

Recherche des squarks quasi dégénérés avec la LSP dans l'expérience DELPHI au LEP

Jalal Abdallah

▶ **To cite this version:**

Jalal Abdallah. Recherche des squarks quasi dégénérés avec la LSP dans l'expérience DELPHI au LEP. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2003. Français. NNT : . tel-00005441

HAL Id: tel-00005441

https://theses.hal.science/tel-00005441

Submitted on 23 Mar 2004

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.

UNIVERSITÉ PARIS 6 PIERRE ET MARIE CURIE

UFR de Physique

THÈSE

pour l'obtention du Diplôme de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ PARIS 6

SPÉCIALITÉ : Constituants Élémentaires, Systèmes Complexes

présentée par

Jalal ABDALLAH

Recherche des squarks quasi dégénérés avec la LSP dans l'expérience DELPHI au LEP

soutenue le 12 décembre 2003 devant le jury composé de :

M.	J-E.	Augustin	
M.	P.	Billoir	
M.	C.	Dionisi	Rapporteur
M.	A.	Djouadi	Rapporteur
M.	P.	Kluit	
Mme.	A.	Savoy-Navarro	Directrice de thèse
M.	M.	Zoäter	

À mes parents

À Ruby

Remerciements

Je remercie Jean-Eudes Augustin, directeur du Laboratoire de Physique Nucléaire et de Hautes Energies, pour m'avoir accueilli au sein de son laboratoire ; je le remercie aussi pour sa lecture approfondie de mon manuscrit de thèse.

Tous mes remerciements à Abdelhak Djouadi et Carlo Dionisi qui ont accepté d'être les rapporteurs de mon mémoire et à Jean Eudes Augustin, Pierre Billoir, Peter Kluit et Mohamad Zoäter qui ont bien voulu être membres de mon jury de thèse.

Un grand merci à Aurore Savoy-Navarro qui a dirigé mon travail avec patience et efficacité. Je la remercie aussi pour la confiance qu'elle m'a accordé tout au long de mon travail.

Une pensée particulière pour Mickael Berggren, dont les conseils et l'assistance m'ont été précieux pendant l'élaboration des différentes analyses : j'ai apprécié ton esprit critique, tes compétences en physique et ton incontestable talent en informatique.

Je remercie l'ensemble de la collaboration DELPHI, en particulier Philippe Charpentier, Patric Jarry, Ulrich Prazefall, Jeanne Mas et Yannick Arnoud pour leur accueil lors de la prise de données et la surveillance de l'OD et de la TPC. Je remercie tous les membres du groupe SUSY, particulièrement Maria Espirito Santo, Patrice Verdier et Thomas Alderweireld.

J'exprime ma reconnaissance au CNRS libanais qui, en finançant cette thèse, m'a permis de réaliser mon projet. Un grand merci à Mouïne Hamze directeur général du CNRS-L et à Charles Tabet responsable du programme des bourses.

Je remercie les membres du LPNHE, notamment Julien Guy pour son humour, et Madjid Belkacem pour sa joie de vivre communicative et ses encouragements. J'exprime ma grande gratitude à Laurent Le Guillou, pour son aide dans la dernière ligne droite. Les nuits blanches passées ensemble au LPNHE et les longues discussions pendant les pauses café sont inoubliables.

Un grand merci à mes parents et à ma famille pour leur soutien tout au long de ces années de thèse ; je remercie chaleureusement Ruba, qui m'a soutenu et qui m'a supporté dans les bons et les mauvais moments ; c'est à vous tous que cette thèse est dédiée.

Table des matières

Introduction **13**

I Un peu de théorie quantique des champs **15**

1 Le Modèle standard et son extension supersymétrique minimale **17**

1.1 Le Modèle Standard 17

1.1.1 Présentation historique 17

1.1.2 Les symétries 18

1.1.3 Brisure de la symétrie électrofaible 19

1.1.4 Succès expérimentaux du Modèle $SU(2)_L \times U(1)$ 20

1.1.5 Points faibles du Modèle Standard 21

1.2 L'introduction de la supersymétrie 25

1.2.1 Algèbre supersymétrique 26

1.2.2 Formalisme des superchamps 27

1.2.2.1 Superchamp chiral 28

1.2.2.2 Superchamp vectoriel 29

1.2.3 Lagrangien supersymétrique 30

1.2.3.1 Lagrangien des champs scalaires et fermioniques 31

1.2.3.2 Lagrangien des champs de jauge 32

1.2.3.3 Lagrangien de couplage des champs de jauge au champs de matière 32

1.2.4 Mécanismes de brisure de la supersymétrie 33

1.3 Le MSSM, Modèle Standard Supersymétrique Minimal 34

1.3.1 Contenu en champs et en particules 34

1.3.2 Lagrangien du MSSM 35

1.3.3 Définition de la R-parité 36

1.3.4 Brisure de la symétrie électrofaible et spectre des bosons de Higgs . 36
1.3.5 Secteur des Charginos 38
1.3.6 Secteur des Neutralinos 38
1.3.7 Secteur des sfermions 38
1.4 Supergravité 39
1.4.1 Supersymétrie locale 39
1.4.2 La grande unification et le modèle de supergravité minimale : mSUGRA 39
1.5 Conclusion 41

2 Phénoménologie des squarks quasi dégénérés 43
2.1 Motivation de la recherche des squarks légers 43
2.2 Production des squarks 44
2.3 Les désintégrations des squarks dans le MSSM 47
2.3.1 Les désintégration du stop 47
2.3.1.1 Désintégrations à deux corps dans l'état final 48
2.3.1.2 Désintégrations à trois corps dans l'état final 51
2.3.1.3 Désintégrations à quatre corps dans l'état final 51
2.3.2 Les désintégrations du sbottom 51
2.4 L'hadronisation et la fragmentation et du stop 53
2.5 Conclusion 54

II Outils expérimentaux et d'analyse 55

3 Le détecteur DELPHI au LEP 57
3.1 Le LEP 57
3.2 Le détecteur DELPHI 59
3.2.1 Les détecteurs de traces 60
3.2.1.1 Le détecteur de vertex (VD) 62
3.2.1.2 Le détecteur interne (ID) 62
3.2.1.3 La chambre à échantillonnage temporel (TPC) 63
3.2.1.4 Le détecteur externe (OD) 65
3.2.1.5 Les chambres à muons (MUB, MUF et MUS) 66
3.2.2 Les calorimètres 66
3.2.2.1 Le calorimètre à échantillonnage temporel (HPC) 67

3.2.2.2 Le calorimètre électromagnétique avant (FEMC) 67
3.2.2.3 Le calorimètre électromagnétique à bas angle STIC 67
3.2.3 Le calorimètre hadronique (HAC) 68
3.2.4 Le détecteur à effet Cherenkov (RICH) 68
3.2.5 Les détecteurs d'herméticité 69
3.3 Système de déclenchement de la prise des données 70
3.4 Reconstruction et simulation des événements 71

4 Les outils de recherche 73
4.1 Reconstruction des jets 73
4.2 La mesure du dE/dx dans la TPC 75
4.2.1 Généralités sur la perte d'énergie par ionisation d'une particule chargée 75
4.2.2 Processus d'ionisation et calcul de $d\sigma/dE$ 75
4.2.3 Algorithme de mesure du dE/dx 77
4.2.4 Calibration du dE/dx et vieillissement 78
4.2.5 Utilisation du dE/dx pour la recherche des squarks stables et lourds 79
4.3 Le programme d'analyse commun SUSANA 83
4.3.1 Sélection des traces chargées et neutres 84
4.3.2 Sélection des événements 84
4.3.3 Algorithmes des compteurs d'herméticité 84
4.3.4 Définition de quelques variables 85
4.4 Calcul des niveaux de confiance 85
4.4.1 Définition des niveaux de confiance 86
4.4.2 Rapport de vraisemblance "likelihood ratio" de la statistique du test 86

III Recherche des squarks quasi dégénérés avec la LSP 89

5 Données analysées et signaux recherchés 91
5.1 Données analysées 91
5.2 Signaux recherchés 93
5.2.1 Simulation de stops de faible durée de vie 94
5.2.2 Simulation des s-hadrons stables 95
5.2.3 Simulation de stops de durée de vie intermédiaire 95
5.2.3.1 Problèmes de simulation dans DELSIM 98
5.2.3.2 Simulation des vertex secondaires 102
5.2.3.3 Simulation des traces primaires 106

6 Simulation des processus standards et présélection **109**

6.1 Deux fermions dans l'état final . . . 109

6.1.1 Les événements Bhabha $e^+e^- \to e^+e^-(\gamma)$ . . . 111

6.1.2 Les processus $e^+e^- \to \mu\bar{\mu}(n\gamma)$ et $e^+e^- \to \tau\bar{\tau}(n\gamma)$ . . . 114

6.2 Quatre fermions dans l'état final . . . 114

6.2.1 Production de paires de W et de $We\bar{\nu}_e$ . . . 114

6.2.2 Production de paires de Z^0 et de $Z^0e^+e^-$ . . . 114

6.3 Les interactions $\gamma\gamma$ . . . 116

6.4 Sections efficaces et générateurs utilisés . . . 117

6.5 Comparaison entre TWOGAM et PYTHIA . . . 118

6.6 Présélection générale . . . 122

6.7 Conclusion . . . 122

7 Recherche de deux jets acoplanaires avec grande énergie manquante **125**

7.1 Présélection des événements . . . 125

7.2 Comparaison entre données et simulation au niveau de la présélection . . . 128

7.3 Sélection finale et efficacités de détection . . . 132

7.4 Résultats et interprétation . . . 132

7.5 Conclusion . . . 135

8 Recherche de s-hadrons stables à LEPII **141**

8.1 Présélection globale des événements . . . 141

8.2 Sélection des s-hadrons chargés . . . 143

8.3 Comparaison entre données et simulation au niveau de la présélection . . . 143

8.4 Calibration du dE/dx . . . 146

8.5 Définition des fenêtres d'analyses et sélection finale . . . 146

8.5.1 Première fenêtre : sélection par un dE/dx anormalement bas . . . 147

8.5.2 Deuxième fenêtre : sélection par un dE/dx anormalement haut . . . 148

8.5.3 Troisième fenêtre : sélection pour des dE/dx intermédiaires . . . 149

8.6 Résultats et efficacités de détection . . . 150

8.7 Conclusion . . . 151

9 Recherche de squarks de durées de vie intermédiaires **157**

9.1 Une présélection délicate 157

9.2 Comparaison entre données et simulation au niveau de la présélection . . . 158

9.3 Séparation des traces 161

9.3.1 Sélection des traces primaires 161

9.3.2 Sélection des traces secondaires 162

9.4 Sélection finale des événements 162

9.5 Résultats et efficacités 163

9.6 Recherche de la trace primaire par la mesure du dE/dx 165

9.7 Combinaison des résultats et limites finales 169

Conclusion **173**

IV Annexes **175**

A Signification des variables **177**

B Largeur du Z^0 à LEP1 et limites sur la masse des squarks **179**

C Diagrammes de référence **181**

Bibliographie **195**

Introduction

Le Modèle Standard qui décrit les interactions électromagnétique, faible et forte constitue à l'heure actuelle la théorie la plus satisfaisante en physique des particules. Les mesures effectuées au LEP et auprès d'autres collisionneurs ont montré la précision de ses prédictions. Les particules prédites par ce modèle ont toutes été observées, à l'exception notable du boson de Higgs ; le boson de Higgs est associé au mécanisme de brisure spontanée de la symétrie électrofaible responsable de la génération des masses des particules.

La seconde phase de fonctionnement du LEP (LEP2) a donné lieu à une importante montée en énergie et en luminosité, permettant aux quatre expériences (ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL) de collecter chacune plus de $600\,\mathrm{pb}^{-1}$. L'énergie dans le centre de masse a atteint 209 GeV en 2000, conduisant à l'observation d'un excès de 2.9σ dans la recherche du boson de Higgs. Cet excès a notamment ouvert le débat sur une éventuelle prolongation du LEP ; mais les contraintes de construction du nouveau collisionneur hadronique prévu de longue date, le LHC, n'ont pas permis d'explorer davantage la signification de cet excès. La découverte (éventuelle) du boson de Higgs sera la tâche du TEVATRON ou du LHC.

Malgré tous ces succès, le Modèle Standard ne constitue pas la théorie ultime car un certain nombre de problèmes fondamentaux sont restés sans explication : l'interaction gravitationnelle, par exemple, est complètement absente du modèle. Le Modèle Standard doit être considéré comme la limite à basse énergie d'une théorie plus complète sous-jacente. Une extension possible des symétries de l'espace-temps se traduisant par une symétrie boson-fermion baptisée *supersymétrie* apporte certaines réponses aux questions soulevées par le Modèle Standard ; elle permet de supprimer les divergences quadratiques provenant des corrections radiatives sur la masse du Higgs. De plus, si la supersymétrie est une symétrie locale, l'interaction gravitationnelle peut être intégrée de façon élégante à la théorie.

Par cette nouvelle symétrie, chaque particule connue se voit attribuer un partenaire supersymétrique, de spin différent. Comme les partenaires supersymétriques n'ont pas été observés avec les mêmes masses que les particules ordinaires (aucun *sélectron* de 511 MeV n'a été détecté, par exemple), la supersymétrie doit être brisée. Les *squarks*, partenaires scalaires des *quarks*, doivent naturellement avoir des masses de l'ordre de l'échelle de la sypersymétrie (1 TeV). Cependant, des considérations phénoménologiques conduisent à penser que les *squarks* de troisième génération pourraient être accessibles aux collisionneurs actuels.

Cette thèse présente la recherche de squarks dans l'expérience DELPHI, dans l'hypothèse où ils seraient quasiment dégénérés en masse avec la particule supersymétrique la

plus légère (LSP). La phénoménologie de ce cas particulier est riche et plusieurs topologies sont envisageables. En effet, la durée de vie du squark est fonction de la différence de masse entre ce squark et la LSP. Pour des faibles différences de masses, la durée de vie devient importante (surtout pour le *stop* partenaire supersymétrique du quark *top*) et les scalaires peuvent alors parcourir une certaine distance dans le détecteur avant qu'ils ne se désintègrent : cette désintégration donne ainsi lieu à des vertex déplacés. Quand la différence de masse devient assez faible pour que la désintégration soit bloquée cinématiquement, les squarks forment des états singlets de couleur et traversent tout le détecteur, laissant la trace d'un passage de particules stables et lourdes.

Pour effectuer notre recherche, nous avons envisagé trois types de signatures. La première correspond à des squarks de très faible durée de vie : c'est la signature habituelle en énergie manquante des particules supersymétriques. La deuxième correspond au contraire à des squarks de grande durée de vie, conduisant à l'observation de particules quasi-stables et lourdes qui produisent une ionisation non-standard dans la TPC. Enfin, la dernière possibilité envisagée est le cas de squarks de durée de vie intermédiaire, dont la signature est la présence de traces brisées et de vertex déplacés. Toutes les données collectées dans DELPHI de 1998 à 2000 (correspondant à une énergie dans le centre de masse allant de 189 à 209 GeV) ont été exploitées pour rechercher ces trois topologies.

Cette thèse s'articule en trois parties. Nous évoquerons tout d'abord le formalisme du modèle standard et de son extension supersymétrique minimale, le MSSM (chapitre 1) ; nous nous intéresserons ensuite plus particulièrement à la phénoménologie des squarks quasi-dégénérés (chapitre 2). La deuxième partie de la thèse sera consacrée à la description du détecteur DELPHI au LEP (chapitre 3) et aux outils de reconstruction et de recherche utilisés (chapitre 4). Enfin, nous présenterons ce qui a constitué le coeur de ce travail de thèse : les données analysées (chapitre 5), la simulation des processus (chapitre 6), et surtout les trois analyses développées pour la recherche de squarks quasi-dégénérés : la recherche de squarks de faible durée de vie signés par une forte énergie manquante (chapitre 7), la recherche de squarks de longue durée de vie (chapitre 8), et la recherche de squarks de durées de vie intermédiaires (chapitre 9). La combinaison des résultats de ces trois analyses sera aussi présentée.

Première partie

Un peu de théorie quantique des champs

Chapitre 1

Le Modèle standard et son extension supersymétrique minimale

Avant de décrire le cadre théorique de la supersymétrie, ses motivations, et ses signatures expérimentales nous évoquons tout d'abord le Modèle Standard qui donne, à l'heure actuelle, la description la plus précise et la plus satisfaisante de la phénoménologie des interactions électromagnétique, faible et forte. Le modèle standard présente cependant quelques problèmes : on verra que la supersymétrie permet d'en résoudre un certain nombre. L'introduction de la supersymétrie est aussi motivée par le fait qu'elle constitue la seule extension possible du groupe de Poincaré. Nous étudierons ensuite le MSSM qui est l'extension supersymétrique minimale du modèle standard. Les analyses de recherches expérimentales effectuées dans cette thèse seront interprétées dans le cadre de ce modèle.

1.1 Le Modèle Standard

1.1.1 Présentation historique

Dans les années cinquante, les théories quantiques décrivant les interactions faibles sont confrontées à un grave problème. L'interaction faible est alors décrite à basse énergie par la théorie de Fermi qui fait intervenir le produit ponctuel de quatre champs fermioniques et la constante de Fermi G_F. À haute énergie, les corrections radiatives ne sont plus négligeables et la section efficace, proportionnelle à $G_F^2 s$, diverge.

La solution apportée à ce problème a changé profondement notre vision des interactions : elles ne seront plus considérées comme le produit direct de champs fermioniques, mais comme portées par des bosons intermédiaires vectoriels qui se couplent à la matière avec une certaine constante de couplage g. Pour résoudre le problème de la désintégration du muon $\mu^- \to \nu_\mu e^- \bar{\nu}_e$ on introduit ainsi une particule massive et chargée, le boson W, ayant un propagateur :

$$\frac{g^{\mu\nu} - \frac{p^\mu p^\nu}{M_W^2}}{p^2 - M_W^2} \tag{1.1}$$

La constante de Fermi peut être exprimée à faible énergie, en fonction de la constante de couplage g et la masse du boson intermédiaire W par : $G_F/\sqrt{2} = g^2/8M_W^2$. Pour que le

principe d'unitarité ne soit pas violé, il faut aussi introduire un boson neutre, le Z^0, ce qui conduit à une théorie de jauge de Yang-Mills [1] basée sur le groupe non abélien $SU(2)$. Le premier modèle unifiant les interactions faible et électromagnétique dans une théorie de jauge non abélienne $SU(2) \times U(1)$ remonte aux travaux de Glashow [15] et Salam [16]. Weinberg [2] et Salam utilisent ensuite le mécanisme du Higgs [3] pour générer les masses par brisure spontanée de symétrie ; enfin, G. t'Hooft [5] montre que les théories de jauge non abéliennes sont renormalisables.

1.1.2 Les symétries

En physique des particules, les symétries sont à la base de toute théorie[1]. Ainsi, étudier les interactions entre particules revient à trouver toutes leurs symétries.

Une symétrie est par définition l'invariance du lagrangien sous une transformation donnée. Ceci implique la conservation dans le temps d'une quantité J^μ appelée courant de Noether.

On distingue deux types de symétrie : les symétries d'espace-temps et les symétries internes qui, par définition, commutent avec les symétries d'espace-temps.

Le modèle standard est invariant par construction sous le groupe de Poincaré qui contient les translations de générateur P_μ et les transformations de Lorentz de générateur $M_{\mu\nu}$. Il est aussi invariant par rapport à la transformation CPT. Enfin, le modèle standard est invariant sous les symétries internes de générateurs T_a.

L'algèbre de Lie du modèle standard est donc donnée par :

$$\begin{array}{lcl} [M_{\mu\nu}, M_{\rho\sigma}] & = & -i(g_{\mu\rho}M_{\nu\sigma} - g_{\mu\sigma}M_{\nu\rho} + g_{\nu\sigma}M_{\mu\rho} - g_{\nu\rho}M_{\mu\nu}) \\ [P_\mu, P_\nu] & = & 0 \\ [M_{\mu\nu}, P_\lambda] & = & i(P_\mu g_{\nu\lambda} - P_\nu g_{\mu\lambda}) \\ [T_a, T_b] & = & iC^c_{ab}T_c \end{array} \tag{1.2}$$

où C^c_{ab} sont des constantes de structure.

Les symétries du modèle standard obéissent à une algèbre de commutateurs. Ces symétries sont, d'après le théorème de Coleman Mandula [11], les seules symétries associées à un groupe de Lie envisageables, ce qui signifie aussi que les seules symétries d'espace-temps continues possibles sont celles du groupe de Poincaré qui traduisent :

- l'invariance des lois physiques sous une translation dans l'espace-temps qui conduit à la conservation de l'énergie-impulsion ;
- l'invariance par rotation qui conduit à la conservation du moment cinétique ;
- et l'invariance sous les transformations de Lorentz.

Outre les symétries d'espace-temps, le modèle standard est basé sur le groupe non abélien $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$. Le groupe $SU(3)_C$ représente les huits champs de jauge $g^i_\mu (i = 1....8)$ et entraîne la conservation de la couleur ; le groupe $SU(2)_L$, qui agit seulement sur les fermions de chiralité gauche, est associé à trois champs de jauge $W^i_\mu (i = 1....3)$ et implique la conservation de l'isospin faible ; enfin, le groupe $U(1)_Y$ est associé au champ de jauge B_μ qui donne lieu à la conservation de l'hypercharge Y.

[1] Ceci peut-être généralisé à tous les domaines de la physique

Les fermions de chiralité gauche sont rassemblés en doublets d'isospin faible alors que les fermions de chiralité droite sont singlets d'isospin faible. La charge d'un fermion est reliée à la troisième composante de l'isospin faible I_3 et à l'hypercharge Y par :

$$Q = \frac{Y}{2} + T_3 \tag{1.3}$$

Le tableau 1.1 présente les fermions du modèle standard avec leurs isospins faibles, leurs charges électriques et leurs hypercharges.

Le modèle standard contient, outre ces champs, le secteur de champ de Higgs qui fait intervenir un doublet de scalaires nécessaires à la génération de la masse de toutes les particules.

Multiplets	Particules	Y	I	I_3	Q
Doublets gauches	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}$	-1	1/2	$\begin{pmatrix} 1/2 \\ -1/2 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 0 \\ -1 \end{pmatrix}$
Singlets droits	$(e^-)_R\,(\mu^-)_R\,(\tau^-)_R$	-2	0	0	-1
Doublets gauches	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$	1/3	1/2	$\begin{pmatrix} 1/2 \\ -1/2 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 2/3 \\ -1/3 \end{pmatrix}$
Singlets droits	$\begin{matrix} (u)_R & (c)_R & (t)_R \\ (d)_R & (s)_R & (b)_R \end{matrix}$	$\begin{matrix} 4/3 \\ -2/3 \end{matrix}$	$\begin{matrix} 0 \\ 0 \end{matrix}$	$\begin{matrix} 0 \\ 0 \end{matrix}$	$\begin{matrix} 2/3 \\ -1/3 \end{matrix}$

TAB. 1.1 – *Champs fermioniques du modèle standard.*

1.1.3 Brisure de la symétrie électrofaible

Les masses des bosons et des fermions sont générées à l'aide du mécanisme de Higgs, dit aussi mécanisme de brisure spontanée de symétrie. Le groupe de jauge électrofaible $SU(2)_L \times U(1)_Y$ est spontanément brisé en $U(1)_{em}$ (groupe de l'interaction électromagnétique) par l'intermédiaire d'un doublet complexe de $SU(2)_L$, ϕ, obéissant au potentiel :

$$V(\phi) = -\mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2 \tag{1.4}$$

Pour $\lambda > 0$ et $\mu^2 > 0$, l'Hamiltonien possède un minimum donné par :

$$\frac{\partial V}{\partial \phi} = 0 \tag{1.5}$$

et le potentiel de Higgs acquiert un minimum non trivial dans le vide correspondant à :

$$|\phi|^2 = \mu^2/2\lambda \tag{1.6}$$

Ce minimum n'étant pas unique, le choix d'une valeur particulière entraîne la brisure spontanée de la symétrie. On choisit alors la valeur :

$$\phi_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{\nu}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \tag{1.7}$$

où ν, appelé valeur moyenne dans le vide (v.e.v.), est égale à $\sqrt{\frac{\mu^2}{\lambda}}$.

Les termes de masses des bosons de jauge apparaissent lorsqu'on introduit dans le lagrangien du modèle standard le champ de Higgs développé au voisinage de ce minimum. On obtient explicitement :

$$M_W = \frac{g\nu}{2} \qquad M_Z = \frac{g\nu}{2\cos\theta_W} \qquad M_\gamma = 0. \tag{1.8}$$

l'angle θ_W étant l'angle de Weinberg définit par :

$$\tan\theta_W = \frac{g'}{g} \tag{1.9}$$

où g et g' sont les couplages de jauge de $SU(2)_L$ et $U(1)_Y$ respectivement.

On obtient également la fameuse relation :

$$\frac{M_W}{M_Z} = \cos\theta_W \tag{1.10}$$

La masse des fermions s'obtient en introduisant dans le lagrangien des termes invariants de jauge sous la forme $h_f[\bar{\psi}_R(\phi^\dagger\psi_L)+(\bar{\psi}_L\phi)\psi_L]$. Ces couplages de Yukawa conduisent après brisure de symétrie à :

$$m_f = h_f\phi_0 = h_f\frac{\nu}{\sqrt{2}} \tag{1.11}$$

1.1.4 Succès expérimentaux du Modèle $SU(2)_L \times U(1)$

Le modèle standard constitue à ce jour la théorie de physique des particules la plus satisfaisante et la mieux vérifiée du point de vue expérimental [4]. Le spectre de particules qu'il prévoit a été observé en totalité à l'exception du boson de Higgs. Les bosons $W^\pm$ et Z^0 ont en effet été découverts au CERN en 1983, le top a été découvert au TEVATRON en 1995, et en 2000 le ν_τ a été observé dans l'expérience DONUT.

De plus, le LEP a permis des mesures très précises de la masse et de la largeur totale du boson Z^0 par la mesure de sa section efficace hadronique au pôle où le boson Z^0 se désintègre en quarks (figure 1.1). La largeur de la désintégration du Z^0 permet de déterminer le nombre de neutrinos qui, comme le montre la figure, s'élève à trois. Ceci rend très plausible le fait que le nombre de familles des particules élémentaires soit aussi limité à trois.

D'autre part, les mesures précises de la masse du boson W et de sa section efficace constituent un test important de la validité du modèle standard. La figure 1.2 montre la comparaison entre les mesures directes et indirectes de la masse du boson W et la figure 1.3 montre le bon accord entre les calculs théoriques et la mesure expérimentale de la section efficace de production de paires de bosons W.

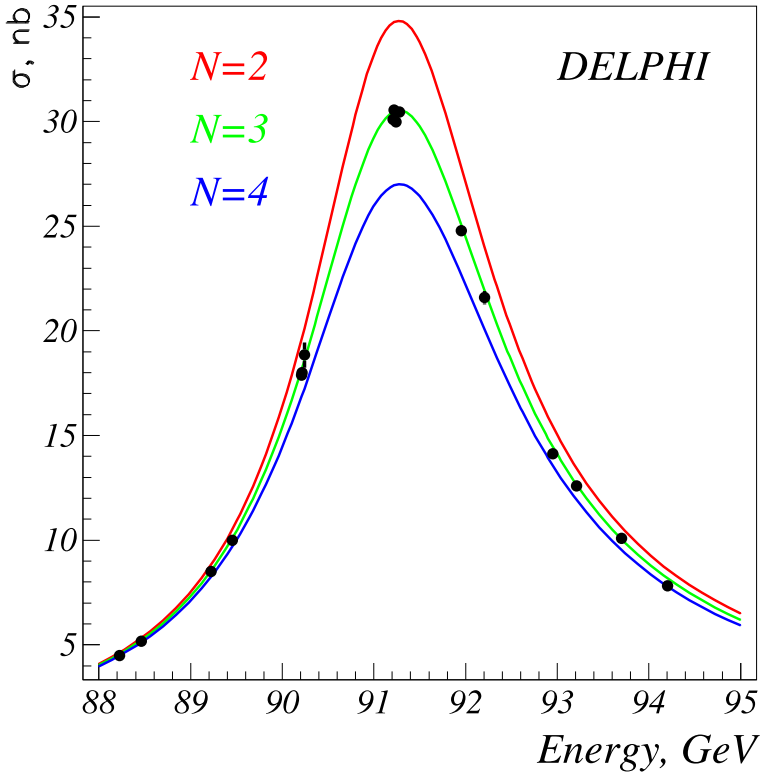


FIG. 1.1 – *Section efficace de la désintégration hadronique du Z^0. Les données sont en très bon accord avec la courbe donnant trois familles de neutrinos.*

1.1.5 Points faibles du Modèle Standard

Malgré les succès expérimentaux du modèle standard, plusieurs difficultés conduisent à penser qu'il ne constitue pas la théorie ultime en physique des particules. Le modèle standard doit être plutôt considéré comme une théorie effective à basse énergie ($\Lambda = M_w$) d'une nouvelle physique qui devrait apparaître à une plus grande échelle d'énergie. Passons en revue les principaux problèmes du modèles standard.

Nombre de paramètres libres Le modèle standard possède 19 paramètres libres constitués de 3 couplages de jauge (α_S, g et g'), 2 paramètres dans le potentiel de Higgs μ et λ, 9 couplages de Yukawa h_f, 3 angles de mélange et 1 phase dans le secteur des quarks provenant de la matrice CKM et 1 angle θ_{QCD} (une phase de l'interaction forte violant la symétrie CP). Le nombre important des paramètres ne constitue pas un problème en soi ; il est cependant souhaitable que, dans une théorie fondamentale, le nombre de paramètres libres soit suffisamment limité afin que cette théorie soit la plus prédictive possible.

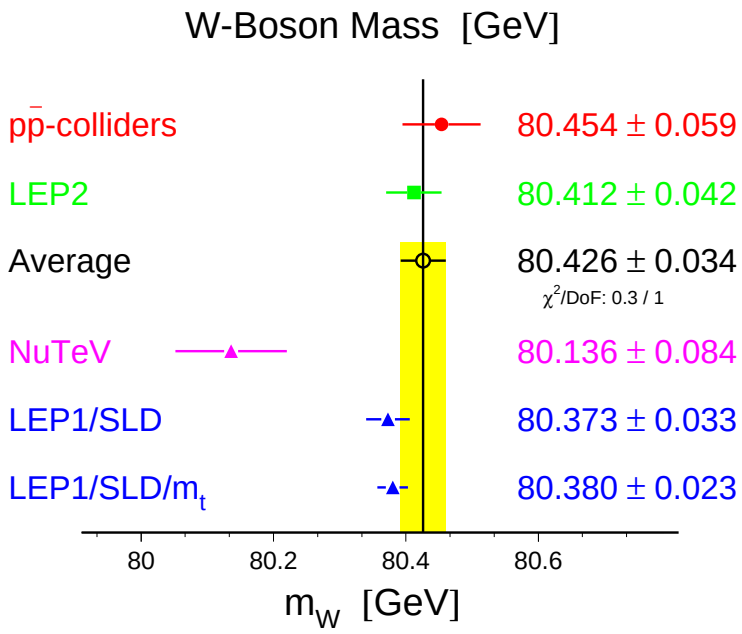


FIG. 1.2 – *Mesures de la masse du boson W. Les trois premières mesures sont celle du Tevatron, du LEP et leur combinaison, tandis que les trois dernières sont des déterminations indirectes de la masse du W.*

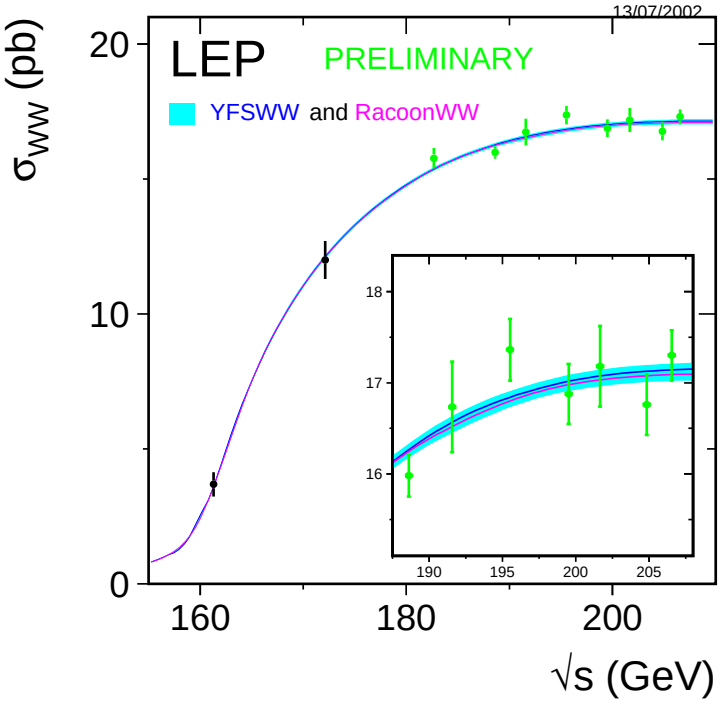


FIG. 1.3 – *Section efficace de production de paires de bosons W mesurée au LEP. La ligne continue représente les prédictions du modèle standard.*

Secteur des fermions Dans la section 1.1.3, nous avons vu que les fermions acquièrent une masse par le mécanisme de Higgs suivant la formule $m_f = h_f \phi_0$ où m_f est la masse du fermion, h_f son couplage de Yukawa et $\phi_0 = \nu/\sqrt{2}$ la valeur moyenne dans le vide du champ de Higgs. D'après l'équation (1.8), $\nu = 2M_W/g = 246$ GeV/c^2 ce qui donne $\phi_0 = 173$ GeV/c^2. Ceci permet de dire que le quark top est le seul fermion à posséder un couplage de Yukawa proche de 1. Les autres fermions ont des couplages beaucoup plus faibles et le couplage de Yukawa de l'électron est d'environ 2.86×10^{-6}. Cette hiérarchie des masses reste sans explication tout comme les masses des fermions elles-mêmes.

La non-unification des couplages Dans le modèle standard, les interactions forte, faible et électromagnétique ne sont pas unifiées puisqu'elles sont combinées par le produit direct de trois groupes de jauge. Les constantes de couplages de ces trois interactions, mesurées très précisement à LEP1, ne convergent pas à haute énergie (figure 1.4).

Le problème de la gravitation La gravitation présente plusieurs difficultés. D'une part, la théorie de la gravitation d'Einstein est construite en dehors du cadre des théories quantiques de jauge. L'ajout de la gravitation dans une théorie de jauge prive en effet cette dernière de l'importante propriété de renormalisabilité. Par ailleurs, toutes les autres interactions semblent découler du principe de l'invariance locale de jauge, alors

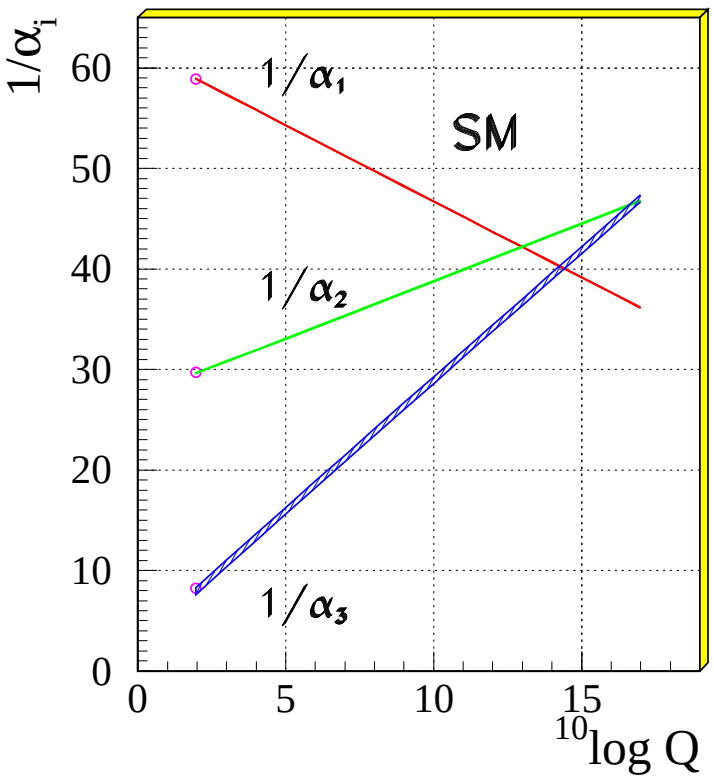


FIG. 1.4 – *Évolution des constantes de couplage dans le modèle standard.*

que la compréhension de la gravitation nécessite un principe supplémentaire : le principe d'équivalence.

Le problème de naturalité Les corrections radiatives apportent une divergence quadratique à la masse du boson de Higgs. La figure 1.5 montre le diagramme à une boucle de fermions. Les plus importantes contributions proviennent des quarks lourds, donc du top en particulier. Ces corrections sur la masse m_H du boson de Higgs peuvent s'écrire comme :

$$\delta m_H^2 \simeq \lambda \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \frac{1}{k^2 - m_f^2} \tag{1.12}$$

où k et m_f sont respectivement la quantité de mouvement et la masse du fermion dans la boucle, λ étant le couplage qui intervient dans ce diagramme. La divergence quadratique de cette intégrale nécessite une renormalisation où on introduit une échelle Λ d'énergie au delà de laquelle le Modèle standard n'est plus valide. On obtient alors :

$$\delta m_H^2 = m_H^2 - m_0^2 \simeq \lambda \frac{\Lambda^2}{16\pi^2} \tag{1.13}$$

où m_0 est la masse nue. En supposant qu'il n'y ait pas de nouvelle physique avant l'échelle de Planck, soit $\Lambda \sim 10^{19}$ GeV et en choisissant une valeur pour la masse du boson de

Higgs aux environs de 100 GeV/c^2 on obtient :

$$\frac{m_0^2}{\Lambda^2} = 10^{-34} - \frac{\lambda}{16\pi^2} \tag{1.14}$$

On observe ainsi que la correction résultante dépasse la masse du boson du Higgs de 32 ordres de grandeur et qu'il est nécessaire d'ajuster la masse nue m_0 avec une précision de 10^{-16}. Cet ajustement (*fine tuning*) n'est pas *naturel*, dans le sens où une théorie est naturelle si ses propriétés observables sont stables sous des petites variations de ses paramètres fondamentaux. Autrement dit, le modèle standard n'est naturel que si la nouvelle physique est située à une échelle d'énergie beaucoup plus basse que l'échelle de Planck, typiquement une échelle de l'ordre du TeV/c^2.

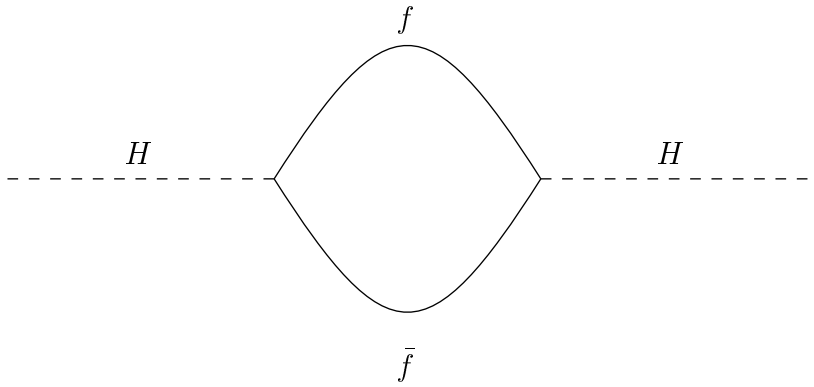


FIG. 1.5 – *Correction radiative à une boucle sur la masse du boson de Higgs.*

1.2 L'introduction de la supersymétrie

Dans cette section, nous présentons brièvement les concepts de la supersymétrie [6, 7, 8]. Il s'agit d'une introduction minimale du formalisme permettant l'écriture d'un lagrangien supersymétrique.

Nous avons déjà vu que le modèle standard était invariant sous les symétries d'espace-temps du groupe de Poincaré.

Haag, Lopuszanski et Sohnius ont montré dans [14] que la seule extension possible des symétries d'espace-temps est une symétrie dont les générateurs Q obéissent à des relations d'anticommutation. La nouvelle symétrie ainsi obtenue est appelée *supersymétrie*. Examinons l'algèbre de cette nouvelle symétrie.

1.2.1 Algèbre supersymétrique

L'algèbre de la supersymétrie est une extension de l'algèbre du groupe de Poincaré. Ses générateurs satisfont à l'algèbre suivante [14, 12] :

$$\begin{array}{rcl} \{Q_r^I, \bar{Q}_s^J\} & = & 2(\gamma^\mu)_{rs} P_\mu \delta^{IJ} \\ [Q_r^I, P_\mu] & = & 0 \\ [Q_r^I, M_{\mu\nu}] & = & i(\sigma_{\mu\nu})_{rs} Q_s^I \\ \{Q_r^I, Q_s^J\} & = & \epsilon_{rs} Z^{IJ} \end{array} \tag{1.15}$$

où les générateurs Q_r^I et Q_s^I sont des spineurs de Majorana possédant quatre composantes réelles ($r, s = \{1, 2, 3, 4\}$). I varie de 1 à N où N est le nombre total de générateurs supersymétriques. $\bar{Q}_r^I = (Q^{I\dagger}\gamma^0)_s$, $\sigma_{\mu\nu} = \frac{1}{4}[\gamma_\mu, \gamma_\nu]$ et $Z^{IJ} = -Z^{IJ}$ sont les charges centrales.

Cette algèbre qui fait intervenir des relations de commutation et d'anticommutation est appelée "algèbre de Lie gradée" ou "superalgèbre de Poincaré". L'algèbre la plus simple est celle qui correspond à $N = 1$, comportant un seul générateur supersymétrique. Les charges centrales sont alors nulles et on parle de supersymétrie simple. Par la suite, on ne considère que ce cas.

Contrairement aux générateurs P_μ et $M_{\mu\nu}$ qui sont des opérateurs bosoniques les générateurs Q sont des opérateurs fermioniques. Il est clair que ces générateurs transforment un état fermionique en un état bosonique et vice versa :

$$Q\,|Boson\rangle = |Fermion\rangle \qquad\qquad Q\,|Fermion\rangle = |Boson\rangle\,. \tag{1.16}$$

À partir de la première relation de l'algèbre de Lie graduée (1.15), on voit que deux transformations supersymétriques successives sont équivalentes à une translation d'espace-temps. On démontre également à partir de cette relation que dans une théorie invariante par supersymétrie, les nombres de degrés de liberté bosoniques et fermioniques doivent être égaux.

La deuxième équation implique $[Q_r, P_\mu P^\mu] = 0$, ce qui montre que la masse ($m^2 = P^2$) est invariante par supersymétrie et qu'ainsi la masse de chaque particule standard est égale à celle de la particule supersymétrique qui lui est associée. De plus, les partenaires supersymétriques possèdent les mêmes nombres quantiques internes (charge électrique, couleur QCD ...) car les générateurs supersymétriques commutent avec les générateurs des symétries internes. La supersymétrie relie donc chaque particule standard à une particule supersymétrique qui diffère d'une demi-unité de spin. Les deux particules forment ainsi un multiplet supersymétrique ou supermultiplet. Il existerait ainsi un électron "bosonique" de masse 0,511 MeV/c^2. La supersymétrie doit par conséquent être brisée afin d'obtenir des masses différentes entre partenaires supersymétriques car un tel électron "bosonique" n'a pas été observé.

Nous avons vu dans la section 1.1.5 que les corrections radiatives à une boucle sur la masse du Higgs divergent de façon quadratique. Le modèle standard n'est donc pas une théorie naturelle dans le sens où il est instable à des légères variations de ses paramètres. Examinons maintenant l'effet de la supersymétrie sur les divergences quadratiques des scalaires. La supersymétrie associe, à chaque particule, un partenaire qui diffère d'une demi-unité de spin. Les nombres de degrés bosoniques et fermioniques étant égaux, à

chaque diagramme de correction radiative à la masse du Higgs peut être associé un nouveau diagramme comprenant une boucle de particule avec un spin différent de 1/2. Le diagramme de la figure 1.5 peut être associé à celui de la figure 1.6 ; comme le signe d'une boucle de boson est opposée à celui d'une boucle de fermion, la contribution globale de ces deux diagrammes peut s'écrire donc comme :

$$\delta m_H^2 \simeq \frac{\lambda}{16\pi^2}(\Lambda^2 + m_b^2) - \frac{\lambda}{16\pi^2}(\Lambda^2 + m_f^2) \simeq \frac{\lambda}{16\pi^2}(m_b^2 - m_f^2) \tag{1.17}$$

où m_b et m_f sont les masses du boson et du fermion dans les boucles.

La condition suivante :

$$\left|m_b^2 - m_f^2\right| \leq 1 \text{ (TeV}/c^2)^2. \tag{1.18}$$

assure donc, la naturalité de la théorie puisqu'elle permet de contrôler les divergences quadratiques.

En conclusion, la supersymétrie permet d'annuler les divergences quadratiques dues aux corrections radiatives sur la masse des scalaires, et ceci à tous les ordres de perturbation à condition que la masse des partenaires supersymétriques des particules standards soit inférieure à une échelle de l'ordre du TeV$/c^2$. Cette dernière condition constitue la motivation principale pour la recherche de particules supersymétriques auprès des accélérateurs actuels.

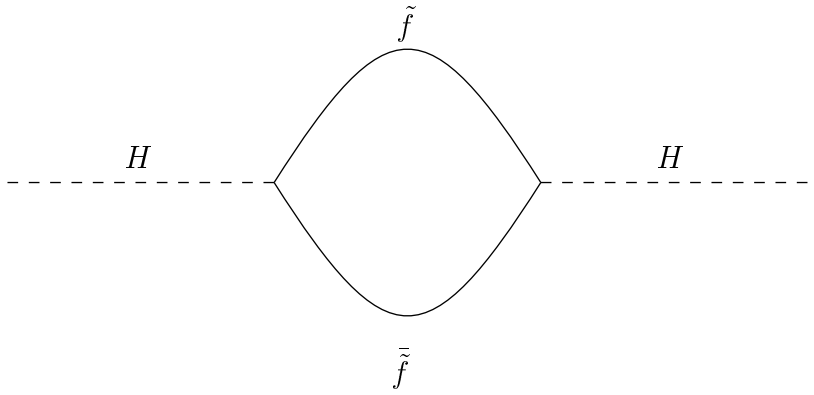


FIG. 1.6 – *Contribution sfermionique à la correction radiative à une boucle sur la masse du boson de Higgs.*

1.2.2 Formalisme des superchamps

Nous allons maintenant présenter le formalisme des superchamps qui constitue un outil très important pour la construction de théories supersymétriques. On introduit tout d'abord le supermultiplet qui est un ensemble réunissant les particules standards et leurs partenaires supersymetriques et le superchamp qui lui est associé. L'introduction des supermultiplets nécessite de définir la notion de superespace qui est une extension de l'espace-temps avec une dimension supplémentaire fermionique. Un point r du superespace sera donc défini par :

$$r = (x^\mu, \theta^\alpha, \bar{\theta}_{\dot{\alpha}}); \quad \alpha,\ \dot{\alpha} = 1, 2. \tag{1.19}$$

où les θ sont des variables anticommutantes, appelées variables de Grassmann et vérifiant les relations :

$$\left\{\theta^\alpha, \theta^\beta\right\} = \left\{\theta^\alpha, \bar{\theta}_{\dot{\alpha}}\right\} = \left\{\bar{\theta}_{\dot{\alpha}}, \bar{\theta}_{\dot{\beta}}\right\} = 0. \tag{1.20}$$

$$\left[x^\mu, \theta^\alpha\right] = \left[x^\mu, \bar{\theta}_{\dot{\alpha}}\right] = 0. \tag{1.21}$$

La représentation, dans le superespace, des générateurs de la supersymétrie peut s'écrire comme :

$$Q_\alpha = \frac{\partial}{\partial\theta^\alpha} - i\sigma^\mu_{\alpha\dot{\beta}}\bar{\theta}^{\dot{\beta}}\partial_\mu \tag{1.22}$$

$$\bar{Q}^{\dot{\alpha}} = -\frac{\partial}{\partial\bar{\theta}^{\dot{\alpha}}} + i\theta^\alpha\sigma^\mu_{\beta\dot{\alpha}}\partial_\mu \tag{1.23}$$

avec

$$\{Q_\alpha, \bar{Q}_{\dot{\beta}}\} = 2\sigma^\mu_{\alpha\dot{\beta}}P_\mu \tag{1.24}$$

Dans ces expressions $\sigma^\mu = (1, \sigma^i)$ et σ^i sont les matrices de Pauli.

Les dérivées covariantes peuvent donc être définies comme :

$$D_\alpha = \frac{\partial}{\partial\theta^\alpha} + i\sigma^\mu_{\alpha\dot{\beta}}\bar{\theta}^{\dot{\beta}}\partial_\mu \tag{1.25}$$

$$\bar{D}^{\dot{\alpha}} = -\frac{\partial}{\partial\bar{\theta}^{\dot{\alpha}}} - i\theta^\alpha\sigma^\mu_{\beta\dot{\alpha}}\partial_\mu \tag{1.26}$$

L'expression la plus générale d'un superchamp comprend un nombre limité de termes du fait des propriétés des variables de Grassmann et peut être exprimé par :

$$\begin{aligned} F(x,\theta,\bar{\theta}) = {} & f(x) + \theta^\alpha\varphi_\alpha(x) + \bar{\theta}_{\dot{\alpha}}\bar{\chi}^{\dot{\alpha}}(x) + \theta^\alpha\theta_\alpha m(x) + \bar{\theta}_{\dot{\alpha}}\bar{\theta}^{\dot{\alpha}}(x) + (\theta\sigma^\mu\bar{\theta})\upsilon_\mu(x) \\ & + (\theta^\alpha\theta_\alpha)\bar{\theta}_{\dot{\alpha}}\bar{\lambda}^{\dot{\alpha}}(x) + (\bar{\theta}_{\dot{\alpha}}\bar{\theta}^{\dot{\alpha}})\theta^\alpha\psi_\alpha(x) + (\theta^\alpha\theta_\alpha)(\bar{\theta}_{\dot{\alpha}}\bar{\theta}^{\dot{\alpha}})d(x) \end{aligned} \tag{1.27}$$

Les champs $f(x)$, $m(x)$, $n(x)$ et $d(x)$ représentent les champs de spin 0 ; $\varphi_\alpha(x)$, $\bar{\chi}^{\dot{\alpha}}(x)$, $\bar{\lambda}^{\dot{\alpha}}(x)$ et $\varphi_\alpha(x)$ représentent des champs de spin 1/2 et $\upsilon_\mu(x)$ est un champ de spin 1.

1.2.2.1 Superchamp chiral

Le superchamp chiral $\Phi(x,\theta,\bar{\theta}) = 0$ décrit le supermultiplet chiral contenant un fermion de spin 1/2 (chiral) et un scalaire (complexe). Le superchamp $\Phi(x,\theta,\bar{\theta}) = 0$ est défini par :

$$\bar{D}^{\dot{\alpha}}\Phi(x,\theta,\bar{\theta}) = 0. \tag{1.28}$$

La forme la plus générale du superchamp chiral satisfaisant à la dernière relation est donnée par :

$$\Phi(y,\theta) = \varphi(y) + \sqrt{2}\theta^\alpha\psi_\alpha(y) + \theta^\alpha\theta_\alpha F(y) \tag{1.29}$$

où on a effectué le changement de variable suivant : $y^\mu = x^\mu + i\theta\sigma^\mu\bar{\theta}$. Les champs φ et F sont des champs scalaires complexes et ψ_α est un spineur. La dimension en masse du champ spinoriel ψ_α est de 3/2 et celle du champ scalaire φ est de 1. Comme la dimension de la variable de Grassman θ est $-1/2$, on en déduit que la dimension du champ F n'est pas physique, puisqu'elle s'élève à 2. Ce champ est, en fait, un champ auxiliaire qui ne

possède pas de termes cinétiques. Ce champ auxiliaire peut être éliminé en utilisant les équations du mouvement dans la construction de la théorie supersymétrique.

