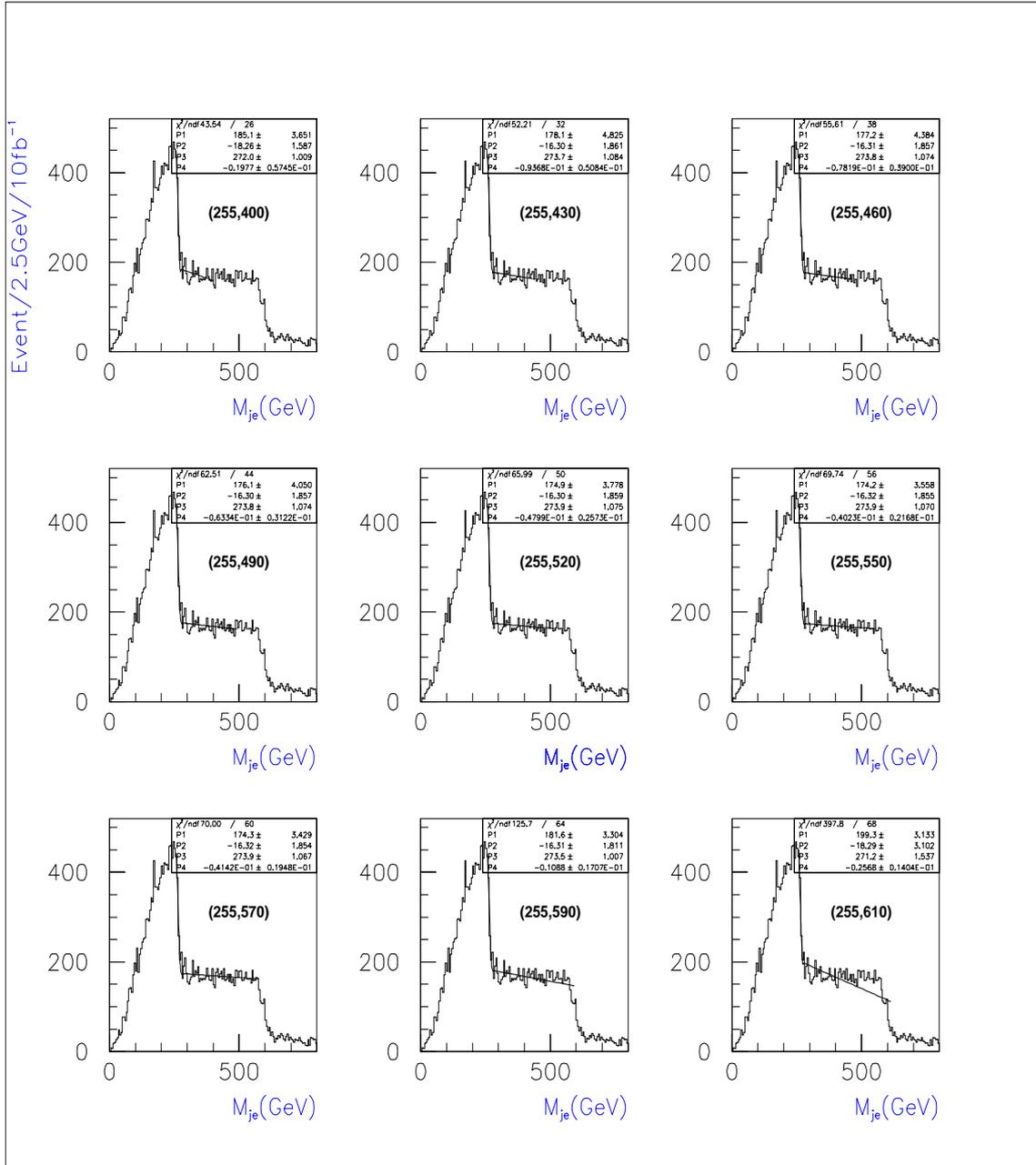


Figure annexe.8. Exemples de comparaison de la distribution simulée à la distribution du modèle mathématique dans la distribution de masse invariante M_{je} . Dans ces figures, les parenthèses indiquent une zone qui a été comparée.

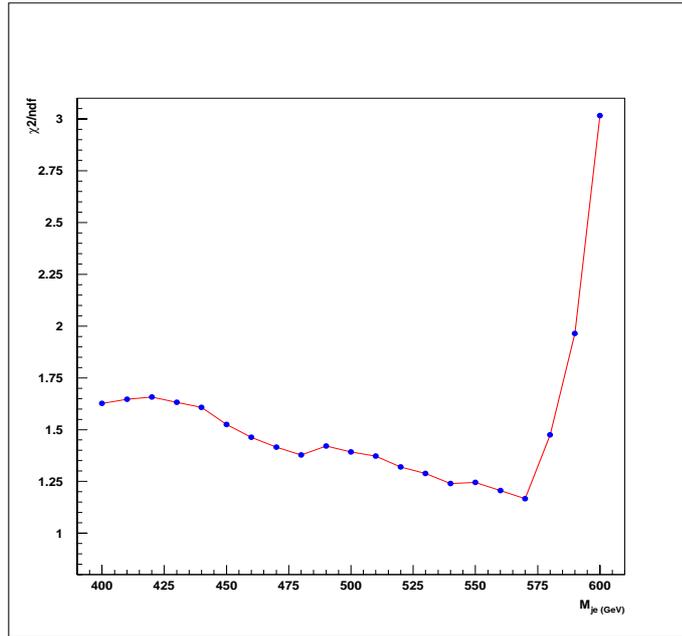


Figure annexe.9. Résultats du calcul de $\chi^2/n.d.f.$ en fonction de la dernière valeur dans les zones qui ont été comparées.

Bibliographie

- [1] Christophe de la Taille, 'Electronique très bas-bruit pour détecteur à liquide organométallique', thèse de doctorat, Ecole Polytechnique, 1989
- [2] P. Flandrin, 'Temps-fréquence', Traité des Nouvelles Technologies série Traitement du signal, Edition Hermes, 1993