Les nombres de degrés de liberté fermionique et bosonique peuvent être établis de deux manières : hors couche de masse et sur couche de masse. On a :

- hors couche de masse, 4 degrés de liberté bosoniques ; 2 pour le champ scalaire complexe φ et 2 pour le champ auxiliaire F. Ces degrés de liberté sont à comparer avec les 4 degrés de liberté fermioniques du champ spinoriel ψ_α ;
- sur couche de masse, on utilise les équations du mouvement (ce qui élimine les champs auxiliaires) pour trouver 2 degrés de liberté bosoniques pour le champ scalaire φ et 2 degrés de liberté fermioniques pour le spineur chiral (ou de Weyl) ψ_α (pour satisfaire à l'équation de Dirac).

Les nombres de degrés de liberté bosoniques et fermioniques sont ainsi égaux au sein d'un même supermultiplet chiral. Cette égalité est réalisée, hors couche de masse, par l'intermédiaire du champ auxiliaire F.

La transformation infinitésimale supersymétrique (de paramètre ϵ) d'un superchamp Φ s'exprime par :

$$\delta_\epsilon \Phi = (\epsilon Q + \bar{\epsilon}\bar{Q})\Phi \tag{1.30}$$

L'application de cette transformation sur le champ chiral de l'équation 1.29 donne :

$$\begin{aligned} \delta_\epsilon \varphi &= \sqrt{2}\epsilon^\alpha \psi_\alpha & (1.31)\\ \delta_\epsilon \psi_\alpha &= \sqrt{2}\epsilon_\alpha F + i\sqrt{2}\sigma^\mu_{\alpha\dot{\alpha}}\bar{\epsilon}^{\dot{\alpha}}\partial_\mu \varphi & (1.32)\\ \delta_\epsilon F &= -i\sqrt{2}\partial_\mu \psi \sigma^\mu \bar{\epsilon} & (1.33) \end{aligned}$$

Ainsi, la transformation supersymétrique effectuée engendre un champ fermionique à partir d'un champ scalaire et vice-versa. On remarque aussi que le champ auxiliaire F se transforme comme une dérivée totale dans une transformation supersymétrique. Ce résultat est très utile pour la construction d'un lagrangien invariant par supersymétrie.

1.2.2.2 Superchamp vectoriel

De la même façon que pour le superchamp chiral, le superchamp vectoriel doit contenir les champs vectoriels et leurs partenaires supersymétriques. De plus, le superchamp vectoriel V doit être réel et donc satisfaire à la condition :

$$V(x,\theta,\bar{\theta}) = V^\dagger(x,\theta,\bar{\theta}) \tag{1.34}$$

La forme générale d'un champ vectoriel satisfaisant à la dernière condition est assez compliquée. Le choix de jauge de Wess-Zumino [13] permet de simplifer l'expression de V ; on obtient :

$$V(x,\theta,\bar{\theta}) = -\theta\sigma_\mu\bar{\theta}A^\mu(x) + i\theta^\alpha\theta_\alpha\bar{\theta}_{\dot{\alpha}}\bar{\lambda}^{\dot{\alpha}}(x) - i\bar{\theta}_{\dot{\alpha}}\bar{\theta}^{\dot{\alpha}}\theta^\alpha\lambda_\alpha(x) + \frac{1}{2}\theta^\alpha\theta_\alpha\bar{\theta}_{\dot{\alpha}}\bar{\theta}^{\dot{\alpha}}D(x) \tag{1.35}$$

A^μ est un champ vectoriel réel, λ_α un champ spinoriel et D un champ scalaire réel. Si on impose au champ vectoriel A^μ la dimension d'une masse, la dimension du champ fermionique λ_α sera de $3/2$ et la dimension du champ D devient celle d'une masse au carré. Le dernier champ est donc un champ auxiliaire.

Les nombres de degrés de liberté fermionique et bosonique sont les suivants :

- hors couche de masse, le champ vectoriel A^μ possède 3 polarisations et donc 3 degrés de liberté, le champ auxiliaire D en possède 1 puisqu'il est réel et le champ spinoriel λ_α en a 4.
- sur couche de masse, le champ vectoriel A^μ ne possède que 2 polarisations possibles puisqu'il devient de masse nulle et le champ spinoriel λ_α en possède 2 (pour satisfaire à l'équation de Dirac). Le champ auxiliaire D est sans degré de liberté.

On observe à nouveau que les nombres de degrés de liberté bosonique et fermionique sont égaux.

L'application de la transformation supersymétrique (1.30) sur un superchamp vectoriel conduit à :

$$\begin{aligned} \delta_\epsilon F_{\mu\nu} &= i[(\epsilon\sigma^\nu\partial_\mu\bar{\lambda} + \bar{\epsilon}\bar{\sigma}^\nu\partial_\mu\lambda) - (\epsilon\sigma^\mu\partial_\nu\bar{\lambda} + \bar{\epsilon}\bar{\sigma}^\mu\partial_\nu\lambda)] && (1.36)\\ \delta_\epsilon\lambda_\alpha &= i\epsilon_\alpha D + \sigma^{\mu\nu}\epsilon_\alpha F_{\mu\nu} && (1.37)\\ \delta_\epsilon D &= -\epsilon\sigma^\mu\partial_\mu\bar{\lambda} + \bar{\epsilon}\bar{\sigma}^\mu\partial_\mu\lambda && (1.38) \end{aligned}$$

avec $F_{\mu\nu} = \partial_\mu F_\nu - \partial_\nu F_\mu$. Là aussi, le champ auxiliaire D se transforme en une dérivée totale dans les transformations supersymétriques.

1.2.3 Lagrangien supersymétrique

Pour la construction du lagrangien supersymétrique on se base sur le principe de moindre action. On obtient une action invariante par supersymétrie si sa variation sous une transformation supersymétrique infinitésimale ϵ est nulle.

L'invariance de l'action est assurée si le lagrangien se transforme par supersymétrie en une dérivée totale. Le champ auxiliaire F, coefficient de $\theta\theta$ dans un superchamp chiral (F-termes), et le champ auxiliaire D, coefficient de $\theta\theta\bar{\theta}\bar{\theta}$ dans un superchamp vectoriel (D-terme), possèdent tous les deux cette propriété. On utilise donc toutes les contributions possibles de ces termes lors de la construction du lagrangien invariant par supersymétrie.

Le lagrangien peut être écrit donc comme :

$$L = \int d^2\theta L_F + \int d^2\theta d^2\bar{\theta} L_D \qquad (1.39)$$

où les règles d'intégration des variables de Grassmann sont définies comme :

$$\int \theta_\alpha d\theta_\beta = \delta_{\alpha\beta}; \qquad \int d\theta_\alpha = 0 \qquad (1.40)$$

L_F et L_D sont fonction respectivement des superchamps chiraux et vectoriels faisant apparaitre des 'F-terme' et des 'D-termes'.

1.2.3.1 Lagrangien des champs scalaires et fermioniques

Les champs de matière peuvent être décrits par des superchamps chiraux. À partir de ces superchamps, il est possible d'introduire un superpotentiel afin de décrire les interactions entre les champs. L'expression la plus générale du superpotentiel en utilisant des superchamps Φ_i (équation (1.29)) est :

$$W(\Phi_i) = \sum_i k_i \Phi_i + \frac{1}{2}\sum_{i,j} m_{i,j}\Phi_i\Phi_j + \frac{1}{3}\sum_{i,j,k} g_{i,j,k}\Phi_i\Phi_j\Phi_k + h.c. \tag{1.41}$$

où les k_i, $m_{i,j}$ et $g_{i,j,k}$ sont des constantes. Dans cette expression on remarque que le produit des superchamps est limité à trois. Les interactions de plus de trois champs font en effet apparaître des termes de dimension supérieure à 4 en masse, et par conséquent des interactions non-renormalisables.

Pour la construction du lagrangien invariant par supersymétrie, on ne prend en compte que les termes qui sont coefficient de $\theta^\alpha\theta_\alpha$. Ainsi, les contributions du second et du troisième terme du superpotentiel s'écrivent :

$$\int d^2\theta \Phi_i\Phi_j = \varphi_i F_j + \varphi_j F_i - \psi_i^\alpha \psi_{\alpha j} \tag{1.42}$$

$$\int d^2\theta \Phi_i\Phi_j\Phi_k = \varphi_i\varphi_j F_k + \varphi_i F_j \varphi_k + \varphi_i\varphi_j F_k - \psi_i^\alpha\varphi_j\psi_{\alpha k} - \varphi_i\psi_j^\alpha\psi_{\alpha k} - \psi_i^\alpha\psi_{\alpha j}\varphi_k \tag{1.43}$$

Ces contributions seront à l'origine de la masse des bosons scalaires et des fermions.

Le lagrangien peut donc contenir tous les termes obtenus avec :

$$\int d^2\theta W(\Phi_i) \tag{1.44}$$

La dernière intégrale peut aussi s'écrire comme :

$$\int d^2\theta W(\Phi_i) = \sum_j \frac{\partial W(\varphi_i)}{\partial\varphi_j} F_j - \sum_{i,j} \frac{\partial^2 W(\varphi_i)}{\partial\varphi_j\partial\varphi_k}\psi_j\psi_k + h.c. \tag{1.45}$$

où le superpotentiel W est ici fonction des champs scalaires.

Les termes cinétiques sont introduits en utilisant $\Phi_i\Phi_i^\dagger$ qui est un superchamp vectoriel. Ce superchamp permet d'introduire des termes invariants par supersymétrie, qui seront coefficients de $\theta\theta\bar\theta\bar\theta$. On les obtient donc par :

$$\int d^2\theta d^2\bar\theta \Phi_i\Phi_i^\dagger = \varphi_i\partial_\mu\partial^\mu\varphi_i^* - i\bar\psi_i\sigma_\mu\partial^\mu\psi_i + F_iF_i^* \tag{1.46}$$

Les deux premiers termes de cette expression sont les termes cinétiques des champs scalaires et fermioniques. Le dernier terme montre que le champ auxiliaire F ne possède pas de terme cinétique. Les équations du mouvement de ce champ sont données par $\partial L/\partial F_j = 0$ ce qui implique :

$$F_j = -\left[\frac{\partial W(\varphi_i)}{\partial\varphi_j}\right]^* \tag{1.47}$$

En remplaçant cette expression dans (1.45) on obtient :

$$L_{chiral} = -\sum_j \left|\frac{\partial W(\varphi_i)}{\partial \varphi_j}\right|^2 - \left[\sum_{i,j} \frac{\partial^2 W(\varphi_i)}{\partial \varphi_j \partial \varphi_k}\psi_j\psi_k + h.c.\right] + L_{cinématique} \quad (1.48)$$

où $L_{cinématique}$ regroupe les termes cinétiques de (1.46). Le premier terme de (1.48) décrit la masse des scalaires et leurs interactions, tandis que le second décrit la masse des fermions et les interactions de Yukawa.

1.2.3.2 Lagrangien des champs de jauge

Il s'agit d'introduire dans le lagrangien les termes cinétiques des champs de jauge à partir d'un superchamp vectoriel V. On introduit tout d'abord le superchamp :

$$W_\alpha = (\bar{D}_{\dot{\alpha}}\bar{D}_{\dot{\beta}}\epsilon^{\dot{\alpha}\dot{\beta}})e^{-gV}D_\alpha e^{gV} \quad (1.49)$$

où les D_α sont les dérivées covariantes supersymétriques et $\epsilon_{\alpha\beta}$ le tenseur complètement antisymétrique. On a $\bar{D}_{\dot{\alpha}}W_\alpha = 0$ puisque $\bar{D}_{\dot{\alpha}}\bar{D}_{\dot{\alpha}} = 0$ ce qui signifie que W^α est un superchamp chiral. Le produit $W^\alpha W_\alpha$ est également un superchamp chiral et son F-terme (coefficient de $\theta\theta$) est invariant sous les transformations supersymétriques :

$$\begin{aligned} L_{vectoriel} &= \int d^2\theta \frac{1}{32g^2} W^\alpha W_\alpha \quad (1.50)\\ &= -\frac{1}{4}F^a_{\mu\nu}F_a^{\mu\nu} + \frac{1}{2}D_a D^a + (-\frac{i}{2}\lambda^a\sigma_\mu\partial^\mu\bar{\lambda}_a + \frac{1}{2}gC^{abc}\lambda_a\sigma_\mu A^\mu_b\bar{\lambda}_c + h.c.) \end{aligned}$$

où C^{abc} est la constante de structure du groupe.

Outre les termes cinétiques des champs de jauge, on trouve les termes cinétiques des gauginos (qui sont les partenaires supersymétriques des bosons de jauge) et le couplage entre ces champs. On note que cette expression ne contient pas de termes cinétiques pour les champs D_a.

1.2.3.3 Lagrangien de couplage des champs de jauge au champs de matière

Le couplage minimal entre les champs de matière et les champs de jauge s'obtient par :

$$\begin{aligned} \int d^2\theta d^2\bar{\theta}\Phi_i e^{2gV}\Phi_i^\dagger &= \sum_i [|D_\mu\varphi_i|^2 - i\bar{\psi}_i\sigma_\mu D^\mu\psi_i + g\varphi_i^* D\varphi_i \\ &\quad + ig\sqrt{2}(\varphi_i^*\lambda^\alpha\psi_{i\alpha} - \bar{\lambda}_{\dot{\alpha}}\bar{\psi}_i^{\dot{\alpha}}\varphi_i) + |F_i|^2] \quad (1.51) \end{aligned}$$

où $D_\mu = \partial_\mu + igA^a_\mu T^a$ est la dérivée covariante et F et D les champs auxiliaires.

A partir des équations 1.51 et 1.51 on voit que l'équation du mouvement des champs D_a est :

$$D_a = -g\sum_{i,j}\varphi_i^* T_a^{ij}\varphi_j \quad (1.52)$$

Les champs D_a peuvent alors être remplacés dans le lagrangien par l'expression obtenue.

En remplaçant les champs auxiliaires par leurs expressions obtenues à partir des équations du mouvement on achève la construction du lagrangien d'une théorie des champs supersymétrique et renormalisable. Les termes du lagrangien qui ne contiennent pas de termes cinétiques ni de champs de fermions se regroupent dans le potentiel scalaire V :

$$V = V_F + V_D = \sum_j \left| \frac{\partial W(\varphi_i)}{\partial \varphi_j} \right|^2 + \frac{1}{2} \sum_a \left| \sum_{i,j} g \varphi_i^* T_{ij}^a \varphi_j \right|^2 . \tag{1.53}$$

1.2.4 Mécanismes de brisure de la supersymétrie

Dans le lagrangien de la supersymétrie construit précédemment, les masses des particules standards et de leurs partenaires sont identiques. Ceci n'est évidemment pas réaliste puisqu'il n'y a pas de sélectrons de masse 511 keV/c^2 ni de smuon de masse 106 MeV/c^2 dans la nature. La supersymétrie doit être donc brisée. Elle peut être brisée, soit spontanément en brisant l'état fondamental du hamiltonien, soit explicitement en introduisant dans le lagrangien des termes non invariants par supersymétrie.

La brisure spontanée a été introduite par Fayet et Iliopoulos [17]. Dans ce mécanisme l'énergie du vide est strictement positive et la brisure peut s'effectuer en donnant une valeur dans le vide non nulle à l'un des potentiels de l'équation (1.53). Les brisures de type F ($\langle V_F \rangle \neq 0$) donnent des masses pour les particules supersymétriques approximativement égales à celles des particules standards ce qui n'est pas réaliste. Les brisures de type D ne sont pas non plus satisfaisantes puisqu'elles introduisent une nouvelle symétrie de jauge U(1) qui ne pourra pas être identifiée à $U(1)_Y$ car les symétries de charge et de couleur seraient brisées.

Par conséquent la brisure de supersymétrie que ce soit de type F ou D doit se coupler indirectement aux particules de MSSM, c'est a dire qu'elle se couple à un secteur cache de la théorie (cette brisure est alors transmise aux particules du MSSM a travers des interactions de jauge "gauge mediated" ou des interactions gravitationelles "gravity mediated"). De toute façon cette brisure spontanée de la supersymétrie introduit des termes de brisure douce dans le Lagrangien, c'est à dire des termes qui n'introduisent pas de nouvelles divergences. En l'absence d'un modèle satisfaisant de brisure de supersymétrie, on parametrise celle-ci par les termes de brisure douce suivant :

- des termes de masse scalaires $-m_{\varphi_i}^2 \left|\varphi_i\right|^2$
- des interactions trilinéaires entre scalaires $-A_{ijk}\varphi_i\varphi_j\varphi_k + h.c.$
- des termes de masse des gauginos $-\frac{1}{2}M\bar{\lambda}\lambda$
- des termes bilinéaires $-B_{ij}\varphi_i\varphi_j + h.c.$

Cette discussion achève la construction du lagrangien supersymétrique. La prochaine section sera consacrée à la description du modèle supersymétrique minimal.

1.3 Le MSSM, Modèle Standard Supersymétrique Minimal

Le MSSM est l'extension supersymétrique la plus simple du Modèle Standard. La supersymétrie dans ce modèle est une symétrie globale.

1.3.1 Contenu en champs et en particules

Particules Standards			Particules Supersymétriques			
			États propres d'interactions		États propres de masse	
l	=	e, μ, ν	$\tilde{l_L}$, $\tilde{l_R}$	slepton	$\tilde{l_L}$, $\tilde{l_R}$	slepton
ν	=	ν_e, ν_μ, ν_τ	$\tilde{\nu}$	sneutrino	$\tilde{\nu}$	sneutrino
q	=	u,d,c,s,t,b	$\tilde{q_L}$, $\tilde{q_R}$	squark	$\tilde{q_1}$, $\tilde{q_2}$	squark
	g		$\tilde{g}$	gluino	$\tilde{g}$	gluino
	$W^\pm$		$\tilde{W^\pm}$	wino		
	H_1^-		$\tilde{H_1^-}$	higgsino	$\tilde{\chi}^\pm_{1,2}$	charginos
	H_1^+		$\tilde{H_1^+}$	higgsino		
	γ		$\tilde{\gamma}$	photino		
	Z		$\tilde{Z}$	zino		
	H_1^0		$\tilde{H}_1^0$	higgsino	$\tilde{\chi}^0_{1,2,3,4}$	neutralinos
	H_2^0		$\tilde{H}_2^0$	higgsino		

TAB. 1.2 – *Contenu en champs et particules du modèle standard supersymétrique minimal.*

Les champs et les particules de ce modèle sont rappelés dans le tableau 1.2.

Il est utile de mentionner que les fermions de jauge ne sont pas états propres de masse. Après la brisure de $SU(2)_L \times U(1)_Y$ leurs états vont se mélanger avec les états des higgsinos chargés et neutres pour donner les charginos (états propres de masse chargés) et les neutralinos (états propres de masse neutres). Les états des sfermions gauches et droits vont de la même manière se mélanger pour donner les états propres de masse. On remarque aussi qu'à la différence du modèle standard, le MSSM possède deux doublets de Higgs.

1.3.2 Lagrangien du MSSM

Pour construire le lagrangien du MSSM, il suffit de déterminer le superpotentiel W défini dans la section 1.2.3 qui décrit les interactions de jauge. Les interactions de jauge sont, bien entendu, déterminés par le choix du groupe de jauge qui est $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ comme pour le modèle standard. Une autre contrainte imposée pour construire le superpotentiel est la renormalisabilité : la dimension en masse des termes contribuant au superpotentiel ne doit pas dépasser 3. Ces conditions conduisent au superpotentiel suivant :

$$\begin{aligned} W &= \lambda_e H L E^c + \lambda_d H Q D^c + \lambda_u \bar{H} Q U^c + \mu H \bar{H} \\ &\quad + \lambda L L E^c + \lambda' Q D^c L + \lambda'' U^c D^c D^c + \mu' H L \end{aligned} \tag{1.54}$$

Dans cette expression la sommation sur les indices de géneration et sur les indices des groupes $SU(2)$ et $SU(3)$ est sous-entendue. Les matrices λ_u, λ_d et λ_e sont des matrices conduisant aux masses des quarks et des leptons, ainsi qu'au mélange entre quarks comme décrit par la fameuse matrice CKM [32].

La première ligne de l'équation constitue une généralisation des couplages de Yukawa du modèle standard.

Cette première ligne contient les interactions du modèle standard ainsi que de nouvelles interactions entre particules et superparticules.

La seconde ligne du superpotentiel concerne des interactions violant soit le nombre leptonique, soit le nombre baryonique. En imposant une symétrie discrète globale, la R-parité (définie plus loin), les termes de la deuxième ligne du superpotentiel (1.54) sont éliminés dans le MSSM.

Pour compléter le lagrangien, il nous faut ajouter les termes de brisure douce, qui vont permettre aux superparticules d'acquérir des masses différentes de leur partenaire standard par :

$$\begin{aligned} -L_{brisure\ douce} &= m_{\tilde{q}}^2 \left|\tilde{q}_L\right|^2 + m_{\tilde{u}}^2 \left|\tilde{u}_R\right|^2 + m_{\tilde{d}}^2 \left|\tilde{d}_R\right|^2 + m_{\tilde{l}}^2 \left|\tilde{l}_L\right|^2 + m_{\tilde{e}}^2 \left|\tilde{e}_R\right|^2 \\ &\quad + m_{H_1}^2 \left|H_1\right|^2 + m_{H_2}^2 \left|H_2\right|^2 \\ &\quad + (\lambda_u A_u H_2 \tilde{q}_L \tilde{u}_R^* + \lambda_d A_d H_1 \tilde{q}_L \tilde{d}_R^* + \lambda_e A_e H_1 \tilde{l}_L \tilde{e}_R^* + h.c.) \\ &\quad + \frac{1}{2} M_1 \overline{\widetilde{B}} \widetilde{B} + \frac{1}{2} M_2 \overline{\widetilde{W^i}} \widetilde{W^i} + \frac{1}{2} M_3 \overline{\widetilde{g^i}} \widetilde{g^i} \\ &\quad + (B \mu H_1 H_2 + h.c.) \end{aligned} \tag{1.55}$$

les mêmes symboles sont utilisés pour les bosons de Higgs scalaires H_1 et H_2 et pour les superchamps dans lesquels ils sont contenus. De plus, on a posé :

$$\tilde{q} = \begin{pmatrix} \tilde{u} \\ \tilde{d} \end{pmatrix} \qquad \tilde{l} = \begin{pmatrix} \tilde{\nu} \\ \tilde{e} \end{pmatrix} \tag{1.56}$$

Les paramètres $m_{\tilde{q}}, m_{\tilde{u}}, m_{\tilde{d}}, m_{\tilde{e}}$ et $\lambda_u A_u, \lambda_d A_d, \lambda_e A_e$ sont des matrices 3×3 éventuellement complexes. La première et la deuxième ligne de l'équation (1.55) correspondent aux termes de masse scalaire, le troisième aux termes de couplage trilinéaire, la quatrième aux termes de masse des gauginos et la dernière aux termes bilinéaires.

Ceci complète la construction du lagrangien de MSSM.

1.3.3 Définition de la R-parité

Un moyen de supprimer la second ligne du potentiel (1.54) (violant le nombre leptonique et baryonique) est d'introduire une nouvelle symétrie discrète, la R-parité, qui peut être définie par :

$$R_p = (-1)^{3B+L+2S} \tag{1.57}$$

où B et L sont les nombres baryonique et leptonique et S le spin. Les particules de modèle standard ont une $R_p = 1$ alors que pour les particules supersymétriques $R_p = -1$. La conservation de ce nombre quantique annule les termes de la second ligne du potentiel (1.54). Dans notre thèse, nous supposons que la R-parité est conservée et les conséquences de cette conservation sont :

- Les particules supersymétriques sont toujours produites par paires.
- La particule supersymétrique la plus légère est stable.

1.3.4 Brisure de la symétrie électrofaible et spectre des bosons de Higgs

Dans le MSSM, de la même manière que dans le modèle standard, il est nécessaire de briser spontanément la symétrie de jauge $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Le potentiel scalaire doit alors posséder un minimum absolu non confondu avec l'origine. De plus, du fait de la conservation de la charge électrique, la valeur moyenne dans le vide des champs de Higgs chargés peut être choisie comme nulle. Ceux-ci ne sont donc pas utiles pour la minimisation du potentiel. L'expression du potentiel scalaire ne contenant que les champs de Higgs neutres s'écrit alors :

$$V_{Higgs}^{neutre} = m_1^2 \left|H_1^0\right|^2 + m_2^2 \left|H_2^0\right| + m_{12}^2 (H_1^0 H_2^0 + h.c.) + \frac{g^2 + g'^2}{2} (\left|H_1^0\right|^2 - \left|H_2^0\right|^2) \tag{1.58}$$

avec

$$\begin{aligned} m_1^2 &= m_{H_1}^2 + |\mu|^2 \\ m_2^2 &= m_{H_2}^2 + |\mu|^2 \\ m_{12}^2 &= B.\mu \end{aligned} \tag{1.59}$$

Sans brisure de supersymetrie : $m_1^2 = m_2^2 = |\mu^2|$ et $m_1 2^2 = 0$ entrainant $< H >= 0$. Il faut donc brisure de supersymetrie. Les constantes m_{H_1}, m_{H_2} et $B.\mu$ sont des contributions provenant du lagrangien (1.55) brisant la supersymétrie, tandis que μ, g (constante de couplage de $SU(2)_L$) et g' (constante de couplage de $U(1)_Y$) proviennent de la partie de lagrangien conservant la supersymétrie. Les conditions pour avoir un minimum stable et non trivial sont les suivantes :

$$m_1^2 + m_2^2 > 2\left|m_{12}^2\right| \tag{1.60}$$

$$m_1^2 m_2^2 < m_{12}^4 \tag{1.61}$$

Ces deux conditions sont vérifiées simultanément si $m_1^2 \neq m_2^2$ et en outre avec brisure de supersymetrie, donc aussi : $B.\mu \neq 0$. Or, d'après les équations (1.59), ces deux paramètres

ne se différencient qu'à l'aide des termes de brisure de supersymétrie m_{H_1} et m_{H_2}. On constate donc qu'on ne peut pas avoir la brisure électrofaible sans qu'il n'y ait brisure de supersymétrie ; ces deux brisures sont donc intimement liées.

Il existe une condition sur la valeur des moyennes dans le vide $\nu_1 = \langle H_1^0 \rangle$ et $\nu_2 = \langle H_2^0 \rangle$ des champs de Higgs neutres :

$$M_Z^2 = \frac{g^2 + g'^2}{2} \left(\nu_1^2 + \nu_2^2 \right) \tag{1.62}$$

et on peut définir :

$$\tan \beta = \frac{\nu_2}{\nu_1} \tag{1.63}$$

La minimisation du potentiel s'effectue en posant $\partial V_{Higgs}^{neutre} / \partial H_1^0 = \partial V_{Higgs}^{neutre} / \partial H_2^0 = 0$. Le calcul conduit par exemple à :

$$\frac{1}{2} M_Z^2 = \frac{m_{H_1}^2 - m_{H_2}^2 \tan^2 \beta}{\tan^2 \beta - 1} - |\mu|^2 \tag{1.64}$$

De façon similaire au modèle standard, la brisure de symétrie électrofaible fait disparaître trois degrés de liberté. Les deux doublets de Higgs H_1 et H_2 étant complexes et possédant par conséquent huit degrés de liberté, il reste finalement cinq particules physiques après brisure. Trois d'entre elles sont neutres : il s'agit des bosons scalaires h et H, et du boson pseudo-scalaire A. Les deux derniers degrés de liberté sont associés avec les bosons chargés $H^{\pm}$. Seuls deux paramètres sont nécessaires pour décrire le secteur du Higgs, souvent choisis comme $(\tan \beta, m_h)$ ou $(\tan \beta, m_A)$.

En utilisant le potentiel à son minimum, il est possible de calculer les matrices de masse des bosons de Higs. On obtient alors à l'ordre de l'arbre :

$$\begin{aligned} m_{h,H}^2 &= \frac{1}{2} \left[m_A^2 + M_Z^2 \mp \sqrt{(m_A^2 + M_Z^2)^2 - 4 m_A^2 M_Z^2 \cos^2 2\beta} \right] \\ m_A^2 &= -B.\mu (\tan \beta + \cot \beta) \\ m_{H^{\pm}}^2 &= m_A^2 + M_W^2 \end{aligned} \tag{1.65}$$

À partir de ces calculs, on peut établir une borne supérieure sur la masse du boson de Higgs le plus léger :

$$m_h < M_Z + \Delta_{rad} \tag{1.66}$$

où Δ_{rad} est la contribution due aux corrections radiatives. Ces corrections sont importantes, et dépendent de la masse du quark top ainsi que celle du squark *stop*. Dans le cadre du MSSM, où les superparticules ne sont pas supposées plus lourdes que 1 TeV/c^2 ($M_{susy} = 1$ TeV/c^2), on obtient :

$$m_h \leq 130 \text{ GeV}/c^2 \tag{1.67}$$

1.3.5 Secteur des Charginos

Les charginos sont une combinaison des gauginos chargés $\tilde{W}^{\pm}$ ainsi que des higgsinos chargés $\tilde{H}_1^-$ et $\tilde{H}_2^+$. La partie du lagrangien concernant leur masse peut s'écrire :

$$L_{\tilde{\chi}^{\pm}} = -\frac{1}{2}\begin{pmatrix} \tilde{W}^- & \tilde{H}_1^- \end{pmatrix}\begin{pmatrix} M_2 & \sqrt{2}M_W \sin\beta \\ \sqrt{2}M_W \cos\beta & \mu \end{pmatrix}\begin{pmatrix} \tilde{W}^+ \\ \tilde{H}_2^+ \end{pmatrix} + h.c. \tag{1.68}$$

La diagonalisation de la matrice conduit à deux états propres de masse $\tilde{\chi}_1^{\pm}$ et $\tilde{\chi}_2^{\pm}$:

$$\begin{aligned} m^2_{\tilde{\chi}^{\pm}_{1,2}} &= \frac{1}{2}[M_2^2 + \mu^2 + 2M_W^2 \\ &\quad \mp\sqrt{(M_2^2 + \mu^2 + 2M_W^2)^2 - 4(M_2\mu - M_W^2 \sin 2\beta)^2}]. \end{aligned} \tag{1.69}$$

Le secteur des neutralinos et des charginos est donc entièrement déterminé par les quatre paramètres M_1, M_2, μ et $\tan\beta$.

1.3.6 Secteur des Neutralinos

Les neutralinos sont le résultat d'une combinaison entre les partenaires supersymétriques des bosons de jauges neutres (le gaugino $\tilde{B}$ et le gaugino neutre $\tilde{W}^3$) et les partenaires supersymétriques des bosons de Higgs neutres (les higgsinos neutres $\tilde{H}_1^0$ et $\tilde{H}_2^0$). La matrice de masse des neutralinos $M_{\tilde{\chi}^0}$ s'écrit dans la base ($\tilde{B}$, $\tilde{W}^3$, $\tilde{H}_1^0$, $\tilde{H}_2^0$) sous la forme suivante :

$$M_{\tilde{\chi}^0} = \begin{pmatrix} M_1 & 0 & -M_Z\cos\beta\sin\theta_W & M_Z\sin\beta\sin\theta_W \\ 0 & M_2 & M_Z\cos\beta\cos\theta_W & -M_Z\sin\beta\cos\theta_W \\ -M_Z\cos\beta\sin\theta_W & M_Z\cos\beta\cos\theta_W & 0 & -\mu \\ M_Z\sin\beta\sin\theta_W & -M_Z\sin\beta\cos\theta_W & -\mu & 0 \end{pmatrix} \tag{1.70}$$

Les états propres de masse $\tilde{\chi}_1^0$, $\tilde{\chi}_2^0$, $\tilde{\chi}_3^0$ et $\tilde{\chi}_4^0$ sont obtenus par la diagonalisation de cette matrice.

1.3.7 Secteur des sfermions

Après la brisure de la symétrie électrofaible, les états gauches et droits des sfermions peuvent se mélanger. Pour chaque sfermion, il faut considérer la matrice de masse suivante (dans la base ($\tilde{f}_L$, $\tilde{f}_R$)) :

$$M^2_{\tilde{f}} = \begin{pmatrix} m^2_{\tilde{f}_{LL}} & m^2_{\tilde{f}_{LR}} \\ m^2_{\tilde{f}_{LR}} & m^2_{\tilde{f}_{RR}} \end{pmatrix} \tag{1.71}$$

Les matrices $m^2_{\tilde{f}}$ sont des matrices 3x3 complexes (en negligeant les phases qui violeraient CP), dans l'espace des familles. On neglige aussi dans (1.71), les effets de mélange des saveurs qui sont faibles à cause des contraintes experimentales.

Les termes diagonaux s'écrivent :

$$m^2_{\tilde{f}_{LL,RR}} = m^2_{\tilde{f}_{L,R}} + m^2_f + m^2_{D,\tilde{f}_{L,R}} \tag{1.72}$$

où le terme $m^2_{\tilde{f}_{L,R}}$ provient du lagrangien de brisure douce (1.55), m_f^2 est la masse du fermion correspondant et $m^2_{D,\tilde{f}_{L,R}}$ provient de la partie de type D du lagrangien ; on a :

$$m^2_{D,\tilde{f}_{L,R}} = M_Z^2 \cos 2\beta (T_3 + \sin^2 \theta_W Q) \tag{1.73}$$

avec T_3 la troisième composante de l'isospin faible et Q la charge électrique.

Les termes non diagonaux s'écrivent :

$$m^2_{\tilde{f}_{LR}} = m_f(A_f - \mu \tan\beta) pour f = e, \mu, \tau, d, s, b \tag{1.74}$$
$$m^2_{\tilde{f}_{LR}} = m_f(A_f - \mu \cot\beta) pour f = u, c, t \tag{1.75}$$

Les termes $m_f A_f$ proviennent de la brisure douce (couplages trilinéaires) et les termes proportionnels à μ sont issus des termes F.

1.4 Supergravité

Le MSSM résout un certain nombre de problèmes du Modèle Standard mais est cependant incapable de répondre à des questions fondamentales comme celle de la brisure de la supersymétrie. De plus le nombre de paramètres libres, s'élevant à plus de 120, limite fortement le pouvoir prédictif de ce modèle.

La supersymétrie du MSSM est une symétrie globale. Les supersymétries locales sont plus prometteuses puisqu'elles permettent l'introduction de la gravitation, que le MSSM n'intègre pas. Ces modèles permettent aussi de résoudre les problèmes cités précédemment.

1.4.1 Supersymétrie locale

L'équation (1.24) montre que l'invariance sous une transformation supersymétrique locale (premier membre) implique l'invariance sous une transformation locale des coordonnées (second membre). Cette invariance constitue le principe sur lequel la Relativité Générale d'Einstein est construite. Un modèle comprenant une supersymétrie locale inclut naturellement la gravitation et sera appelé "supergravité".

Pour construire un lagrangien invariant sous une supersymétrie locale il est nécessaire d'introduire de nouveaux champs. On identifie ainsi au graviton le nouveau champ de spin 2 et au gravitino (le partenaire supersymétrique du graviton) le nouveau champ de spin 3/2.

1.4.2 La grande unification et le modèle de supergravité minimale : mSUGRA

Dans le cadre du MSSM, les trois constantes de couplage convergent à une certaine échelle d'énergie de l'ordre de 10^{16} GeV, appelée échelle de grande unification (figure 1.7). Ce résultat s'obtient en extrapolant les constantes de couplage à l'aide des équations

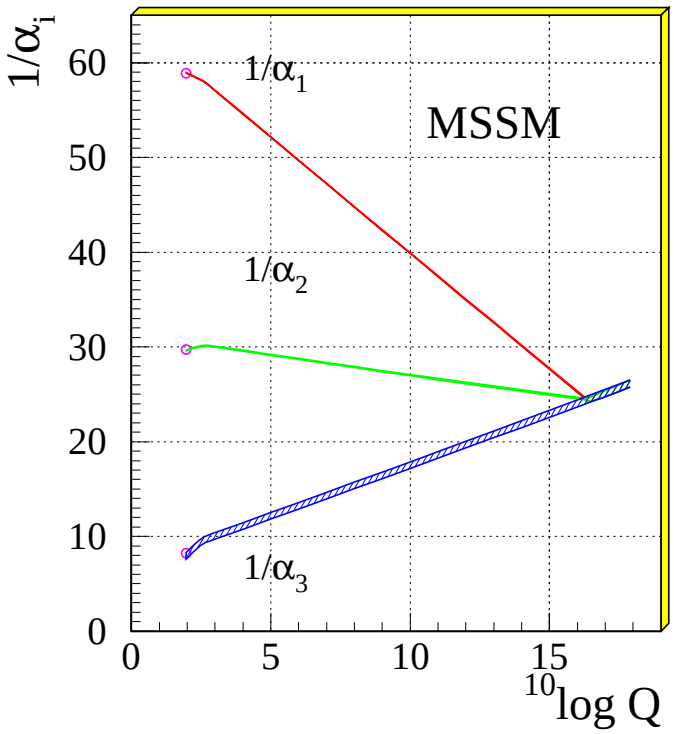


FIG. 1.7 – *Évolution des constantes de couplage dans le MSSM.*

du groupe de renormalisation et des valeurs de ces constantes de couplages à l'échelle électrofaible [18].

A cette échelle d'énergie M_{gut}, la grande unification de $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ en un groupe $SU(5)$ ou $SU(10)$ est sensée se produire.

Cette unification permet d'écrire :

$$\alpha_1(M_{gut}) = \alpha_2(M_{gut}) = \alpha_3(M_{gut}) \tag{1.76}$$

À cette échelle on suppose aussi l'égalité des masses des gauginos en une masse $m_{1/2}$. La relation entre ces masses s'écrit :

$$\frac{M_1}{\alpha_1} = \frac{M_2}{\alpha_2} = \frac{M_3}{\alpha_3} \tag{1.77}$$

L'évolution de ces masses dans les équations du groupe de renormalisation donne a l'échelle électrofaible :

$$M_1 = \frac{5}{3} M_2 \tan^2 \theta_W \tag{1.78}$$

$$M_3 = \frac{\alpha_s}{\alpha_{em}} M_2 \sin^2 \theta_W \tag{1.79}$$

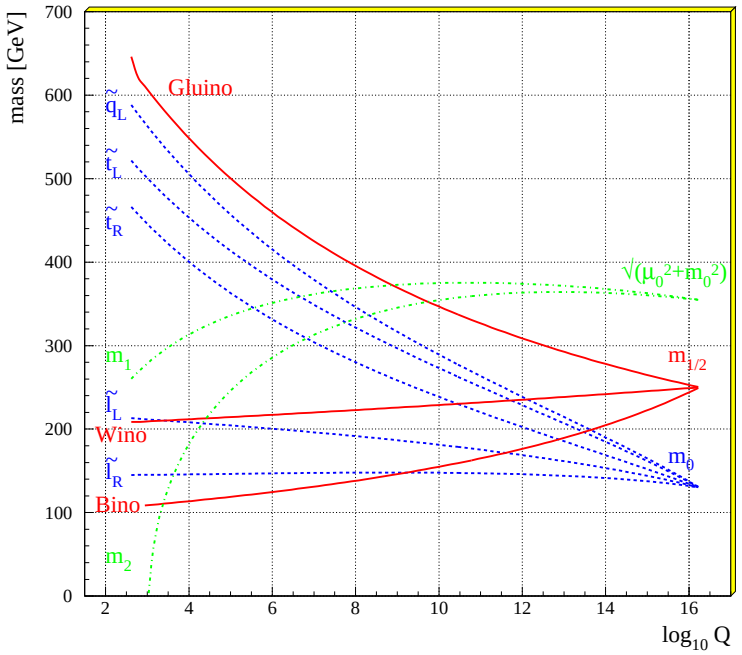


FIG. 1.8 – *Evolution des paramètres de masse dans mSUGRA [21].*

En utilisant $\alpha_s = 0.118, \alpha = 1/128$ et $\sin\theta_W = 0.23$ on aboutit à l'approximation suivante :

$$M_1 : M_2 : M_3 \sim 1 : 2 : 7 \tag{1.80}$$

On suppose finalement, à l'échelle de la grande unification, l'universalité des masses des scalaires (les sfermions et les bosons de Higgs) en une masse m_0 et des couplages trilinéaires en une valeur A_0.

Les dernières hypothèses combinées avec une supersymétrie locale conduisent à mSUGRA, le modèle de supergravité minimale [19, 20]. La brisure de la supersymétrie de ce modèle s'effectue dans un secteur caché ; elle se transmet au secteur visible par interactions gravitationnelles.

Dans ce modèle, le nombre de paramètres est beaucoup plus limité et le spectre des particules supersymétriques peut être entièrement déterminé à partir des paramètres :

$$m_{1/2}; m_0; \tan\beta; A_0 \text{ et } \mu/|\mu| \tag{1.81}$$

La figure 1.8 montre un exemple d'évolution des paramètres de masse en fonction de l'échelle d'énergie [21]. Le modèle mSUGRA possède donc un plus grand pouvoir prédictif.

1.5 Conclusion

La supersymétrie résout un certain nombre de problème du Modèle Standard et permet dans sa version locale d'aboutir à une théorie de supergravité. Le modèle gravitationnel

le plus simple est le modèle de supergravité minimale, mSUGRA, qui constituera le cadre théorique des travaux de cette thèse. Le nombre de ses paramètres est fortement limité ce qui lui donne un pouvoir prédictif important. La brisure de supersymétrie reste cependant le point le plus délicat et le moins connu. Elle doit être produite explicitement — mais avec des termes *doux* — dans un secteur caché et transmise au secteur visible par interaction gravitationnelle. Dans les modèles GMSB [22] cette brisure est transmise au secteur caché à l'aide d'interactions de jauge.

Chapitre 2

Phénoménologie des squarks quasi dégénérés

Dans ce chapitre nous présentons la phénoménologie des squarks dans le modèle de supergravité minimal mSUGRA. Nous débutons par la motivation théorique pour la recherche de squarks légers de troisième génération dans les énergies accessibles à LEP200, afin de montrer la pertinence de notre analyse. Nous évaluons ensuite les sections efficaces de production et nous rappelons les canaux de désintégration du stop et du sbottom dans le cas de la conservation de la R-parité.

Une discussion fondée sur la largeur de désintégration du stop dégénéré en masse avec le neutralino est aussi élaborée. Cette étude nous permet d'envisager trois topologies différentes en fonction de la durée de vie du stop. Nous évoquons aussi dans ce chapitre les mécanismes d'hadronisation et de fragmentation du stop.

2.1 Motivation de la recherche des squarks légers

Les états de masse des squarks ($\tilde{q}_1$,$\tilde{q}_2$) sont le résultat du mélange des états de chiralité gauche et droite ($\tilde{q}_L$,$\tilde{q}_R$). La matrice de masse des squarks dépend des couplages trilinéaires A_q et de la masse des squarks. Cette matrice de masse s'écrit dans la base ($\tilde{q}_L$,$\tilde{q}_R$) comme :

$$M^2_{\tilde{q}} = \begin{pmatrix} m^2_{\tilde{q}_L} & a_q m_q \\ a_q m_q & m^2_{\tilde{q}_R} \end{pmatrix} \tag{2.1}$$

où les termes a_q dépendent des squarks considérés et de leurs couplages trilinéaires.

Rappelons que les états propres de masses de cette matrice sont définis par :

$$\begin{aligned} \tilde{q}_1 &= \cos\theta_q \tilde{q}_L + \sin\theta_q \tilde{q}_R \\ \tilde{q}_2 &= -\sin\theta_q \tilde{q}_L + \cos\theta_q \tilde{q}_R \end{aligned} \tag{2.2}$$

avec θ_q l'angle qui paramétrise le mélange entre les états droit et gauche.

Les masses de ces états sont données par :

$$m^2_{\tilde{q}_1,\tilde{q}_2} = \frac{1}{2}[m^2_{\tilde{q}_L} + m^2_{\tilde{q}_R} \mp \sqrt{(m^2_{\tilde{q}_L} - m^2_{\tilde{q}_R})^2 + 4a_q^2 m_q^2}] \tag{2.3}$$

La différence des carrés des masses des deux états propres de squarks d'une même saveur s'écrit alors :

$$\Delta m^2_{\tilde{q}} = m^2_{\tilde{q}_2} - m^2_{\tilde{q}_1} = \sqrt{(m^2_{\tilde{q}_L} - m^2_{\tilde{q}_R})^2 + 4a_q^2 m_q^2} \tag{2.4}$$

Pour les questions de naturalité que nous avons vues au chapitre 1, le squark le plus lourd $\tilde{q}_2$ ne doit pas avoir une masse qui dépasse le TeV. Cette condition n'est vraie que pour les squarks de la troisième génération [28]. La masse du squark le plus léger $\tilde{q}_1$ est donc d'autant plus faible que $a_q m_q$ est grand. Les expressions des termes $a_q m_q$ sont explicitement :

- $a_u m_u = (A_u - \mu / \tan\beta) m_u$ pour les squarks de type up
- $a_d m_d = (A_d - \mu \tan\beta) m_d$ pour les squarks de type down

Pour les squarks des deux premières générations ces termes peuvent être négligés parce que les masses des quarks correspondants sont très faibles. $\Delta m^2_{\tilde{q}}$ est donc égale à $|m^2_{\tilde{q}_L} - m^2_{\tilde{q}_R}|$ où $m^2_{\tilde{q}_L}$ et $m^2_{\tilde{q}_R}$ sont du même ordre de grandeur que les termes de brisure douce. En effet, on a : $m^2_{\tilde{u}_L}$ et $m^2_{\tilde{d}_L} \sim M^2_{\tilde{Q}}$, $m^2_{\tilde{u}_R} \sim M^2_{\tilde{U}}$ et $m^2_{\tilde{d}_R} \sim M^2_{\tilde{D}}$. Ces termes sont tous du même ordre de grandeur que l'échelle de brisure de la supersymétrie ; par conséquent $\Delta m^2_{\tilde{q}}$ est faible pour les deux premières générations de squarks : les deux états propres $m^2_{\tilde{q}_1}$ et $m^2_{\tilde{q}_2}$ sont donc pratiquement dégénérés en masses.

Pour les squarks de la troisième génération le terme $a_q m_q$ ne peut être négligé à cause des masses importantes des quarks top et bottom. La levée de dégénérescence entre les états propres $\tilde{q}_1$ et $\tilde{q}_2$ peut aussi être accentuée par de grandes valeurs[1] de a_q qui dépend du couplage trilinéaire A_q, de μ et de $\tan\beta$.

Finalement, en regardant la forme de a_q, un état de stop léger peut exister pour les faibles valeurs de $\tan\beta$, tandis que de grandes valeurs de $\tan\beta$ conduisent à un état de sbottom léger [27].

2.2 Production des squarks

Les squarks seraient produits en collisionneurs e^+e^- par échange dans la voie s d'un photon ou d'un boson Z^0. La figure 2.1 montre les diagrammes de Feynman correspondants. Le couplage $\gamma\tilde{q}_1\tilde{q}_1$ est proportionnel à la charge du squark $Q_{\tilde{q}}$, qui est la même que celle du quark partenaire. Le couplage $Z^0\tilde{q}_1\tilde{q}_1$ dépend fortement de l'angle de mélange et est proportionnel à $I_3^q \cos^2\theta_{\tilde{q}} - Q_{\tilde{q}} \sin^2\theta_W$ où I_3^q est l'isospin faible, $\theta_{\tilde{q}}$ est l'angle de mélange du squark considéré et θ_W l'angle de Weinberg. Le couplage des squarks au Z^0 s'annule donc pour :

$$\theta_q = \arccos\left(\sqrt{\frac{Q_{\tilde{q}} \sin^2\theta_W}{I_3^q}}\right) \tag{2.5}$$

Cela correspond à un angle de 56° pour le stop et 68° pour le sbottom.

[1] La valeur de $a_q m_q$ doit rester raisonnable sous peine d'obtenir des masses de squarks non physiques.

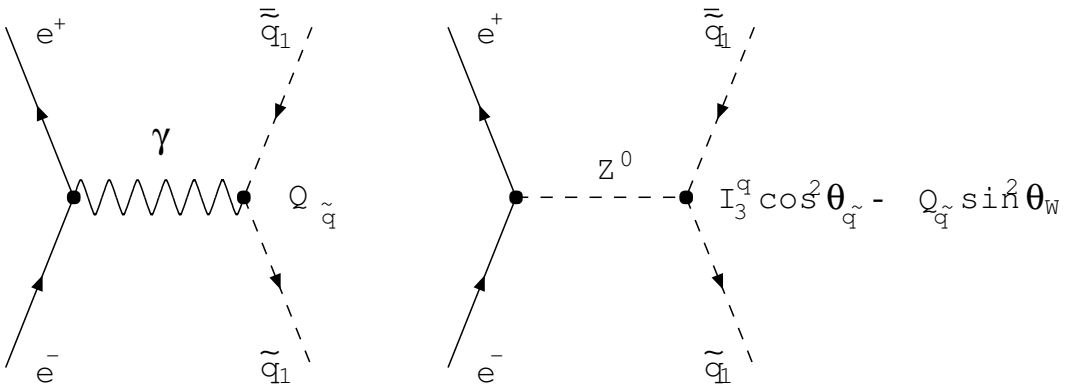


FIG. 2.1 – *Production de paires de squarks dans les collisions e^+e^-.*

La section efficace de production de paires de squarks s'écrit dans l'approximation de Born [23] [25] :

$$\begin{aligned}\sigma_{Born}[e^+e^- \to \tilde{q}_1\bar{\tilde{q}}_1] &= \frac{\pi\alpha_{em}^2}{s}\beta^3\left[Q_{\tilde{q}}^2 + \frac{(v_e^2+a_e^2)\,Q_Z^2}{16\sin^4\theta_W\cos^4\theta_W}\frac{s^2}{(s-M_Z^2)^2+M_Z^2\Gamma_Z^2}\right.\\ &\left. - \frac{v_e Q_{\tilde{q}} Q_Z}{2\sin^2\theta_W\cos^2\theta_W}\frac{s\,(s-M_Z^2)}{(s-M_Z^2)^2+M_Z^2\Gamma_Z^2}\right]\end{aligned}$$

avec $v_e = 4\sin^2\theta_W - 1$ et $a_e = -1$.

Le premier terme correspond à l'échange d'un photon, le deuxième à l'échange d'un Z^0, et le troisième aux interférences $\gamma - Z^0$. $Q_{\tilde{q}}$ et Q_Z sont les charges associées aux vertex $\gamma\tilde{q}_1\tilde{q}_1$ et $Z^0\tilde{q}_1\tilde{q}_1$où $Q_{\tilde{q}} = e_q$ et $Q_Z = I_3^q\cos^2\theta_{\tilde{q}} - e_q\sin^2\theta_W$.

La section efficace est minimale pour :

$$\cos^2\theta_{\min} = \frac{e_q}{I_3^q}\sin^2\theta_W\left[1 + \left(1 - \frac{m_Z^2}{s}\right)\frac{v_e}{4\,(v_e^2+a_e^2)}\cos^2\theta_W\right] \tag{2.6}$$

Ce minimum dépend de $\sqrt{s}$. Pour le domaine d'énergie de LEP2, il est obtenu pour des valeurs de l'angle de mélange des squarks égales à 5% près à celui donnant le découplage des squarks du Z^0. La section efficace différentielle vaut :

$$\frac{d\sigma_{Born}}{d\cos\theta} = \frac{3}{4}\sin^2\theta \times \sigma_{Born} \tag{2.7}$$

où θ est l'angle de diffusion des squarks ; les squarks sont donc produits de manière centrale.

Les corrections QCD provenant des boucles de gluons modifient cette section efficace (figure 2.2). On montre qu'elles sont factorisables [24]. La section efficace de production des squarks s'écrit donc :

$$\sigma_{QCD}\left[e^+e^- \to \tilde{q}_1\bar{\tilde{q}}_1\,(g)\right] = \sigma_{Born}\left[1 + \frac{4}{3}\frac{\alpha_s}{\pi}f\,(\beta)\right] \tag{2.8}$$

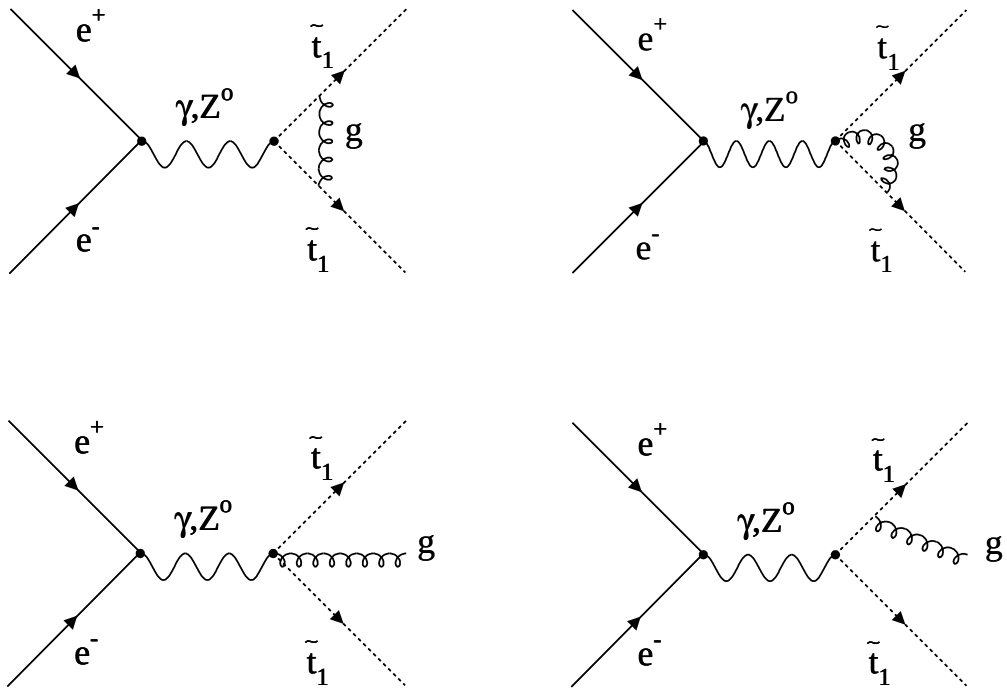


FIG. 2.2 – *Corrections QCD à la production des squarks dans les collisions e^+e^-.*

La fonction $f(\beta)$ décrivant ces corrections est assez compliquée mais une approximation à 1.5% près s'écrit :

$$f(\beta) = \frac{\pi^2}{2\beta} - \frac{1+\beta}{2}\left(\frac{\pi^2}{2} - 3\right) \tag{2.9}$$

Quand β tend vers 1 alors $f(\beta)$ tend vers 3, cette augmentation est de l'ordre de 15%.

Les dernières corrections appliquées à la section efficace sont les corrections de radiations de photons dans l'état initial. Dans les différents générateurs utilisés, elles sont prises en compte par la fonction [35] :

$$L_{ee}(x) = \left[\beta_{em}(1-x)^{\beta_{em}-1}(1+\frac{3}{4}\beta_{em}) - \frac{1}{2}\beta_{em}(1+x)\right]\left[1+\alpha_{em}\left(\frac{\pi}{3}-\frac{1}{2\pi}\right)\right] \tag{2.10}$$

avec

$$\beta_{em} = \frac{2\alpha_{em}}{\pi}\left(\ln\frac{s}{m_e^2} - 1\right) \tag{2.11}$$

Les effets des corrections QED sont négatives pour des masses de squarks proches du seuil cinématique, et positives pour des faibles masses de squarks.

La section efficace totale s'écrit après toutes ces corrections sous la forme :

$$\sigma(e^+e^- \to \tilde{t_1}\bar{\tilde{t_1}})^{tot} = \int_0^1 L_{ee}(x)\sigma_{QCD}(xs)dx \tag{2.12}$$

La figure 2.3 montre les sections efficaces du stop et du sbottom en fonction de la masse et pour un angle de mélange nul et celui donnant le découplage du Z^0.

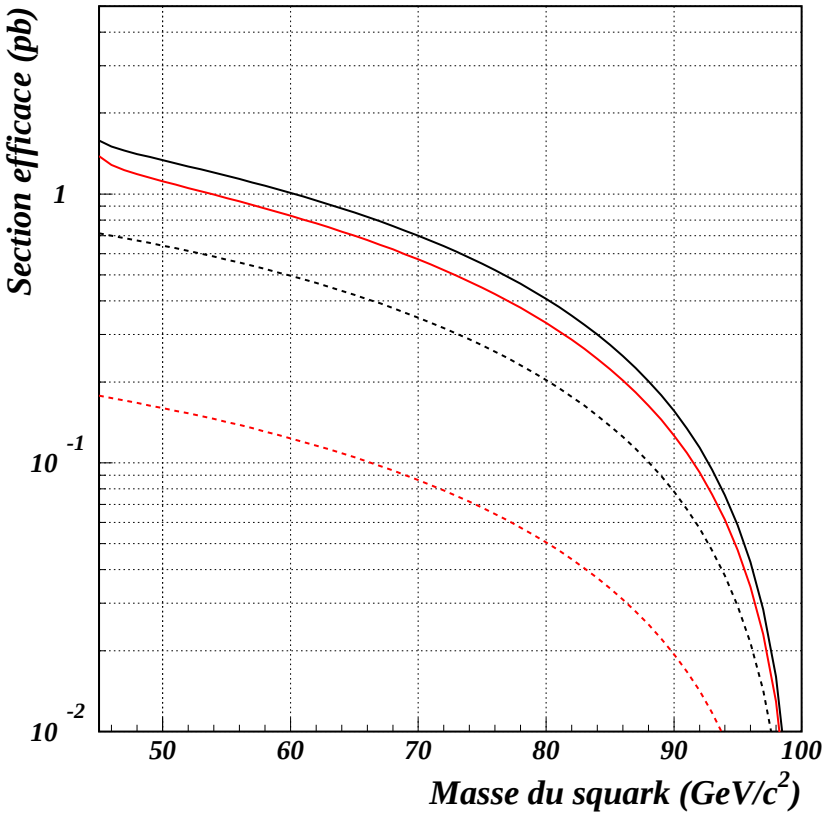


FIG. 2.3 – *Sections efficaces de production de paires de stop et de sbottom à 200 GeV d'énergie dans le centre de masse. Les deux traits pleins correspondent à un angle de mélange nul, et les traits en pointillé à l'angle de mélange donnant le découplage au Z^0. La section efficace du stop est toujours supérieure à celle du sbottom.*

2.3 Les désintégrations des squarks dans le MSSM

Dans ce paragraphe nous allons présenter les désintégrations des scalaires stop et sbottom dans le cadre du MSSM et avec $R_{parité}$ conservée.

2.3.1 Les désintégration du stop

L'énergie dans le centre de masse à LEP2 (environ 200 GeV) ne permet pas la production d'un stop plus lourd que le top[2] ; les désintégrations $\tilde{t}_1 \to t\tilde{\chi}_1^0$ et $\tilde{t}_1 \to t\tilde{g}$ sont donc cinématiquement impossibles.

[2]Les squarks sont toujours produits par paire puisque nous considérons que la $R_{parité}$ est conservée.

2.3.1.1 Désintégrations à deux corps dans l'état final

La première désintégration à deux corps que l'on peut envisager est $b\tilde{\chi}^+_{1,2}$. En négligeant la masse du quark bottom la largeur de cette désintégration s'écrit [25] [29] :

$$\Gamma(\tilde{t}_1 \to b\tilde{\chi}^+_i) = \frac{\alpha_{em}}{4} m_{\tilde{t}_1}(l^2_{1i} + k^2_{1i}) \left[1 - \frac{m^2_{\tilde{\chi}^+_i}}{m^2_{\tilde{t}_1}}\right]^2 \tag{2.13}$$

où l_{1i} et k_{1i} sont fonction de l'angle de mélange du stop et des éléments de matrices U_{ij} et V_{ij} diagonalisant la matrice de masse des charginos (cf. chapitre 1). Les nouvelles limites sur la masse du chargino montrent que cette désintégration est aussi impossible à LEP2[3].

Les deux dernières désintégrations à deux corps qui restent possibles à LEP2 sont les désintégrations $\tilde{t}_1 \to c\tilde{\chi}^0_1$ et $\tilde{t}_1 \to c\tilde{g}$. Ces désintégrations interviennent dans les corrections radiatives à une boucle [23]. La figure 2.4 montre les trois types de diagrammes possibles de la désintégration $\tilde{t}_1 \to c\tilde{\chi}^0_1$: énergie propre du stop (a), énergie propre du quark (b) et le vertex effectif (c). Ces diagrammes sont rappelés dans la figure 2.5. Pour la désintégration $\tilde{t}_1 \to c\tilde{g}$ les mêmes types de diagrammes sont à envisager. On montre aussi dans [23] que la désintégration $\tilde{t}_1$ est possible par sa composante $\tilde{c}_L$:

$$\tilde{t}_1(phys) = \tilde{t}_1 + \epsilon\tilde{c}_L \tag{2.14}$$

avec

$$\epsilon = \frac{\Delta_L \cos\theta_{\tilde{t}} - \Delta_R \sin\theta_{\tilde{t}}}{m^2_{\tilde{c}_L} - m^2_{\tilde{t}_1}} \tag{2.15}$$

où Δ_L et Δ_R dépendent des éléments de la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa V_{tb} et V_{cb} et des paramètres de brisure douce :

$$\Delta_L = \frac{\alpha}{4\pi s^2_W} \log\left(\frac{\Lambda^2_{GUT}}{M^2_W}\right) \frac{V^*_{tb}V_{cb}m^2_b}{2M^2_W \cos^2\beta} \left(m^2_{\tilde{c}_L} + m^2_{\tilde{b}_R} + m^2_{H_1} + A^2_b\right) \tag{2.16}$$

$$\Delta_R = \frac{\alpha}{4\pi s^2_W} \log\left(\frac{\Lambda^2_{GUT}}{M^2_W}\right) \frac{V^*_{tb}V_{cb}m^2_b}{2M^2_W \cos^2\beta} m_t A_b \tag{2.17}$$

Les largeurs de désintégration s'écrivent alors :

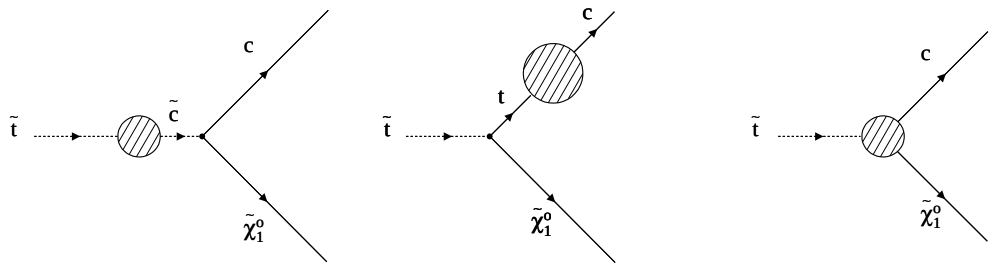
$$\Gamma(\tilde{t}_1 \to c\tilde{\chi}^0_1) = \frac{\alpha_{em}}{4} |\epsilon|^2 m_{\tilde{t}_1} b_{i1} \left[1 - \frac{m^2_{\tilde{\chi}^0_i}}{m^2_{\tilde{t}_1}}\right]^2 \tag{2.18}$$

$$\Gamma(\tilde{t}_1 \to c\tilde{g}) = \frac{2}{3}\alpha_S |\epsilon|^2 m_{\tilde{t}_1} \left[1 - \frac{m^2_{\tilde{g}}}{m^2_{\tilde{t}_1}}\right]^2 \tag{2.19}$$

où b_{i1} dépend des éléments de la matrice unitaire, N_{ij}, qui diagonalise celle des neutralinos :

$$b_{i1} = -\frac{2\sqrt{2}}{3} \sin\theta_W N_{i1} - \sqrt{2}\left(\frac{1}{2} - \frac{2}{3}\sin^2\theta_W\right) \frac{N_{i2}}{\cos\theta_W} \tag{2.20}$$

[3] Dans DELPHI $m_{\tilde{\chi}^+_i} > 103.8\,\text{GeV}$ à 95% CL [30, 31].



(a) (b) (c)

FIG. 2.4 – *Désintégration du stop en $c\tilde{\chi}_1^0$. Le diagramme (a) correspond à l'énergie propre du stop, (b) à l'énergie propre du quark et (c) au vertex effectif.*

Dans [23] on montre aussi l'estimation suivante : $\epsilon = (1-4)\times 10^{-4}$ où on a pris $|V_{bt}| = 1$, $|V_{cb}| = 0.005$, $m_b = 5\,\mathrm{GeV}$, $m_W = 82\,\mathrm{GeV}$. La faible valeur de ϵ dû au changement de saveur $\tilde{t} - \tilde{c}$ donne une durée de vie au stop de l'ordre de $10^{-15} - 10^{-16} s$ dans le canal $\tilde{t}_1 \rightarrow \ c\tilde{\chi}_1^0$. Cette même durée de vie $\tau_{\tilde{t}_1}$ est environ 10 fois plus faible dans le canal $\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{g}$ mais elle est nettement plus grande que le temps typique de l'interaction forte ($\tau_{QCD} = 10^{-23}$), et en conséquence le stop s'hadronise avant de se désintégrer.

Discussion sur le cas du stop dégénéré Nous nous intéressons par la suite à la désintégration $\tilde{t}_1 \rightarrow \ c\tilde{\chi}_1^0$ pour les cas de faibles différences de masses Δm entre le stop et le neutralino.

On déduit d'après l'équation (2.18) que la largeur de cette désintégration dépend de Δm et de la masse du stop :

$$\Gamma(\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{\chi}_1^0) \sim 4 m_{\tilde{t}_1} \left(\frac{\Delta_m}{m_{\tilde{t}_1}}\right)^2 \left(1 - \frac{\Delta_m}{m_{\tilde{t}_1}}\right) \tag{2.21}$$

À une masse de stop fixée, si Δm diminue la largeur de la désintégration Γ diminue aussi et la durée de vie définie par $\tau = 1/\Gamma$ augmente. Pour des valeurs de Δm suffisamment faibles la durée de vie du stop devient non négligeable et doit être prise en compte. De plus, si Δm est assez faible pour que le canal $\tilde{t}_1 \rightarrow \ c\tilde{\chi}_1^0$ soit cinématiquement fermé, le mode de désintégration devient alors $\tilde{t}_1 \rightarrow \ u\tilde{\chi}_1^0$ qui est possible par deux changements de saveur. Le stop dans ce cas peut, en pratique, être considéré comme stable. Trois types de topologies peuvent donc être envisagées pour la désintégration du stop. On a :

- pour les grandes différences de masse, un stop se désintégrant immédiatement donnant lieu à une topologie de 2 jets acoplanaires avec une grande énergie manquante ;
- pour les faibles différences de masse (mais $\Delta m > m_c$), un stop se désintégrant dans le détecteur après un certain parcours donnant lieu à une trace brisée et un vertex déplacé ;
- pour les très faibles différences de masse ($\Delta m < m_c$), un stop se désintégrant en dehors du détecteur et vu par ce dernier comme une particule stable et lourde.

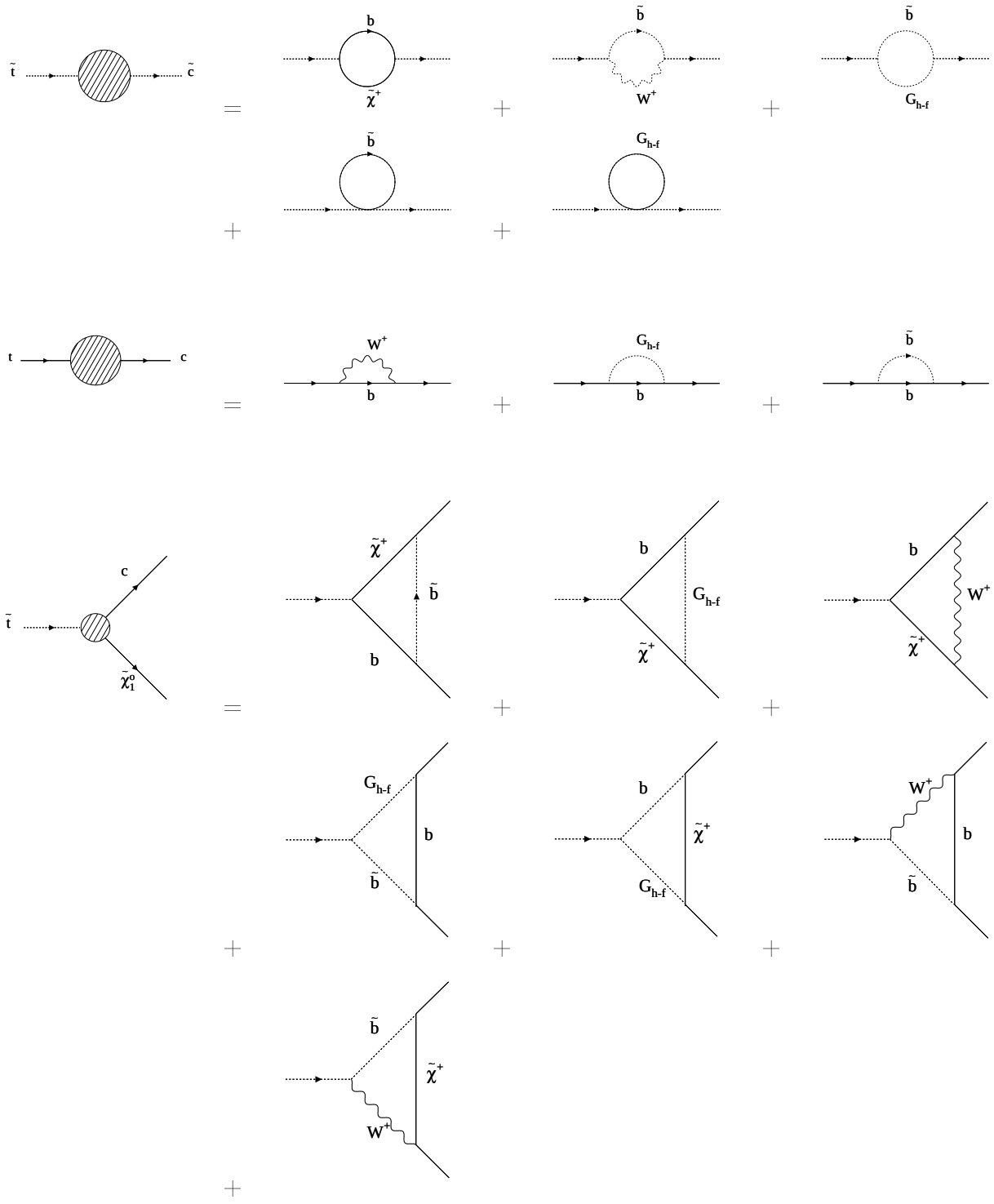


FIG. 2.5 – *Diagrammes contribuant à la désintégration* $\tilde{t}_1 \to c\tilde{\chi}_1^0$. G_{h-f} *est le scalaire chargé non-physique utilisé dans les jauges renormalisables (jauges de t'Hooft-Feynman).*

Afin d'être relativement indépendant du modèle, nous allons traiter dans nos analyses ces trois cas indépendamment de toute relation entre Δm et la durée de vie. Ce choix est justifié par le fait que le paramètre ϵ de l'équation (2.18) est fonction d'autres paramètres, comme l'angle de mélange du stop et la masse du Higgs, ce qui ne permet qu'une simple estimation de ϵ. En conclusion, la durée de vie du stop sera considérée dans les analyses comme une nouvelle dimension s'ajoutant à la masse du stop $\tilde{t}_1$, la différence de masse Δm entre le stop et le neutralino et l'angle de mélange du stop $\theta_{\tilde{t}}$.

2.3.1.2 Désintégrations à trois corps dans l'état final

Les désintégrations $\tilde{t}_1 \to bl^+\tilde{\nu}$ et $\tilde{t}_1 \to b\tilde{l}^+\nu$ sont possibles par échange d'un chargino virtuel si $m_{\tilde{t}_1} > m_{\tilde{\nu}} + m_b$ pour la première désintégration et si $m_{\tilde{t}_1} > m_{\tilde{l}} + m_b$ pour la seconde. La contribution de ces canaux peut être importante comme le montre [29]. La désintégration $\tilde{t}_1 \to bl^+\tilde{\nu}$ a été recherchée dans les quatre expériences du LEP mais la limite sur la masse du $\tilde{\nu}$ [30] défavorise ce canal[4].

2.3.1.3 Désintégrations à quatre corps dans l'état final

Les largeurs de désintégration du stop en quatre corps $\tilde{t}_1 \to b\tilde{\chi}_1^0 f\bar{f}'$ sont difficiles à calculer à cause du grand nombre de paramètres intervenant dans les calculs. Elles ont été étudiées dans [29]. Ces désintégrations passent par les désintégrations du stop en $b\tilde{\chi}^\pm, \tilde{b}_1 H^+, t\tilde{\chi}_1^0$ et $\tilde{b}_1 W^+$ (figure 2.6). Seule la désintégration du stop en $b\tilde{\chi}^\pm$ faisant intervenir le chargino le plus léger est possible au LEP2 vu la masse du top et les limites sur les masses des particules H^+et $\tilde{b}_1$.

La largeur de la désintégration du stop en $b\tilde{\chi}^\pm$ a été présentée dans la section 2.3.1.1 de ce chapitre. Etant donné que ces désintégrations interviennent dans l'échange d'un chargino virtuel, la largeur du stop reste toujours réduite ce qui signifie que le stop s'hadronise aussi dans ce cas avant de se désintégrer.

2.3.2 Les désintégrations du sbottom

La situation pour le sbottom est beaucoup plus simple que pour le stop quant aux désintégrations possibles puisque les canaux $\tilde{b} \to b\tilde{\chi}_1^0$ et $\tilde{b} \to b\tilde{g}$ ne sont pas fermés cinématiquement. Les largeurs de désintégration du sbottom dans ces canaux, en négligeant la masse du bottom sont [25] :

$$\Gamma\left(\tilde{b}_1 \to b\tilde{\chi}_1^0\right) = \frac{\alpha_{em}}{4}\left(a_{11}^2 + b_{11}^2\right) m_{\tilde{b}_1}\left(1 - \frac{m_{\tilde{\chi}_1^0}^2}{m_{\tilde{b}_1}^2}\right)^2 \tag{2.22}$$

$$\Gamma\left(\tilde{b}_1 \to b\tilde{g}\right) = \frac{2}{3}\alpha_s m_{\tilde{b}_1}\left(1 - \frac{m_{\tilde{\chi}_1^0}^2}{m_{\tilde{b}_1}^2}\right)^2 \tag{2.23}$$

où a_{11}^2 et b_{11}^2 dépendent de l'angle de mélange du sbottom. Normalement, la désintégration du sbottom en $b\tilde{g}$ (interaction forte) doit dominer la désintégration en $b\tilde{\chi}_1^0$. Mais dans le

[4]Dans DELPHI $m_{\tilde{\nu}} > 95$ GeV/c^2 pour $M_{\tilde{e}_r} - M_{\tilde{\chi}_1^0} > 10$ GeV/c^2 [30].

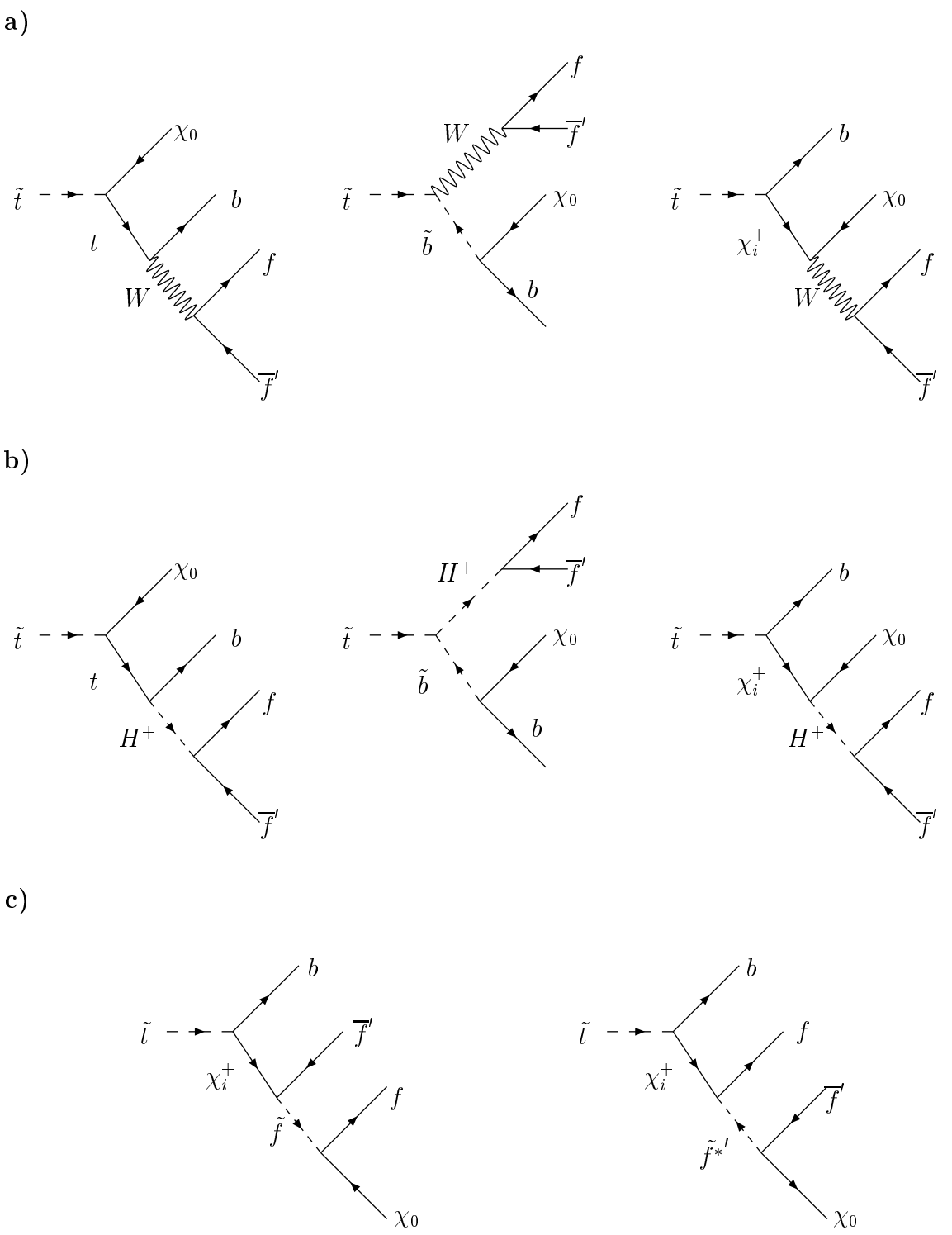


FIG. 2.6 – *Diagrammes de Feynman contribuant à la désintégration du stop en quatre corps* $\tilde{t}_1 \to b\chi_1^0 f \bar{f}'$ *[29].*

modèle mSUGRA, le gluino a été recherché dans le canal de désintégration $q\bar{q}\tilde{\chi}_1^0$ et la limite obtenue sur sa masse est $m_{\tilde{g}} \geq 195\,\mathrm{GeV}/c^2$ [32].

La dernière désintégration du sbottom en $b\tilde{g}$ est donc interdite à LEP200 et la désintégration restante possible est $b\tilde{\chi}_1^0$. Dans ce canal de désintégration, la durée de vie du sbottom est légèrement inférieure à l'échelle de temps de l'interaction forte. Il en résulte que le sbottom ne s'hadronise pas.

Comme pour le stop, nous allons nous intéresser au sbottom dégénéré en masse avec le neutralino. La "non-hadronisation" du sbottom rend extrêmement difficile la recherche expérimentale du cas dégénéré : privé de l'hadronisation, le sbottom dégénéré ne peut développer qu'une très faible énergie et impulsion transverse, insuffisantes pour extraire le signal du bruit de fond $\gamma\gamma$ (voir chapitre 6). Dans DELPHI, l'analyse du cas non-dégénéré a permis d'établir pour le sbottom la limite de 76 GeV/c^2 [30] sur sa masse, pour $\Delta m \geq 7$ GeV/c^2.

Par contre, le cas où le canal $b\tilde{\chi}_1^0$ est cinématiquement fermé lorsque $\Delta m < m_b$ présente autant d'intérêt que celui du stop. Nous recherchons donc le sbottom dans l'hypothèse où ce dernier serait stable.

2.4 L'hadronisation et la fragmentation et du stop

Dans les trois cas discutés précédemment (section 2.3.1.1) nous avons vu que le stop possède une durée de vie assez longue par rapport au temps typique de l'interaction forte. Il va donc s'hadroniser pour former des mésons stop non colorés donnant lieu à des jets de fragmentation (figure 2.7).

La fonction de fragmentation du stop peut être calculée à partir de la fonction de Peterson [34] :

$$D_{\tilde{t}}(x,\epsilon) = \frac{1}{N}\frac{1}{x\left(1-\frac{1}{x}-\frac{\epsilon_{\tilde{t}}}{1-x}\right)^2} \tag{2.24}$$

où N est une fonction de normalisation déduite de :

$$\int_{x_{\min}}^{1} x D_{\tilde{t}}\,(x)\,dx = 1 \tag{2.25}$$

avec $x_{\min}$ correspond à la limite cinématique :

$$N\,(x_{\min},\epsilon) = \frac{\pi}{4\sqrt{\epsilon_{\tilde{t}}}} - \frac{1}{2}\log\frac{(1-x_{\min})^2}{\epsilon_{\tilde{t}}} + 1 - \frac{1}{2\,(1-x_{\min})} + O\left(\sqrt{\epsilon_{\tilde{t}}}\right) \tag{2.26}$$

$x = E_{meson\tilde{t}}/E_{\tilde{t}}$ représente la fraction d'énergie emportée par le méson stop par rapport à l'énergie du squark stop, et $\epsilon_{\tilde{t}} = \epsilon_b m_b^2/m_{\tilde{t}}^2$ est le paramètre de fragmentation du stop extrapolé du paramètre de fragmentation du bottom ϵ_b mesurée au LEP1. Une valeur de $\epsilon_{\tilde{t}} = 0.003$ a été utilisée dans une version modifiée de SUSYGEN [33] pour générer des événements de stop et de sbottom stables et ceci pour une approximation de la masse du b égale à 5 GeV/c^2. Ce même générateur a été ensuite modifié pour permettre la désintégration des mésons stop et sbottom afin de produire des événements avec des durées de vie intermédiaires. Nous reviendrons sur ce sujet dans le chapitre 5.

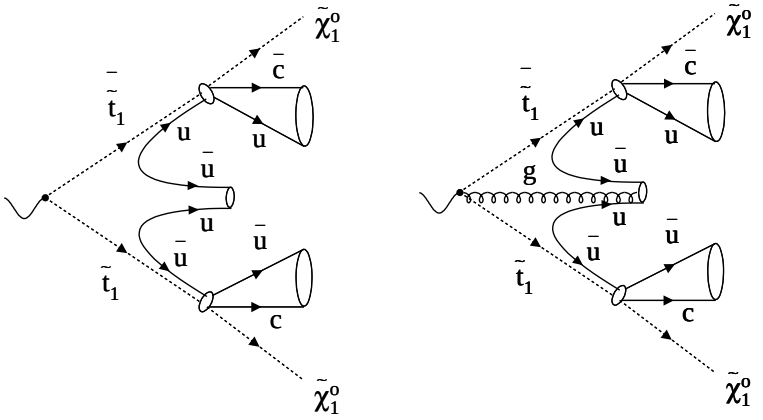


FIG. 2.7 – *Schémas de l'hadronisation du stop.*

La fonction de Peterson tend vers une fonction de Dirac quand $\epsilon_{\tilde{i}}$ tend vers 0. La fragmentation devient alors plus dure pour des masses élevées du stop et les effets d'hadronisation deviennent faibles. Ceci se traduit par une faible énergie emportée par les jets de fragmentation.

2.5 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté la production et la désintégration du stop et du sbottom dans le modèle de supergravité minimal avec conservation de R-parité. Aux énergies accessibles à LEP2 le stop et le sbottom se désintègrent respectivement en $c\tilde{\chi}_1^0$ et $b\tilde{\chi}$. Une discussion basée sur la largeur de désintégration (inversement proportionnelle à la durée de vie) du stop nous conduit à considérer les trois topologies suivantes : 2 jets acoplanaires avec une grande énergie manquante (faible durée de vie), vertex déplacés et traces brisées dans le détecteur (durée de vie intermédiaire), et s-hadrons stables et lourds (grande durée de vie). Trois analyses ont été développées pour rechercher chacune de ces différentes topologies. Nous allons donc rechercher le stop dans les trois topologies et le sbottom dans le cas stable.

Deuxième partie

Outils expérimentaux et d'analyse

Chapitre 3

Le détecteur DELPHI au LEP

L'idée de l'unification des interactions de la nature en une théorie unique est toujours la principale préoccupation des théoriciens en physique fondamentale. Une théorie unifiée décrit le comportement de l'Univers depuis l'instant zéro et jusqu'aux nos jours. À la fin des années 70, la construction d'un collisionneur e^+e^- balayant une gamme d'énergie entre 40 et 100 GeV par faisceau est envisagée, permettant ainsi l'exploration de la région électrofaible qui existait dans l'Univers une fraction de seconde après le Big Bang. La mission était de reproduire la physique de cette région et de mesurer précisément les propriétés des bosons de jauge $W^{\pm}$ et Z^0 découverts au CERN en 1983 dans les collisions proton anti-proton. Les travaux de construction du LEP *(Large Electron Positron collider)* ont commencé en 1983 et les premières collisions ont été enregistrées en 1989. Le LEP a été arrêté en septembre 2000 pour laisser la place au LHC *(Large Hadron collider)*; DELPHI a été complètement démantelé depuis. Dans ce chapitre, une description générale du détecteur et de ses différentes parties est présentée. L'accent est mis en particulier sur la description de la TPC. Enfin les programmes de simulation et de reconstruction sont rappelés.

3.1 Le LEP

Le LEP *(Large Electron Positron collider)* est un collisionneur d'électrons et de positrons de 27 km de circonférence situé à une profondeur de 100 mètres sous le plateau de Gex près de Genève. Sur ce collisionneur sont installés quatre détecteurs de physique des particules : ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL. L'injection du LEP (figure 3.1) par des électrons et des positrons se fait par l'intermédiaire de quatres accélérateurs en série. Dans le LIL *(Lep Injector Linacs)* des électrons sont créés par effet thermoélectrique et accélérés jusqu'à une énergie de 200 MeV. Une partie du faisceau d'électrons est dirigée sur une cible de tungstène dans le but de produire des positrons. Les deux faisceaux sont ensuite accélérés jusqu'à une énergie de 600 MeV avant d'être accumulés dans le EPA *(Electron Positron Accumulator)*. Ils passent ensuite dans le PS *(Proton Synchrotron)* où ils sont accélérés jusqu'à 3.5 GeV puis dans le SPS *(Super Proton Synchrotron)* qui leur fournit une énergie de 22 GeV avant d'aboutir au LEP.

Huits paquets d'électrons et de positrons circulant en sens inverse sont accélérés à chaque révolution dans les huit parties rectilignes (de 500 mètres de long) du LEP grâce

à des cavités qui génèrent un champ électrique alternatif parallèle à leur trajectoire. En 2000, on dispose dans le LEP de 272 et de 16 cavités supraconductrices en cuivre/niobium et en niobium respectivement (refroidies à l'hélium liquide à $T = 4$ K). On trouve aussi 56 cavités non supraconductrices en cuivre. La tension accélératrice de 3650 MV/m de ces cavités a permis la remontée en énergie jusqu'à 104.5 GeV par faisceau. Dans les sections courbes (de 3.1 km) qui raccordent les parties rectilignes, des aimants dipolaires conservent les particules sur leur orbite. La perte d'énergie par rayonnement synchrotron dans ces parties est proportionnelle à E^4/R ce qui explique en particulier la dimension exceptionnelle du LEP.

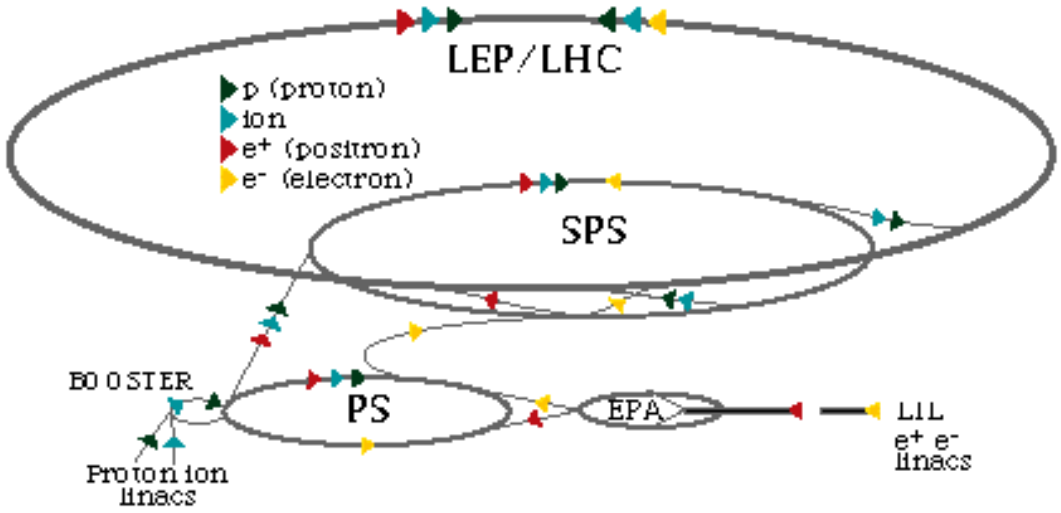


FIG. 3.1 – *Le système d'injection du LEP.*

Tout au long de l'anneau du LEP, des quadrupôles focalisent le faisceau, et à quelques mètres des détecteurs des quadrupôles supraconducteurs à très fort gradient compriment les paquets de particules au niveau du point d'interaction pour maximiser la luminosité. Les dimensions verticale σ_y et horizontale σ_x du faisceau sont alors 4 μm et 170 μm respectivement. La grande différence entre ces deux dimensions s'explique par la grande diffusion selon x du fait du rayonnement synchrotron.

La luminosité instantanée du LEP est donnée par :

$$L_i = P \times f \times \frac{N_{e^+} N_{e^-}}{4\pi\sigma_x\sigma_y} \tag{3.1}$$

où N_{e^+} et N_{e^-} sont le nombre d'électrons et de positrons dans chaque paquet, P le nombre de paquets, et f la fréquence de rotation (f=c/(périmètre du LEP)). Cette luminosité était d'environ $10^{31}\,\mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}$ et $10^{32}\,\mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}$ à LEP1 et à LEP2 respectivement. La luminosité intégrée est donnée par :

$$L = \int_{\Delta t} L_i \, dt \tag{3.2}$$

La mesure précise de la luminosité est très importante pour la détermination de taux de production des processus. En effet, $N = L\sigma$ où N est le nombre d'événements d'un

processus et σ sa section efficace. Dans DELPHI, le STIC détermine le nombre d'événements Bhabha $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ dont la section efficace théorique est bien connue, ce qui donne la mesure de la luminosité intégrée tout au long de la prise de données.

La luminosité intégrée délivrée par le LEP depuis 1989 pour chacune des quatre expériences est montrée sur la figure 3.2.

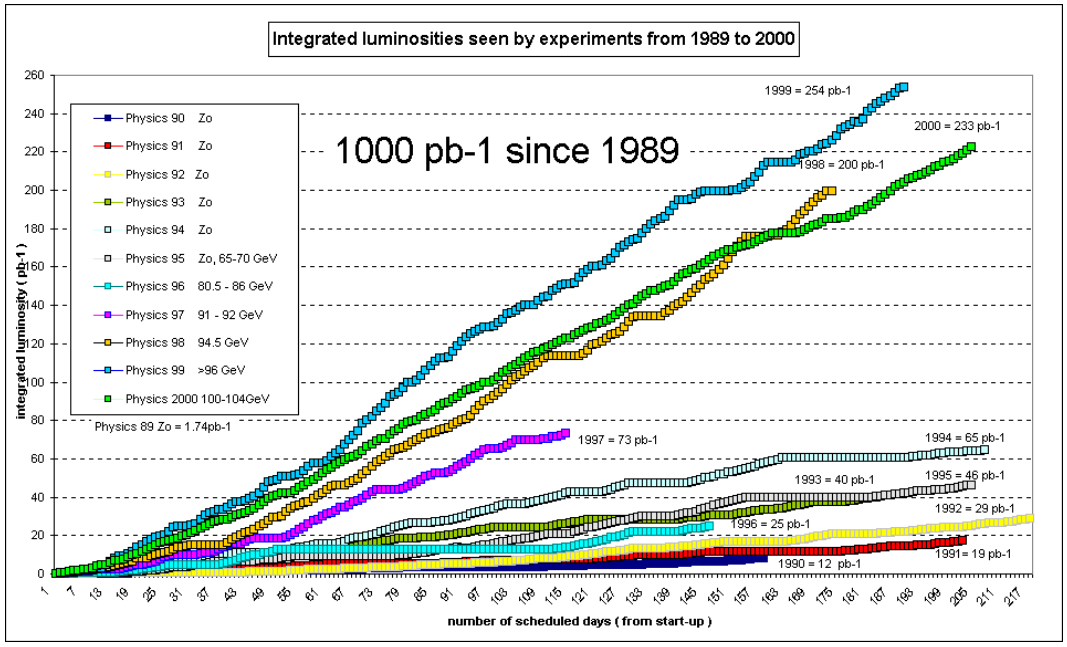


FIG. 3.2 – *Luminosité intégrée délivrée par le LEP de 1989 à 2000.*

3.2 Le détecteur DELPHI

Pour reconstruire l'événement après une interaction e^+e^-, un ensemble cohérent de détecteurs est nécessaire pour déterminer les trajectoires et identifier les particules. Le détecteur DELPHI [36, 37], *DEtector with Lepton, Photon and Hadron Identification*, est un des quatre détecteurs en fonctionnement au LEP. Les détecteurs au LEP ont une couverture en angle solide voisine de 4π stéradians et une symétrie cylindrique par rapport au point d'interaction.

DELPHI est composé d'un baril central de forme cylindrique et de deux bouchons couvrant les côtés du baril. Le système standard de coordonnées dans DELPHI est présenté figure 3.3. L'axe z suit la direction des électrons, l'axe x pointe vers le centre de LEP et l'axe y est dirigé vers le haut. L'angle polaire, entre l'axe z et l'axe radial, est appelé θ et l'angle azimuthal autour de l'axe z, ϕ. La coordonnée radiale est $R = \sqrt{x^2 + y^2}$. La région angulaire couverte par le baril de DELPHI est approximativement $\theta \in [40°, 140°]$. La figure 3.4 montre une vue du baril et d'un bouchon de DELPHI ainsi que tous les sous-détecteurs.

Tout comme les autres détecteurs du LEP, l'objectif principal de DELPHI est la caractérisation la plus complète possible des particules présentes dans les différents états

finaux des collisions envisageables. Dans ce but, le détecteur DELPHI doit remplir les fonctions suivantes :

- Reconstruire les trajectoires des particules chargées ;
- Mesurer l'énergie des particules ;
- Identifier les particules détectées ;
- Être hermétique ;
- Avoir un système de déclenchement efficace ;
- Disposer d'un système d'acquisition suffisamment rapide ;
- Effectuer le mesure de la luminosité avec précision.

Ces tâches sont effectuées par les différents sous-détecteurs de DELPHI dont les principales caractéristiques sont décrites dans les sections suivantes.

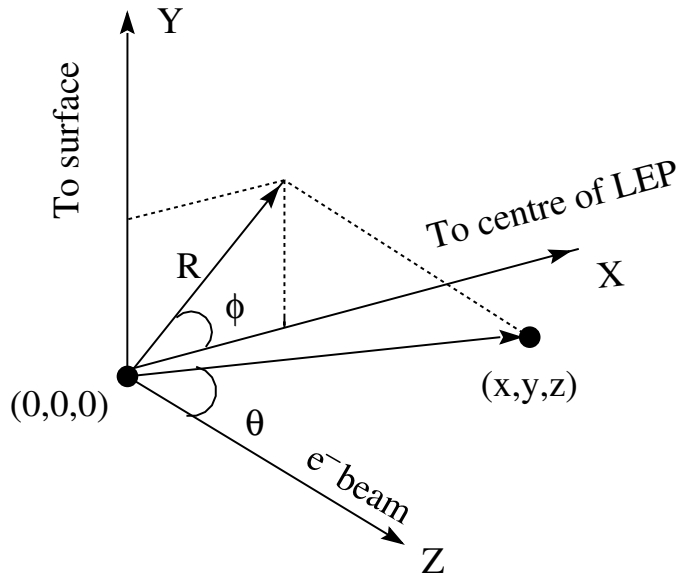


FIG. 3.3 – *Le système de coordonnées de DELPHI.*

3.2.1 Les détecteurs de traces

L'ionisation produite dans un milieu par le passage d'une particule chargée peut être utilisée pour mesurer sa position et sa trajectoire. De plus, en présence d'un champ magnétique, l'impulsion et la charge électrique des particules chargées peuvent être déterminées par la courbure de leur trajectoire. Le système qui permet une reconstruction tridimensionnelle des trajectoires des particules chargées dans DELPHI est composé par un ensemble de sous-détecteurs, plongés dans un champ magnétique de 1.23 T parallèle à l'axe z et créé par un solénoïde supraconducteur. Les sous-détecteurs (des chambres à dérive et des détecteurs à semiconducteurs) sont les suivants : le détecteur de microvertex (Vertex Detector - VD), le détecteur interne (Inner Detector - ID), la chambre à projection temporelle (Time Projection Chambre - TPC), le détecteur externe (Outer Detector - OD), les chambres vers l'avant A et B (Forward Chambers A,B - FCA et FCB)

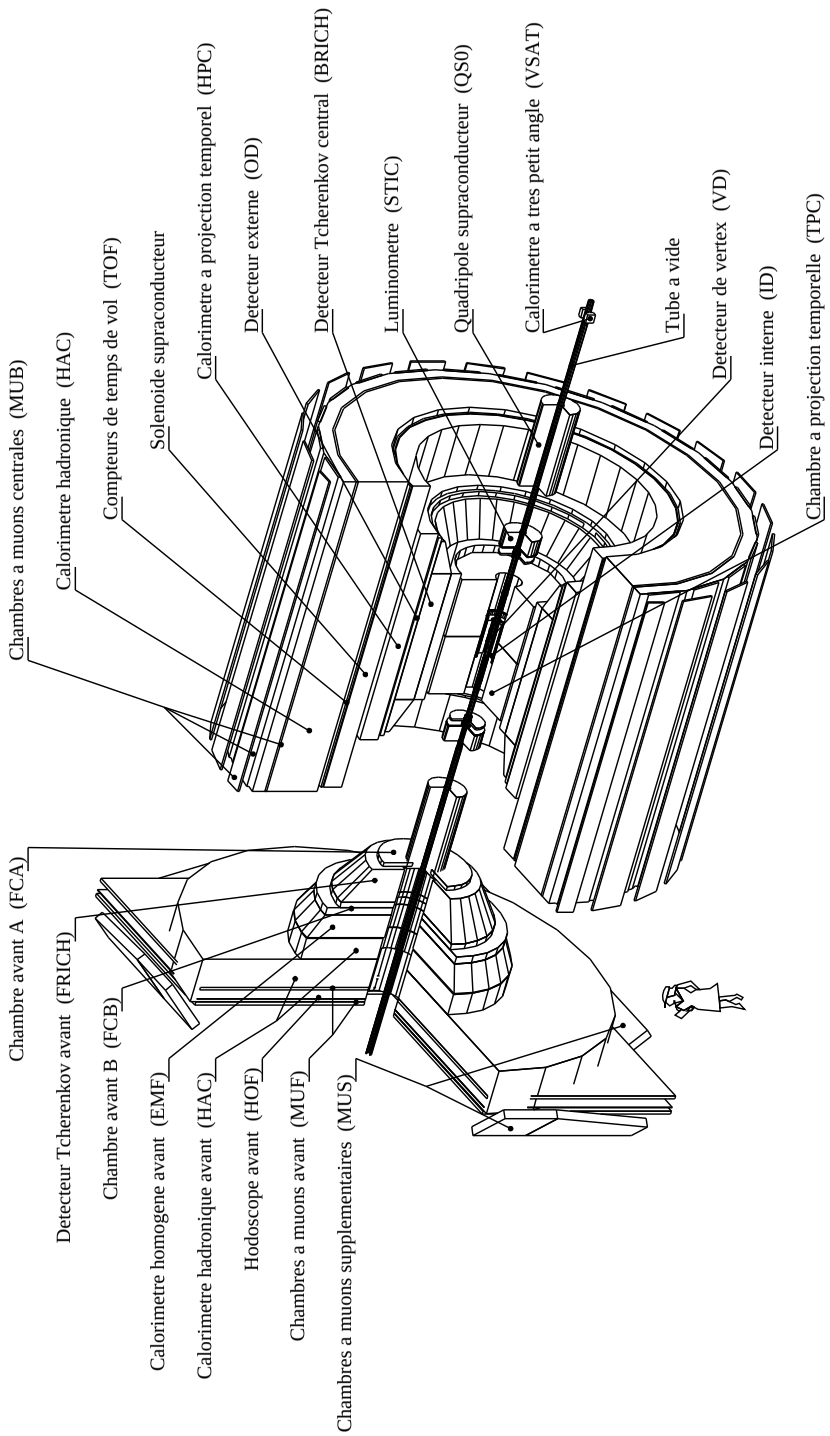


FIG. 3.4 – *Le détecteur DELPHI.*

et les chambres à muons (Muon Chambers Barrel MUB, Muon Chambers Forward MUF, Surrounding MUon chambers MUS). Ces détecteurs permettent la reconstruction de la trajectoire d'une trace chargée depuis un point très proche du point d'interaction et jusqu'à une distance radiale de 2 m environ. Le rayon de courbure ainsi obtenu permet la mesure de l'impulsion transverse à l'aide de l'équation :

$$P_{trans}(\mathrm{GeV}/c) = 0.3B(\mathrm{Tesla})r(\mathrm{m}) \tag{3.3}$$

où B est le champ magnétique dans DELPHI et vaut 1.2 Tesla.

3.2.1.1 Le détecteur de vertex (VD)

Le VD (figure 3.5) est le détecteur le plus proche du tube à vide. D'un rayon interne de 5.6 cm, il couvre la région d'angle polaire comprise entre 20° et 160°. Il est constitué de 3 couches de micro-bandes de silicium de rayon 6.3, 9.0 et 10.9 cm, chacune constituée de 24 secteurs. Le nombre maximum de mesures en $R\phi$ par trace chargée est de 6 et la résolution obtenue est $\sigma(R\phi) \simeq 7\,\mu$m. Les première et troisième couches du VD sont équipées de détecteurs de silicium à double faces, ce qui permet d'obtenir une précision de $\sigma(z) \simeq 9\,\mu$m pour des traces perpendiculaires à l'axe des faisceaux. Ce détecteur est essentiel pour la reconstruction des vertex secondaires et donc pour la physique des saveurs lourdes.

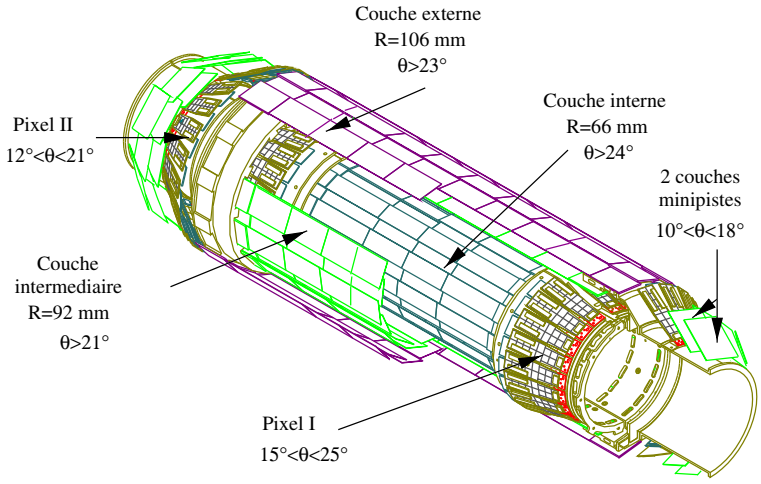


FIG. 3.5 – *Le détecteur de vertex (VD).*

3.2.1.2 Le détecteur interne (ID)

L'ID couvre la région angulaire $15° < \theta < 165°$. Il est divisé en deux parties distinctes : la partie interne (Chambre à jets) et la partie externe (couches de déclenchement). La partie interne est divisée en 24 secteurs azimutaux. Chaque secteur comprend 24 fils de champ pour la mesure du temps de dérive. Ceci permet d'avoir un maximum de 24 mesures en $R\phi$ par trace chargée. La partie externe est constituée de 5 couches concentriques de 192 chambres à paille à dérive (Straw tubes). Les tubes, introduits en 1995, font 8 mm de

diamètre et ajoutent jusqu'à 5 points de mesures supplémentaires en $R\phi$. Ils permettent d'éliminer les ambiguïtés gauche-droite des traces situées dans la chambre à jets. Ces mesures sont utilisées par les trois premiers niveaux de déclenchement de l'acquisition des données. La résolution sur la position d'une trace chargée est $\sigma(R\phi) = 40\,\mu$m et $\sigma(\phi) = 1.2$ mrad.

3.2.1.3 La chambre à échantillonnage temporel (TPC)

La TPC (figure 3.6) est le détecteur de traces principal de DELPHI. Elle est formée de deux cylindres adjacents de longueur 3.3 m et de rayon 1.2 m. Le volume de dérive est séparé en son milieu par une plaque haute tension portée à un potentiel négatif de 20 kV qui fournit un champ de 187 V.cm^{-1} parallèle à l'axe du faisceau. Les extrémités opposées des cylindres sont équipées de chambres proportionnelles multifils.

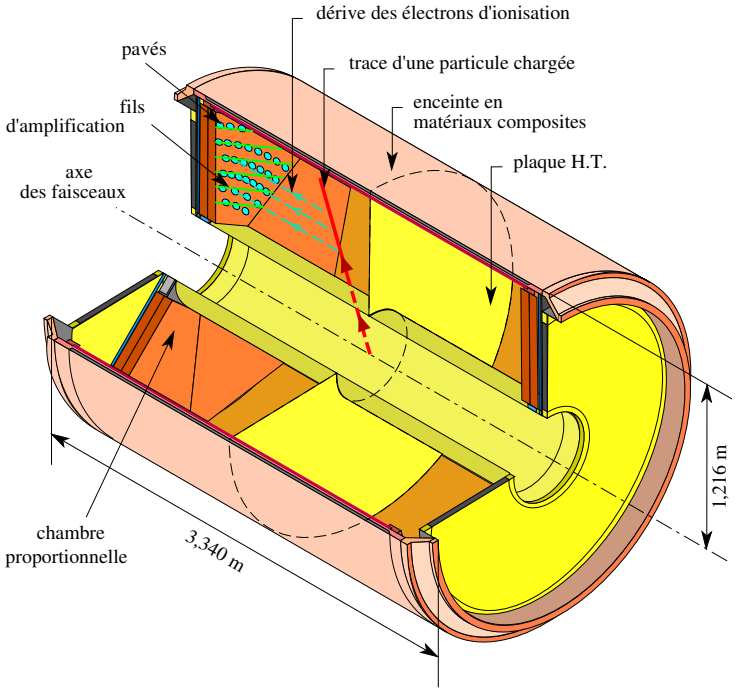


FIG. 3.6 – *La chambre à échantillonnage temporel (TPC).*

Chaque cylindre, rempli de gaz, est une chambre à dérive dont le fonctionnement repose sur l'ionisation créée par le passage d'une particule chargée. Les électrons formés dérivent sous l'action du champ électrique et sont recueillis aux extrémités des cylindres. La TPC fonctionne à une pression stabilisée un petit peu plus élevée que la pression atmosphérique : il doit toujours y avoir surpression par rapport à l'extérieur pour éviter l'introduction d'impuretés qui nuiraient à la résolution de reconstruction. Le gaz est un mélange d'argon et de méthane dans une proportion 80%, 20%. Ce sont des gaz classiquement utilisés dans les chambres à dérive. L'argon a été choisi parce que c'est un gaz rare qui s'ionise facilement (potentiel d'ionisation $I_o = 15.8$ eV). Le méthane CH_4 est une molécule polyatomique qui joue le rôle d'extincteur en absorbant les photons émis par les atomes du milieu qui pourraient créer de nouvelles avalanches.

Pour ce mélange une particule au minimum d'ionisation (mip) (qui correspond à $\beta\gamma \simeq 3-4$) produira environ 27 paires d'ions par centimètre. Les paires produites sont susceptibles d'ioniser à leur tour et le nombre total de paires primaires et secondaires est d'environ 70 par centimètre. Les ions associés dérivent vers la plaque centrale et ne sont pas utilisés pour la détection. La trajectoire idéale d'un électron vers les extrémités de la TPC est une droite. Mais il s'en écarte du fait de collisions avec les atomes neutres du gaz qui sont en constante agitation thermique. L'électron diffuse et ce phénomène intervient dans la résolution de la TPC. À partir du temps mis pour aboutir aux extrémités du détecteur et la vitesse de dérive v_d, il est facile de retrouver la position initiale en z de l'électron considéré. La vitesse v_d est obtenue dans DELPHI à partir de calibrations à l'aide de lasers ($v_d \sim 69.9\,\mathrm{mm}.\mu\mathrm{s}^{-1}$).

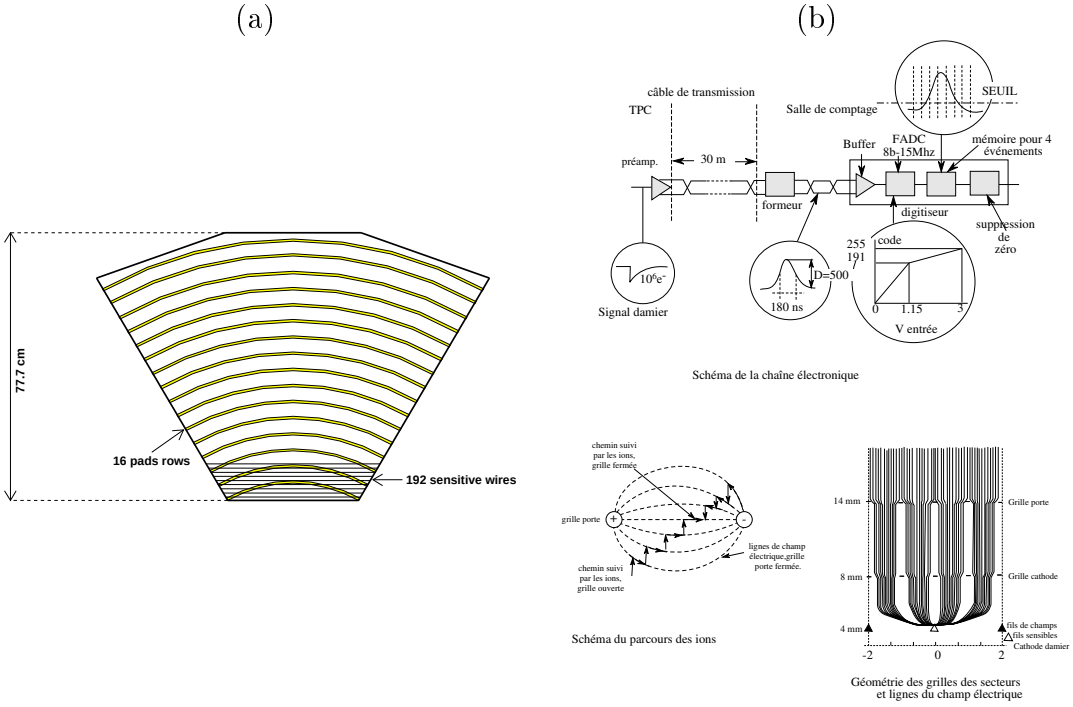


FIG. 3.7 – *(a) Un secteur de la TPC, (b) Géométrie et électronique des grilles des secteurs et des lignes du champ électrique.*

Chaque extrémité de la TPC est formée de chambres proportionnelles multifils organisées en six secteurs, comprenant chacun (figure 3.7) :

- un plan de cathodes damiers : 16 rangées circulaires équidistantes constituées de damiers tous de même surface ($52.5\,\mathrm{mm}^2$) et dont le nombre est un multiple de 16 (de 4×16 à 9×16). Chaque secteur compte ainsi 1680 cellules ce qui donne en tout 20160 voies damiers pour la TPC.
- un plan de fils sensibles-fils de champs : il y a 192 fils sensibles par secteur espacés de 4 mm, constitués de tungstène rhénié-doré, de $20\,\mu$m de rayon. Leur longueur varie de 36.55 à 109.552 cm. Ils sont portés à un potentiel de 1435 V. Entre ces fils sensibles sont intercalés des fils de champ en cuivre béryllium de $100\,\mu$m de rayon qui assurent le blindage et donc une bonne définition du champ électrique.
- Un plan de fils cathode : ces fils ont un rayon de $75\,\mu$m, sont espacés de 1 mm et

constituent la limite entre le volume de dérive et celui de la chambre proportionnelle. Ils sont portés à un potentiel nul et servent de référence pour le champ créé sur les fils sensibles.

- Une grille porte : elle est constituée de fils espacés de 1 mm.

Les électrons primaires et secondaires formés par le passage d'une particule chargée provenant du volume de dérive franchissent la grille porte (qui est alors transparente aux électrons) et la grille cathode pour parvenir au voisinage des fils sensibles. Ces derniers étant portés à un potentiel élevé (1435 V), une avalanche est provoquée par l'intermédiaire du processus $At + e^- \rightarrow At^+ + 2e^-$ où At symbolise un atome du milieu. Le signal récolté est amplifié d'un facteur 2.10^4. Les électrons sont collectés en quelques nanosecondes parce qu'ils dérivent peu. Les ions Ar^+ formés au cours de l'avalanche fournissent rapidement leur charge aux atomes CH_4 du fait du plus faible potentiel d'ionisation de ce dernier ($I_o = 13.1$ eV). Ainsi les ions CH_4^+ migrent-ils vers le volume de dérive et leur mouvement constitue un signal détectable. Ils sont collectés par la grille porte dont les fils sont portés à un potentiel alterné de -150 V $\pm$20 V fixe. Le méthane joue un rôle très important dans le processus d'amplification. En effet, au cours de celui-ci un phénomène d'excitation des atomes du milieu $At + e^- \rightarrow At^* + e^-$ a lieu. Or l'atome d'argon se désexcite en émettant un photon dont l'énergie est de 11.6 eV ce qui est bien supérieur au potentiel d'ionisation des métaux constituant la cathode (7.7 eV pour le cuivre par exemple). Le photon émis est donc susceptible d'arracher un photoélectron qui peut à son tour initier une nouvelle avalanche : la TPC serait alors perpétuellement en situation de décharge. Pour résoudre ce problème on utilise une molécule polyatomique qui a des états d'excitation non radiatifs (rotation et vibration) et dont l'absorption des photons est effective dans la gamme d'énergie de celui émis par l'argon. C'est le cas pour le méthane qui est très efficace pour absorber des photons de 7.9 à 14.5 eV [38].

Le signal sur les fils dû au déplacement des ions CH_4^+ vers le volume de dérive induit, par couplage capacitif, un signal sur les damiers et la lecture de ces derniers permet de reconstruire la trace dans le plan perpendiculaire à l'axe du faisceau. En utilisant ces informations et celle de la vitesse de dérive, une reconstruction tridimensionnelle (jusqu'à 16 points) est possible. Chaque damier est influencé par environ cinq fils. Le signal recueilli est préamplifié, mis en forme et échantillonné pour être facilement utilisable. La TPC permet alors une reconstruction précise de la trace qui la traverse et l'impulsion de celle-ci est déduite de la mesure de la courbure par la relation (3.3). Si l'angle polaire de la trace est tel que $39° \leq \theta \leq 141°$, alors les 16 rangées de damiers pourront fournir une information. Au moins trois rangées sont traversées si $20° \leq \theta \leq 160°$. L'ensemble des espaces morts entre deux secteurs adjacents est de 4% du plan $R\phi$. Les résolutions obtenues sont de 250 μm en $R\phi$ et de 800 μm en z.

Les 192 fils sensibles de la TPC permettent la mesure pour une particule chargée de la perte d'énergie par ionisation, le dE/dx. La méthode de mesure et de calibration de cette dernière, ainsi que son utilisation dans les analyses seront traitées précisément au chapitre 4.

3.2.1.4 Le détecteur externe (OD)

L'OD se situe à deux mètres du point d'interaction et couvre la région d'angle polaire comprise entre 42° et 138°. Il est composé de 24 modules constitués chacun de 145 tubes

de gaz à dérive disposés en 5 couches. L'OD a une bonne résolution sur la position transversale, $\sigma(R\phi) = 110\,\mu$m. La position longitudinale est obtenue par le temps de dérive du signal le long du fil qui est à l'intérieur du tube, donnant une mesure rapide de z, $\sigma(z) = 3.5\,$cm. L'OD intervient dans le premier niveau de déclenchement.

3.2.1.5 Les chambres à muons (MUB, MUF et MUS)

Les chambres à muons (MUC) constituent le détecteur le plus externe de DELPHI. Elles sont constituées d'un ensemble de chambres à dérive situées à environ 4.5 mètres du point d'interaction et elles entourent le calorimètre hadronique. Elles se divisent en trois catégories : les MUB dans le baril, les MUS à 40° et 140°, les MUF dans les bouchons. La couverture géométrique de l'ensemble est comprise entre 9° et 171°. La résolution en $R\phi$ est $\sigma(R\phi) \simeq 1 - 5$ mm, et la résolution en z, $\sigma(z) \simeq 10$ mm. L'identification des muons repose sur le principe suivant : la plupart des hadrons sont arrêtés par le fer de l'aimant de DELPHI et le calorimètre hadronique et ne réussissent pas à pénétrer dans les chambres à muons ; presque tous les muons d'énergie supérieure à 2 GeV, au contraire, atteignent ces chambres. L'efficacité de détection pour des muons de 45 GeV est d'environ 76% pour une bonne identification et d'environ 95% pour une identification moins exigeante.

3.2.2 Les calorimètres

Les calorimètres mesurent l'énergie des particules chargées et neutres. Ils recueillent toute l'énergie des particules incidentes et doivent être composés d'un milieu où la probabilité d'interaction est suffisamment grande.

Dans le calorimètre hadronique et dans le calorimètre électromagnétique central les particules secondaires créées sont comptées par des détecteurs gazeux qui échantillonnent les gerbes.

Le paramètre qui décrit le développement d'une gerbe électromagnétique est la longueur de radiation (X_0) :

$$\left(\frac{dE}{dx}\right) = -\frac{E}{X_0} \tag{3.4}$$

Ce paramètre dépend du matériau utilisé. Pour des électrons dans du plomb, la longueur de radiation est de l'ordre de 0.5 cm. La longueur de radiation détermine le choix et l'extension du matériau passif du calorimètre. Pour les énergies du LEP, entre 20 et 30 longueurs de radiation sont nécessaires pour contenir une gerbe électromagnétique.

Le système calorimétrique électromagnétique de DELPHI est composé d'un calorimètre dans le baril, la HPC (High-density Projection Chambre), d'un calorimètre avant, le FEMC (Forward Electron-Magnetic Calorimeter), et de deux calorimètres à très bas angles, le STIC (Small angle TIle Calorimeter) et le VSAT (Very Small Angle Tager) qui sont principalement utilisés pour la mesure de la luminosité. Une continuité angulaire est assurée entre le FEMC et le STIC. En revanche, des compteurs d'herméticité ont été rajoutés pour la détection des particules neutres dans des régions peu instrumentées. Ces régions correspondent à $\theta \simeq 40°$ et 140° entre la HPC et le FEMC. La région à $\theta \simeq 90°$ est moins efficace car seulement couverte par le VD, le OD et l'ID. Des compteurs à 90° ont été ajoutés.

3.2.2.1 Le calorimètre à échantillonnage temporel (HPC)

La HPC est le calorimètre électromagnétique dans le baril de DELPHI. La couverture en angle polaire de la HPC correspond à la couverture angulaire du baril : $\theta \in [41.5°, 138.5°]$. Les gerbes électromagnétiques sont reconstruites à l'aide de 144 modules de chambres à dérive. Chaque module est composé de 41 couches de plomb (milieu passif) dans un milieu gazeux couvrant 18 longueurs de radiation (18 X_0). Les gerbes électromagnétiques sont dues au passage de photons ou d'électrons qui émettent des γ par *Bremsstrahlung*. Ces photons produisent aussi des paires e^+e^- qui engendrent des photons secondaires entraînant un phénomène en cascade.

Les charges d'ionisation dérivent dans le gaz jusqu'à des chambres proportionnelles qui indiquent les coordonnées à deux dimensions. La troisième coordonnée est obtenue par le temps de dérive. La précision angulaire pour des photons de haute énergie est $\sigma(\phi) = \pm 1.7\,\text{mrad}$ et $\sigma(\theta) = \pm 1.0\,\text{mrad}$.

La longueur de la gerbe est reliée à l'énergie de la particule et la fuite de la traîne de la gerbe électromagnétique provoque une détérioration de la précision attendue à haute énergie. La précision relative sur l'énergie mesurée dans la HPC peut être paramétrisée sous la forme :

$$\frac{\sigma_E}{E} = 0.0043 \oplus \frac{0.32}{\sqrt{E}}, \qquad \text{(E en GeV)} \tag{3.5}$$

3.2.2.2 Le calorimètre électromagnétique avant (FEMC)

La couverture en angle polaire du calorimètre électromagnétique avant, situé dans les bouchons de DELPHI, est $\theta \in [8°, 35°]$ et $[145°, 172°]$. Le FEMC est un calorimètre homogène constitué de 9064 blocs de verre au plomb couvrant 20 longueurs de radiation ($20X_0$). Les γ émis par rayonnement Cherenkov à cause de la traversée des particules chargées de la gerbe électromagnétique sont détectés par un photomultiplicateur individuel placé à l'extrémité de chaque bloc. La précision relative sur l'énergie mesurée par le FEMC est

$$\frac{\sigma_E}{E} = 0.003 \oplus \frac{0.12}{\sqrt{E}} \oplus \frac{0.11}{E}, \quad \text{(E en GeV)} \tag{3.6}$$

La précision moyenne sur x et y est d'environ 0.5 cm pour des gerbes neutres d'énergie supérieure à 2 GeV.

3.2.2.3 Le calorimètre électromagnétique à bas angle STIC

Le STIC (Small angle TIle Calorimeter) est un calorimètre électromagnétique composé de deux modules cylindriques disposés symétriquement par rapport à la région d'interaction, couvrant les très petits angles polaires $2° < \theta < 10°$ et $170° < \theta < 178°$. Chaque module du STIC est composé de 49 couches de scintillateurs et de plomb couvrant 27 longueurs de radiation. La lumière produite dans les scintillateurs est lue par des fibres placées perpendiculairement au plan du scintillateur. Les $15^{ème}$ et $8^{ème}$ couches du STIC ont été remplacées par des détecteurs à silicium permettant la reconstruction de la direction des gerbes électromagnétiques. Deux plans de scintillateurs placés devant le calorimètre séparent les électrons et les photons.

Les tests faisceaux, répétés avec trois modules différents en 1993, indiquent une résolution sur l'énergie de

$$\frac{\sigma_E}{E} = 0.0152 \pm 0.0002 \oplus \frac{0.135 \pm 0.001}{\sqrt{E}}, \quad \text{(E en GeV)} \tag{3.7}$$

À 45.6 GeV, la résolution en énergie est $\sigma_E/E = 2.7\%$. La résolution spatiale est de 1.5° en ϕ, et de 1 mm radialement.

3.2.3 Le calorimètre hadronique (HAC)

Le développement d'une gerbe hadronique dans le HCAL (Hadron CALorimeter) est analogue à celui d'une gerbe électromagnétique, mais le nombre de processus hadroniques est plus grand et ces processus sont plus complexes.

Le calorimètre hadronique est un calorimètre à échantillonnage dans lequel le milieu passif est le fer et le milieu actif est un mélange gazeux. Il couvre environ 6 longueurs d'interaction. Le HAC assure la mesure de l'énergie hadronique dans le baril et dans les bouchons de DELPHI. Il couvre 99% de l'angle solide de DELPHI, avec $43° < \theta < 137°$ dans le baril, $10° < \theta < 170°$ dans les bouchons ; dans le baril la précision relative sur l'énergie mesurée par le HAC est :

$$\frac{\sigma_E}{E} = 0.21 \oplus \frac{1.12}{\sqrt{E}}, \quad \text{(E en GeV)} \tag{3.8}$$

Dans les bouchons la précision relative est environ :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{2}{\sqrt{E}}, \quad \text{(E en GeV)} \tag{3.9}$$

3.2.4 Le détecteur à effet Cherenkov (RICH)

Le radiateur à gaz du RICH permet aussi l'identification des particules par l'utilisation de l'effet Cherenkov.

L'effet Cherenkov se traduit par l'émission de lumière selon un cône θ_c lorsqu'une particule chargée traverse un diélectrique à une vitesse v_p supérieure à celle de la lumière v_l dans ce milieu (fig. 3.8). En notant $n = c/v_l$ (c la vitesse de la lumière dans le vide) et

$$\beta = \frac{v_p}{c} \qquad \text{et} \qquad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \tag{3.10}$$

$$\cos\theta_c = \frac{1}{\beta n} = \frac{1}{n\sqrt{1-1/\gamma^2}} \tag{3.11}$$

Pour une particule possédant une vitesse supérieure à celle du seuil $\beta_{seuil} = 1/n$, on obtient sa vitesse à partir de la mesure de l'angle Cherenkov et de l'indice de réfraction

n du milieu (le milieu est appelé radiateur). L'impulsion de la particule est connue et permet de déduire sa masse.

Les photons émis sur le cône Cherenkov vont être détectés dans un gaz approprié (TMAE) où ils produisent un photo-électron. Chaque anneau comprendra une dizaine de photons. Deux types de radiateurs sont utilisés dans DELPHI :

- un radiateur liquide à détection directe des photons est utilisé pour identifier des particules d'impulsions comprises entre 0.7 et 8 GeV/c.
- un radiateur gazeux à focalisation par miroir (radiateur gazeux de DELPHI) est sensible aux particules d'impulsions comprises entre 2.5 et 25 GeV.

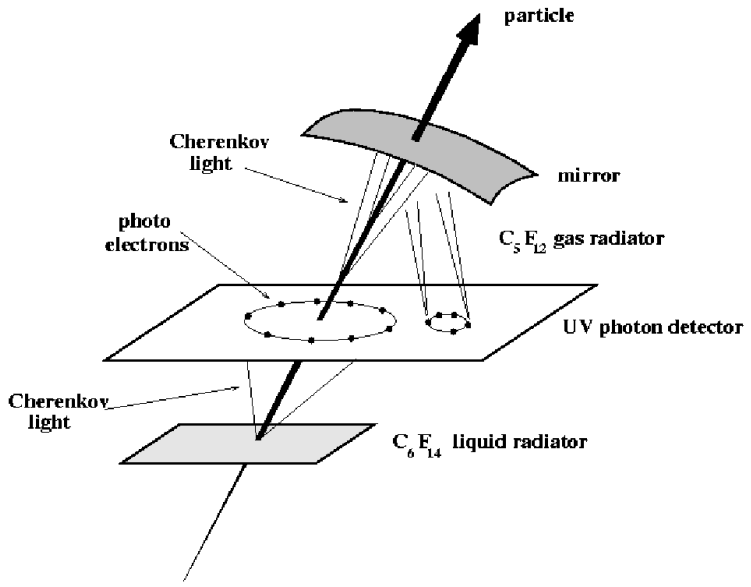


FIG. 3.8 – *Émission de photons Cherenkov par une particule chargée.*

Le RICH est divisé en deux détecteurs indépendants, la partie située dans les bouchons de DELPHI (Forward RICH) et la partie baril (Barrel RICH) couvrant les angles polaires compris entre 40° et 140°. Le RICH permet l'identification des électrons, de pions des kaons et des protons.

3.2.5 Les détecteurs d'herméticité

Pour être sensible à la signature expérimentale de la supersymétrie à LEP2 qui est, dans le cadre de conservation de la R-parité, de l'énergie et de l'impulsion manquantes, un détecteur hermétique est nécessaire. Les zones mortes entre la HPC et le FEMC sont montrées sur la figure 3.9. Ces zones correspondent à des angles $35° \leq \theta \leq 42°$ et $138° \leq \theta \leq 145°$. Dans la HPC une zone autour de $\theta = 90°$ est non couverte et les zones entre les 24 modules de la HPC ne sont aussi pas totalement couverts. Ces régions ont été équipées en 1994 de scintillateurs au plomb. Ces détecteurs sont nommés les compteurs

"à 40 degrés", "à 90 degrés" et "en ϕ". L'efficacité de détection des compteurs à 40 degrés est supérieure à 90%, pour des électrons de plus d'un GeV/c.

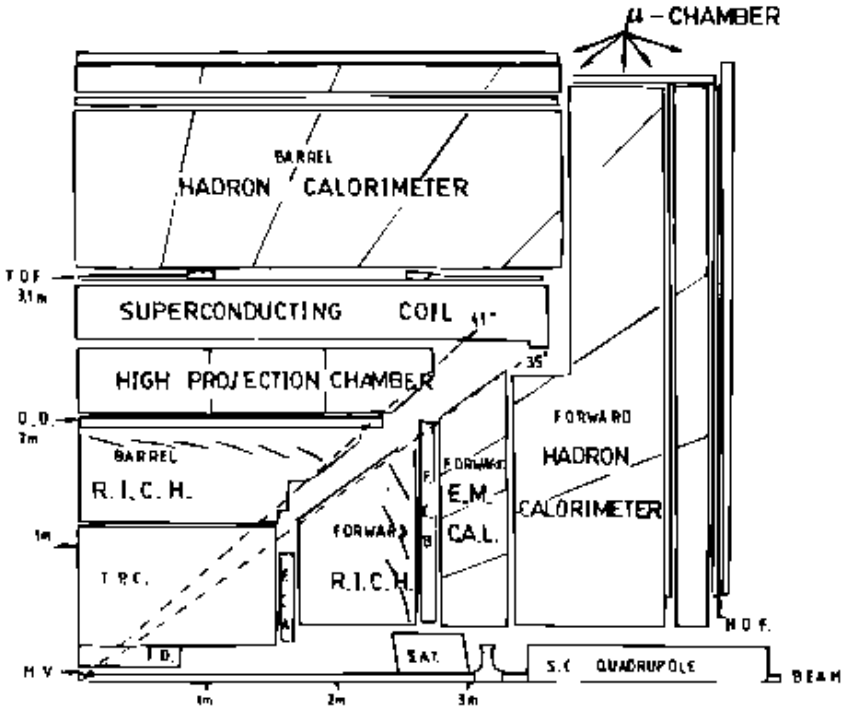


FIG. 3.9 – *Vue en coupe de DELPHI montrant le trou entre le HPC et le FEMC.*

3.3 Système de déclenchement de la prise des données

Pour ne sélectionner que les événements intéressants et réduire ainsi le taux d'événement, le déclenchement de la prise de données dans DELPHI s'effectue en quatre niveaux.

Le premier niveau de déclenchement a lieu 3.5 μs après le croisement des faisceaux (BCO) toutes les 22 μs. La décision de sélection est basée sur les détecteurs à lecture rapide : ID, OD, FCA, FCB, les rangées de scintillateurs dans le baril (TOF) et dans la partie avant (HOF), les scintillateurs dans la HPC, FEMC et les chambres à muons MUB. Les décisions sont prises individuellement par chaque sous-détecteur. Le taux de déclenchement est de l'ordre de 700 Hz. Le deuxième niveau intervient 39 μs après le BCO. L'information est alors complétée par la TPC, la HPC et les MUF afin de détecter la présence de traces. À ce niveau les corrélations entre les sous-détecteurs sont prises en compte. Le taux de déclenchement devient de l'ordre de 5 Hz. Le troisième niveau a été introduit en 1992 pour avoir un taux de déclenchement inférieur à 2 Hz. La logique est la même qu'au deuxième niveau mais en utilisant des signaux venant des traces, les points d'impact dans les chambres à muons et l'énergie déposée dans les calorimètres. Le quatrième niveau fait intervenir le programme complet de reconstruction de traces et sélectionne les événements. Le taux de déclenchement est divisé par deux en rejetant

les événements n'ayant pas de trace pointant vers la région d'interaction ou n'ayant pas suffisamment d'énergie déposée dans les calorimètres.

3.4 Reconstruction et simulation des événements

Les données brutes de chaque sous-détecteur (RAW data) sont traitées par le programme DELANA [39] qui applique les corrections de calibration, des algorithmes de reconnaissance de forme et l'extrapolation des segments des traces enregistrées dans chaque sous-détecteur. Des algorithmes d'identification interviennent également à ce stade. Chaque sous-détecteur traite son information pour reconstruire les points dans le détecteur, les "TD". Les TD du sous-détecteur sont ensuite associés en éléments de traces, baptisés "TE". Les TE des différents sous-détecteurs sont alors associés pour former des traces globales, les "TK", qui sont ensuite extrapolées à leur tour pour identifier les élements de trace TE non-associés. Les TE non-associés dans les calorimètres donnent alors les particules neutres. L'information complète est alors enregistrée dans des fichiers sur bandes magnétiques appelées DST (Data Summary Tape). Dans les deux heures qui suivent l'acquisition des données, le programme DAFNE (DELPHI Analysis For New Events) permet une classification plus précise des événements ; il a permis en 1996 l'identification des premières paires de W. Un traitement plus poussé des données est effectué ultérieurement par les programmes d'analyses.

Le programme DELSIM [40] permet de faire la simulation des interactions des particules dans les différentes parties du détecteur et fournit en sortie des données simulées brutes (RAW data) à partir d'un générateur d'événements Monte Carlo. À l'issue de la simulation, les données simulées sont traitées de la même manière que les données réelles. Elles passent dans le programme de reconstruction DELANA qui donne les DST. Le programme DSTANA qui utilise des fichiers de calibration additionnels fournit les données sous des formats plus compressés de DST, les XSDST (Extended Short DST). Dans le chapitre 5 nous exposerons les problèmes rencontrés lors de la simulation des signaux de stop de durées de vie intermédiaires avec le programme DELSIM.

Chapitre 4

Les outils de recherche

Ce chapitre présente les outils utilisés dans les différentes analyses de recherche de squarks dégénérés. Nous décrivons tout d'abord les algorithmes de reconstruction des jets qui seront utilisés notamment dans la définition des variables de forme comme l'acoplanarité. La recherche de s-hadrons chargés stables et lourds qui sont les produits de confinement de squarks de grandes durées de vie sera basée sur la mesure du dE/dx dans la TPC de DELPHI. Cette mesure permet de remonter à la masse des particules et constitue donc une information très précieuse pour extraire les signaux de squarks stables du bruit de fond standard (à l'exception d'une région que nous préciserons par la suite). On rappelle donc les différentes étapes effectuées pour aboutir à cette mesure. Le programme de lecture des données réelles et simulées qui permet de calculer les variables utilisées dans les différentes analyses est ensuite présenté. Ce programme constitue le cadre commun de travail du groupe SUSY de DELPHI en R-parité conservée [30]. Enfin, nous présentons brièvement la méthode statistique utilisée afin d'interpréter les résultats des analyses et de calculer les limites d'exclusion.

4.1 Reconstruction des jets

Les quarks et les gluons s'hadronisent très rapidement ($\tau_{QCD} = 10^{-23}$ s) pour former des états liés donnant lieu à un nombre important de particules. La reconstruction de l'énergie des partons initiaux doit s'effectuer par la mesure des quadri-impulsions de tous leurs produits de désintégration. Pour reconstruire le parton initial il faut donc utiliser des algorithmes plus ou moins performants qui réunissent les particules en jets. Bien entendu, la reconstruction ne sera jamais parfaite en raison des erreurs provenant aussi bien de la résolution du détecteur que de l'algorithme lui-même.

Il existe plusieurs algorithmes de reconstruction des jets [41]. Le principe de ces algorithmes est simple ; il s'agit d'effectuer le chemin inverse des étapes de fragmentation et d'hadronisation pour remonter au parton initial. Dans un premier temps, chaque particule de l'état final est considérée comme un objet. On définit ensuite une distance y_{ij} (sans dimension) entre deux objets i et l'objet j ; les objets les plus proches au sens de cette distance sont réunis deux à deux pour former un nouvel objet. Cette procédure est répétée jusqu'à ce qu'un certain critère soit vérifié. L'algorithme de l'association des objets

s'arrête quand un nombre de jets déterminé par l'utilisateur est atteint ou bien quand la distance entre les objets restants est supérieure à une valeur critique y_{cut} définie par l'utilisateur.

L'algorithme DURHAM est décrit dans [42]. La distance relative employée par DURHAM est basée sur l'énergie transverse $E_T^i = E_i \sin\theta_{ij}$ où θ_{ij} est l'angle entre les objets i et j :

$$d_{ij}^2 = 2\min\left(E_i^2, E_j^2\right)(1-\cos\theta_{ij}) \tag{4.1}$$

La quantité sans dimension y_{ij} est alors définie par :

$$y_{ij} = d_{ij}^2 / E_{vis}^2 \tag{4.2}$$

où E_{vis} est l'énergie visible de l'événement.

L'énergie et l'impulsion du nouvel objet sont obtenues selon le schéma de fusion E par :

$$\text{Schéma } E : \quad \begin{array}{c} \vec{P}_{ij} = \vec{P}_i + \vec{P}_j \\ E_{ij} = E_i + E_j \end{array} \tag{4.3}$$

Il existe aussi d'autres schémas qui permettent d'obtenir des jets de masse nulle :

$$\text{Schéma } P : \quad \begin{array}{c} \vec{P}_{ij} = \vec{P}_i + \vec{P}_j \\ E_{ij} = \left|\vec{P}_{ij}\right| \end{array} \qquad \text{Schéma } E_0 : \quad \begin{array}{c} \vec{P}_{ij} = \frac{\vec{P}_i + \vec{P}_j}{\left|\vec{P}_i + \vec{P}_j\right|} \times E_{ij} \\ E_{ij} = E_i + E_j \end{array} \tag{4.4}$$

On peut décider de l'arrêt de l'algorithme de deux façons différentes. Soit on définit une distance limite $y_{cut} = d_{cut}^2 / E_{vis}$ et l'algorithme s'arrête une fois que la distance entre les jets restants est supérieure à cette distance critique ; soit l'algorithme se termine quand le nombre de jets désirés est atteint. Cette méthode tend à associer des particules de faible énergie aux jets énergétiques les plus proches en angle.

Algorithme	distance relative
DURHAM CAMBRIDGE	$y_{ij} = \frac{2\min\left(E_i^2, E_j^2\right)(1-\cos\theta_{ij})}{E_{vis}^2}$
LUCLUS	$y_{ij} = \frac{2\left\|\vec{P}_i\right\|^2\left\|\vec{P}_j\right\|^2(1-\cos\theta_{ij})}{(\left\|\vec{P}_i\right\|+\left\|\vec{P}_j\right\|)^2 E_{vis}^2}$
JADE	$y_{ij} = \frac{2E_iE_j(1-\cos\theta_{ij})}{E_{vis}^2}$
GENEVA	$y_{ij} = \frac{8}{9}\frac{E_iE_j(1-\cos\theta_{ij})}{(E_i+E_j)^2}$

TAB. 4.1 – *Distances relatives utilisées par différents algorithmes de jets. L'algorithme CAMBRIDGE diffère de celui de DURHAM dans la manière de classer les particules lors de la phase itérative de fabrication des jets.*

Les autres algorithmes ne diffèrent de l'algorithme de DURHAM que par la définition de la distance relative. Le tableau 4.1 montre certaines de ces distances relatives.

4.2 La mesure du dE/dx dans la TPC

4.2.1 Généralités sur la perte d'énergie par ionisation d'une particule chargée

Une particule chargée moyennement relativiste autre qu'un électron perd de l'énergie dans la matière principalement par ionisation et excitation atomique. La perte d'énergie d'une particule chargée de vitesse $\beta = v/c$ et de masse M est donnée par l'équation de Bethe-Bloch :

$$-\frac{dE}{dx} = Kz^2 \frac{Z}{A}\frac{1}{\beta^2}\left[\frac{1}{2}\ln\frac{2m_e c^2\beta^2\gamma^2 T_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta}{2}\right] \tag{4.5}$$

où $K = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 = 0.3071$ MeV cm^2, N_A est le nombre d'Avogadro, m_e et r_e sont la masse et le rayon de l'électron, ze est la charge de la particule incidente, Z, A et I sont le nombre atomique, la masse atomique et la moyenne de l'énergie d'excitation des atomes du milieu traversé et δ est la correction de l'effet de densité. Dans cette équation T_{max} est l'énergie cinétique maximale qui peut être transférée à un électron libre dans une seule collision. Pour une particule d'impulsion $M\beta\gamma c$, T_{max} est donné par :

$$T_{max} = \frac{2m_e c^2\beta^2\gamma^2}{1 + 2\gamma m_e/M + (m_e/M)^2} \tag{4.6}$$

En pratique, l'approximation $T_{max} = 2m_e c^2\beta^2\gamma^2$ (valable pour $2\gamma m_e/M << 1$) permet d'écrire l'équation (4.5) sous la forme :

$$-\frac{dE}{dx} = Kz^2 \frac{Z}{A}\frac{1}{\beta^2}\left[\ln\frac{2m_e c^2\beta^2\gamma^2}{I} - \beta^2 - \frac{\delta}{2}\right] \tag{4.7}$$

Ainsi, dans un milieu donné le dE/dx est uniquement fonction de β quelle que soit la particule incidente (Fig. 4.1).

4.2.2 Processus d'ionisation et calcul de $d\sigma/dE$

Une particule chargée traversant le gaz de la TPC interagit avec le milieu par interaction électromagnétique. La perte d'énergie est dominée par les collisions de la particule avec les électrons du gaz. On distingue deux composantes dans cette interaction. La première correspond à des interactions avec des électrons quasi-libres. Le transfert d'énergie mis en jeu est important par rapport à l'énergie de liaison des électrons du gaz. Les électrons arrachés peuvent ainsi ioniser à leur tour le mélange gazeux (production de rayons δ). La section efficace différentielle par unité d'énergie de ces interactions est exprimée par la section efficace de Rutherford :

$$\left(\frac{d\sigma}{dE}\right)_{Rutherford} = \frac{2\pi e^4}{m_e c^2}\frac{1}{\beta^2 E^2}\int_0^E f\left(E'\right)dE' \tag{4.8}$$

où $f\left(E'\right)$ est la densité d'état électronique d'énergie E' dans l'atome du gaz. Cette fonction dépend donc uniquement du milieu traversé.

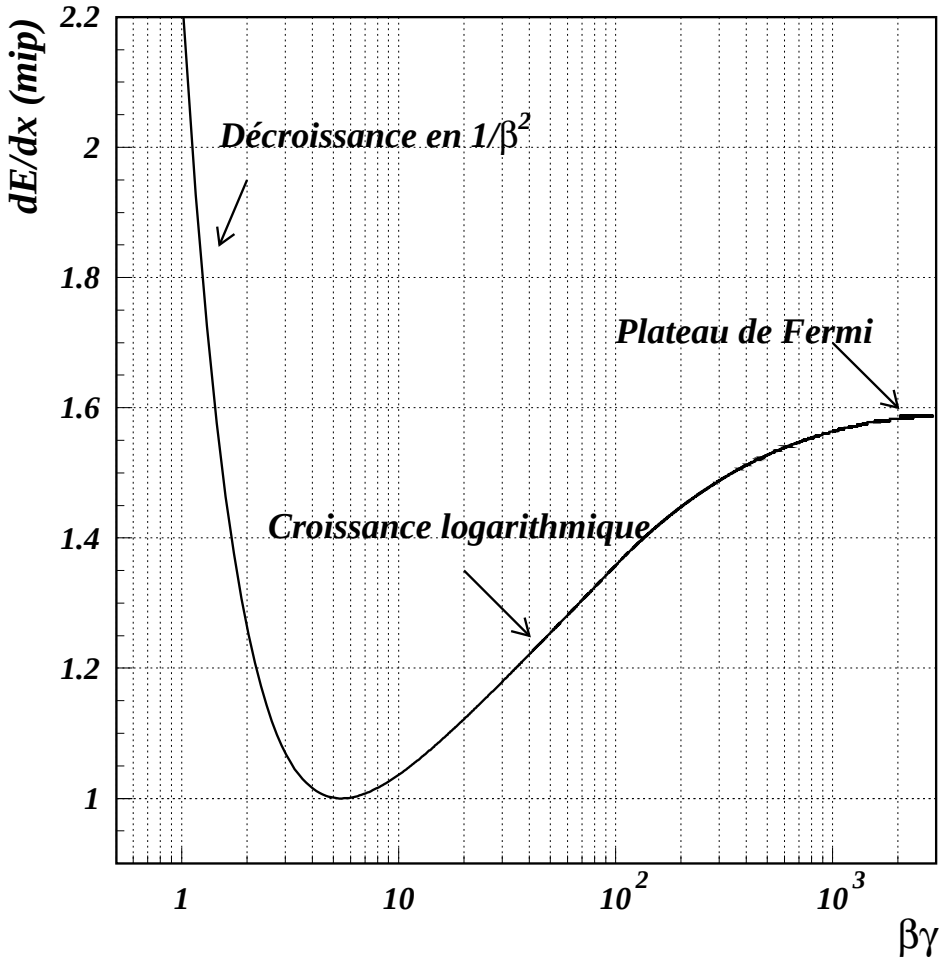


FIG. 4.1 – *dE/dx en fonction de $\beta\gamma$*

La seconde représente des interactions résonantes qui interviennent à des énergies de transfert comparables aux énergies de liaison électronique du gaz. La section efficace correspondante est :

$$\left(\frac{d\sigma}{dE}\right)_{résonant} = \frac{2\pi e^4}{m_e c^2}\frac{f\,(E)}{\beta^2 E}\left[\ln\left(\frac{2m_e c^2\beta^2\gamma^2}{E}\right) - \beta^2\right] \tag{4.9}$$

Le champ électrique de la particule incidente est cependant écranté par la polarisation du milieu ce qui limite sa zone d'influence. Cet effet d'écrantage s'ajoute à la section efficace totale et peut s'écrire comme :

$$\Lambda_{écrantage} = \frac{2\pi e^4}{m_e c^2}\frac{f(E)}{\beta^2 E}\left[\ln\frac{1}{|1+\beta^2\gamma^2(1-\epsilon)|} + \beta^2(1-\Re e(\epsilon))\right] \tag{4.10}$$

où ϵ est la constante diélectrique complexe du gaz, $1-\Re e(\epsilon)$ est directement proportionnel à la densité du milieu.

La section efficace différentielle totale est alors :

$$\begin{aligned}\frac{d\sigma}{dE} &= \frac{2\pi e^4}{m_e c^2}\frac{f(E)}{\beta^2 E}\left[\ln\left(\frac{2m_e c^2\beta^2\gamma^2}{E\left|1+\beta^2\gamma^2(1-\epsilon)\right|}\right)-\beta^2\Re e(\epsilon)\right] \\ &\quad +\frac{2\pi e^4}{m_e c^2}\frac{1}{\beta^2 E^2}\int_0^E f(E')\,dE' \end{aligned} \tag{4.11}$$

On a négligé dans cette dernière expression le terme correspondant au rayonnement Cherenkov dont l'effet est faible dans notre cas.

On retrouve dans cette formule le comportement du dE/dx de la formule de Bethe-Bloch (Eq. 4.7) : la décroissance en $1/\beta^2$ suivie de la remontée relativiste logarithmique et du plateau de Fermi traduisant la saturation des interactions à grands paramètres d'impact.

Le nombre moyen de collisions par unité de longueur peut-être déduit de cette section efficace différentielle :

$$\frac{\partial^2 N}{\partial x \partial E} = \rho\,\frac{d\sigma}{dE} \tag{4.12}$$

où ρ est la densité d'électrons par unité de volume du milieu.

À β fixé, le nombre d'interactions par unité de longueur suit une loi de Poisson de moyenne :

$$\langle\frac{dN}{dx}\rangle = \int \rho\frac{d\sigma}{dE}\,dE \tag{4.13}$$

Ce nombre dépend uniquement de la fonction $f(E)$ et de la constante diélectrique complexe du milieu. Ainsi la distribution du nombre d'électrons produits par unité de longueur est dominée par une pseudo-gaussienne centrée sur les résonances de $d\sigma/dE$. Les collisions à courte portée moins probables mais produisant un grand nombre d'électrons par interaction ajoutent une queue à cette distribution de rayon δ. La distribution obtenue finalement est une distribution de Landau avec son allure asymétrique typique.

4.2.3 Algorithme de mesure du dE/dx

L'énergie perdue par ionisation d'une trace chargée est mesurée à partir de la charge collectée par les 192 fils sensibles d'un secteur de la TPC. Tout d'abord, la reconstruction tridimensionnelle de cette trace est effectuée à partir des damiers, des temps d'arrivée des signaux et de la vitesse de dérive. On associe ensuite à cette trace les signaux provenant des fils sensibles compatibles en $R\phi$ et en temps. Chaque fil fournit donc, à partir de la moyenne du signal mesurée, une mesure du dE/dx. L'effet de la statistique est contradictoire dans le calcul de la moyenne finale du dE/dx. En effet, dans 30% des cas, la charge recueillie par un fil est plus de 5 fois supérieure à la valeur moyenne de la pseudo-gaussienne. En supprimant les événements à grand transfert, on diminue la dispersion de l'échantillon (queue de Landau) ; mais si on exclut un trop grand nombre d'événements en faisant une coupure trop basse, la taille de l'échantillon devient petite par rapport à sa dispersion et on perd en résolution. Le point optimum de la coupure dans le calcul de cette moyenne pour obtenir la meilleure précision sur le dE/dx a été étudié et défini dans

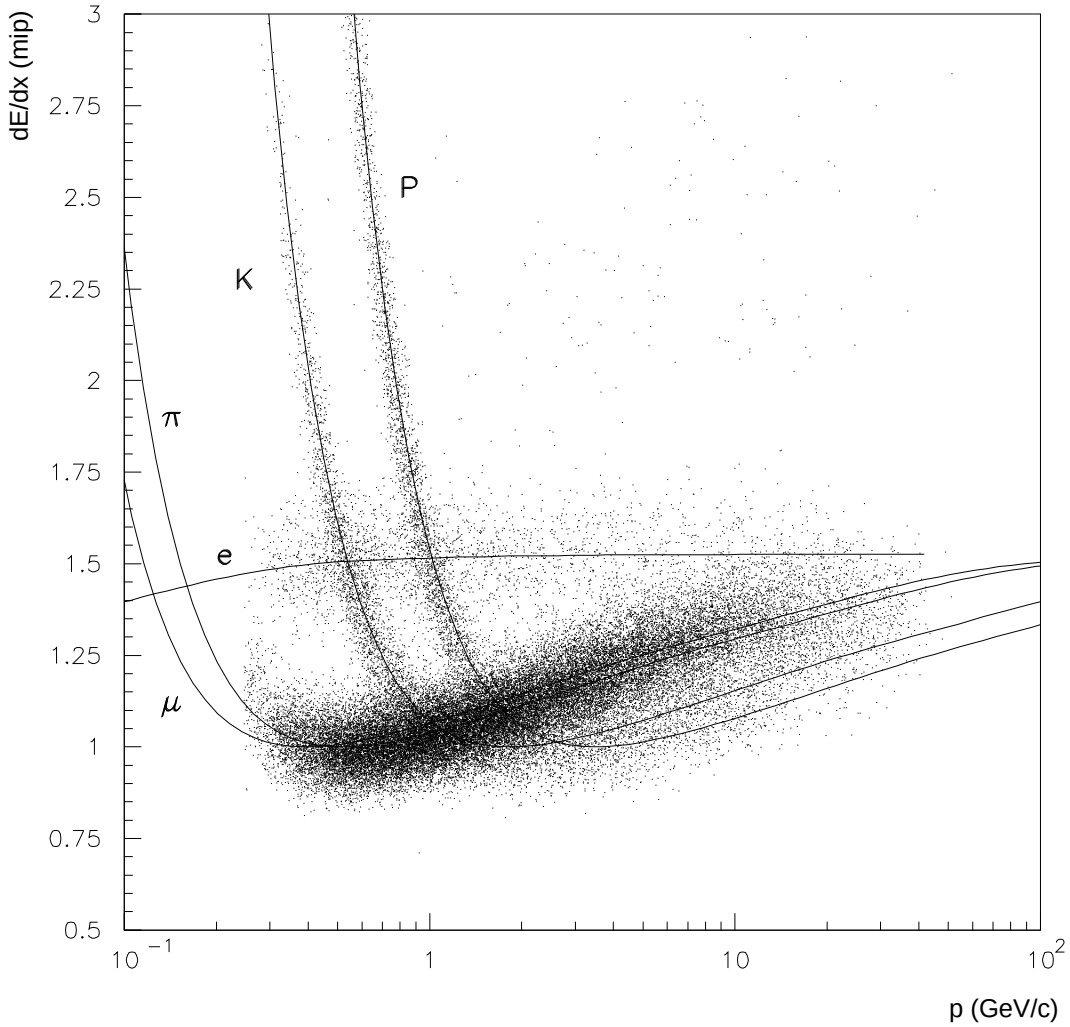


FIG. 4.2 – *dE/dx en fonction de l'impulsion pour l'électron, le muon, le pion, le kaon et le proton.*

[45] et [46]. On ne conserve ainsi que 80% des amplitudes les plus basses [1]. Finalement, pour mesurer la charge totale déposée sur les fils on calcule à partir des signaux échantillonnés en temps une parabole sur les trois amplitudes les plus grandes et on obtient l'amplitude maximale. Cette méthode (amplitude maximale) est l'une de deux méthodes utilisées dans DELPHI ; nous l'avons choisie pour les analyses de recherche de squarks stables présentées.

4.2.4 Calibration du dE/dx et vieillissement

L'identification des particules par la TPC nécessite une bonne résolution sur le dE/dx. L'erreur statistique étant de 4 à 5.5%, un bon contrôle des systématiques dans la mesure du dE/dx est donc nécessaire afin de ne pas dégrader davantage la résolution. Ce contrôle des systématiques revient en fait à connaître à tout instant la relation entre la charge

[1] cette coupure donne une résolution de $\sigma_{dE/dx} \simeq 5.32\%$

mesurée par les fils sensibles et la charge déposée par la particule incidente dans la TPC, c'est à dire connaître le gain entre le nombre d'électrons primaires produits et le signal lu à la sortie de la chaîne électronique. Ce gain qui dépend de plusieurs facteurs, subit une diminution au cours du temps due au vieillissement des fils de la TPC[2]. Il est donc nécessaire de compenser cette perte par un facteur de correction qu'on applique aux données afin d'obtenir un accord avec la simulation. Ce facteur κ est obtenu en ajustant la valeur moyenne du dE/dx des données sur la valeur moyenne du dE/dx de la simulation des processus standards :

$$\kappa = \left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_{données} / \left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_{simulation} \tag{4.14}$$

La correction du dE/dx des données est effectuée au niveau de la présélection de l'analyse de recherche de squarks stables et lourds pour les particules ayant une impulsion supérieure à 10 GeV/c (voir chapitre 6). Les distributions réelles et simulées du dE/dx sont ajustées avec une gaussienne. Cet ajustement est réalisé séparément pour les données collectées à 189 GeV (1998), 192 GeV, 196 GeV, 200 GeV, 202 GeV (1999), et $\geq$ 204 GeV (2000). Les figures 4.3, 4.4 et 4.5 montrent les distributions de dE/dx ajustées. Les valeurs obtenues ainsi que les facteurs de correction sont récapitulés dans le tableau 4.2.

$\sqrt{s}$	données	simulation	κ
189 GeV	1.378	1.428	0.9651
192 GeV	1.364	1.428	0.9553
196 GeV	1.358	1.428	0.9510
200 GeV	1.353	1.428	0.9469
202 GeV	1.352	1.429	0.9464
données 2000	1.333	1.431	0.9312

TAB. 4.2 – *Détermination des facteurs de correction du dE/dx.*

4.2.5 Utilisation du dE/dx pour la recherche des squarks stables et lourds

La figure 4.6 montre des courbes d'isomasse du dE/dx en fonction de l'impulsion. La région limitée par les deux courbes d'isomasse de l'électron ($5,11.10^{-4}$ GeV/c^2) et du proton (1 GeV/c^2) contient pratiquement toutes les courbes de dE/dx correspondant aux particules standards. En dehors de cette région, la mesure du dE/dx permet une bonne séparation entre un éventuel signal de particules chargées lourdes et stables et le fond standard. Un signal de squarks stables et lourds est donc détectable si le dE/dx correspondant est plus grand ou bien plus petit que le dE/dx de la région "standard". Par contre, pour certaines valeurs de masses de squarks, le signal correspondant se trouve dans la région standard et l'efficacité de détection passe par un minimum très faible.

[2]la diminution du dE/dx est d'environ 1.5% par an

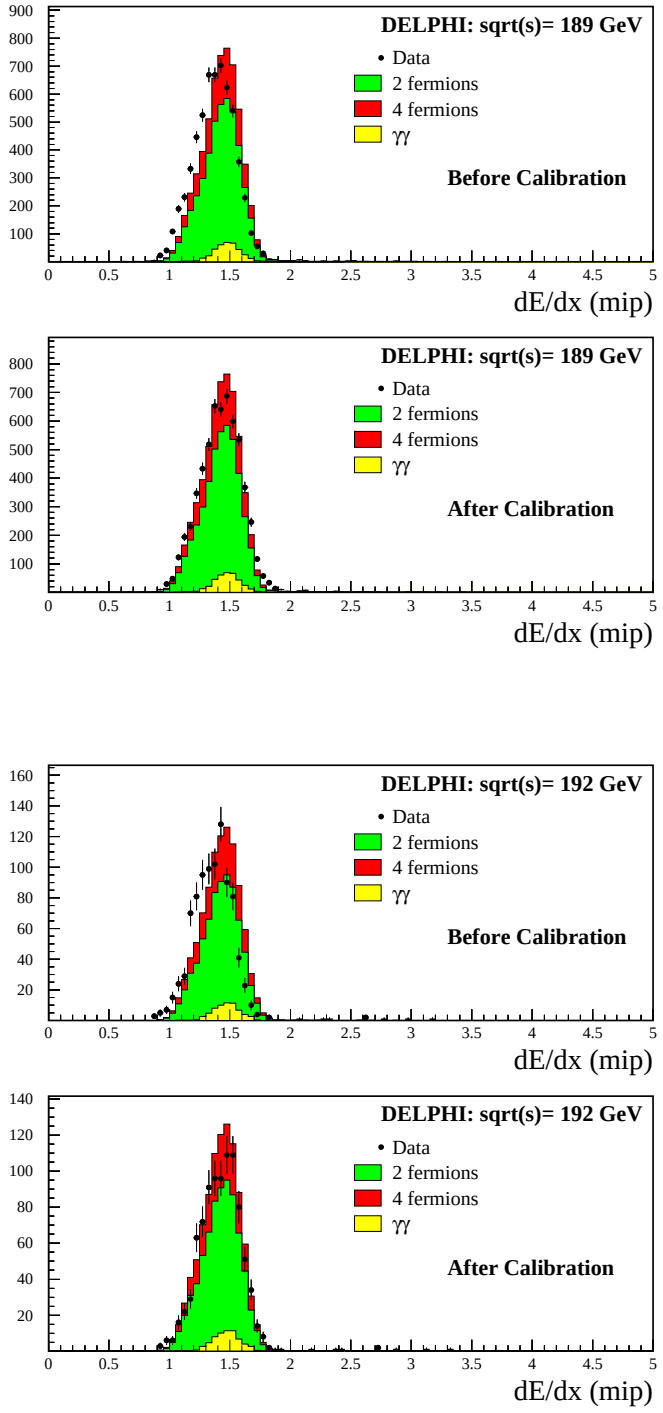


FIG. 4.3 – *Calibration du dE/dx (à 189 GeV et 192 GeV)*

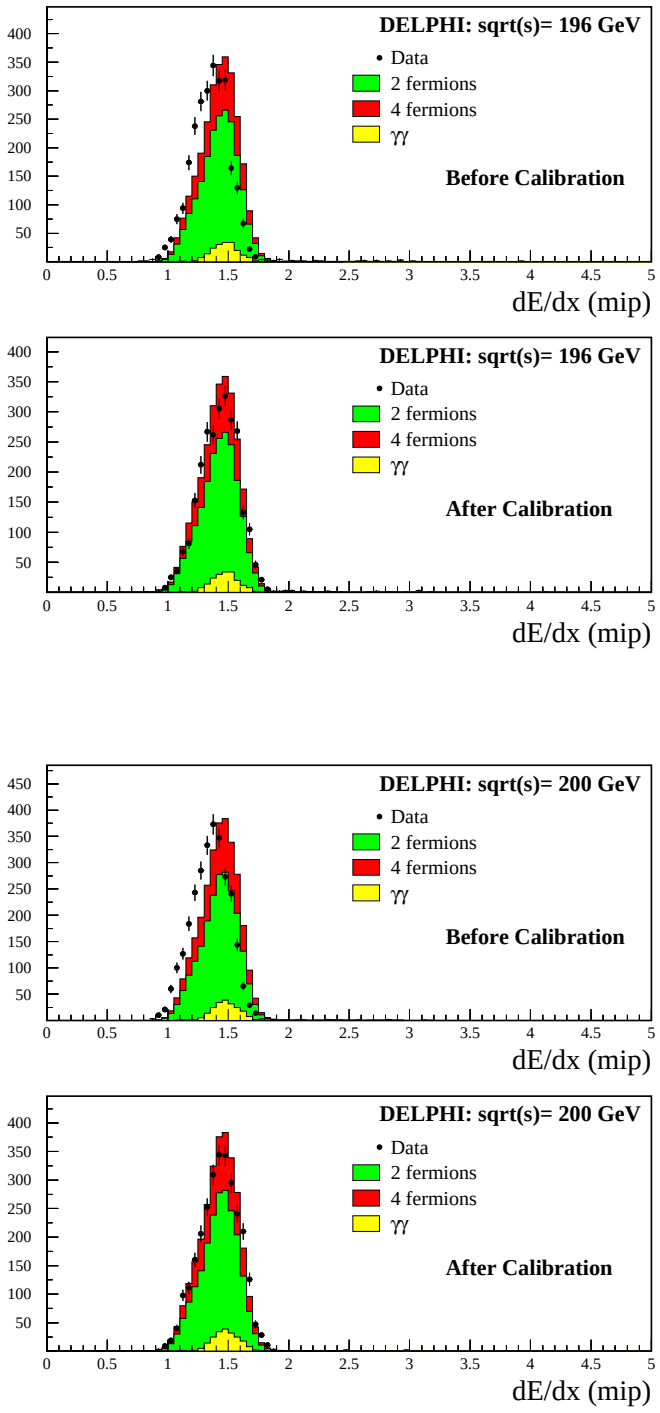


FIG. 4.4 – *Calibration du dE/dx (à 196 GeV et 200 GeV)*

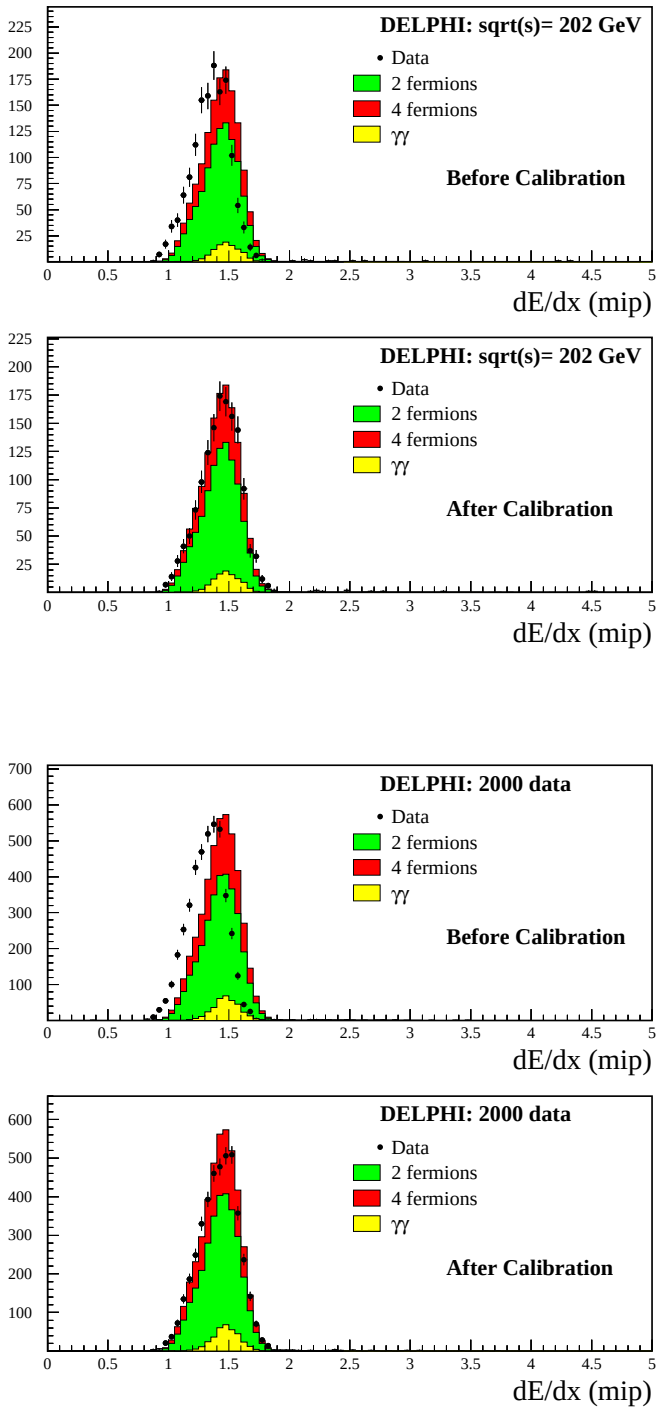


FIG. 4.5 – *Calibration du dE/dx (à 202 GeV et pour l'année 2000).*

Toutefois, l'énergie dans le centre de masse au LEP2 varie entre 189 GeV et 206 GeV et permet de déplacer ce minimum. Le minimum d'efficacité correspond à une masse de 60 GeV/c^2 à $\sqrt{s}$ = 189 GeV/c^2 tandis qu'il correspond à une masse de 70 GeV/c^2 à $\sqrt{s}$ = 206 GeV/c^2. Ainsi, la mesure du dE/dx permet d'examiner toute une gamme de masses de squarks stables et lourds allant de 5 GeV/c^2 à la limite cinématique du LEP2 (environ 100 GeV/c^2).

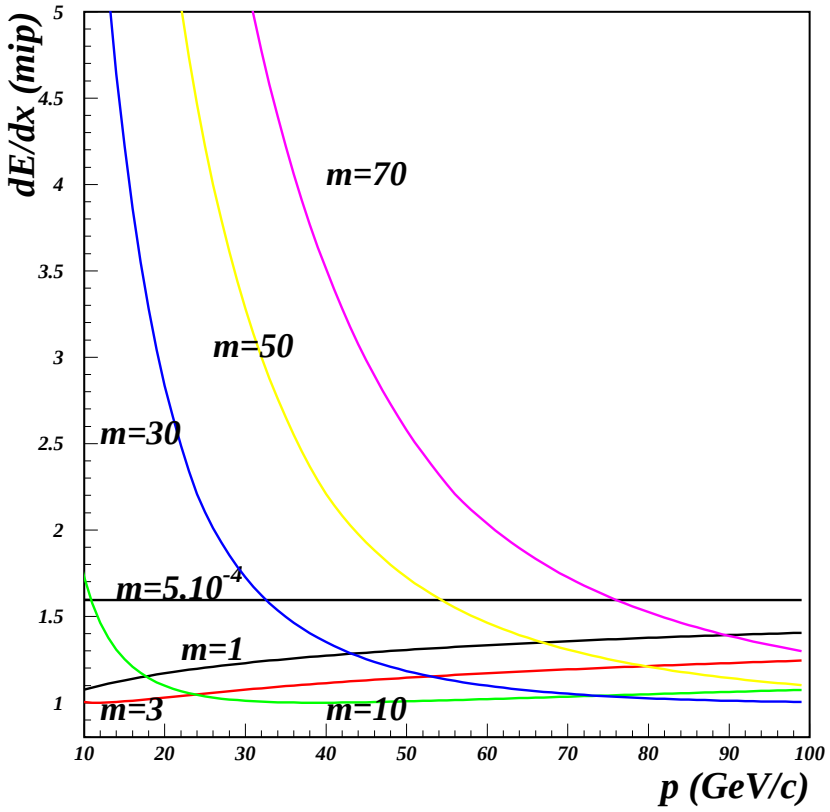


FIG. 4.6 – *Courbes d'isomasse en* GeV/c^2 *du* dE/dx *en fonction de l'impulsion.*

4.3 Le programme d'analyse commun SUSANA

L'écriture de ce programme, appelé SUSANA, a été décidée dans DELPHI en 2000 dans le but de créer un cadre commun à toutes les analyses de recherches de particules supersymétriques : chargino, neutralino, squarks et sleptons. Les variables d'analyses sont ainsi définies de la même manière, ce qui permet une interprétation cohérente des résultats. Ce programme a rendu possible l'écriture d'un article commun qui inclut toutes les recherches supersymétriques en R-parité conservée [30].

SUSANA est basé sur le programme d'analyse SKELANA [47] qui transforme les données réelles et simulées des événements enregistrées sur DST en données utilisables par un programme d'analyse en fortran. Tout d'abord, SUSANA effectue la sélection des

traces, puis des événements [30]. Les variables utilisées dans les différentes analyses sont ensuite calculées. Enfin, les *ntuples* communs (utilisables dans PAW) sont créés.

4.3.1 Sélection des traces chargées et neutres

Dans une première étape, le programme REMCLU [48] est lancé pour identifier les électrons et les photons dans les parties avant-arrière du détecteur. Plusieurs traces initiales peuvent être ainsi associées pour former un seul électron ou un seul photon. Ensuite, toute particule chargée est sélectionnée si son impulsion p est supérieure à 0,1 GeV/c et si l'erreur relative $\delta p/p$ est inférieure à 1.5. Le paramètre d'impact d'une particule doit de plus être inférieur à 5 cm dans le plan $R\phi$, et inférieur à $4/\sin\theta$ en z. L'impulsion d'une particule chargée ne doit pas dépasser $1.5\sqrt{s}/2$. Les traces reconstruites avec le VD uniquement ou avec le VD et l'ID uniquement sont rejetées si la mesure de la coordonnée z n'a pas été effectuée. Les traces VD-OD et ID-OD sont également rejetées si elles ne pointent pas vers un trou en ϕ de la TPC. Une particule neutre est sélectionnée si son énergie dépasse les seuils de 500 MeV dans la HPC, 400 MeV dans le FEMC, 300 MeV dans le STIC et 900 MeV dans le HPC.

4.3.2 Sélection des événements

Après la sélection des traces chargées et neutres, les variables globales sont calculées pour rejeter les événements qui ne présentent aucun intérêt. Un événement est selectionné s'il contient au moins une particule chargée dont l'impulsion transverse est supérieure à 1,5 GeV/c et si son énergie transverse est supérieure à 4 GeV.

Enfin, le calcul de toutes les variables est effectué à partir des particules sélectionnées (reconstruction des jets, le dE/dx, herméticité ...)

4.3.3 Algorithmes des compteurs d'herméticité

Les algorithmes d'herméticité sont implémentés dans SUSANA dans le but de combiner l'information des compteurs à 40 et à 90 degrés [49] avec la topologie de l'événement pour identifier la provenance de l'énergie manquante de l'événement. La logique de ces algorithmes est la suivante : on regarde tout d'abord si une particule se dirige dans la direction du compteur à 40 ou 90 degrés qui a détecté un signal significatif, supérieur à un certain seuil. Si tel est le cas, l'énergie manquante de l'événement provient alors de cette particule non détectée et l'événement doit être rejeté. Dans le cas contraire, on calcule l'angle entre le compteur et la direction de l'impulsion manquante de l'événement dans le plan transverse (ϕ_m) et l'angle entre le compteur et le jet le plus proche (θ_j). Si le premier angle (ϕ_m) est inférieur à 30° (respectivement 20°), et le second (θ_j) supérieur à 30° (resp. 20°) pour les compteurs à 40 degrés (resp. 90 degrés), alors le signal du compteur provient d'une particule non détectée. Cet événement doit être lui aussi rejeté car l'énergie manquante de l'événement provient de la particule non-détectée et non pas d'un éventuel événement supersymétrique.

4.3.4 Définition de quelques variables

Par défaut, la masse d'une particule chargée est fixée à la masse du pion et celle d'une particule neutre à 0. En cumulant ces informations avec celles fournies par le détecteur, il est possible de calculer l'énergie totale, chargé ou neutre d'un événement. L'énergie transverse E_{tra}, définie par $E_{tra} = \sum_i P^i_{tra}$ où P^i_{tra} sont les impulsions transverses de chacune des particules $\left(P^i_{tra} = \sqrt{P^{i\,2}_x + P^{i\,2}_y}\right)$; la fraction d'énergie déposée dans une certaine région du détecteur $E\theta = \sum_i E_i \, (\theta \leq \theta_{REF})$ où θ_{REF} est un angle de référence (usuellement égal à 10, 20, 30 ou 50 degrés) ; ou encore l'impulsion manquante dans le plan transverse, définie par $(P_{tra})_{miss} = \sqrt{P^{i\,2}_x + P^{i\,2}_y}$ où P_x et P_y sont les composantes de l'impulsion totale, sont des variables très utilisées.

Il est possible aussi de définir des variables de forme, c'est-à-dire caractérisant la répartition spatiale d'un événement. Parmi celles qui seront utilisées, citons :

- **l'acoplanarité et l'acolinéarité**
  L'acoplanarité et l'acolinéarité se calculent à partir de deux jets. L'acoplanarité est le complémentaire de l'angle entre les projections de ces deux jets dans un plan perpendiculaire à un axe défini par l'utilisateur. Un événement est dit coplanaire si son acoplanarité est nulle, c'est-à-dire si le plan formé à partir des deux jets contient l'axe du faisceau, l'axe de référence étant dans ce cas Oz. L'acolinéarité est égale au complémentaire de l'angle entre les deux jets dans l'espace. Un événement est dit colinéaire si son acolinéarité est nulle.

- **la sphéricité-poussée (ou "thrust")**
  Par définition, la sphéricité se calcule à partir des trois valeurs propres ($\lambda_1 \geq \lambda_2 \geq \lambda_3$) avec $\lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3 = 1$ du tenseur de sphéricité défini par :

$$S^{\alpha\beta} = \frac{\sum_i P^\alpha_i P^\beta_i}{\sum_i |P_i|^2} \tag{4.15}$$

  et $S_{ph} = \frac{3}{2}(\lambda_2 + \lambda_3)$. On a $0 \leq S_{ph} \leq 1$. Pour un événement avec deux jets dos à dos $S_{ph} \simeq 0$, tandis que $S_{ph} \simeq 1$ pour un événement isotropique.

4.4 Calcul des niveaux de confiance

Nous allons décrire dans cette section la méthode statistique qui permet d'interpréter les résultats obtenus. Le but d'une analyse de recherche de particules est en effet de pouvoir déterminer si le signal d'une nouvelle particule existe ou n'existe pas. À partir des résultats de l'analyse, c'est à dire le nombre d'événements observés dans les données, le nombre d'événements attendus pour le bruit de fond et l'efficacité de détection du signal, il est impossible d'établir une réponse absolue[3]. L'hypothèse d'existence (ou de non-existence) d'un signal doit donc être quantifiée, en déterminant un niveau de confiance.

[3] A moins que la sélection soit parfaite et ne comporte aucun événement de bruit de fond.

4.4.1 Définition des niveaux de confiance

Notre but est de confronter aux résultats de l'expérience, obtenus par les analyses, les deux hypothèses suivantes :

- $(b+s)$ bruit de fond + signal ;
- (b) bruit de fond.

Pour cela, on définit une fonction statistique de test X qui dépend des résultats obtenus par l'expérience et des résultats attendus par la simulation du bruit de fond et du signal. Cette fonction croît lorsqu'on s'approche de la découverte du signal recherché. le niveau de confiance est alors la probabilité que la fonction X soit inférieure ou égale à la valeur observée (X_{obs}).

Le niveau de confiance de l'hypothèse $s+b$ est ainsi défini à partir des fonctions de densité de probabilité (p.d.f) dP_{s+b}/dX de l'hypothèse $s+b$:

$$CL_{s+b} = P_{s+b}\left(X \leq X_{obs}\right) \tag{4.16}$$

où

$$P_{s+b}\left(X \leq X_{obs}\right) = \int_0^{X_{obs}} \frac{dP_{s+b}}{dX}\, dX \tag{4.17}$$

De même, le niveau de confiance de l'hypothèse b est défini avec dP_b/dX, les p.d.f de l'hypothèse b :

$$CL_b = P_b\left(X \leq X_{obs}\right) \tag{4.18}$$

$$P_b\left(X \leq X_{obs}\right) = \int_0^{X_{obs}} \frac{dP_b}{dX} dX \tag{4.19}$$

Pour définir le niveau de confiance de l'hypothèse signal CL_s, on utilise dans DELPHI [50, 51] une méthode qui revient à normaliser le niveau de confiance de l'hypothèse $s+b$ par le niveau de confiance de l'hypothèse b :

$$CL_s \equiv \frac{CL_{s+b}}{CL_b} \tag{4.20}$$

CL_s n'est pas défini comme un niveau de confiance dans le vrai sens du terme ; il s'agit plutôt d'un rapport de niveaux de confiance. L'hypothèse signal est considérée comme exclue à un niveau de confiance CL quand :

$$1 - CL_s \leq CL \tag{4.21}$$

4.4.2 Rapport de vraisemblance "likelihood ratio" de la statistique du test

Le "likelihood ratio" Q est le rapport des densités de probabilité pour un résultat expérimental donné pour deux hypothèses alternatives. Dans la recherche de nouvelles particules, le "likelihood ratio" est $Q = L(s+b)/L(b)$, c'est à dire le rapport des densités

de probabilité de l'hypothèse $s+b$ et de l'hypothèse b. Dans le cas d'une simple expérience de comptage[4], tout les événements sélectionnés possèdent le même poids ; l'équation (4.20) s'écrit donc sous la forme :

$$\frac{P\left(X \leq X_{obs}\right)}{P\left(X_b \leq X_{obs}\right)} = \frac{P\left(n \leq n_{obs}\right)}{P\left(n_b \leq n_{obs}\right)} = CL_s \tag{4.22}$$

où n_b et n sont respectivement les nombres d'événements du bruit de fond et du signal attendus et n_{obs} le nombre d'événements effectivement observés dans les données.

Dans ce cas, les fonctions de densités de probabilité sont de simples distributions de Poisson et le "likelihood ratio" Q peut s'écrire comme :

$$Q = \frac{L_{s+b}}{L_b} = \frac{\sum_{n=0}^{n^{obs}} \frac{e^{-(b+s)}\left(b+s\right)^n}{n!}}{\sum_{n=0}^{n^{obs}} \frac{e^{-b}b^n}{n!}} \tag{4.23}$$

Ainsi, pour cette méthode[5] le niveau de confiance d'exclusion du signal devient :

$$CL = 1 - \frac{\sum_{n=0}^{n^{obs}} \frac{e^{-(b+s)}\left(b+s\right)^n}{n!}}{\sum_{n=0}^{n^{obs}} \frac{e^{-b}b^n}{n!}} \tag{4.24}$$

où on retrouve la formule du '*Particle Data Group*' [52].

Le résultat obtenu peut être généralisé pour N expériences totalement indépendantes avec :

$$Q = \frac{\prod_{i=1}^{N} L_{s_i+b_i}}{\prod_{i=1}^{N} L_{b_i}} = \frac{\prod_{i=1}^{N}\sum_{n=0}^{n_i^{obs}} \frac{e^{-(b_i+s_i)}\left(b_i+s_i\right)^n}{n!}}{\prod_{i=1}^{N}\sum_{n=0}^{n_i^{obs}} \frac{e^{-b_i}b_i^n}{n!}} = e^{-s_{tot}}\frac{\prod_{i=1}^{N}\sum_{n=0}^{n_i^{obs}} \frac{\left(b_i+s_i\right)^n}{n!}}{\prod_{i=1}^{N}\sum_{n=0}^{n_i^{obs}} \frac{b_i^n}{n!}} \tag{4.25}$$

où s_{tot} est le nombre total d'événements signal attendu. Dans nos analyses, les N expériences correspondent aux différentes énergies dans le centre de masse qui vont de 189 à 208 GeV.

[4] Ce qui est le cas pour toutes les analyses présentées dans cette thèse

[5] Il s'agit d'une méthode fréquentiste modifiée

Troisième partie

Recherche des squarks quasi dégénérés avec la LSP

Chapitre 5

Données analysées et signaux recherchés

Ce chapitre décrit le lot des données analysées dans le cadre de ce travail de thèse. Il correspond à une luminosité totale intégrée de $607\,\mathrm{pb}^{-1}$ enregistrés dans DELPHI à une énergie dans le centre de masse allant de 189 à 209 GeV durant les années 1998, 1999 et 2000. Les signaux recherchés correspondant aux trois différentes topologies définies dans le chapitre 2 sont ensuite présentés, leurs simulations décrites, et leurs caractéristiques étudiés.

5.1 Données analysées

En 1999, le détecteur DELPHI a enregistré $226.3\,\mathrm{pb}^{-1}$ autour de quatre énergies dans le centre de masse, à savoir : $25.9\,\mathrm{pb}^{-1}$ à 192 GeV, $76.4\,\mathrm{pb}^{-1}$ à 196 GeV, $83.4\,\mathrm{pb}^{-1}$ à 200 GeV et $40.6\,\mathrm{pb}^{-1}$ à 202 GeV. La montée en énergie de l'année 1999 est le résultat de l'optimisation du fonctionnement des cavités radio-fréquence du LEP.

Durant l'année 2000, DELPHI a collecté $224.5\,\mathrm{pb}^{-1}$ à des énergies dans le centre de masse allant de 200 à 208.8 GeV. Cette valeur historique maximale est due à l'utilisation de la technique des *miniramps* pour laquelle l'intensité du faisceau est diminuée dans le but d'atteindre la plus grande énergie possible. L'énergie moyenne obtenue dans le centre de masse est $\langle\sqrt{s}\rangle = 206$ GeV. Il est à noter que la prise de données en 2000 dans DELPHI a été perturbée par un problème dans un secteur de la TPC : un fil du secteur 6 de la TPC s'est détendu ce qui a obligé à changer les tensions d'alimentation dans ce secteur. Dans un premier temps, ce réglage a permis de sauver la reconstruction des traces mais l'information du dE/dx est par contre devenue inutilisable. Cette phase de prise de données qui a duré du mois d'avril 2000 au 1^{er} septembre 2000 a été une période difficile pour les physiciens en charge du fonctionnement de la TPC. Le 1^{er} septembre 2000, le fil détendu s'est soudé avec un autre, créant ainsi un court-circuit qui a rendu inutilisable tout le secteur 6 de la TPC. Cette perte d'un douzième de l'acceptance de la TPC a été maîtrisée grâce à la modification du programme de reconstruction des traces DELANA dans le secteur en question : la reconstruction a été optimisée à partir des informations des sous-détecteurs VD, ID, RICH et OD. Les luminosités intégrées avec et sans le secteur

6 sont respectivement de $164.4\,\mathrm{pb}^{-1}$ et $60.1\,\mathrm{pb}^{-1}$, à une énergie moyenne dans le centre de masse d'environ 206 GeV. Les programmes de reconstruction des données avec et sans le secteur 6 de la TPC sont appelés "*processing* C1" et "*processing* S1" respectivement. Pour tenir compte de ce problème, les fonds standards et les signaux ont été également simulés avec le "*processing* S1" du programme de reconstruction. La figure 5.1 montre la luminosité intégrée en fonction de l'énergie dans le centre de masse pour les données de l'année 2000, avec et sans le secteur 6 de la TPC. Dans le but d'augmenter la sensibilité des analyses, les données de l'année 2000 ont été divisées en quatre régions définies dans le tableau 5.1. Une seule fenêtre est suffisante pour les données avec le "*processing* S1" où l'énergie moyenne dans le centre de masse est proche de 206.7 GeV, qui est la valeur utilisée pour la simulation des fonds avec ce "*processing* S1".

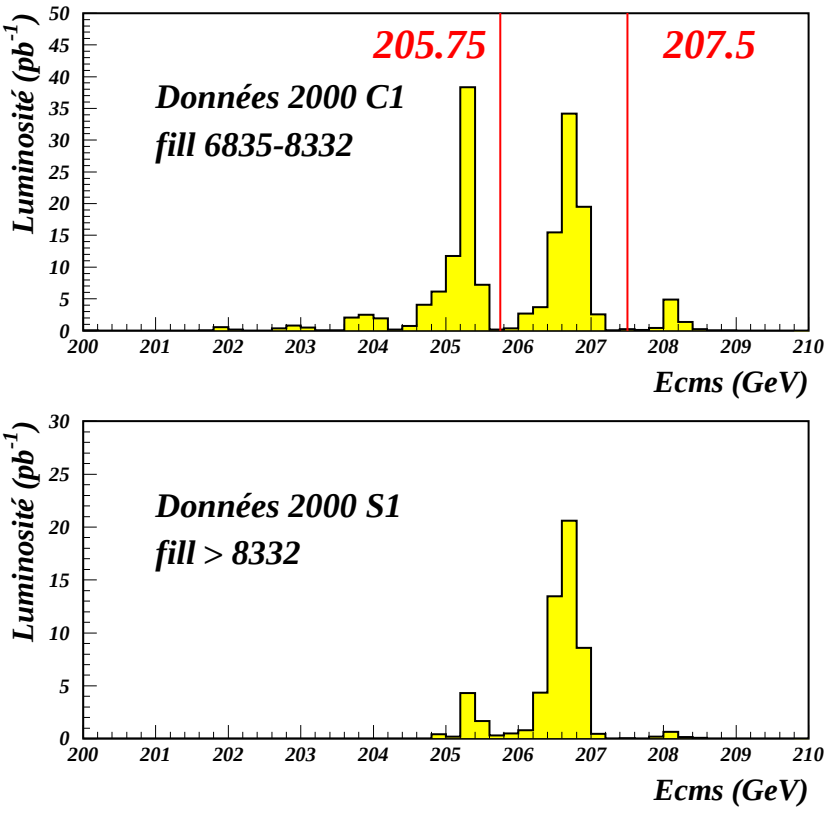


FIG. 5.1 – *Luminosité intégrée en* pb^{-1} *en fonction de l'énergie dans le centre de masse pour les données de l'an 2000. Les histogrammes du haut et du bas montrent les distributions des données collectées avec (C1) et sans (S1) le secteur 6 de la TPC.*

Le tableau 5.2 résume l'énergie dans le centre de masse et la luminosité intégrée des données réelles et l'énergie dans le centre de masse des fonds standards simulés pour chacune des neuf régions considérées dans cette analyse.

	Région de $\sqrt{s}$	$L(\mathrm{pb}^{-1})$	$<\sqrt{s}>$ (GeV)
Secteur 6 ON	$\sqrt{s} \leq 205.75$ GeV	77.7 ± 0.2	204.8
Secteur 6 ON	$205.75 < \sqrt{s} \leq 207.5$ GeV	79.4 ± 0.2	206.5
Secteur 6 ON	207.5 GeV $< \sqrt{s}$	7.1 ± 0.1	208.0
Secteur 6 OFF	toutes les énergies	60.1 ± 0.1	206.5

TAB. 5.1 – *Définition des régions en $\sqrt{s}$ utilisées pour l'analyse des données collectées en 2000.*

Année	$\langle\sqrt{s}\rangle$ GeV données réelles	$\sqrt{s}$ GeV simulation	Luminosité intégrée pb^{-1}
1998	188.6	189	158.0 ± 0.4
1999	191.6	192	25.9 ± 0.1
	195.6	196	76.4 ± 0.2
	199.6	200	83.4 ± 0.2
	201.6	202	40.6 ± 0.1
2000C1	204.8	204	77.7 ± 0.2
	206.5	206	79.4 ± 0.2
	208.0	208	7.1 ± 0.1
2000S1	206.5	206.7	60.1 ± 0.1

TAB. 5.2 – *Luminosité intégrée avec l'incertitude en fonction de l'énergie dans le centre de masse pour les données collectées de 1998 à 2000. La troisième colonne montre l'énergie dans le centre de masse de la simulation utilisée des événements standards.*

5.2 Signaux recherchés

Nous allons tout d'abord rappeler les trois différents types de signaux recherchés.

Dans un premier temps, nous allons rechercher le stop pour des valeurs[1] de Δm variant entre 2 et $10\,\mathrm{GeV}/c^2$ en considérant que le stop a une durée de vie pratiquement nulle et qu'il se désintègre immédiatement [2]. La topologie est alors constituée de deux jets acoplanaires avec une grande énergie manquante. Le système va cependant développer une impulsion transverse non négligeable du fait de l'hadronisation, ce qui va permettre de l'extraire du bruit du fond aveuglant que sont les interactions $\gamma\gamma$ hadroniques. Le sbottom, privé de cette propriété, ne pourra pas être recherché pour $\Delta m < 7$ GeV$/c^2$.

La recherche de squarks (stops et sbottoms) d'une très grande durée de vie est le deuxième cas de figure. Nous considérons donc que la durée de vie est telle que le squark

[1]Nous montrerons dans le chapitre 7 les limites de cette recherche jusqu'à $\Delta m = 20\,\mathrm{GeV}/c^2$ dans le but de vérifier sa stabilité.

[2]Néanmoins, cette faible durée de vie est plus grande que le temps typique de l'interaction forte et permet donc à l'hadronisation du stop de s'effectuer avant sa désintégration.

ne va pas se désintégrer dans le détecteur. Le squark va alors s'hadroniser pour former un s-hadron stable et lourd. Les événements recherchés seront dotés d'une très grande énergie visible qui remet en cause la signature en énergie manquante d'un signal supersymétrique. Cette recherche est bien entendue indépendante de Δm.

Le dernier cas considéré est celui du stop de durée de vie intermédiaire. Le stop va se désintégrer après un certain parcours dans le système de détecteurs de traces. La différence de masse Δm entre le stop et le neutralino le plus léger est à l'origine de cette durée de vie intermédiaire. Dans le but d'être indépendant de tout modèle phénoménologique, nous allons combiner toutes les valeurs de Δm entre 2 et 5 GeV/c^2 avec toutes les durées de vie envisageables[3] pour cette analyse. Le stop va donc s'hadroniser en formant un stop-hadron qui va à son tour se désintégrer après un certain parcours dans le détecteur. La simulation de ce type d'événements n'est pas chose aisée à moins d'apporter de très importantes modifications dans le simulateur du détecteur DELPHI, DELSIM. Pour résoudre ce problème nous utiliserons deux simulations différentes.

Nous allons maintenant décrire en détails chaque simulation.

5.2.1 Simulation de stops de faible durée de vie

Les événements qui correspondent à la production de paires de stops se désintégrant en $c\tilde{\chi}_1^0$ ont été simulés par un générateur utilisé dans DELPHI depuis 1995 [53]. Le tableau 5.3 montre le nombre d'événements générés pour chaque couple de valeurs ($m_{\tilde{t}_1}, \Delta m$) où $m_{\tilde{t}_1}$ varie de 50 à 100 GeV/c^2 et Δm de 2 à 20 GeV/c^2. Pour estimer l'effet de la perte d'un secteur de la TPC, deux lots distincts ont été simulés pour les données collectées en 2000 correspondants à chaque "*processing*" C1 et S1.

$m_{\tilde{t}_1}$ (GeV/c^2) / Δm (GeV/c^2)	50	60	70	80	90	100
2	5000	5000	5000	–	–	–
3	5000	5000	5000	5000	–	–
4	5000	5000	5000	5000	–	–
5	1000	1000	1000	1000	1000	1000*
7	1000	1000	1000	1000	1000	1000*
10	1000	1000	1000	1000	1000	1000*
15	1000	1000	1000	1000	1000	1000*
20	1000	1000	1000	1000	1000	1000*

TAB. 5.3 – *Nombre d'événements générés utilisés pour estimer l'efficacité du signal dans la recherche de stops de courte durée de vie. Les événements sont générés à $\sqrt{s}$ = 189, 200 et 206(C1/S1) GeV. Les points marqués par (*) ne sont cinématiquement accessibles qu'à partir de $\sqrt{s}$ = 202 GeV.*

[3]Plus précisement, les parcours moyens.

Les histogrammes des figures 5.2 et 5.3 montrent les caractéristiques essentielles de ces événements. On remarque que les distributions de forme (acoplanarité, acolinéarité, angle de l'impulsion manquante ...) ne dépendent pas de Δm.

Les variables énergetiques (énergie visible, énergie transverse, impulsion transverse ...) sont en revanche étroitement liées à Δm. Les variables de ces histogrammes seront utilisées dans la définition des principales coupures de sélection dans l'analyse de recherche de stops de courte durée de vie (voir chapitre 7).

5.2.2 Simulation des s-hadrons stables

Les s-hadrons peuvent être produits au LEP suivant le schéma :

$$e^+e^- \longrightarrow \tilde{q}_1\bar{\tilde{q}}_1 \xrightarrow{\text{hadronisation}} S^{0,\pm}S^{0,\pm} + X \tag{5.1}$$

où $S^{0,\pm}$ représente un s-hadron et X les particules des jets de fragmentation.

Trois topologies sont alors possibles suivant la charge des s-hadrons produits :

- $e^+e^- \to S^{\pm}S^{\pm} + X$
- $e^+e^- \to S^{\pm}S^{0} + X$
- $e^+e^- \to S^{0}S^{0} + X$

Ces événements sont simulés grâce à une version modifiée de SUSYGEN [33]. L'hadronisation a été introduite dans SUSYGEN par l'application aux squarks de la procédure standard de fragmentation de Lund utilisée dans le programme JETSET [55]. La fonction de fragmentation de Peterson a été utilisée avec un paramètre de fragmentation pour les squarks $\epsilon_{\tilde{q}_1}$ interpolé du paramètre de fragmentation du quark b par la relation suivante [33] :

$$\epsilon_{\tilde{q}_1} = \epsilon_b \left(\frac{m_b}{m_{\tilde{q}_1}} \right)^2 \tag{5.2}$$

où m_b est la masse du quark b et $\epsilon_b = 0.003$ son paramètre de fragmentation.

La figure 5.4 montre une comparaison entre la composition relative des états finaux en fonction de la masse des stop-hadrons ($T^{0,\pm}$) obtenues par la version modifiée de SUSYGEN dans DELPHI et un autre générateur utilisé dans ALEPH [54]. Les résultats obtenus par ces deux générateurs sont en bon accord. Il faut remarquer sur ces courbes que la composante $T^{\pm}T^{\mp}$ de SUSYGEN correspond à la somme des deux composantes $T^{\pm}T^{\mp}$ et $T^{\pm}T^{\pm}$ du générateur utilisé par ALEPH. Pour des masses inférieures à 80 GeV/c^2 , entre 70% et 80% des événements contiennent au moins un stop-hadron chargé.

Le tableau 5.4 montre les points ($m_{\tilde{q}_1}$,$\sqrt{s}$) générés, avec 1000 événements par point. Les histogrammes des figures 5.5 et 5.6 montrent les distributions de quelques variables d'événements stop et sbottom de masse entre 5 et 94 GeV/c^2. D'après ces histogrammes on voit que ces événements sont produits de manière centrale et acoplanaire avec une grande énergie visible et une multiplicité chargée piquée à 2.

5.2.3 Simulation de stops de durée de vie intermédiaire

Dans cette sous section, nous allons présenter la simulation des stops de durée de vie intermédiaire, les problèmes qu'elle posent et la méthode choisie pour les résoudre.

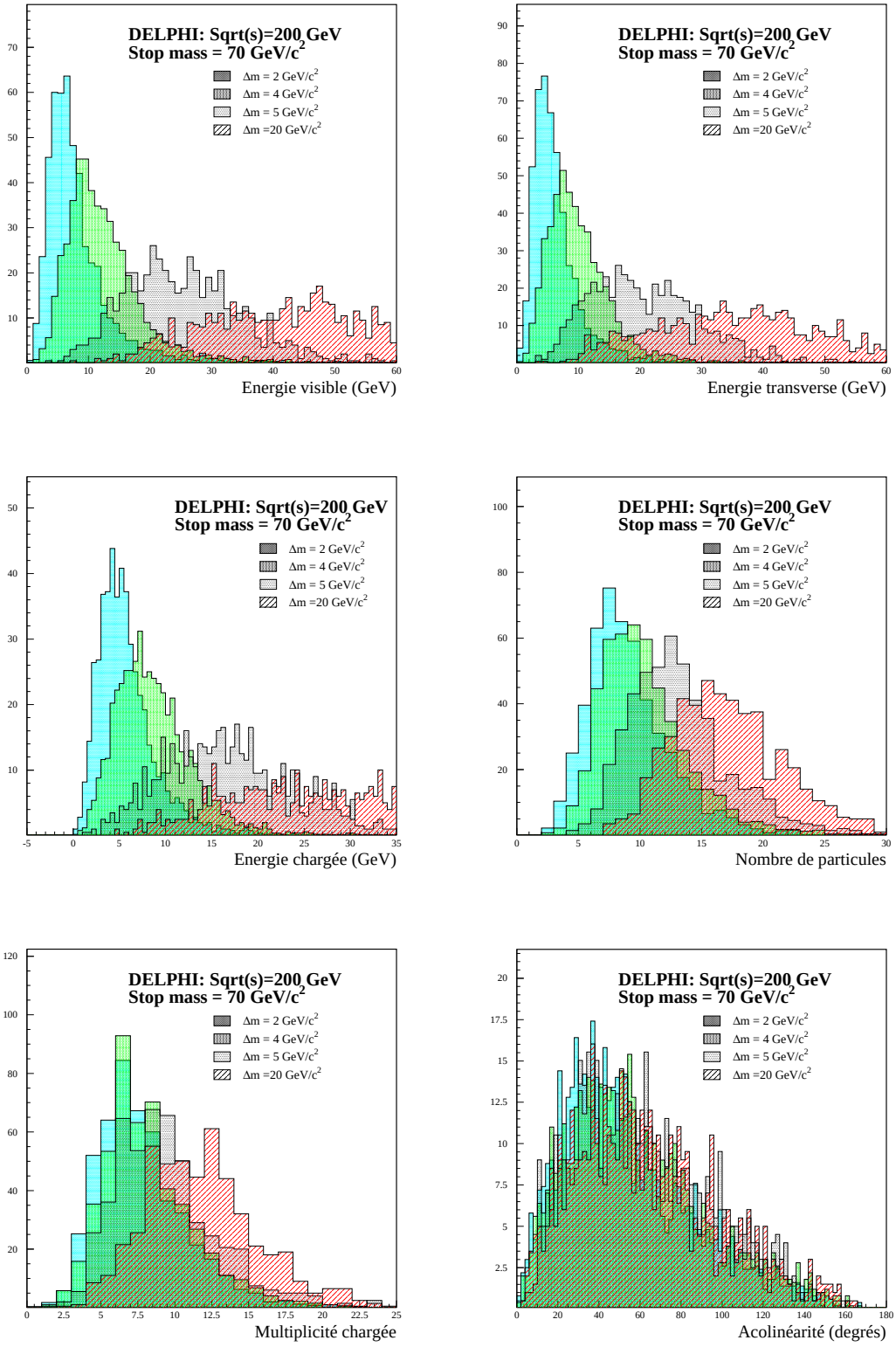


FIG. 5.2 – *Histogrammes montrant les caractéristiques des événements stop de courte durée de vie.*

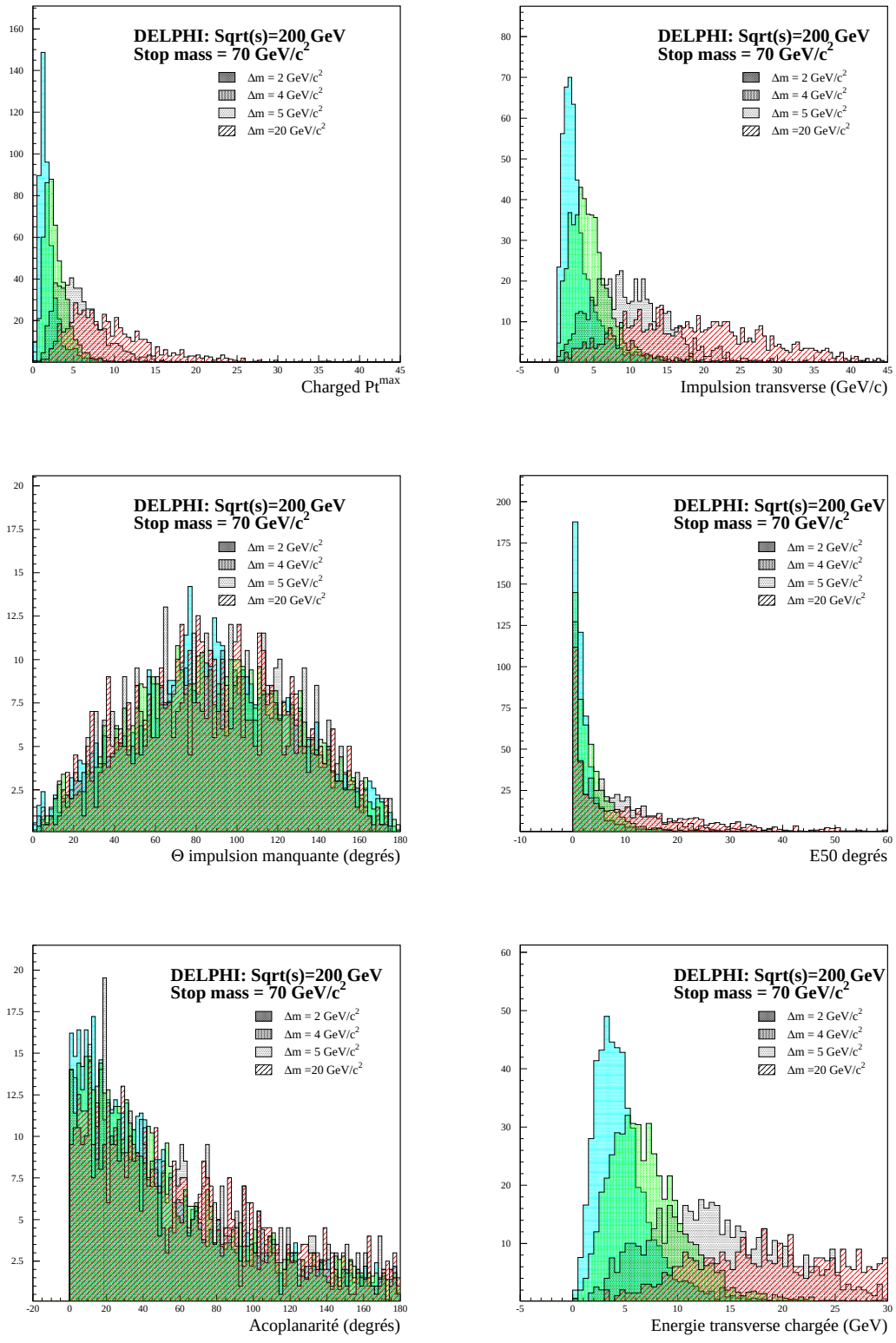
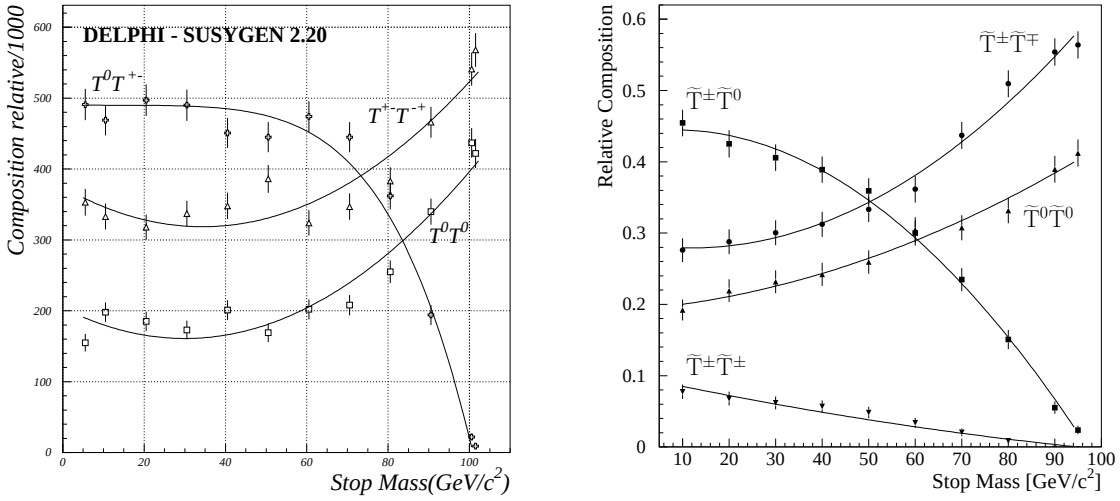


FIG. 5.3 – *Histogrammes montrant les caractéristiques des événements stop de courte durée de vie.*



(a) (b)

FIG. 5.4 – *Comparaison entre la composition relative des états finaux de stop-hadrons $\tilde{T}^{\pm,0}$ obtenue (a) par SUSYGEN2.20 dans DELPHI et (b) par un générateur équivalent développé dans ALEPH. La courbe $T^{+-}T^{-+}$ dans la figure (a) correspond à la somme des deux courbes $\tilde{T}^{\pm}\tilde{T}^{\mp}$ et $\tilde{T}^{\pm}\tilde{T}^{\pm}$ dans la figure (b).*

	$m_{\tilde{q}_1}$ (GeV/c^2)																
$\sqrt{s}$ (GeV)	5	10	20	30	40	50	60	70	80	85	90	94	95	97	99	100	101
189	X	X	X	X	X	X	X	X	X	X	X	–	–	–	–	–	–
192	X	X	X	X	X	X	X	X	X	X	X	X	–	–	–	–	–
196	X	X	X	X	X	X	X	X	X	X	X	X	X	–	–	–	–
200	X	X	X	X	X	X	X	X	X	X	X	X	X	X	–	–	–
202	X	X	X	X	X	X	X	X	X	X	X	X	X	X	X	–	–
204	X	X	X	X	X	X	X	X	X	X	X	X	X	X	X	X	–
206.7(*)	X	X	X	X	X	X	X	X	X	X	X	X	X	X	X	X	X
208	X	X	X	X	X	X	X	X	X	X	X	X	X	X	X	X	X

TAB. 5.4 – *Points utilisés pour l'estimation de l'efficacité du signal dans la recherche des s-hadrons stables. Chaque croix correspond à 1000 événements. (*) Pour $\sqrt{s} = 206.7$ GeV les s-hadrons ont été simulés avec les deux programmes de reconstructions C1 et S1.*

5.2.3.1 Problèmes de simulation dans DELSIM

Un stop de durée de vie intermédiaire va tout d'abord s'hadroniser dans un état singlet de couleur pour former un stop-hadron $\tilde{T}^{\pm,0}$. Il va ensuite, après un certain parcours, se

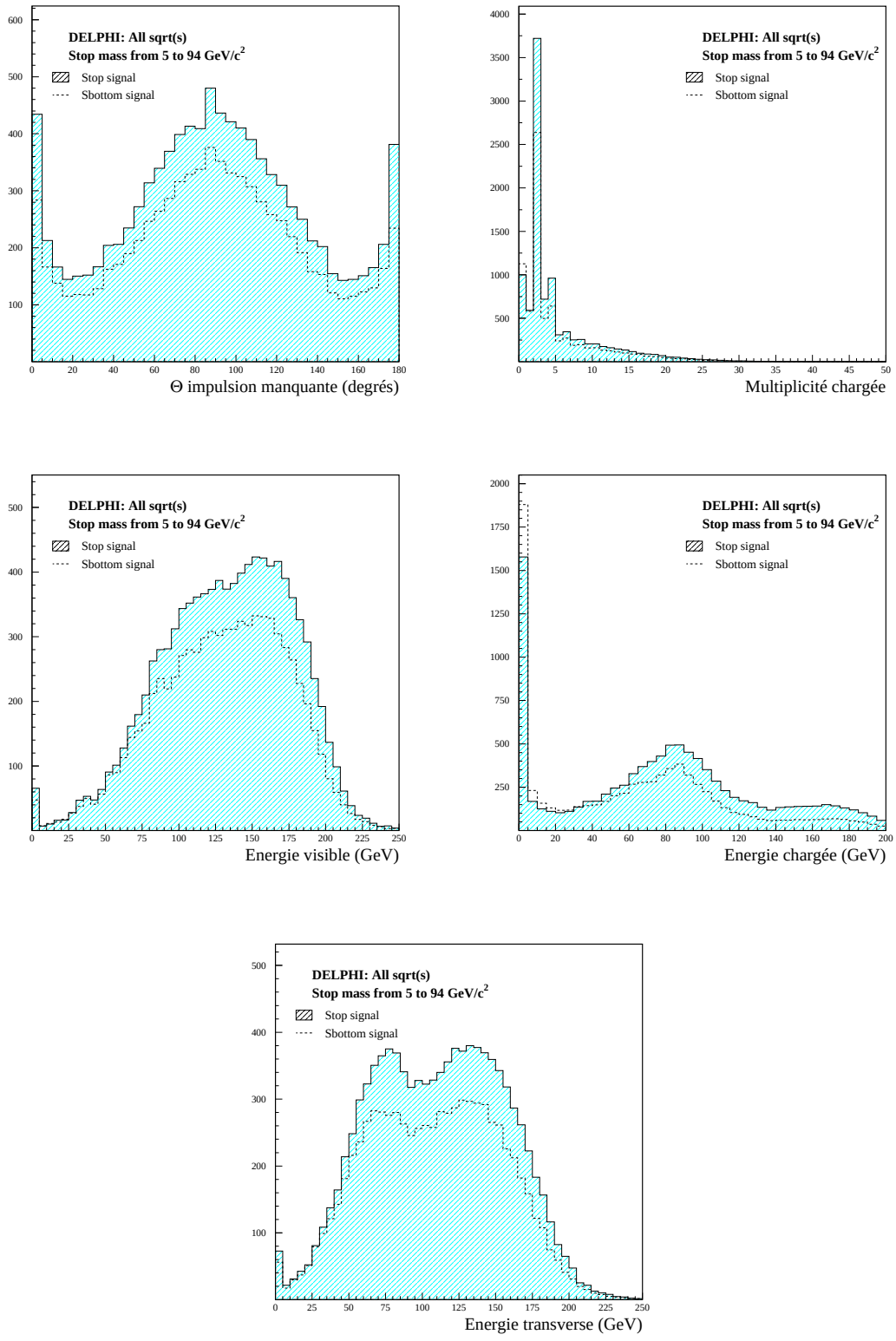


FIG. 5.5 – *Quelques distributions caractéristiques des événements s-hadrons générés avec SUSYGEN. Les signaux stop et sbottom montrés correspondent à une masse entre 5 et 94* GeV/c^2.

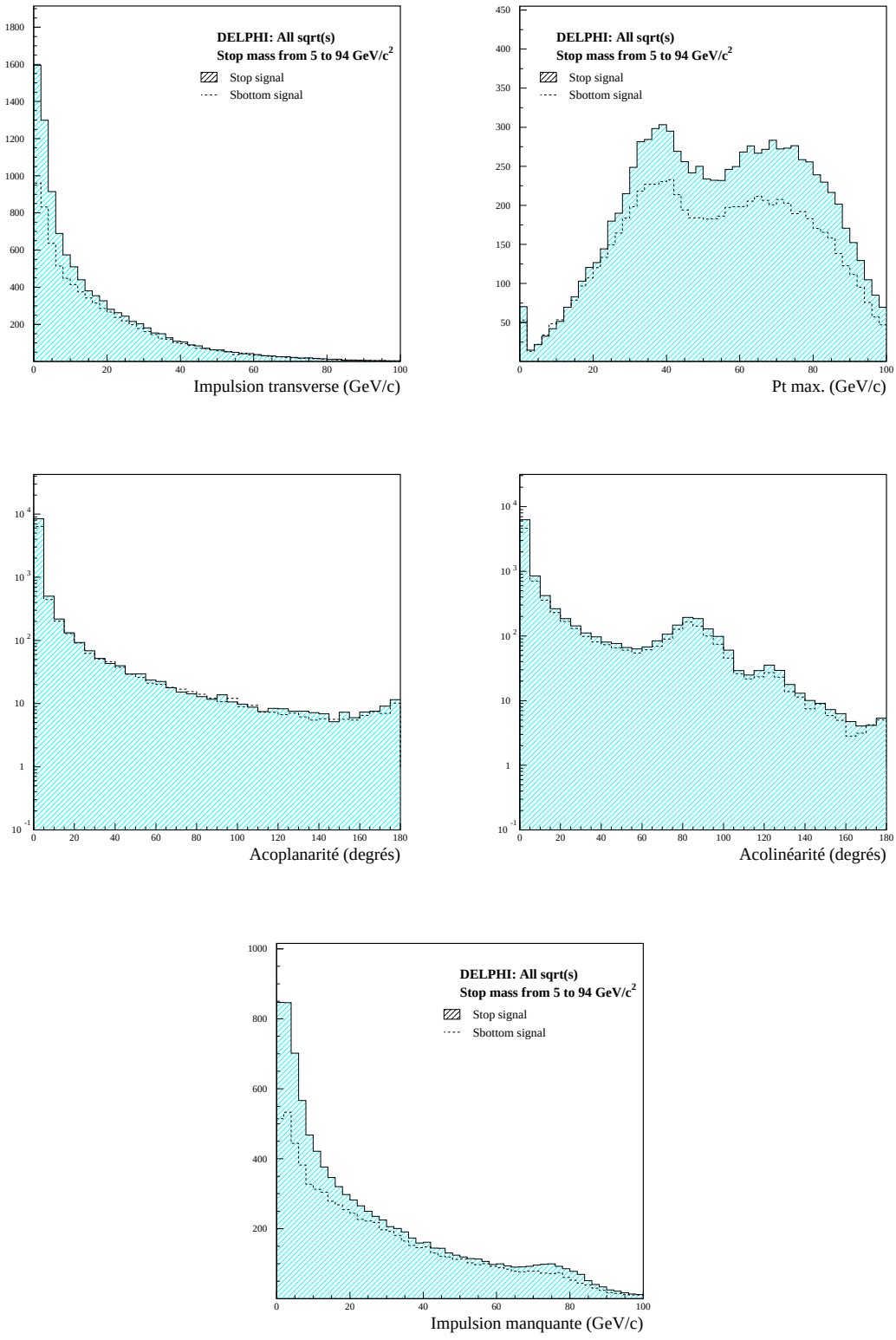


FIG. 5.6 – *Quelques distributions caractéristiques des événements s-hadrons générés avec SUSYGEN. Les signaux stop et sbottom montrés correspondent à une masse entre 5 et 94* GeV/c^2.

désintégrer en $c\tilde{\chi}_1^0$ créant ainsi un vertex secondaire (ou déplacé) constitué de la trace primaire, du stop-hadron, et du produit de la désintégration dans lequel on trouve un méson charmé D^+, D^- ou D^0. Ce dernier va aussi se désintégrer après un faible parcours (figure 5.7).

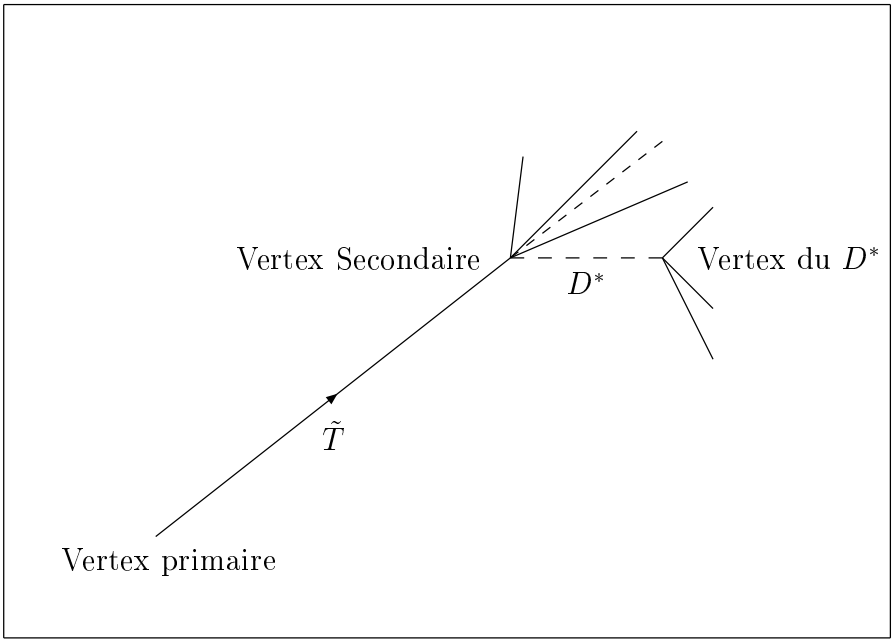


FIG. 5.7 – *Schéma de désintégration d'un stop-hadron $\tilde{T}$.*

Pour générer ce type d'événements, un important travail a été réalisé dans le cadre de cette thèse pour implémenter la désintégration du stop-hadron dans la version de SUSYGEN décrite dans la section précédente. Les difficultés sont apparues au niveau de la simulation de ces événements dans le détecteur.

Si la désintégration du stop-hadron est effectuée au niveau du générateur, la trace primaire serait considérée dans ce cas comme une trace de l'état initial. Une fois passée dans DELSIM, cette trace sera considérée comme une simple information et ne sera pas reconstruite. Il en résulte que le vertex secondaire est bien à l'endroit attendu, mais la trace qui l'a engendré n'y figure pas. Pour résoudre ce problème, la première solution étudiée consistait à imposer à cette trace d'être une trace finale à la sortie de la génération. Le résultat dans DELSIM est que toutes les particules de l'événement vont disparaître sauf la trace du s-hadron qui va traverser tout le détecteur sans se désintégrer. En effet, les particules standards ayant une durée de vie susceptible de donner lieu à des faibles parcours (par conséquent à des vertex déplacés) comme les mésons beaux et charmés sont prises en charge par DELSIM qui effectue leur "*tracking*" et la reconstruction de leur vertex secondaire par le VD. Nous avons donc essayé de confier à DELSIM la tâche de simuler la désintégration du stop-hadron plutôt qu'au générateur. Cette solution a déjà été utilisée par d'autres groupes de recherche de DELPHI, comme par exemple celui de la recherche de "sleptons" dans le cadre du GMSB (*Gauge Mediated Supersymmetry Breaking*) [56]. Pour ce type de recherche, le slepton $\tilde{l}$ se désintégre en un lepton et un gravitino : $\tilde{l} \to l\tilde{G}$; l'état final de cette désintégration est un état à deux corps stables parfaitement simulée par DELSIM. Par contre, dans le cas de la désintégration du stop-hadron, il est nécessaire

de simuler des états finaux à plus de deux corps et comportant de plus une particule instable[4], le D^*, ce que DELSIM ne sait pas faire.

Après un long travail de "debugging" dans DELSIM, nous avons décidé de décomposer le problème, en simulant correctement, mais séparément, les vertex déplacés et les traces primaires.

5.2.3.2 Simulation des vertex secondaires

La simulation des vertex secondaires est obtenue avec SUSYGEN au niveau de la génération. Les événements sont ensuite envoyés à DELSIM. On a vu dans la discussion précédente que la trace primaire ne sera pas vue par DELSIM. Nous avons donc décidé de l'ajouter "à la main" à condition que le vertex secondaire soit situé à plus de 25% du rayon interne de la TPC [5]. La trace ajoutée va évidemment passer par le vertex secondaire mais continuer son parcours et sortir à l'autre extrémité de la TPC. La figure 5.8 montre un événement produit par cette méthode de simulation. Le tableau 5.5 montre toutes les valeurs de $m_{\tilde{t}_1}$, Δm, $\hat{L} = \gamma\beta c\tau$ (parcours moyen) et de $\sqrt{s}$ utilisées. Un total d'environ 500000 événements a été produit et simulé pour toutes les combinaisons considérées de $m_{\tilde{t}_1}$, Δm, $\hat{L}$ et $\sqrt{s}$. Les histogrammes des figures 5.9 et 5.10 montrent quelques caractéristiques de ces événements.

$m_{\tilde{t}_1}$ (GeV/c^2)	45	50	60	70	80	90			
$\hat{L} = \gamma\beta c\tau$	2	10	20	30	40	60	80	100	120
Δm (GeV/c^2)	2	4	5						
$\sqrt{s}$ GeV	189	200	206 C1 et S1						

TAB. 5.5 – *Valeurs utilisées dans la génération et la simulation des vertex secondaires. Toutes les combinaisons entre $m_{\tilde{t}_1}$, Δm, $\hat{L} = \gamma\beta c\tau$ le parcours moyen et de $\sqrt{s}$ ont été utilisées. 1000 événements sont produits par point. Ces signaux seront utilisés pour estimer l'efficacité de détection dans la recherche du stop de durée de vie intermédiaire basée sur les paramètres d'impacts des traces secondaires.*

[4] La désintégration du stop-hadron donne des mésons D^*. Le D^* possède de très nombreux canaux de désintégrations dont une grande partie sont des désintégrations à plus de deux corps [52].

[5] Soit environ 52 cm de l'axe du faisceau. Cette distance correspond à quatre couches (sur 16) de damiers dans la TPC.

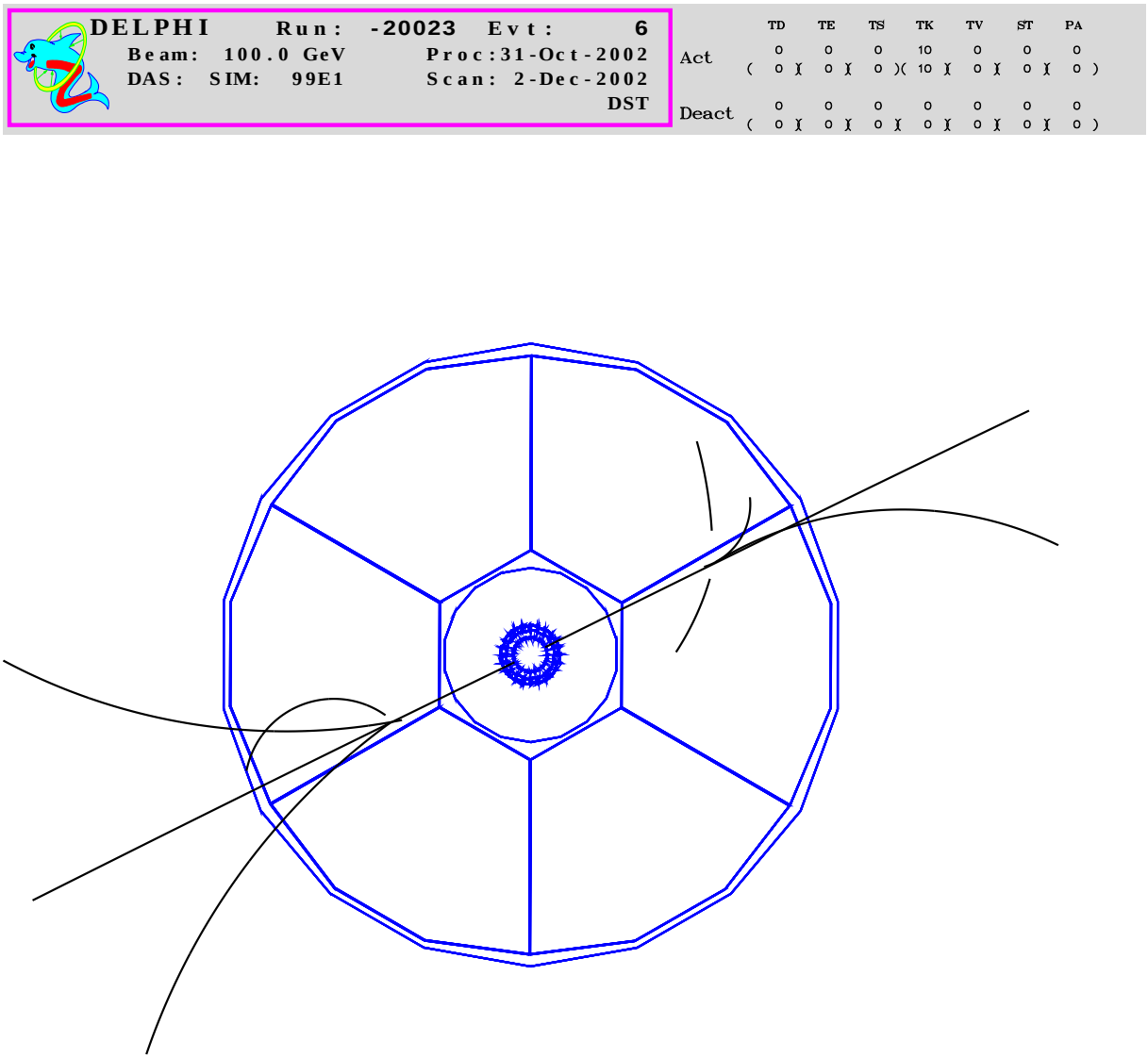


FIG. 5.8 – *Événement stop se désintégrant dans la TPC, produit par la simulation des vertex secondaires. On voit la trace primaire, ajoutée "à la main", traverser tout le détecteur.*

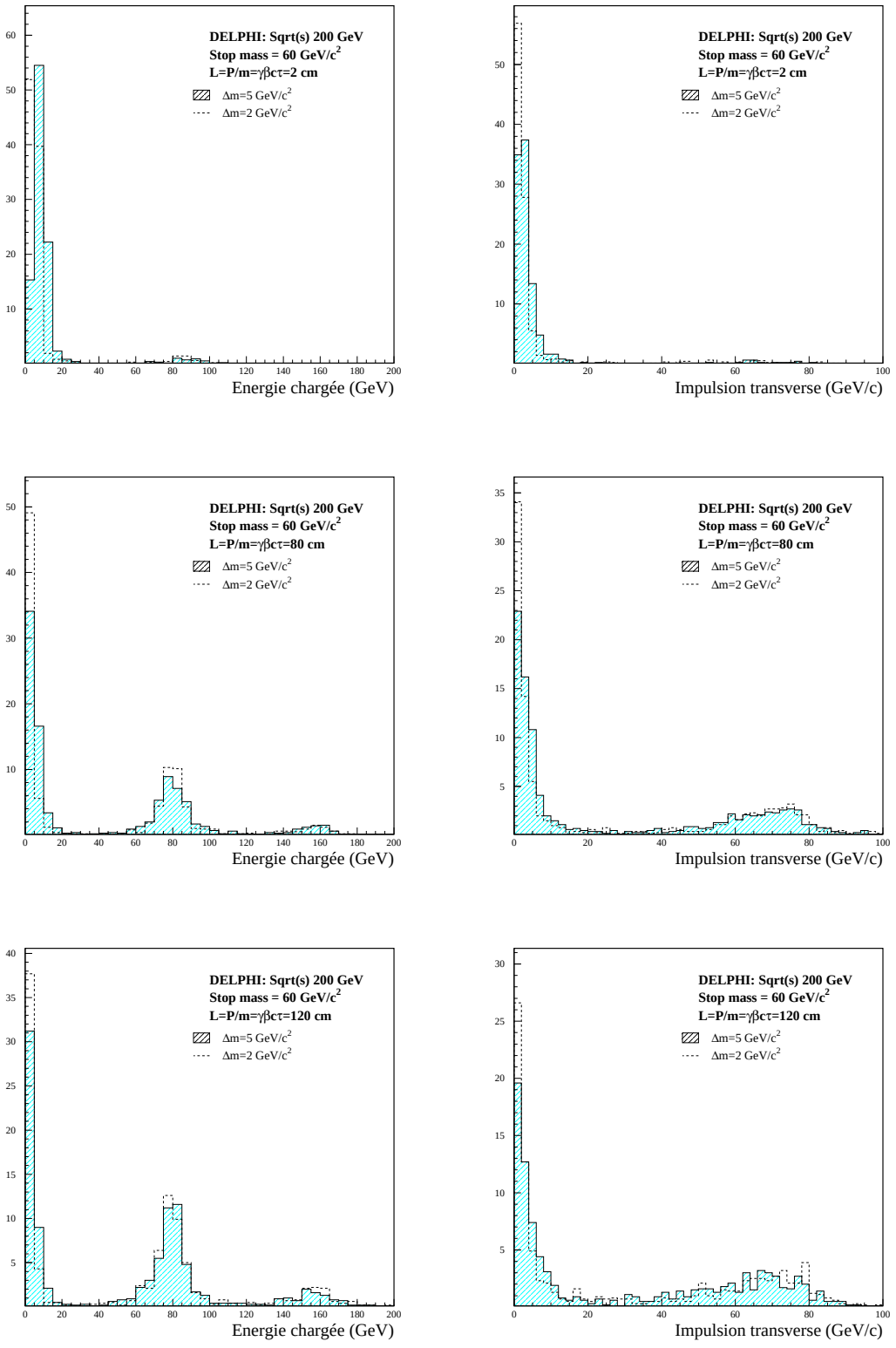


FIG. 5.9 – *Évolution de l'énergie chargée (a) et de l'impulsion transverse (b) en fonction du parcours moyen de désintégration $\hat{L}$ pour un signal de stop de 60* GeV/c^2 *de masse.*

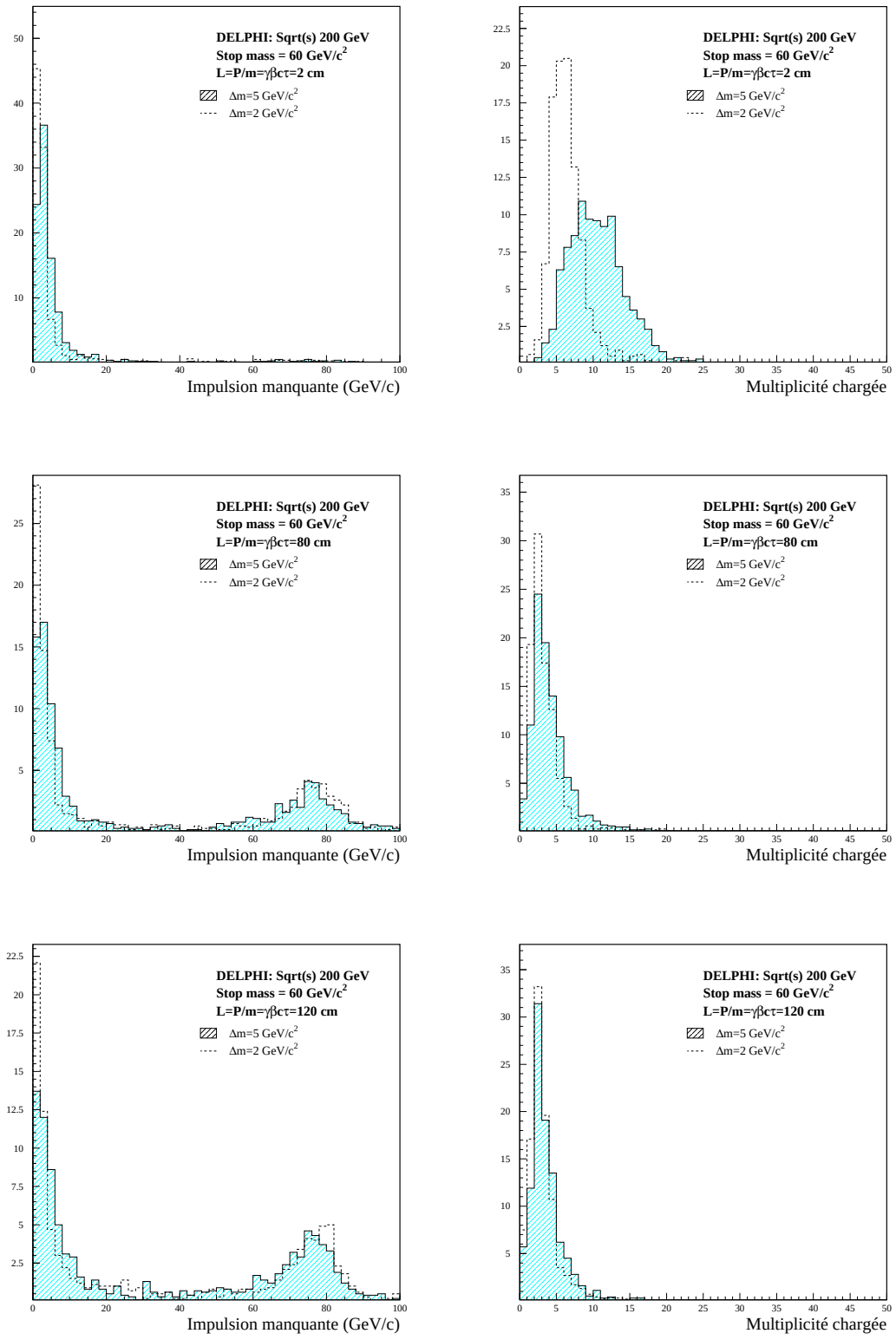


FIG. 5.10 – *Évolution de l'impulsion manquante (a) et du nombre de particules chargées (b) en fonction du parcours moyen de désintégration $\hat{L}$ pour un signal de stop de 60 GeV/c^2 de masse.*

5.2.3.3 Simulation des traces primaires

Pour que la trace primaire soit vue par DELSIM sa désintégration doit être effectuée par une routine de ce programme. La limitation en nombre sur le produit de désintégration dans l'état final nous oblige à fixer un état final à deux corps. Nous avons donc décidé de faire se désintégrer le s-hadron en $\pi^+\pi^-$. Ainsi, on obtient des événements avec une simulation correcte de la trace primaire mais les informations sur le produit de la désintégration sont complètement inutilisables. Cette méthode de simulation nous sert à estimer l'efficacité de détection de la trace primaire par l'application de l'analyse de recherche des s-hadrons stables. La figure 5.11 montre un événement produit par cette dernière méthode de simulation. Environ 170000 événements ont été produits et simulés pour toutes les combinaisons possibles des valeurs de $m_{\tilde{t}_1}$, $\hat{L}$ et $\sqrt{s}$ indiquées dans le tableau 5.6.

$m_{\tilde{t}_1}$ (GeV/c^2)	45	50	60	70	80	90			
$\hat{L} = \gamma\beta c\tau$ (cm)	2	10	20	30	40	60	80	100	120
$\sqrt{s}$ GeV	189	200	206 C1 et S1						

TAB. 5.6 – *Valeurs utilisées dans la génération et la simulation des traces primaires. Toutes les combinaisons entre $m_{\tilde{t}_1}$, le parcours moyen $\hat{L} = \gamma\beta c\tau$ et de $\sqrt{s}$ ont été utilisées, avec 1000 événements par point. Ces signaux seront utilisés pour estimer l'efficacité de détection d'un signal de stop de durée de vie intermédiaire en appliquant l'analyse de recherche de s-hadrons stables, basée sur la mesure du dE/dx.*

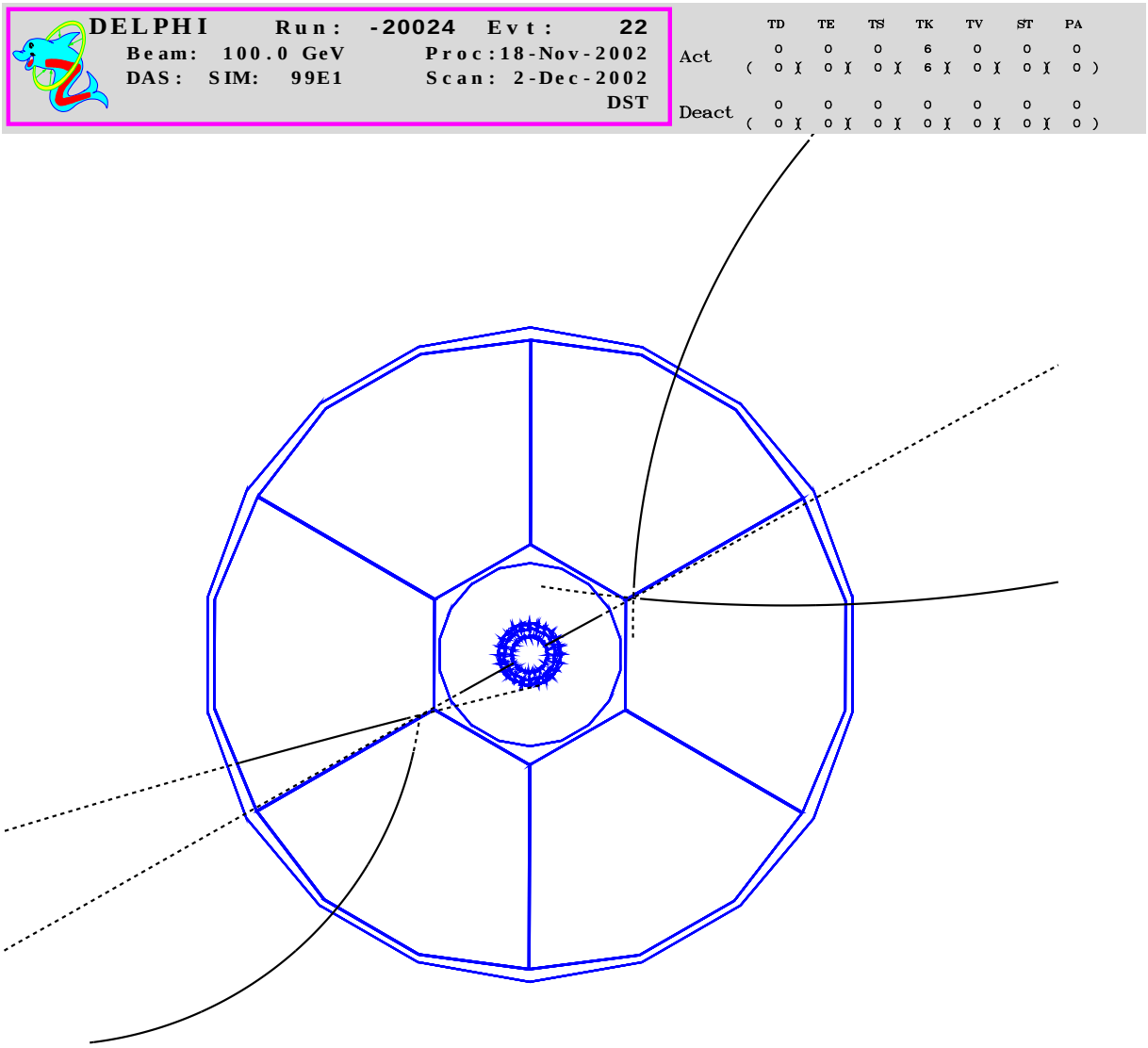


FIG. 5.11 – *Simulation de la trace primaire d'un événement stop se désintégrant en $\pi^+\pi^-$ dans la TPC. Les pointillés indiquent l'extrapolation des traces de l'événement.*

Chapitre 6

Simulation des processus standards et présélection

Dans ce chapitre, nous allons décrire les processus standards qui constituent les bruits de fond pour la recherche de nouvelle physique à LEP2. En effet, le signal d'une nouvelle physique doit être vu comme un excès d'événements observés par rapport aux prédictions du modèle standard. La figure 6.1 montre les sections efficaces des principaux processus du modèle standard à LEP2 en fonction de l'énergie dans le centre de masse. Les travaux effectués sur les générateurs d'événements Monte-Carlo afin de simuler les événements enregistrés au LEP sont résumés dans les deux rapports suivants [66] [67]. Le fond provenant de l'interaction de deux photons donnant des états finaux hadroniques constitue le principal fond dans la recherche de squarks dégénérés. Ceci est vrai pour toutes les analyses de cette thèse à l'exception de l'analyse de la recherche de squarks stables où la grande énergie visible des événements permet d'éliminer complètement le fond $\gamma\gamma$. Une attention particulière sera donc accordée à ce fond dont la section efficace est très élevée. Dans DELPHI, les événements $\gamma\gamma$ ont été jusqu'à récemment produits uniquement par le générateur TWOGAM. Une étude effectuée dans DELPHI montre que les récents travaux implémentés dans PYTHIA permettent d'aboutir à une bonne description de ces interactions [65]. Nous allons donc effectuer une comparaison entre ces deux générateurs afin de vérifier si nos propres analyses sont sensibles au choix du générateur.

6.1 Deux fermions dans l'état final

Un des processus dominants aux énergies de LEP2 est $e^+e^- \rightarrow Z^0/\gamma \rightarrow q\bar{q}$ où des paires de quarks sont produites par échange de Z^0 ou de photon virtuel dans la voie s. La figure 6.2 montre le diagramme de Feynman correspondant.

La section efficace de ce processus diminue lorsqu'on s'écarte de la masse du Z^0. Pour ce fond, on distingue deux composantes : une composante non-radiative où il n'y a pas d'émission de photons ISR (*Initial State Radiation*) et une composante radiative où un des électrons initiaux émet un ou plusieurs photons ISR ce qui a pour effet de ramener l'énergie du système à la résonance du Z^0. La section efficace de la désintégration du Z^0 en une paire de quarks est très importante et compense la faible section efficace d'émission

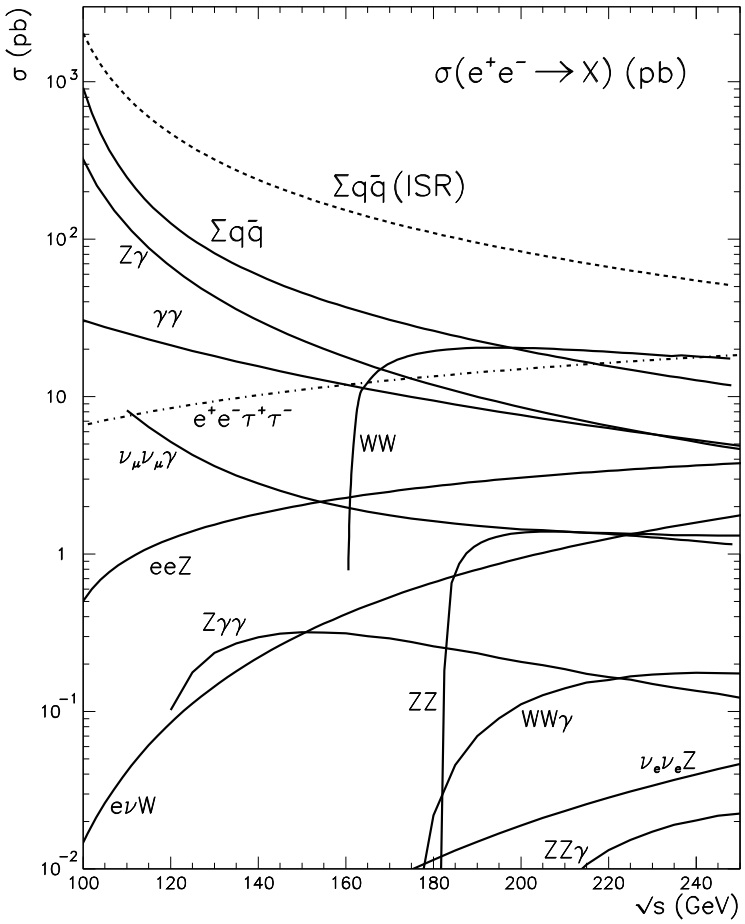


FIG. 6.1 – *Sections efficaces des processus à LEP2 en fonction de l'énergie dans le centre de masse. Pour les processus $e^+e^- \to Z^0e^+e^-$, $We\nu_e$ et $Z\nu_e\bar{\nu}_e$ seule la contribution dans la voie t est montrée. Les photons dans $Z\gamma$ et $\gamma\gamma$ sont tel que $\cos_{e\gamma} < 0.9$. Pour $\gamma\nu_\mu\bar{\nu}_\mu$ une coupure est appliquée sur l'énergie du photon : $E_\gamma > 10$ GeV. Dans $Z\gamma\gamma$, $WW\gamma$ et $ZZ\gamma$, la coupure sur l'impulsion tranverse du photon est $P_T^\gamma > 10$ GeV/c.*

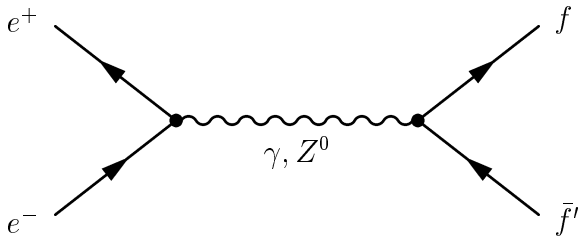


FIG. 6.2 – *Processus* $e^+e^- \to Z^0/\gamma \to q\bar{q}$.

d'un photon. La figure 6.3 montre tous les diagrammes de Feynman qui correspondent à l'émission d'un photon. Dans [57] on montre que le sinus de l'angle entre le photon et le lepton qui l'émet varie comme $m_e^2/2E^2$ où E est énergie du lepton. C'est pourquoi dans la plupart des cas le photon de l'état initial est émis à très bas angle et échappe à la détection dans le tube à vide du faisceau, créant ainsi une énergie manquante. La séparation entre ces deux processus se fait à l'aide d'une variable qui représente l'énergie effective dans le centre de masse après l'émission du photon initial $\sqrt{s'}$ [58]. L'algorithme de calcul de l'énergie $\sqrt{s'}$ consiste à rechercher les photons isolés et à vérifier si ces photons sont compatibles avec un ISR. Dans ce cas $\sqrt{s'}$ est calculé à partir de l'énergie de toutes les particules de l'événement à l'exception des photons ISR. Dans le cas où aucun photon n'est identifié comme ISR, on suppose que le photon initial a échappé à la détection par le tube du faisceau et $\sqrt{s'}$ est simplement la somme des énergies des particules détectées. La figure 6.4 montre des distributions caractéristiques pour ces processus. La distribution de $\sqrt{s'}$ est piquée sur $\sqrt{s}$ pour les événements non-radiatifs, et piquée à la résonance du Z^0 pour les événements radiatifs. Une valeur typique pour séparer ces deux processus est $\sqrt{s'}/\sqrt{s} = 0,85$.

On peut classer ces processus selon trois topologies : la première correspond aux événements non-radiatifs où tout l'événement est reconstruit avec deux jets dos à dos (angle entre les jets proche de 180 degrés) et une énergie totale proche de l'énergie dans le centre de masse, la deuxième correspond aux événements radiatifs avec un ISR détecté, et la troisième correspond aux événements radiatifs avec un ISR non-détecté. Dans ce cas la masse recontruite est proche de la masse du Z^0 et l'angle de l'impulsion manquante par rapport à l'axe du faisceau est très faible. L'angle entre les deux jets est de l'ordre de 120 degrés. Cette dernière topologie constitue un fond pour les recherches supersymétriques qui se basent sur la signature de l'énergie manquante. Ces processus ont été simulés dans DELPHI par le générateur PYTHIA.

6.1.1 Les événements Bhabha $e^+e^- \to e^+e^-(\gamma)$

Un cas important de processus à deux fermions est la production de paires d'électrons : le processus Bhabha. Dans ce cas il y a aussi un échange de photon virtuel dans la voie t. La contribution de ce processus est dominante dans le calcul de la section efficace totale à faibles angles. Ce type d'événements est généré avec BHWIDE [59]. Généralement ces événements sont facile à rejeter, en demandant par exemple un nombre de traces chargées plus grand que 2 ou 3, ou encore une impulsion manquante transverse $\not{P}_t$ assez significative.

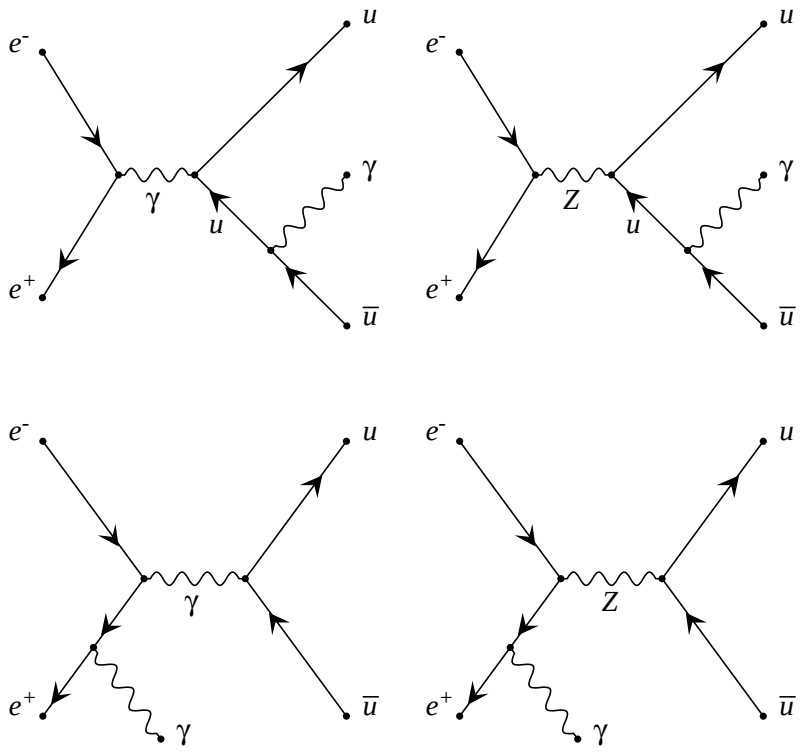


FIG. 6.3 – *Processus* $e^+e^- \to Z^0/\gamma \to q\bar{q}\gamma$

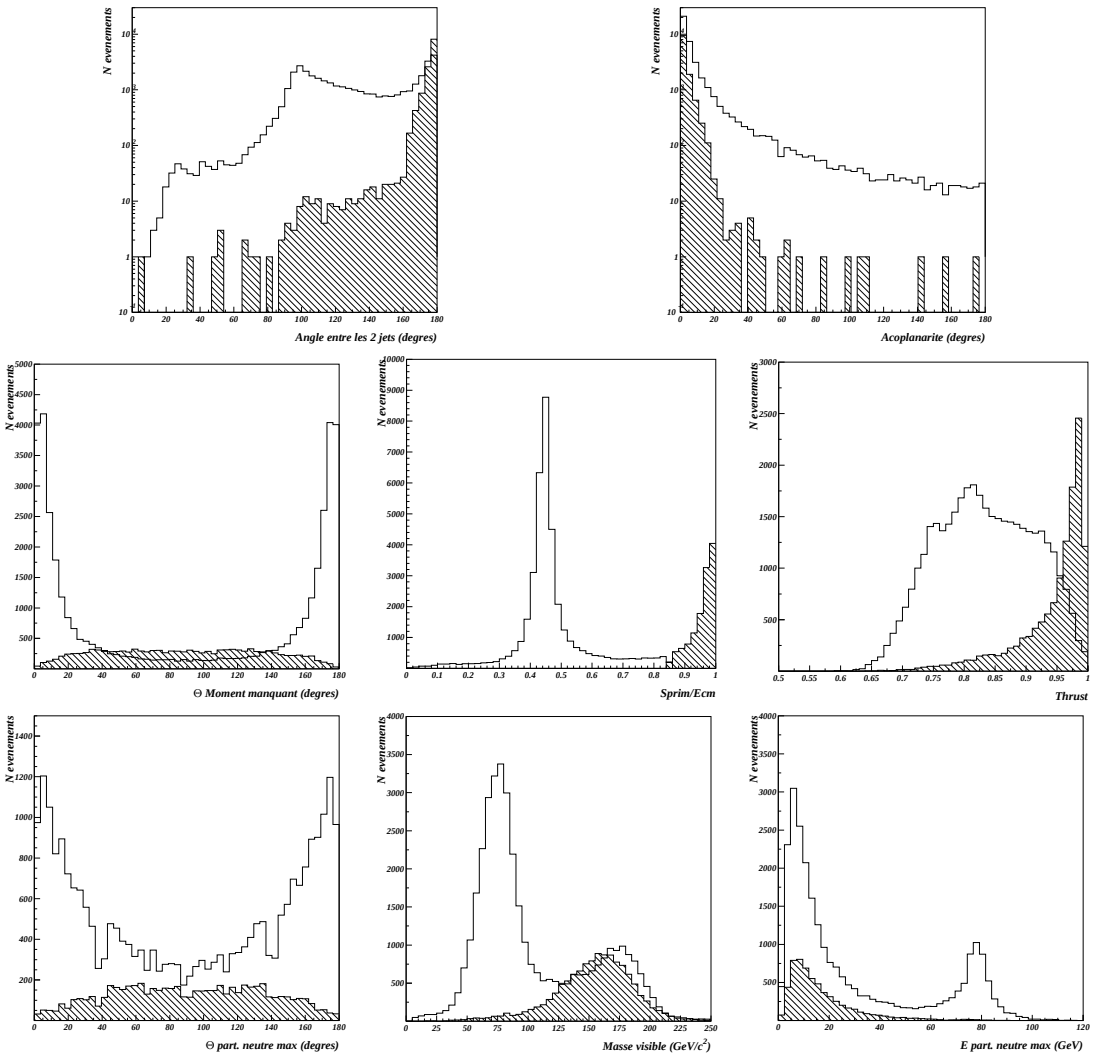


FIG. 6.4 – *Distributions du fond $e^+e^- \to Z^0/\gamma^* \to q\bar{q}(\gamma)$ après reconstruction des événements par le détecteur DELPHI. La région hachurée correspond aux événements pour lesquels $\sqrt{s'}/\sqrt{s} \geq 0.85$ (événements non radiatifs) et la courbe en trait plein correspond aux événements pour lesquels $\sqrt{s'}/\sqrt{s} < 0.85$ (événements avec un photon ISR emis).*

6.1.2 Les processus $e^+e^- \to \mu\bar{\mu}(n\gamma)$ et $e^+e^- \to \tau\bar{\tau}(n\gamma)$

Il s'agit de processus de faible section efficace (de l'ordre de 7 pb à l'énergie du LEP2) générés avec le générateur KORALZ [60]. Seul le dernier de ces deux fonds résistera (faiblement) aux coupures appliquées dans la recherche de squarks stables.

6.2 Quatre fermions dans l'état final

Dans cette partie nous allons étudier la production de paires de W et de Z^0 et la production d'un seul de ces bosons. Tous ces processus donnent un état final composé de quatre fermions. Dans DELPHI le générateur EXCALIBUR [61] a été utilisé pour la simulation de ces fonds standards.

6.2.1 Production de paires de W et de $We\bar{\nu}_e$

Les événements WW sont produits par échange dans la voie s d'un boson Z^0 ou d'un photon, ou par échange dans la voie t d'un neutrino (Fig. 6.5). La désintégration des bosons $W^\pm$ peut donner lieu à une paire de quarks $W^\pm \to q\bar{q}$ ou à un lepton et un anti-neutrino $W^\pm \to l^\pm\bar{\nu}_l$ avec des taux d'embranchement de 67% pour le mode hadronique et de 33% pour l'ensemble des modes leptoniques.

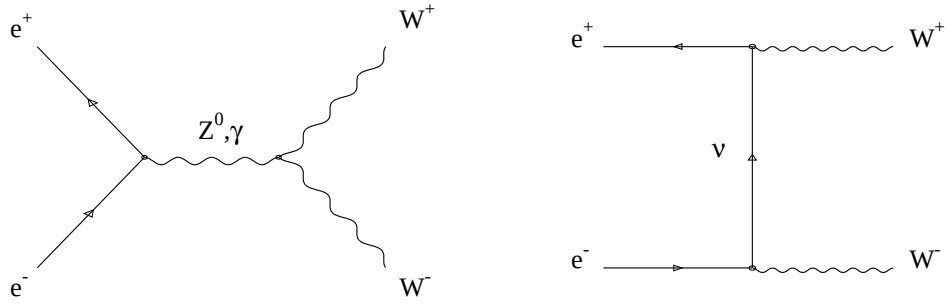


FIG. 6.5 – *Production de paires de W^+W^- dans la voie s et t en collision* e^+e^-.

Les topologies de ces processus sont : la topologie purement hadronique $WW \to q\bar{q}q\bar{q}$ qui représente 44.9% [1], la topologie purement leptonique $WW \to l\bar{\nu}_l l\bar{\nu}_l$ qui représente 10.9%, et la topologie semi-leptonique $WW \to q\bar{q}l\bar{\nu}_l$ qui représente 44.2%.

Les événements $We\bar{\nu}_e$ sont produits soit par les diagrammes de fusion dans la voie t soit par la radiation d'un W dans l'état final (Fig. 6.6).

6.2.2 Production de paires de Z^0 et de $Z^0e^+e^-$

Les trois diagrammes de production de paires de bosons Z^0 et de $Z^0\gamma^*$ sont montrés sur la figure 6.7. Un fond important dans la recherche du stop dans le canal $\tilde{t} \to c\tilde{\chi}$

[1] Il est à noter qu'aux énergies accessibles à LEP2 les bosons W ne peuvent pas se désintégrer en $t\bar{b}$.

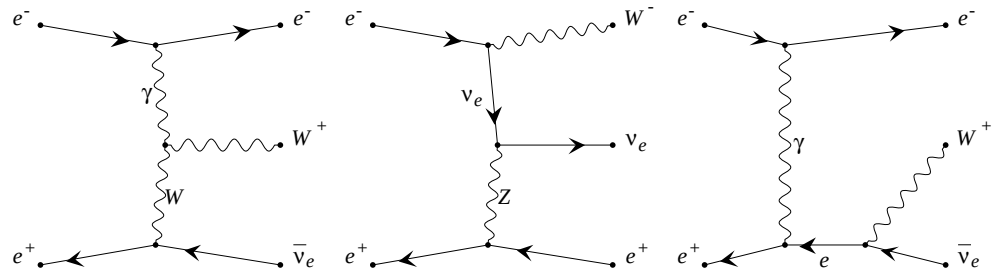


FIG. 6.6 – *Processus $We\bar{\nu}_e$ correspondant à la production d'un seul W dans l'état final en collision* e^+e^-.

provient de la désintégration du Z^0 en deux neutrinos qui donne un état final $\nu\bar{\nu}q\bar{q}$; la section efficace de ce processus reste cependant très faible.

Tout comme les $We\bar{\nu}_e$, les événements Zee sont produits soit par le diagramme de fusion dans la voie t soit par la radiation d'un boson Z^0 dans l'état final (Fig. 6.8).

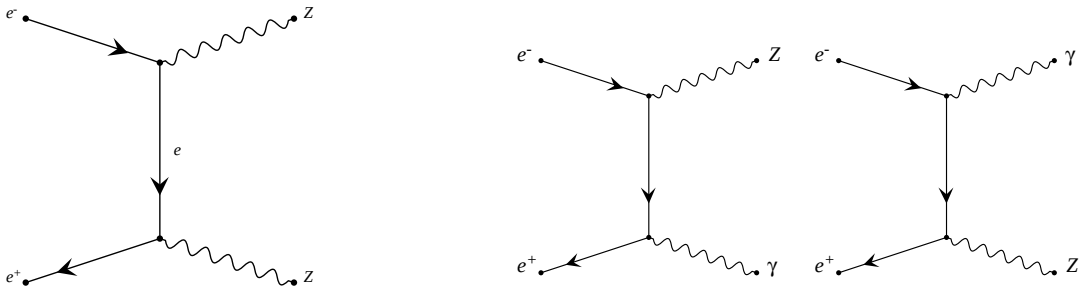


FIG. 6.7 – *Diagrammes de Feynman correspondant à la production des processus Z^0Z^0 et $Z^0\gamma^*$ en collision* e^+e^-.

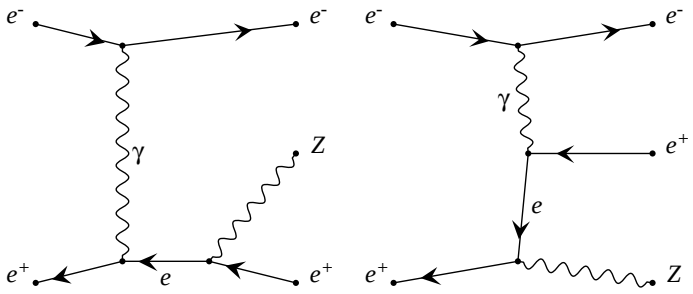


FIG. 6.8 – *Diagrammes de Feynman correspondant à la production de l'état final Zee en collision* e^+e^-.

6.3 Les interactions $\gamma\gamma$

Les événements $\gamma\gamma$ sont des interactions entre deux photons virtuels émis par l'électron et le positron initiaux (Fig. 6.9). L'interaction donne un état final composé de leptons ou de hadrons.

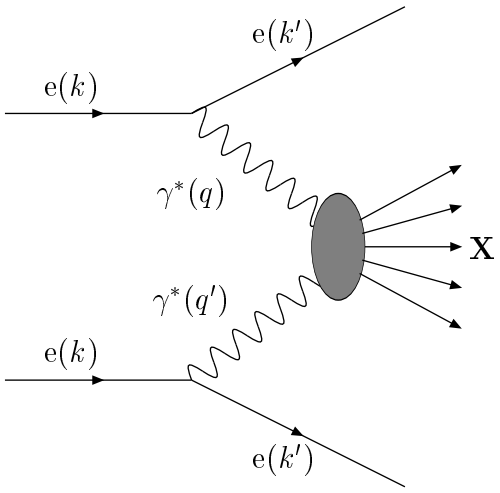


FIG. 6.9 – *Production d'un état final $\gamma\gamma$ par diffusion inélastique de leptons chargés en collision* e^+e^-.

La section efficace totale des interactions $\gamma\gamma$ peut être décrite comme la somme de trois composantes : une composante non-perturbative décrite par les couplages aux mésons vecteurs légers appelé VDM (*Vector meson Dominance Model*), une partie perturbative avec un échange direct de quarks se basant sur le modèle QPM (*Quark Parton Model*) et une dernière partie perturbative décrite par la QCD (Chromodynamique Quantique) et qui correspond à la diffusion des constituants partoniques du photon.

La figure 6.10 montre les diagrammes de $\gamma\gamma$ correspondants. Il est à noter que la production leptonique se fait uniquement avec la contribution de la composante QPM. La section efficace de ces événements est très grande ($\sigma \approx 10^4\ pb$), mais elle peut-être réduite si la détection de l'un des deux électrons ou une masse visible non-négligeable sont exigées. Les processus $\gamma\gamma$ constituent l'essentiel du bruit de fond standard pour les analyses de recherche des squarks de durée de vie faible et intermédiaire. Dans la plupart des événements l'électron et le positron échappent à la détection par le tube à vide du faisceau ce qui donne une faible énergie visible et une faible impulsion transverse P_t (et aussi une faible impulsion transverse manquante $\not{P}_t$).

Dans le cas où au moins l'un des deux électrons est détecté à faibles angles par une grande énergie déposée dans le STIC, l'énergie visible de l'événement sera très grande et localisée dans la région avant du détecteur mais l'impulsion transverse reste toujours faible du fait de l'absence de particules énergétiques à grands angles.

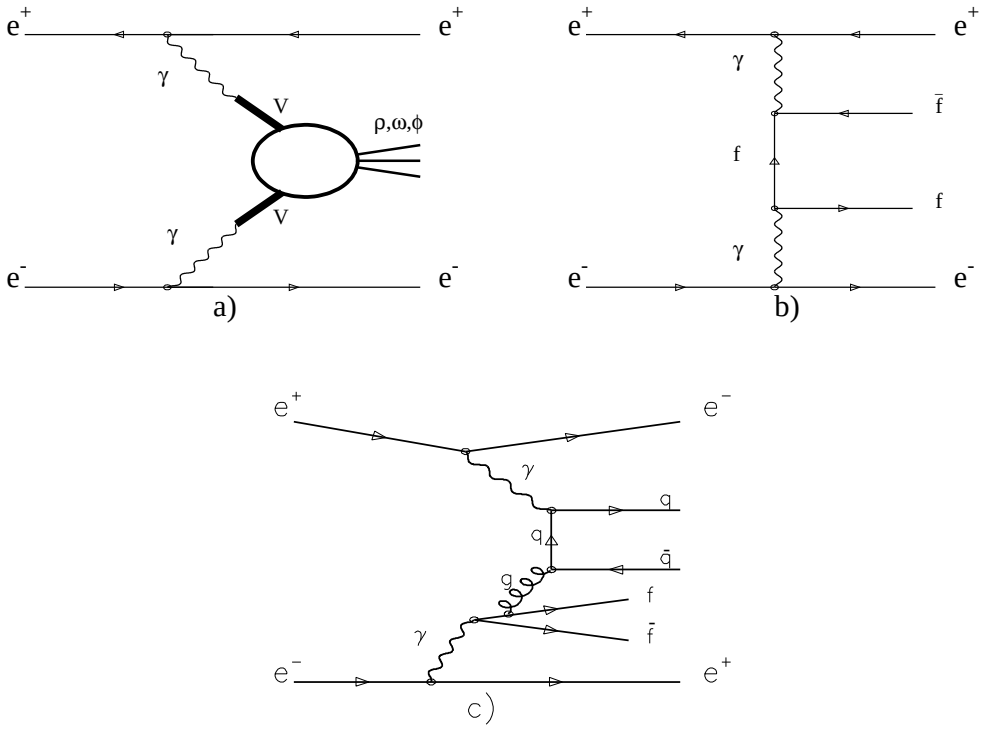


FIG. 6.10 – *Diagrammes correspondant à a) $\gamma\gamma_{VDM}$, b) $\gamma\gamma_{QPM}$ et c) $\gamma\gamma_{QCD}$.*

La faible énergie visible des événements $\gamma\gamma$ rend difficile leur reconstruction. Ces événements sont aussi très sensibles à la valeur de la coupure sur l'impulsion transverse. La section efficace de production décroît très rapidement quand la valeur de la coupure en P_t augmente.

6.4 Sections efficaces et générateurs utilisés

La liste des sections efficaces des processus standards est présentée dans le tableau 6.1. Dans tous les générateurs, JETSET 7.4 [62] a été utilisé pour effectuer la fragmentation des quarks. À partir de chacun de ces processus, des événements Monte-Carlo ont été créés avec la simulation complète du détecteur DELPHI. Ces événements ont été aussi reconstruits et analysés avec les même programmes que ceux utilisés pour les données réelles. Le nombre d'événements générés N_{gen} des fonds à 2 et à 4 fermions est au moins 50 fois supérieur au nombre attendu dans les données réelles, c'est à dire $N_{gen} \geq 50\sigma L$ où L est la luminosité intégrée. La très grande section efficace du fond $\gamma\gamma$ fait qu'il est difficile de générer un échantillon d'événements Monte-Carlo avec suffisamment de statistique. En fait, ceci n'est pas nécessaire car la plupart du fond $\gamma\gamma$ peut être éliminé par des critères de sélection appropriées. L'essentiel est de pouvoir contrôler la queue de la distribution, c'est à dire ces événements qui ont le pouvoir de passer les critères de sélection. Par conséquent, des lots d'événements biaisés ont été utilisés afin d'avoir des événements ressemblant aux signaux recherchés avec une section efficace raisonnable. Pour les événements $\gamma\gamma$ leptonique, le lot biaisé a été généré avec une énergie transverse

E_t plus grande que 4 GeV alors qu'elle est supérieure à 2 GeV pour le lot non-biaisé.

Dans DELPHI, les interactions $\gamma\gamma$ donnant des états finaux hadroniques sont générés par deux générateurs : TWOGAM [63] et PYTHIA 6.143 [64]. Ces processus sont en général difficiles à simuler. En effet, il faut prendre en compte les contributions perturbatives et non-perturbatives qui dépendent de l'impulsion transverse du système des deux photons, $P_t^{\gamma\gamma}$. Pour des faibles $P_t^{\gamma\gamma}$, la contribution QCD diverge et une coupure doit être appliquée. Chaque générateur a ses propres méthodes pour traiter les divergences et modéliser les interactions $\gamma\gamma$ hadroniques. De études approfondies ont été effectuées dans le but de comparer les deux générateurs [65]. Ces études ont montré que PYTHIA permet une meilleur représentation de ces interactions. Nous reviendrons sur cette question dans la section suivante. En résumé, les lots d'événements des différents générateurs et leurs coupures correspondantes sont définies, au niveau de la génération, par :

- PYTHIA1 : $E_t > 3$ GeV avec au moins 3 particules chargées d'impulsion supérieure à 0.1 GeV/c ou[2] une particule ($\theta > 2°$) avec une énergie supérieure à $0.2\sqrt{s}$.
- PYTHIA2 : $E_t > 3$ GeV ou une particule ($\theta > 2°$) d'énergie supérieure à $0.2\sqrt{s}$.
- TWOGAM : $E_t > 3$ GeV ou une particule ($\theta > 2°$) d'énergie supérieure à $0.2\sqrt{s}$.

6.5 Comparaison entre TWOGAM et PYTHIA

Dans le cadre de notre analyse, nous avons remarqué que les analyses de *'Recherche de deux jets acoplanaires avec une grande énergie manquante'* (chapitre 7) et de *'Recherche de s-hadrons'* (chapitre 8) ne sont pas sensibles au choix du générateur utilisé pour l'estimation du fond $\gamma\gamma$. Ceci est dû au fait que les présélections développées pour ces deux analyses sont exigeantes, et que des coupures assez fortes sur l'impulsion transverse des événements ont été appliquées. En revanche, il est impossible d'appliquer de telles coupures dans l'analyse de *'Recherche de squarks de durées de vie intermédiaires'* sous peine de "tuer" le signal. Cette dernière recherche n'aurait pas pu être effectuée sans l'utilisation des lots d'événements générés par PYTHIA.

Les histogrammes de la figure 6.11 montrent à un stade initial de l'analyse la comparaison entre les données réelles et la simulation du fond standard pour l'énergie transverse et l'impulsion transverse où la simulation du fond $\gamma\gamma$ est effectuée en utilisant TWOGAM (figure 6.11(a) et (c)) et PYTHIA (figure 6.11(b) et (d)).

Les histogrammes de la figure 6.12 montrent la même comparaison mais cette fois au niveau de la présélection de l'analyse de recherche de squarks de durées de vie intermédiaires (voir chapitre 9 pour les détails de cette présélection). On voit clairement que dans les régions de faible P_t et E_t, l'utilisation de TWOGAM abouti à un désaccord bien visible entre les données réelles et la simulation alors que l'utilisation de PYTHIA permet, dans les mêmes régions, une bonne représentation des données réelles.

[2] Il s'agit du .OR. logique

$\sqrt{s}$ (GeV)	189	192	196	200	202	204	206	206.7	208
Processus à 2 fermions dans l'état final									
$Z/\gamma^* \to q\bar{q}(\gamma)$	99.0000	96.0400	90.0400	86.1100	83.2700	81.8500	80.1400	79.2900	78.3200
$Z/\gamma^* \to \tau\bar{\tau}(\gamma)$	8.2000	7.8500	7.5500	7.1970	7.0200	6.9400	6.7500	6.6740	6.6000
$Z/\gamma^* \to \mu\bar{\mu}(\gamma)$	8.2600	8.0400	7.6300	7.3000	7.2000	6.9600	6.7900	6.7890	6.6500
$Z/\gamma^* \to \nu\bar{\nu}(\gamma)$	11.1000	10.8500	10.4800	10.0660	9.9400	9.6500	9.6500	9.5400	9.6200
$e^+e^- \to e^+e^-(\gamma)$ (Bhabha)	1200.0000	-	1123.0000	1081.0000	-	1033.0000	1010.0000	1000.7000	-
Processus QED									
$e^+e^- \to e^+e^-$ (Compton)	54.2000	51.8000	49.6000	47.6600	46.9000	46.0700	44.9000	44.9700	44.6900
$e^+e^- \to \gamma\gamma$	10.6800	-	9.7200	9.4200	9.2900	9.0000	-	8.7800	-
Processus à 4 fermions dans l'état final									
$e^+e^- \to WW\ like$	17.7330	18.2700	18.4820	18.7200	18.7940	18.8680	18.9120	18.9400	18.9570
$e^+e^- \to ee\mu\mu$	0.3890	-	0.3637	0.3520	0.3474	0.3425	0.3378	0.3352	0.3324
$e^+e^- \to ee\tau\tau$	0.0839	-	0.0749	0.0730	0.0723	0.0711	0.0705	0.0703	0.0696
$e^+e^- \to llll$	0.0447	-	0.0432	0.0422	0.0418	0.0413	0.0406	0.0404	0.0400
$e^+e^- \to qqee$	0.4680	0.4247	0.4184	0.4112	0.4076	0.4040	0.3998	0.3970	0.3961
$e^+e^- \to qq\mu\mu$	0.2630	0.2614	0.2578	0.2530	0.2504	0.2476	0.2448	0.2427	0.2418
$e^+e^- \to qq\tau\tau$	0.1058	0.1095	0.1125	0.1140	0.1142	0.1143	0.1134	0.1133	0.1131
$e^+e^- \to qq\nu\nu$	0.2628	0.2969	0.3282	0.3509	0.3587	0.3657	0.3709	0.3735	0.3751
$e^+e^- \to e\nu qq$ (GRACE)	0.3890	-	0.3900	0.4200	0.4260	0.4500	-	-	0.4600
$e^+e^- \to e\nu qq$ (1)(GRACE)	6.7200	-	-	6.7000	-	-	-	-	6.6910
$e^+e^- \to e\nu qq$ (2)(GRACE)	6.7200	-	-	6.7000	-	-	-	-	6.7040
$e^+e^- \to e\nu qq$ (4)(GRACE)	13.0000	-	-	13.0000	-	-	-	-	12.9000
$e^+e^- \to e\nu qq$ (5)(GRACE)	13.0000	-	-	13.0000	-	-	-	-	12.9960
Les processus $\gamma\gamma$									
$\gamma\gamma \to had.$ (PYTHIA1)	7422.5000	7533.2000	7655.2000	7741.6000	7828.6000	7870.5000	7935.5000	-	7982.0000
$\gamma\gamma \to had.$ (PHYTIA2)	8521.7000	8606.2000	8765.8000	8911.8000	8983.4000				
$\gamma\gamma \to had.$ (TWOGAM)	-	-	-	-	-	9881.0000	-	-	-
$\gamma\gamma \to ee$(unbiased)	21.65.0000	-	2168.0000	2185.0000	-	2175.0000	-	2194.0000	-
$\gamma\gamma \to ee$(biased)	668.0000	-	657.5000	659.2000	-	650.4000	-	643.6000	
$\gamma\gamma \to \mu\mu$(unbiased)	1909.0000	-	1900.0000	1940.0000	1931.0000	1956.5000	-	1985.0000	-
$\gamma\gamma \to \mu\mu$(biased)	500.0000	-	523.0000	514.0000	-	520.0000	-	524.0000	-
$\gamma\gamma \to \tau\tau$	443.8000	-	441.0000	444.0000	-	451.2000	-	454.1000	-

TAB. 6.1 – *Sections efficaces des processus du modèle standard (en pb) en fonction de l'énergie dans le centre de masse.*

TWOGAM PYTHIA

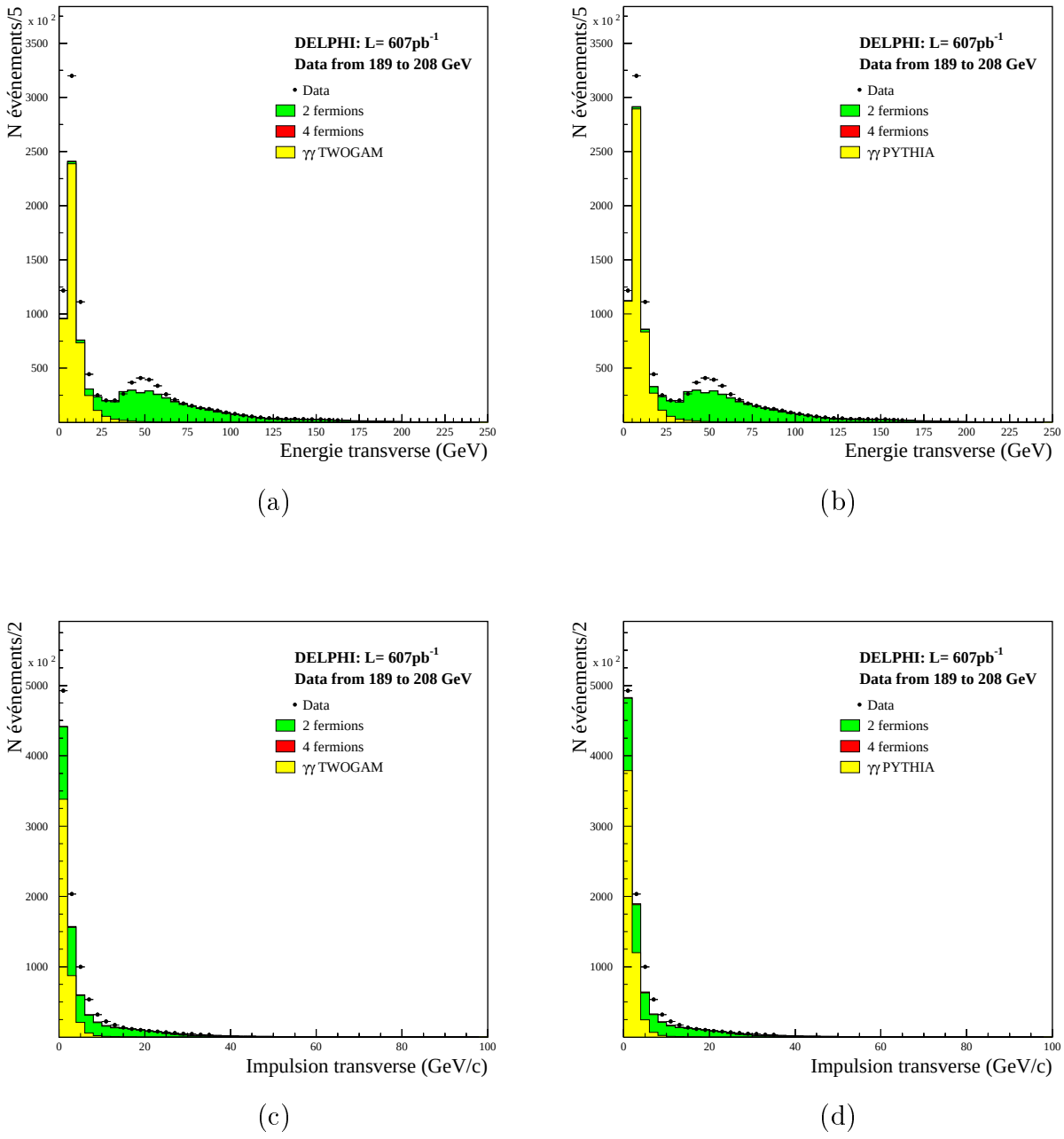


FIG. 6.11 – *Comparaison entre données réelles et simulation des processus standards. La simulation du fond $\gamma\gamma$ a été effectuée en utilisant TWOGAM pour les histogrammes (a) et (c) et PYTHIA pour les histogrammes (b) et (d).*

TWOGAM PYTHIA

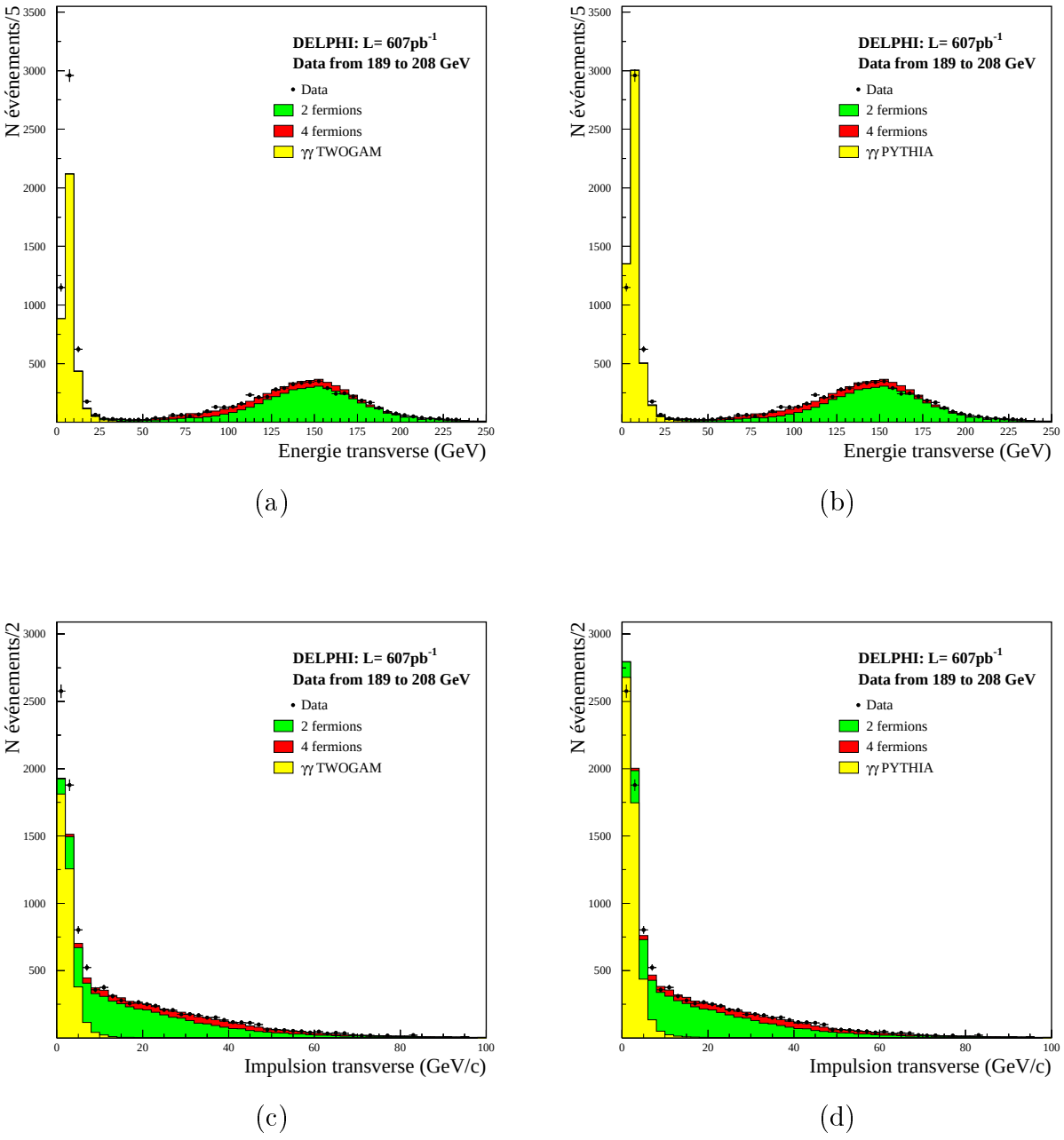


FIG. 6.12 – *Comparaison entre données réelles et simulation des processus standards à l'étape de présélection de l'analyse de recherche de stop de durées de vie intermédiaires. La simulation du fond $\gamma\gamma$ a été effectuée en utilisant TWOGAM pour les histogrammes (a) et (c) et PYTHIA pour les histogrammes (b) et (d).*

6.6 Présélection générale

Le but de l'étape de présélection générale est de réduire au maximum les événements qui ne présentent aucun intérêt pour nos analyses. Nous allons donc définir un ensemble de critères incluant les coupures de présélection du programme SUSANA (voir section 4.3), des coupures de qualité et d'herméticité ainsi que des coupures communes à toutes les analyses. L'ensemble de ces coupures est appliqué à l'entrée du programme d'analyse afin de réduire le temps de calcul. Cette étape est donc appliquée à toutes les analyses et n'aboutira pas forcément à un accord entre les données réelles et la simulation MC des fonds standards.

Les histogrammes de la figure 6.13 montrent les distributions de quelques variables d'analyse avant l'étape de présélection. La figure 6.14 montre l'application des coupures une par une. Un événement est sélectionné s'il contient au moins deux particules chargées, si l'impulsion transverse de l'une de ces deux particules est supérieure à 1.5 GeV/c et si son énergie transverse est supérieure à 4 GeV. Au moins une particule chargée doit être vue par la TPC. De plus, son énergie dans un cône de 30° autour de l'axe du faisceau ne doit pas dépasser 90% de l'énergie visible. L'événement doit aussi passer le filtre du programme de reconstruction DELANA (*DELANA event filter*) qui élimine les événements mal reconstruits.

6.7 Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre les caractéristiques des processus standards avec leur simulation. Pour le fond $\gamma\gamma$ hadronique, nous avons montré par une étude de comparaison propre à nos analyses que dans le cas de la recherche de stops de durée de vie intermédiaire l'utilisation des événements générés avec PYTHIA aboutit à un bon accord entre les données réelles et la simulation Monte-Carlo et que l'utilisation de TWOGAM était par contre très insatisfaisante. Pour les deux autres analyses, à savoir la recherche de stops de faible durée de vie et la recherche de squarks stables, nous avons remarqué que la sensibilité à la différence entre les deux générateurs était beaucoup moins importante que pour l'analyse citée précédemment, ce qui permettra d'utiliser aussi les échantillons d'événements simulés avec TWOGAM pour maximiser la statistique.

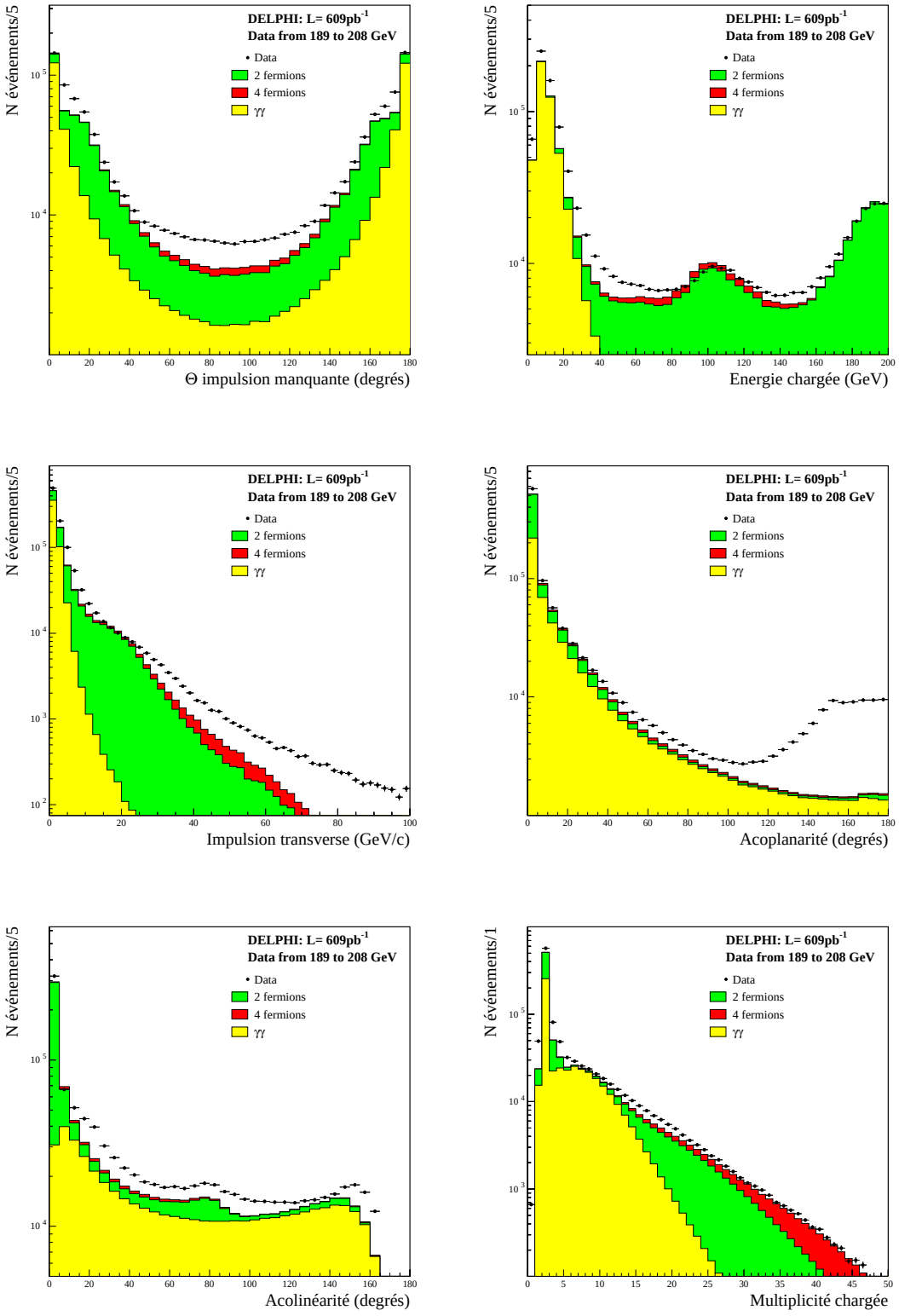


FIG. 6.13 – *Comparaison entre données réelles et simulation des processus standards avant l'application de toute coupure.*

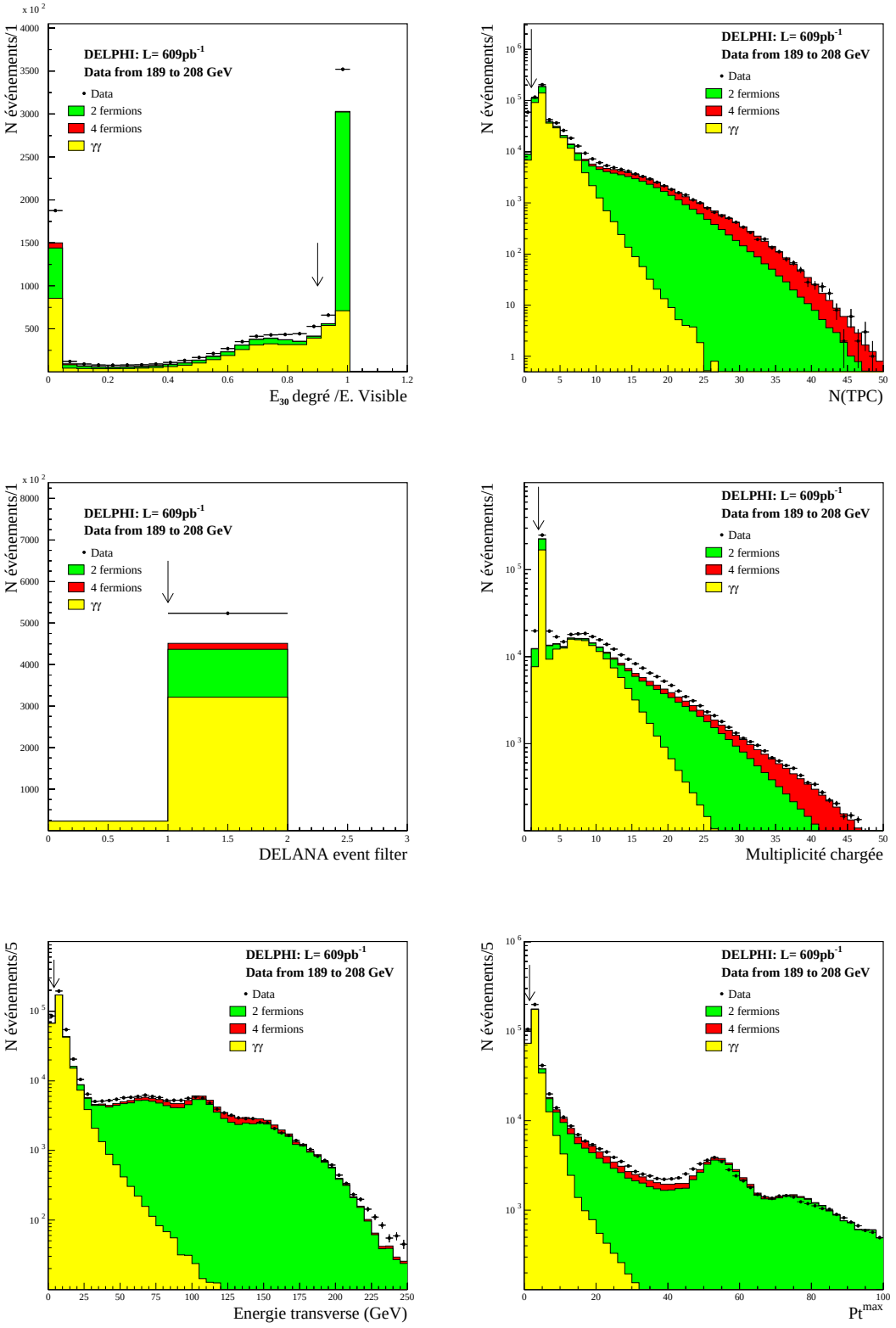


FIG. 6.14 – *Histogrammes montrant l'effet des coupures de présélection générale une par une.*

Chapitre 7

Recherche de deux jets acoplanaires avec grande énergie manquante

Nous avons décrit au chapitre 2 les désintégrations du stop et du sbottom, en montrant comment la durée de vie et par conséquent la topologie des signaux recherchés varie en fonction de la différence de masse entre le squark et le $\tilde{\chi}_1^0$. La recherche de squarks dégénérés en masse avec la LSP sera donc divisée en trois analyses afin de rechercher les différentes topologies. La première analyse consiste à sélectionner des événements comportant deux jets acoplanaires et une grande énergie manquante, ce qui correspond à des désintégrations rapides (squark de faible durée de vie).

Nous allons décrire ici l'analyse et les résultats de recherche de stops se désintégrant en $c\tilde{\chi}_1^0$ pour des stops de très courte durée de vie. Cette analyse est définie pour $\Delta m \in [2, 10]\,\mathrm{GeV}/c^2$ où Δm représente la différence de masse entre le stop et le neutralino. L'analyse sera ensuite extrapolée jusqu'à $\Delta m = 20\,\mathrm{GeV}/c^2$ afin de montrer sa limite en terme d'exclusion sur la masse du stop et de permettre la comparaison avec l'analyse de recherche de stops non dégénérés [44, 30].

7.1 Présélection des événements

Dans la section 6.6 une présélection générale a été définie par un ensemble de coupures communes à toutes les analyses. Nous allons maintenant définir les coupures de présélection propres à l'analyse de recherche de stops de courte durée de vie. Le but de cette présélection est d'obtenir un accord entre les données réelles et la simulation Monte-Carlo des processus standards sans pour autant perdre la trace du signal. Les interactions $\gamma\gamma$ hadroniques représentent le bruit de fond principal de cette recherche puisque la topologie de ces interactions est très semblable à celle du signal : 2 jets acoplanaires de faible énergie avec une grande impulsion manquante. La section efficace de ces interactions est très élevée surtout pour de faibles valeurs de l'énergie et de l'impulsion transverse. Aussi des coupures sur ces variables ont-elles été appliquées au niveau de la génération Monte-Carlo de ces événements (voir les deux sections 6.3 et 6.4). De plus, cette région de faibles valeurs d'énergie et d'impulsion transverse est mal connue puisqu'il s'agit de QCD non perturbative. Ce fait justifie d'un point de vue physique l'application des dernières coupures au niveau de la génération. En ce qui concerne les données réelles une coupure sur

ces variables est nécessaire pour aboutir à un accord avec la simulation. La présélection constitue donc une étape essentielle de sélection ; un certain nombre de ces coupures sont des contraintes directes sur les efficacités des signaux recherchés.

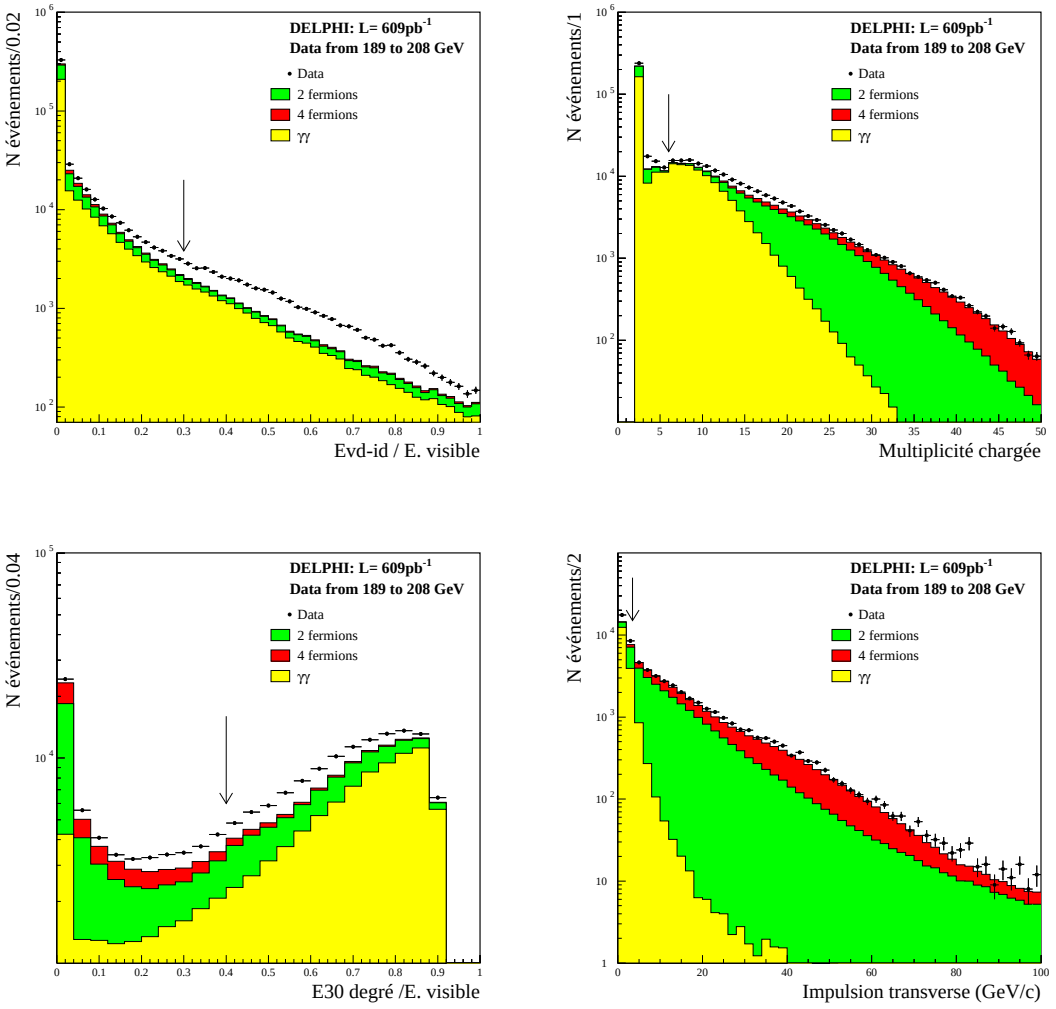


FIG. 7.1 – *Histogrammes montrant l'application des coupures de présélection. Toutes les données enregistrées de 189 à 208 GeV sont présentées.*

Les figures 7.1 et 7.2 montrent l'application des coupures de présélection sur les variables d'analyse les unes à la suite des autres. Tout d'abord on limite le nombre des événements reconstruits seulement par le VD et l'ID en demandant que l'énergie VD-ID soit inférieure à 30% de l'énergie visible. On sélectionne ensuite les événements hadroniques en demandant au moins six particules chargées dont au moins quatre reconstruites par la TPC. Cette coupure élimine les événements leptoniques, et joue aussi le rôle de coupure de qualité sur les traces de l'événement. La production des squarks étant centrale (voir équation 2.7), une faible activité dans les régions avant du détecteur est requise en appliquant les deux coupures suivantes : l'énergie dans un cône de 30° autour de l'axe du faisceau ne doit pas dépasser 40% de l'énergie visible et doit être inférieure à 2 GeV. De plus, le dépôt d'énergie dans le STIC doit être pratiquement nul. On définit ensuite

trois coupures permettant de réduire au maximum le fond $\gamma\gamma$ par l'élimination des régions de très faibles énergies. On demande alors une impulsion transverse plus grande que 3.5 GeV/c, une énergie tranverse dans la TPC plus grande que 4 GeV et une énergie transverse chargée plus grande que 7 GeV. Enfin, on demande que l'événement soit hermétique pour s'assurer que l'énergie manquante ne provient pas d'une zone de détection morte dans le détecteur (voir section 3.2.5).

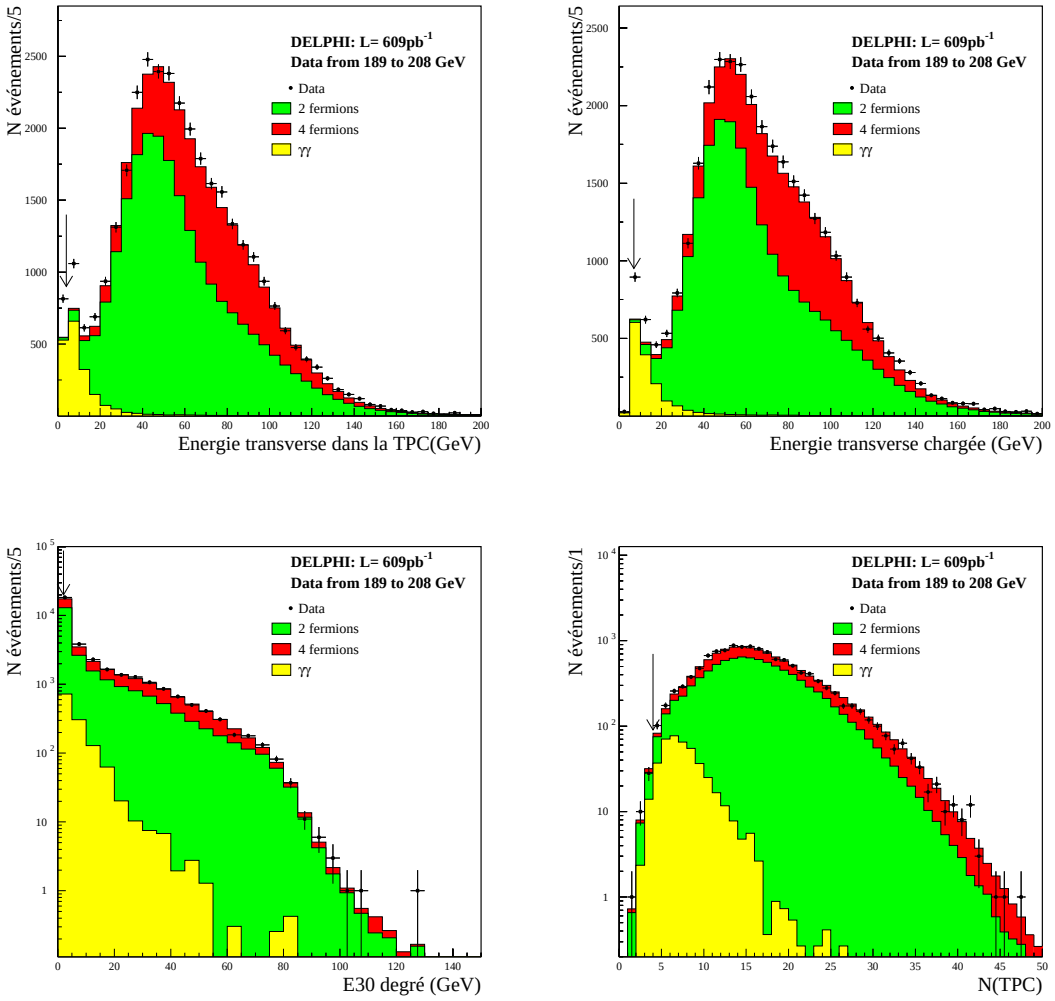


FIG. 7.2 – *Histogrammes montrant l'application des coupures de présélection. Toutes les données enregistrées de 189 à 208 GeV sont présentées.*

7.2 Comparaison entre données et simulation au niveau de la présélection

Les figures 7.3 et 7.4 montrent la comparaison au niveau de la présélection entre les données réelles et la simulation des fonds standards. Sur les histogrammes, nous distinguons trois types de fonds : le fond à 2 fermions qui est essentiellement constitué d'événements $q\bar{q}\gamma$ après la coupure sur le nombre de particules chargées qui élimine les fonds du type *Compton* et *Bhabha*, le fond à 4 fermions qui est constitué de produits de désintégration du type WW et finalement le fond $\gamma\gamma$ qui est essentiellement composé à cette étape de la sélection de $\gamma\gamma$ hadroniques. Le signal est également montré sur les figures 7.5 avec une normalisation arbitraire. Nous remarquons un bon accord entre les données et la simulation.

Dans la présente analyse nous avons utilisé à la fois les simulations des interactions $\gamma\gamma$ de PYTHIA 6.143 et de TWOGAM dans le but d'obtenir la plus grande statistique. Le générateur TWOGAM a été utilisé pour simuler les interactions $\gamma\gamma$ aux énergies 189, 192, 196, 200 et 202 GeV des années 1998 et 1999. Par contre le génerateur PYTHIA 6.143 a été utilisé pour accomplir cette tâche aux énergies 204, 206 et 208 de l'an 2000.

Le tableau 7.1 montre la comparaison entre les données et la simulation des nombres d'événements sélectionnés au niveau de la présélection. Les trois dernières colonnes de ce tableau montrent les trois composantes à savoir : 2 fermions, 4 fermions et les interactions $\gamma\gamma$ de la simulation du fond standard.

Analyse : courtes durées de vie					
$\sqrt{s}$ (GeV)	Données	MC total	2-fermions	4-fermions	$\gamma\gamma$
189	3717	3717	2722.18	883.93	110.89
192	527	599	440.26	142.19	16.80
196	1620	1623	1158.84	412.80	51.37
200	1667	1679	1173.44	444.95	60.61
202	867	793	548.75	214.49	29.85
204	1469	1492	1024.54	410.05	57.41
206	1423	1468	1004.42	405.35	58.23
208	138	133	89.76	37.81	5.43
206.7(*)	1023	1133	771.82	316.75	44.43

TAB. 7.1 – *Comparaison, pour chaque valeur de $\sqrt{s}$, entre les nombres d'événements réels et simulés après l'application des coupures de présélection. (*) indique les données prises avec le secteur 6 de la TPC hors service.*

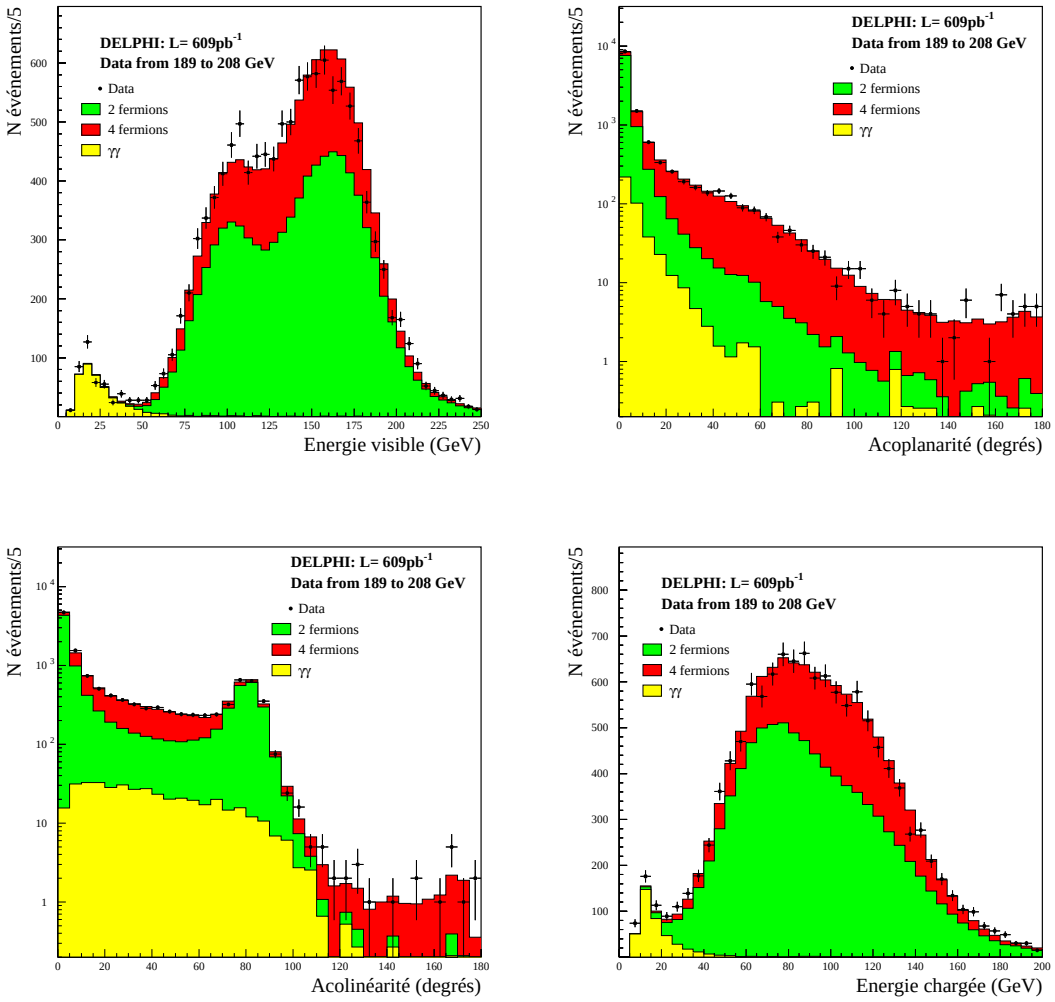


FIG. 7.3 – *Comparaison entre les données et la simulation au niveau de la présélection. Toutes les données enregistrées de 189 à 208 GeV sont présentées.*

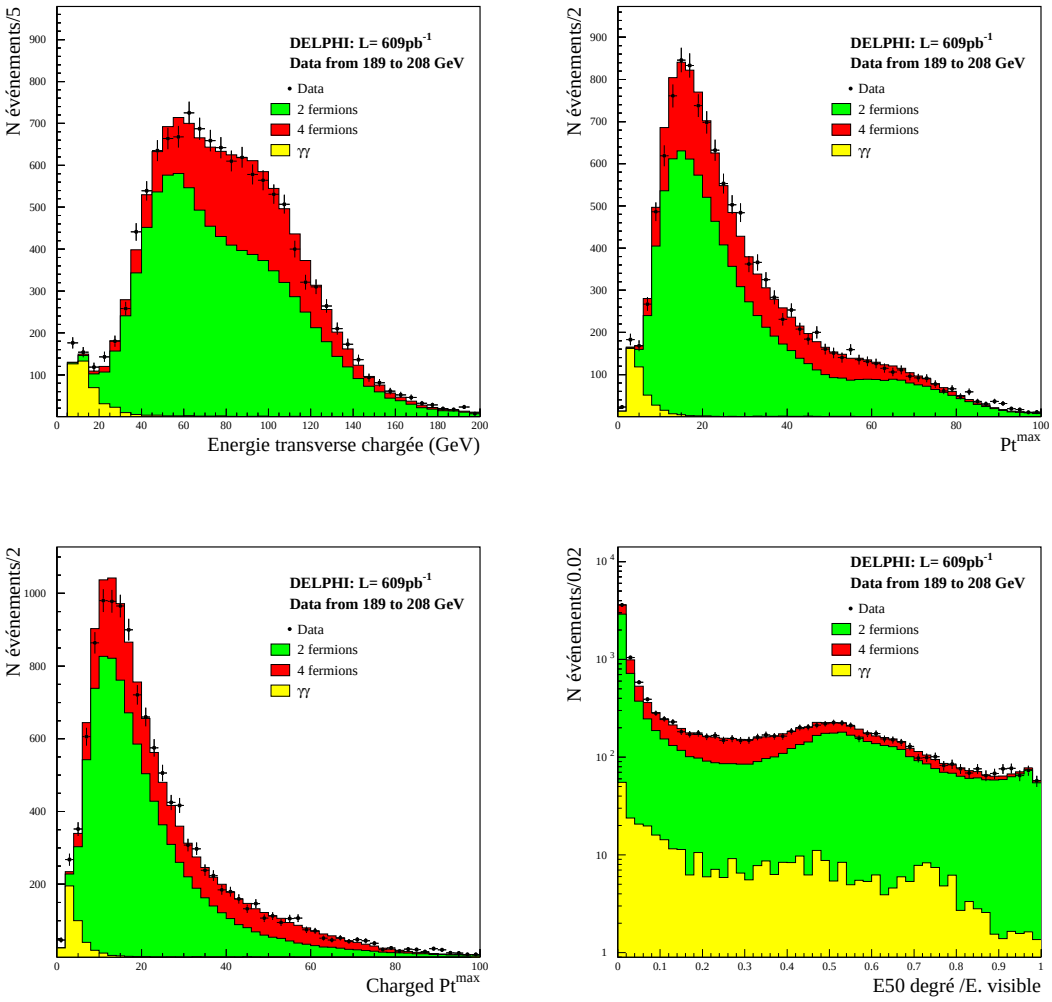


FIG. 7.4 – *Comparaison entre les données et la simulation au niveau de la présélection. Toutes les données enregistrées de 189 à 208 GeV sont présentées.*

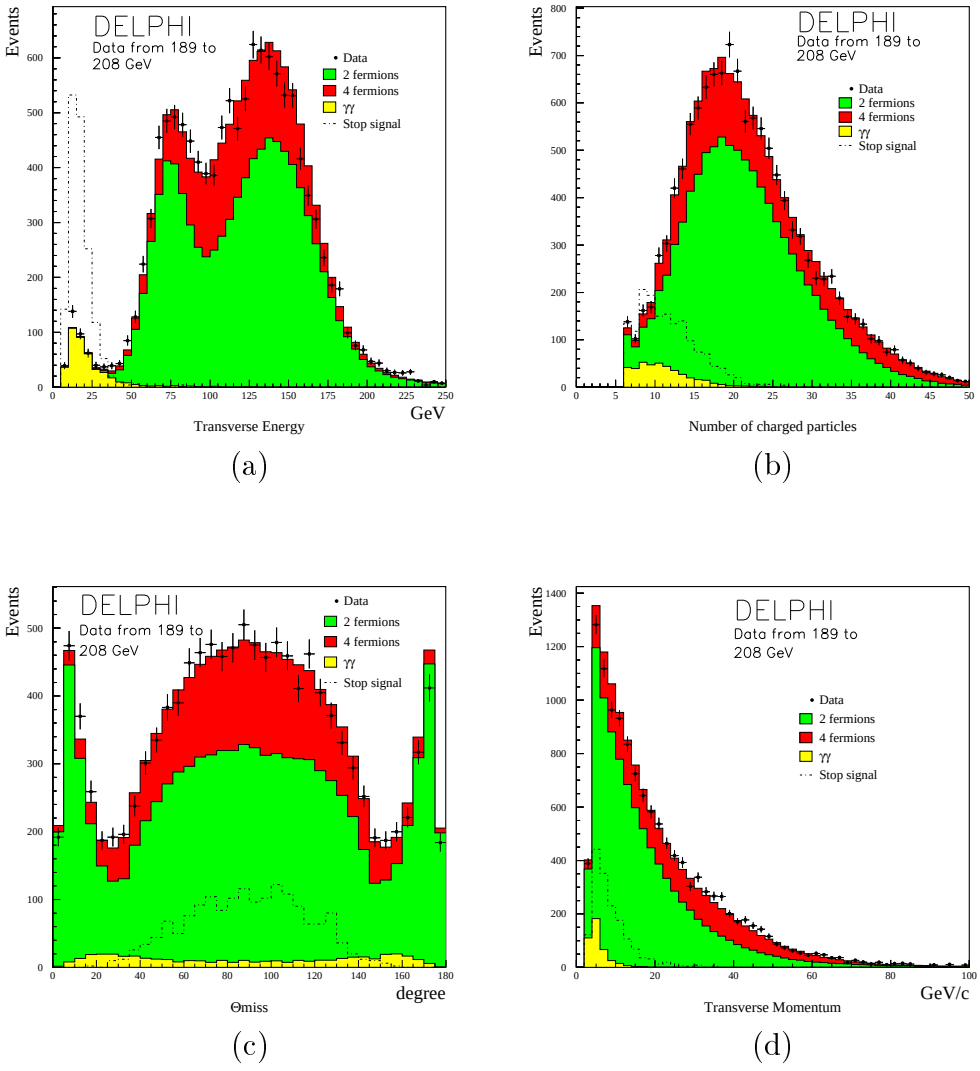


FIG. 7.5 – *Comparaison entre les données et la simulation au niveau de la présélection. Les distributions de (a) l'énergie transverse totale, (b) le nombre de particules chargées, (c) l'angle entre l'impulsion manquante et l'axe du faisceau et (d) l'impulsion transverse sont montrées au niveau de la présélection. Toutes les données enregistrées de 189 à 208 GeV sont présentées. Un signal correspondant à* $M_{\tilde{t}}$ *=60* GeV/c^2 *et* ΔM *=4* GeV/c^2 *est aussi montré (avec une normalisation arbitraire).*

7.3 Sélection finale et efficacités de détection

La sélection finale est établie afin de réduire le fond standard présent dans les événements sélectionnés.

- Premièrement, les événements possédant une activité dans la partie centrale du détecteur sont sélectionnés. Ceci est effectué en demandant que l'énergie dans un cône de 50° autour de l'axe du faisceau soit inférieure à 10 GeV et que l'angle polaire de l'impulsion manquante soit entre 45° et 135°.
- Deuxièmement, en demandant que l'impulsion transverse de la particule la plus énergétique soit inférieure à 10 GeV/c et que l'énergie transverse totale soit inférieure à 40 GeV, la plupart du bruit de fond dû aux 2 et 4 fermions est éliminée.
- Enfin, l'impulsion transverse totale doit être plus grande que 5 GeV/cet l'acoplanarité Ces deux dernières coupures éliminent la plupart du fond $\gamma\gamma$ hadronique.

La figure 7.6 montre l'application des coupures de la sélection finale l'une après l'autre.

Les efficacités de détection pour differentes hypothèses de masse de stop sont montrées en fonction de Δm sur la figure 7.7, à des énergies dans le centre de masse de 189 GeV (graphe supérieur) et de 206 GeV (graphe inférieur). On remarque sur ces courbes que pour $\Delta m \leq 4\,\mathrm{GeV}/c^2$ les efficacités de détection sont généralement un peu plus élevées à 206 que à 189 GeV. Pour $\Delta m > 4\,\mathrm{GeV}/c^2$ on observe le phénomène inverse. En effet, un événement stop possède plus d'énergie visible à 206 qu'à 189 GeV. Pour les faibles valeurs de Δm l'excès d'énergie (la différence d'énergie visible entre 206 et 189 GeV) permet à l'événement de passer les coupures sur les régions à faible énergie et impulsion transverse mais pour les grandes valeurs de Δm cet excès contribue à la rejection de l'événement par les coupures sur les régions à grande énergie transverse.

La figure 7.8 montre les distributions de l'acoplanarité et de l'impulsion transverse après toutes les coupures de cette présente analyse. Sur cette figure on montre également un signal de stop de 60 GeV/c^2 de masse et de $\Delta m = 4$ GeV/c^2 normalisé à la luminosité des données.

7.4 Résultats et interprétation

Les nombres d'événements sélectionnés par cette recherche de stops de faible durée de vie sont présentés dans le tableau 7.2 avec les erreurs statistiques et systématiques correspondantes. Les résultats obtenus sont en très bon accord avec les prédictions du modèle standard.

A partir de ces résultats, on calcule le niveau de confiance de l'hypothèse de présence du signal pour chaque point $(m_{\tilde{t}_1}, \Delta m)$. Cette interprétation des résultats est effectuée pour deux hypothèses. Dans un premier temps, les sections efficaces de production des signaux sont calculées pour des stops purement gauches. Elles sont maximales dans ce cas. Dans un second temps, les sections efficaces sont calculés pour l'angle de mélange des stops donnant le découplage au Z^0 (56° pour le stop). Elles correspondent à quelques % près à la section efficace minimale. On suppose des rapports d'embranchement de 100% pour les

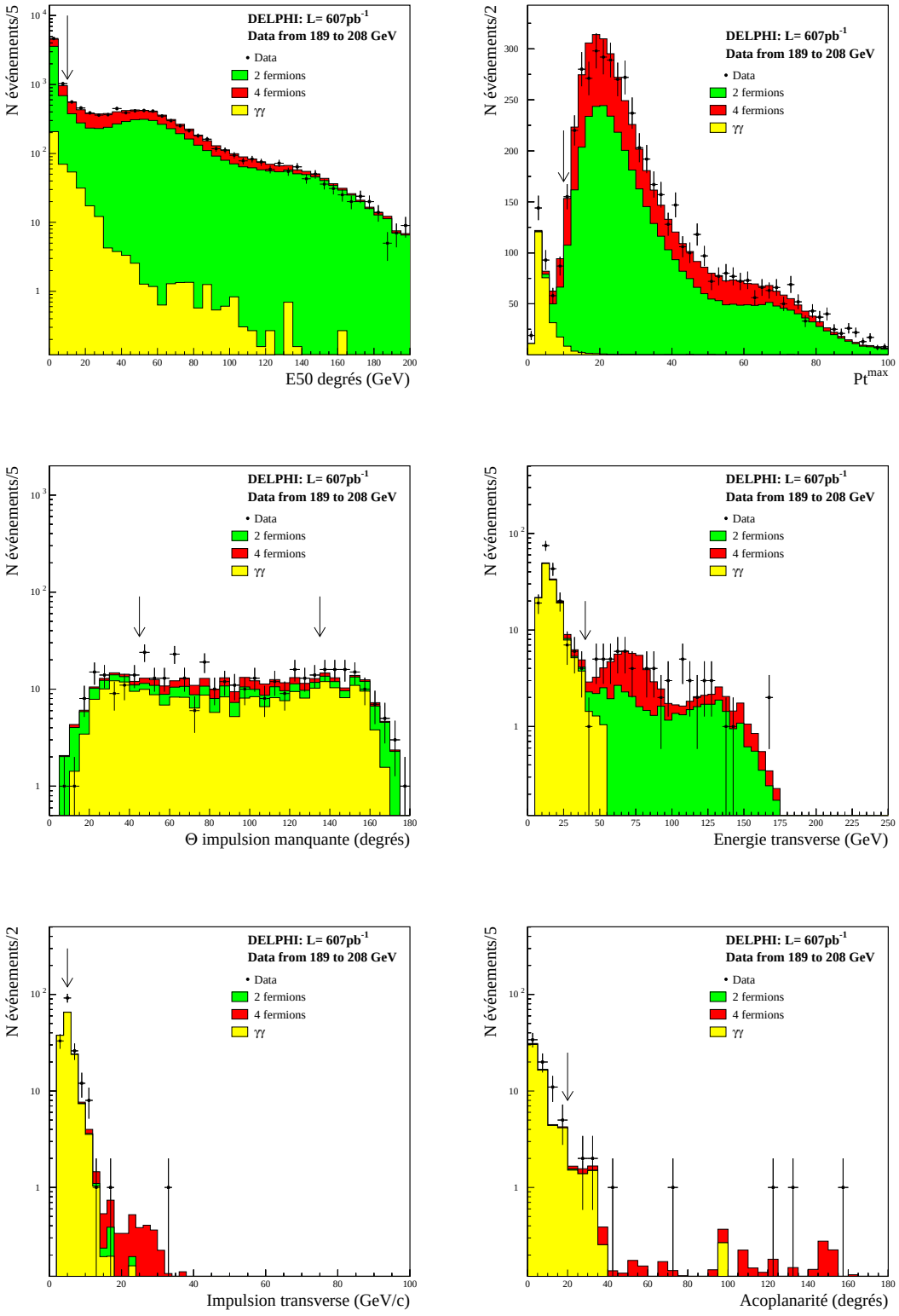
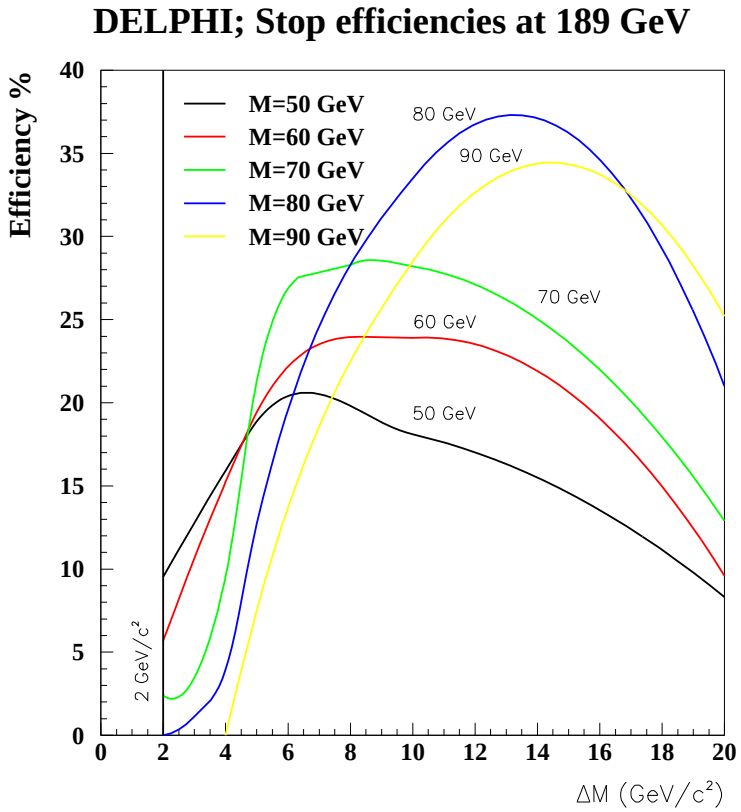


FIG. 7.6 – *Histogrammes montrant l'application successive des coupures de la sélection finale. Toutes les données enregistrées de 189 à 208 GeV sont présentées.*



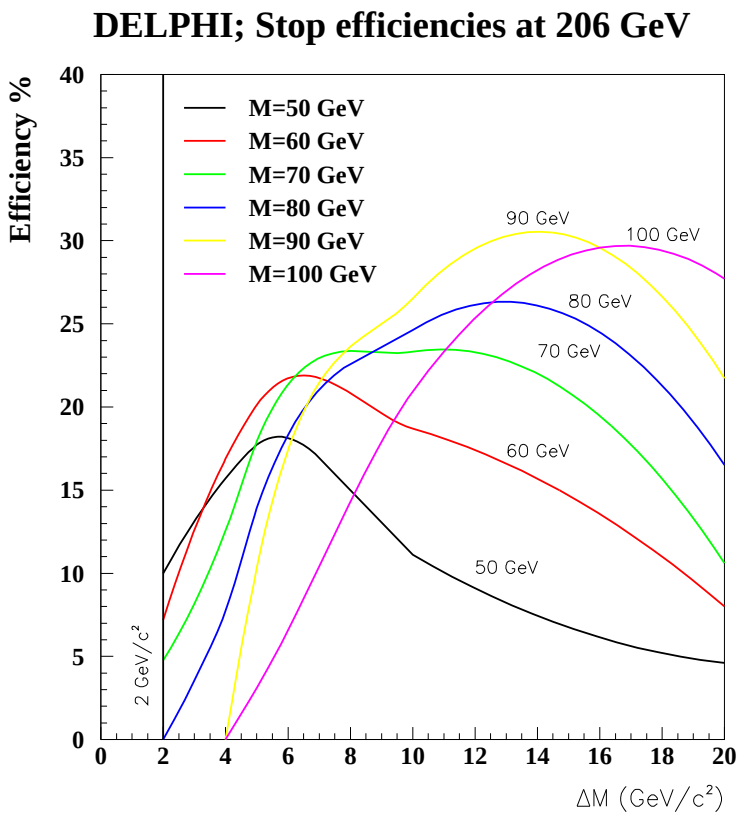


FIG. 7.7 – *Efficacité de détection du signal pour différentes hypothèses de masses de stop en fonction de* $\Delta M = \mathrm{M}_{\tilde{t}_1} - M_{\tilde{\chi}_1^0}$, *à* $\sqrt{s}$*=189 et 206 GeV.*

Stop (quasi-dégénéré) $\Delta\mathbf{M} \leq \mathbf{10}$ GeV/c^2				
$\sqrt{s}$	Présélection		Final	
(GeV)	data	MC	data	MC
189	3717	3717	3	$2.72 \pm 0.34^{+0.78}_{-0.33}$
192	527	599	0	$0.33 \pm 0.12^{+0.10}_{-0.15}$
196	1620	1623	2	$1.02 \pm 0.21^{+0.12}_{-0.17}$
200	1667	1679	0	$1.12 \pm 0.22^{+0.27}_{-0.15}$
202	867	793	0	$0.64 \pm 0.16^{+0.26}_{-0.05}$
205	1469	1492	1	$1.32 \pm 0.33^{+0.14}_{-0.21}$
207	1423	1468	2	$1.33 \pm 0.33^{+0.35}_{-0.21}$
208	138	133	1	$0.12 \pm 0.10^{+0.17}_{-0.01}$
206.5(*)	1023	1133	0	$0.55 \pm 0.19^{+0.21}_{-0.16}$
Total	12451	12637	9	$9.15 \pm 0.72^{+0.99}_{-0.55}$

TAB. 7.2 – *Nombres d'événements sélectionnés par l'analyse de stop dégénéré de faible durée de vie. La première erreur est statistique et la deuxième systématique. (*) indique les données prises avec le secteur 6 de la TPC hors service.*

désintégrations $\tilde{t}_1 \to c\tilde{\chi}^0_1$. Les erreurs sont aussi prises en compte dans le calcul des niveaux de confiance. Les erreurs statistiques et systématiques sont combinées quadratiquement.

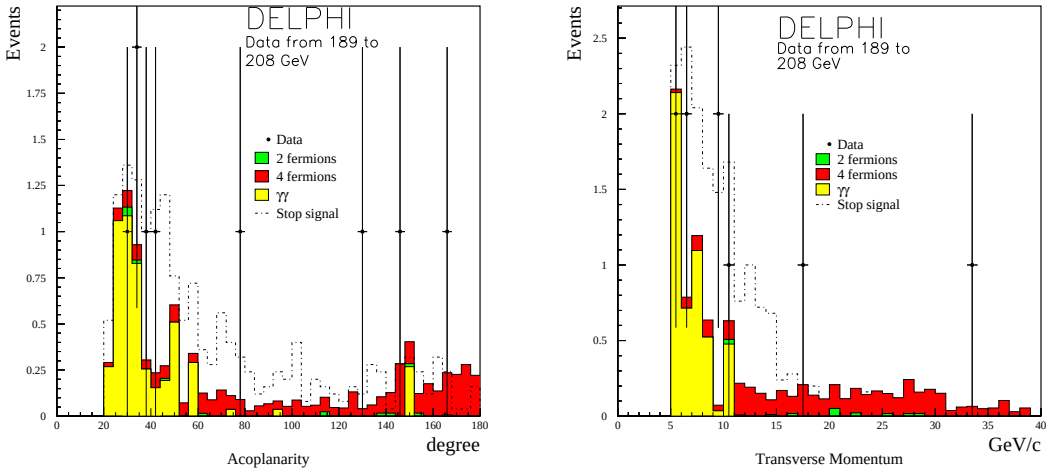
Les deux graphes de la figure 7.9 montrent les régions exclues à 95% de niveau de confiance dans le plan $(m_{\tilde{t}_1}, \Delta m)$ pour le stop purement gauche (graphe supérieur) et pour l'angle de mélange donnant le découplage au Z^0 (graphe inférieur). Les différences entre les exclusions observées et attendues proviennent de fluctuations statistiques sur les nombres d'événements réels observés. A partir de ces régions exclues à 95% de niveau de confiance, on définit des limites sur la masse du stop en fonction de la différence de masse entre le stop et le neutralino. Pour $\Delta m = 2$ GeV/c^2 les limites sur la masse du stop sont respectivement 75 et 71 GeV/c^2 pour le stop purement gauche et pour l'angle de mélange donnant le découplage au Z^0. Le tableau 7.3 montre l'évolution de ces limites lorsque Δm augmente.

7.5 Conclusion

Le stop de courte durée de vie a été recherché dans les données collectées par DELPHI de 1998 à 2000 à des énergies dans le centre de masse allant de 189 GeV à 208 GeV. Le canal de recherche étudié est la production par paires de stop se désintégrant en $c\tilde{\chi}^0_1$ avec un rapport d'embranchement de 100% et une différence de masse entre le stop et le neutralino comprise entre 2 et 10 GeV/c^2. Les résultats de cette analyse sont compatibles avec les prédictions du modèle standard. Des limites d'exclusion à 95% sur la masse du stop ont été établies. Pour $\Delta m = 2\,\mathrm{GeV}/c^2$ ces limites sont 75 et 71 GeV/c^2 pour un stop purement gauche et pour l'angle de mélange donnant le découplage au Z^0 respectivement.

	Stop	
	$\theta_{\tilde{t}}$ =0	$\theta_{\tilde{t}} = 56°$
$\Delta M \geq 2$ GeV/c^2	75	71
$\Delta M \geq 3$ GeV/c^2	80	78
$\Delta M \geq 4$ GeV/c^2	84	81
$\Delta M \geq 5$ GeV/c^2	91	87
$\Delta M \geq 7$ GeV/c^2	94	90
$\Delta M \geq 10$ GeV/c^2	96	93
$\Delta M \geq 15$ GeV/c^2	96	92

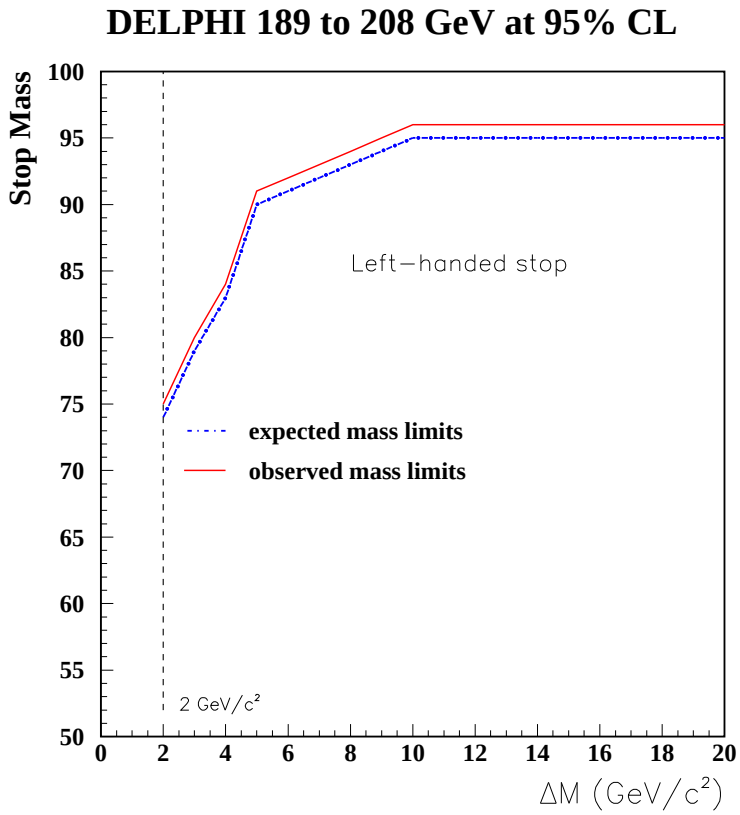
TAB. 7.3 – *Limites d'exclusion sur les masses (en* GeV/c^2*) en fonction de* ΔM *pour un stop purement gauche* ($\theta_{\tilde{t}} = 0$) *et pour l'angle de mélange donnant le découplage au* Z^0 ($\theta_{\tilde{t}} = 56°$).



(a) (b)

FIG. 7.8 – *Histogrammes montrant les distributions de l'acoplanarité et de l'impulsion transverse totale des événements au niveau de la sélection finale. Toutes les données enregistrées de 189 à 208 GeV sont présentées. Un signal correspondant à* $M_{\tilde{t}} = 60\,\mathrm{GeV}/c^2$ *et* $\Delta M = 4\,\mathrm{GeV}/c^2$ *est également montré normalisé à l'efficacité du signal en %.*

Les résultats obtenus par cette analyse de recherche de stop dégénéré ont été combinés avec ceux de l'analyse non dégénéré de DELPHI [44] afin d'obtenir les diagrammes finaux d'exclusions sur la masse du stop. La figure C.1 de l'annexe C montre ces diagrammes pour un stop purement gauche et pour l'état au découplage du Z^0. Les figures C.3, C.4 et C.5 montrent la combinaison des résultats des expériences LEP sur la recherche des squarks avec les résultats des expériences du TEVATRON. Ces figures laissent apparaître clairement la complémentarité entre les collisionneurs hadroniques et leptoniques. Les



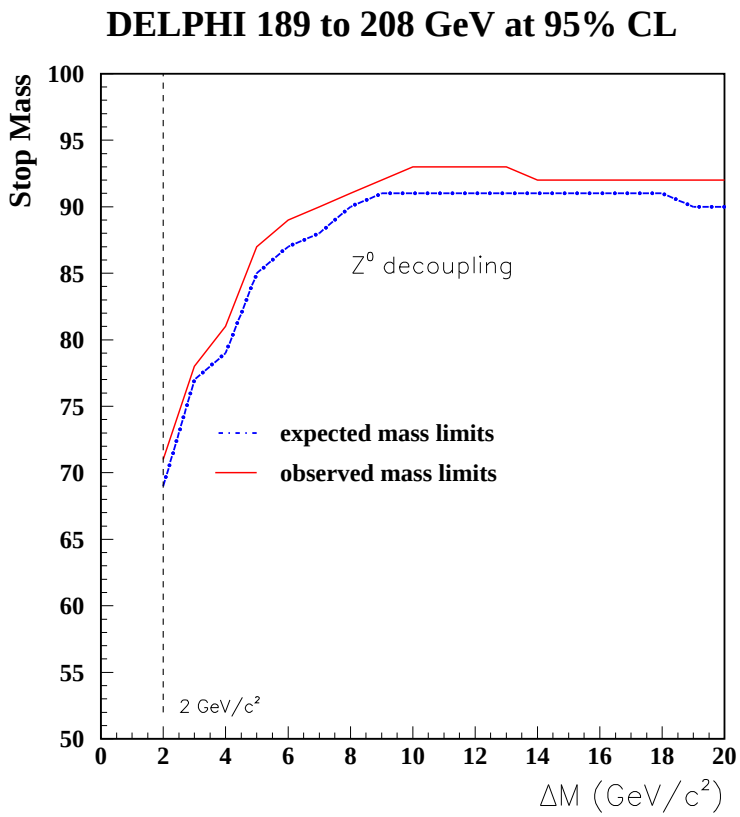


FIG. 7.9 – *Limites sur la masse du stop en fonction de ΔM pour un stop purement gauche (haut) et pour l'angle de mélange du stop donnant le découplage au Z^0 (bas).*

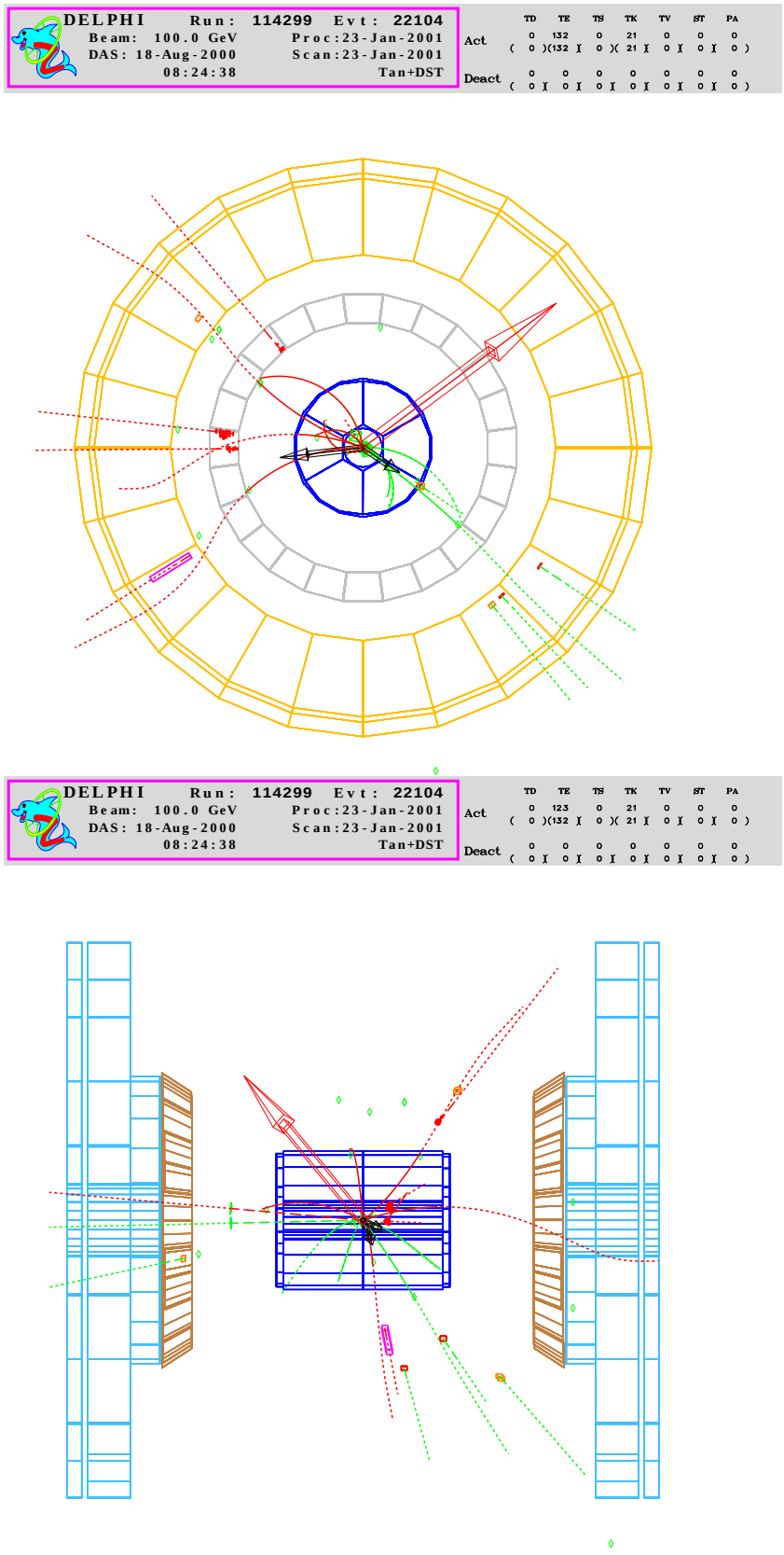


FIG. 7.10 – *Visualisation d'un événement réel sélectionné par l'analyse.*

expériences du TEVATRON sont en effet plus sensibles que les expériences LEP à un signal squark pour de grandes différences de masse entre le squark et la LSP. En revanche, pour les collisionneurs hadroniques ce signal est totalement perdu dans le bruit de fond QCD pour de faibles différences de masse alors qu'il est encore visible au LEP et jusqu'à $\Delta m = 2\,\mathrm{GeV}$.

Chapitre 8

Recherche de s-hadrons stables à LEPII

Dans ce chapitre nous allons présenter les analyses de recherche de s-hadrons stables. Dans le chapitre 2 nous avons décrit la phénoménologie qui permet la création d'états stables de s-hadrons. En pratique, nous considérons qu'un squark est stable lorsque le canal envisagé de sa désintégration est fermé cinématiquement[1]. Le squark peut donc s'hadroniser pour former des s-hadrons singlets de couleur, et les s-hadrons ainsi formés peuvent être neutres ou chargés. La recherche des s-hadrons chargés se fait par l'intermédiaire de la mesure du dE/dx dans la TPC. Toutes les données collectées par DELPHI à des énergies dans le centre de masse allant de 189 GeV à 208 GeV seront analysées.

8.1 Présélection globale des événements

Une série de coupures est appliquée afin de sélectionner les événements intéressants et de réduire le fond dû aux interactions $\gamma\gamma$. Le but de cette étape est d'obtenir un accord satisfaisant entre les données réelles et la simulation des fonds standards tout en conservant en même temps les deux topologies leptonique et hadronique. Le signal recherché est en effet une combinaison de ces deux topologies. Les deux particules stables dans l'événement (les s-hadrons) se présentent comme des muons lourds, donnant une topologie leptonique avec une multiplicité chargée qui varie entre 0 et 2. Par contre les particules issues de la fragmentation et du rayonnement d'un gluon donnent à l'événement une topologie hadronique en augmentant le nombre de traces chargées. Le nombre de ces particules dépend directement de la masse du squark. Plus la masse du squark est grande plus la fragmentation est dure et moins nombreuses sont les particules de fragmentation. En conclusion, on tend vers une topologie hadronique pour les faibles masses de squarks et on tend vers une topologie leptonique pour les grandes masses de squarks. Dans tout les cas, on sélectionne les événements dont le nombre de traces chargées ne dépasse pas 40 particules.

Afin de sélectionner les événements avec une énergie chargée bien mesurée, on demande que l'erreur relative sur la mesure de l'énergie chargée soit inférieure à 15%. L'énergie visible ne doit pas dépasser l'énergie dans le centre de masse. L'impulsion totale mesurée

[1]Pour le stop le canal $\tilde{t}_1 \to c\tilde{\chi}_1^0$ est fermé pour $\Delta m < m_c$; pour le sbottom le canal $\tilde{b}_1 \to b\tilde{\chi}_1^0$ est fermé pour $\Delta m < m_b$ où m_c et m_b sont les masses des quarks charm et bottom respectivement.

dans la TPC doit compter au moins pour la moitié de l'énergie chargée mesurée. Dans le but de réduire le taux d'événements ayant une grande activité dans les régions avant du détecteur, les énergies dans un cône de 30° et de 50° doivent être inférieures à 90% et à 100% de l'énergie visible respectivement. Ces deux dernières coupures affectent essentiellement les événements *Bhabha* qui sans coupure sur la multiplicité chargée ni l'impulsion manquante restent un fond irréductible vu leur grande section efficace. Une autre coupure visant à réduire les événements ayant une grande activité photonique est appliquée : l'énergie électromagnétique totale d'un événement ne doit pas dépasser 70% de l'énergie visible.

On sélectionne ensuite les événements ayant une énergie transverse supérieure à 25 GeV et à 30% de l'énergie visible et une impulsion transverse inférieure à 60% de l'énergie visible. À cette étape de la sélection le fond $\gamma\gamma$ est fortement réduit. Enfin, un événement est sélectionné s'il contient au moins une particule chargée dont l'impulsion transverse excède 10 GeV/c. Le tableau 8.1 montre la comparaison entre les données et la simulation après l'application des coupures précédentes. Un bon accord est obtenu entre les données et la simulation des processus standards et ceci pour toutes les énergies dans le centre de masse.

Analyse : recherche des s-hadrons					
$\sqrt{s}$ (GeV)	Données	MC total	2-fermions	4-fermions	$\gamma\gamma$
189	9660	9616	6755,69	2312,07	513,57
192	1439	1545	1070,53	388,07	86,40
196	4367	4328	2933,05	1143,05	251,89
200	4470	4544	3028,36	1245,07	270,56
202	2155	2152	1412,70	607,94	131,36
204	3965	4082	2647,77	1153,90	280,33
206	3950	4025	2575,14	1167,02	282,84
208	357	365	229,93	108,87	26,21
206.7(*)	2741	2889	1837,36	860,54	191,10

TAB. 8.1 – *Nombre d'événements sélectionnés au niveau de la présélection globale. (*) indique les données prises avec le secteur 6 de la TPC hors service.*

8.2 Sélection des s-hadrons chargés

Nous allons maintenant définir les caractéristiques des s-hadrons chargés afin de les distinguer des particules standards :

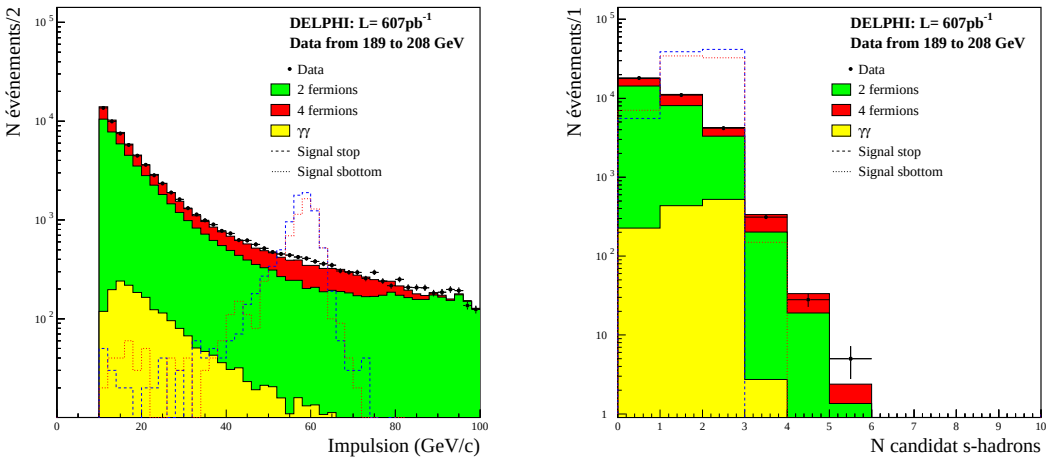
- Les s-hadrons chargés doivent avoir une impulsion supérieure à 10 GeV/c.
- Ils doivent ensuite être reconstruits avec les trois détecteurs : le VD, l'ID et la TPC. Cette condition élimine les photons qui se convertissent en paires e^+e^- avant d'arriver dans la TPC. La désintégration d'un photon très énergétique peut donner une paire électron-positron presque superposés qui seront reconstruits par la TPC comme une trace unique avec un dE/dx double de celui attendu pour un électron[2]. On doit donc couper les événements qui contiennent ce genre d'interaction afin de ne pas sélectionner de faux candidats.
- Un deuxième moyen d'obtenir des dE/dx anormaux est une saturation des signaux collectés par les fils sensibles de la TPC provenant des rayons δ (queue de la distribution de Landau). Pour éviter cela, la mesure du dE/dx s'effectue sur 80% des fils ayant l'amplitude la plus basse. On impose de plus qu'au moins 80 fils sensibles soient utilisés pour la mesure du dE/dx d'une trace. Cette coupure est un critère de qualité sur la mesure du dE/dx.
- Les s-hadrons doivent déposer peu d'énergie dans les calorimètres électromagnétiques. On demande donc que l'énergie électromagnétique associée à la trace soit inférieure à 10 GeV.
- Finalement, les s-hadrons doivent avoir une impulsion bien mesurée. On demande alors que l'erreur relative sur la mesure de l'impulsion ne dépasse pas 20%.
- Pour les données collectées en 2000, le dE/dx des particules reconstruites dans le secteur 6 de la TPC est inutilisable. Pour ces données, les particules ayant un angle polaire θ supérieur à 90° et un angle azimutal ϕ compris entre 270° et 330° sont rejetées.

On définit alors une variable qui donne le nombre de candidats dans l'événement possédant des caractéristiques d'un s-hadron. La figure 8.1(a) montre l'impulsion des candidats $\tilde{T}^{\pm}$ après la coupure de 10 GeV/c sur l'impulsion. La figure 8.1(b) montre le nombre des candidats $\tilde{T}^{\pm}$ qui passent toutes les critères de sélection des s-hadrons chargés.

8.3 Comparaison entre données et simulation au niveau de la présélection

La préselection finale consiste à garder les événements qui contiennent au moins un candidat s-hadron. Le tableau 8.2 montre la comparaison du nombre d'événements sélectionnés dans les données réelles et dans la simulation des processus standards après l'application de la dernière coupure. La comparaison de quelques distributions de variables est aussi présentée par les histogrammes de la figure 8.2. Le signal d'un stop de 80 GeV/c^2 de masse est aussi montré sur ces histogrammes.

[2]Le dE/dx d'un électron est égal à 1.6 mip (*minimum ionisation particle.*)



(a) (b)

FIG. 8.1 – *Comparaison entre données et simulation des processus standards : (a) montre la distribution de l'impulsion des particules après la coupure demandant au moins une particule chargée d'impulsion supérieure à 10 GeV/c. (b) donne le nombre de candidats s-hadrons. Un signal de stop et de sbottom est également montré pour une masse de 80 GeV/c^2.*

Analyse : recherche des s-hadrons					
$\sqrt{s}$ (GeV)	Données	MC total	2-fermions	4-fermions	$\gamma\gamma$
189	4427	4508	3166,56	1100,58	240,86
192	690	726	503,041	182,36	40,60
196	1986	2067	1400,82	545,87	120,31
200	2113	2182	1454,24	597,85	129,91
202	1058	1037	680,71	292,99	63,31
204	1759	1849	1199,32	522,70	126,99
206	1797	1819	1163,83	527,36	127,81
2 208	164	165	103,94	49,21	11,85
206.7(*)	1260	1342	853,49	399,74	88,77

TAB. 8.2 – *Nombre d'événements sélectionnés lors de la présélection. Au moins un candidat s-hadron est présent dans chaque événement de ces lots de données. (*) indique les données prises avec le secteur 6 de la TPC hors service.*

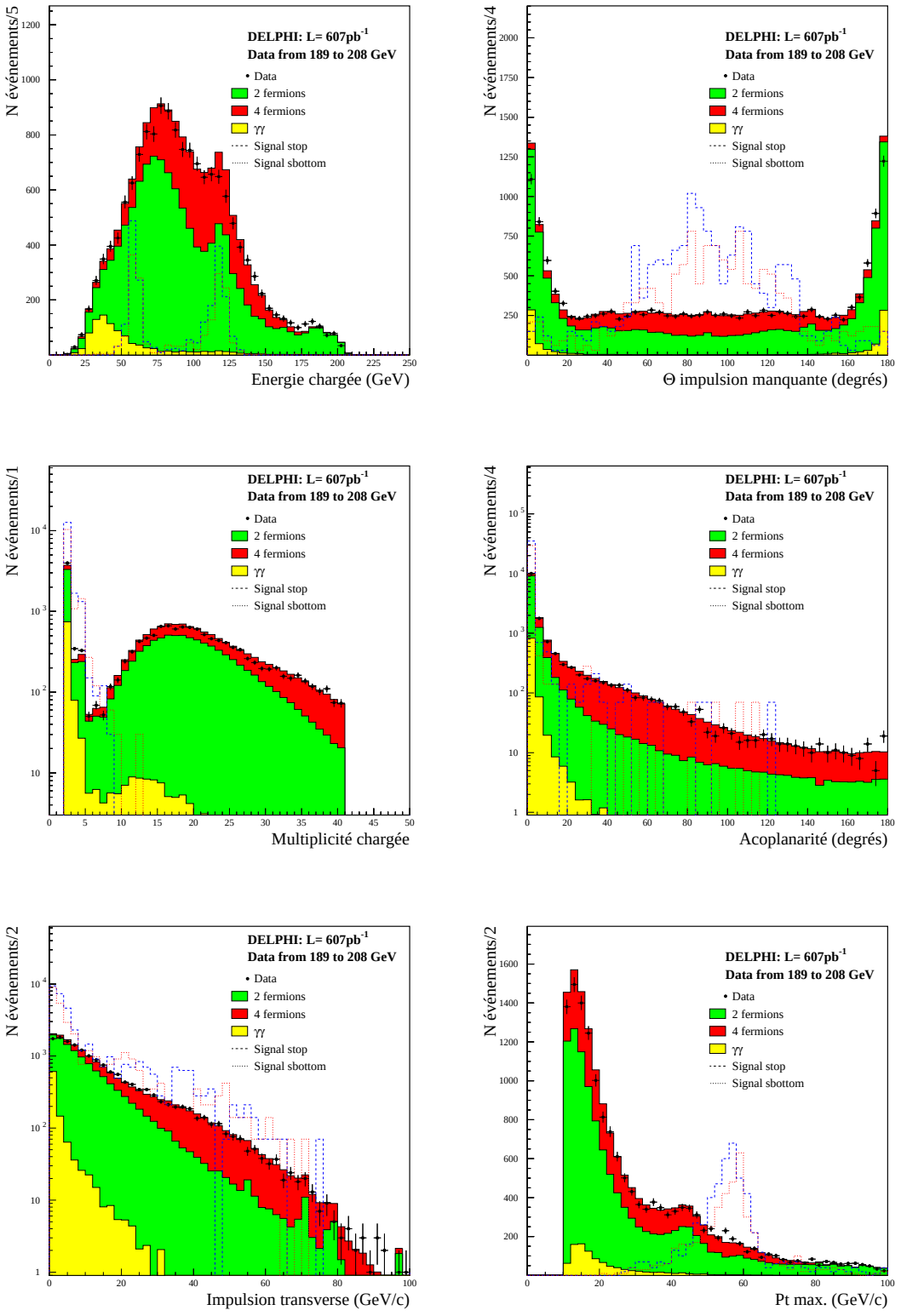


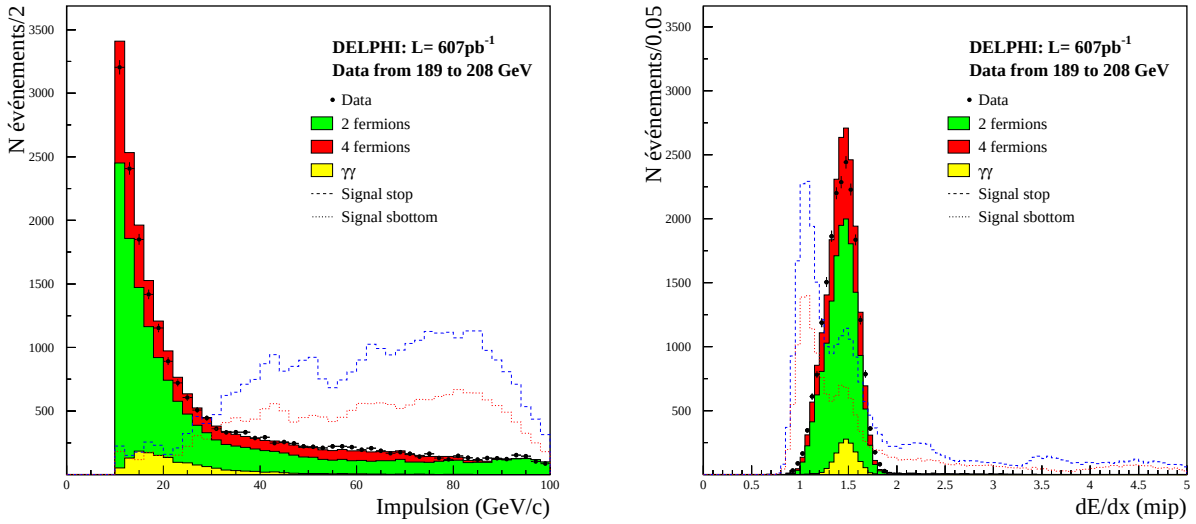
FIG. 8.2 – *Comparaison entre données et simulation standard au niveau de la présélection. Au moins un candidat s-hadron est présent dans chaque événement de ces données. Un signal de stop et de sbottom est également montré pour une masse de 80 GeV/c^2.*

8.4 Calibration du dE/dx

Avant de passer à la sélection finale, la mesure du dE/dx doit être corrigée conformément à la méthode décrite dans la section 4.2.4. À cette étape de l'analyse, les valeurs du tableau 4.2 seront appliquées sur les données réelles afin d'ajuster le dE/dx pour chaque énergie dans le centre de masse.

8.5 Définition des fenêtres d'analyses et sélection finale

Dans cette section, nous allons définir trois fenêtres d'analyse dans le plan $(P, dE/dx)$. La première et la deuxième fenêtre d'analyse seront destinées à identifier les particules ayant produit un dE/dx anormalement bas ou anormalement haut. Ces deux fenêtres d'analyse permettront de détecter la présence d'un éventuel signal quelle que soit la masse du s-hadron recherché à l'exception d'une région de masses entre 60 et 70 GeV/c^2 où l'efficacité de détection diminue fortement. La troisième fenêtre viendra donc maximiser l'efficacité de la détection dans cette dernière région. La figure 8.3 montre la distribution de l'impulsion et du dE/dx (après calibration) des candidats s-hadrons après toutes les coupures de présélection.



(a) (b)

FIG. 8.3 – *Impulsion (a) et dE/dx (b) des candidats s-hadrons. Un signal de stop et de sbottom est montré pour une masse allant de 5 à 101 GeV/c^2.*

8.5.1 Première fenêtre : sélection par un dE/dx anormalement bas

Dans cette fenêtre d'analyse on peut sélectionner des s-hadrons pour des masses croissantes jusqu'à 55 GeV/c^2. En effet, dans cette région de masse les s-hadrons possèdent une impulsion[3] assez élevée ce qui donne lieu à des mesures du dE/dx anormalement basses. La figure 8.4 montre un signal de stop de 30 GeV/c^2 de masse à une énergie dans le centre de masse $\sqrt{s} = 206$ GeV. Un événement est sélectionné s'il contient au moins un candidat d'impulsion plus grande que 30 GeV/c avec un dE/dx inférieur à la mesure attendue du dE/dx d'une particule de 3 GeV/c^2.

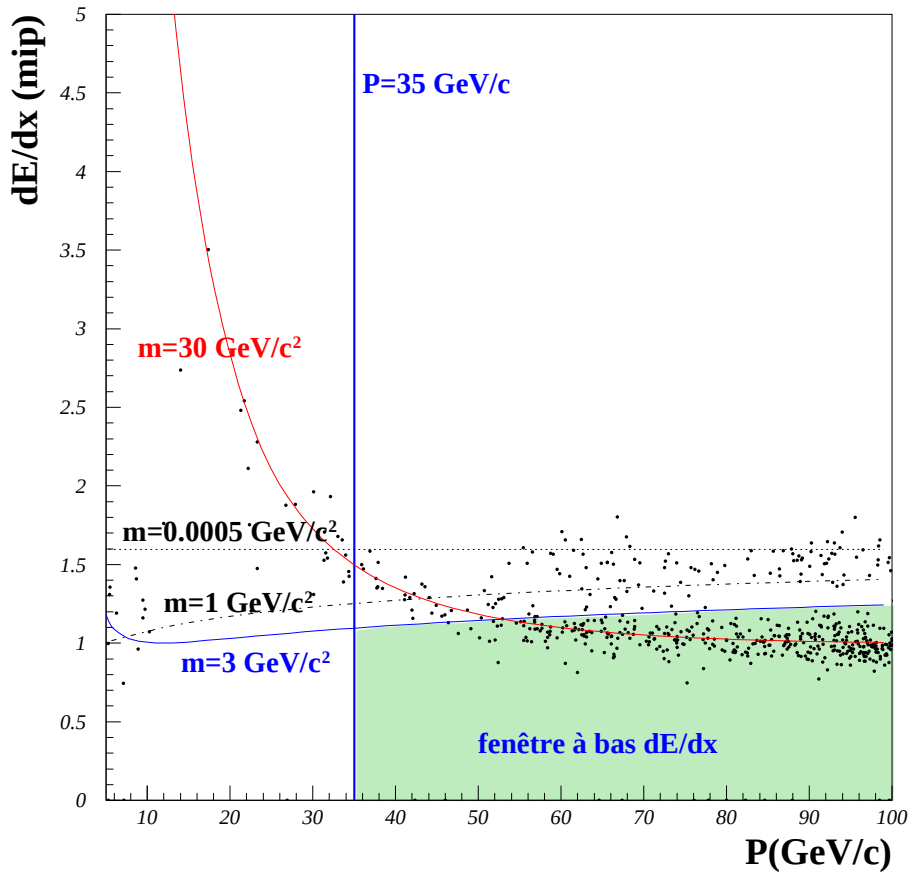


FIG. 8.4 – *Définition de la fenêtre de sélection par un dE/dx anormalement bas.*

[3]La distribution de l'impulsion dans cette région de masse est étendue à cause du nombre élevé de particules de fragmentation. Cet effet est visible sur la figure 8.4

8.5.2 Deuxième fenêtre : sélection par un dE/dx anormalement haut

Cette fenêtre d'analyse permet de sélectionner des s-hadrons de très grandes masses, typiquement supérieures à 75 GeV/c^2. La mesure du dE/dx de ces s-hadrons est très élevée comparée aux particules standards ce qui permet de les séparer assez facilement[4]. La figure 8.5 montre un signal de stop de 80 GeV/c^2 de masse à une énergie dans le centre de masse $\sqrt{s} = 206$ GeV. Un événement est sélectionné s'il contient au moins un candidat s-hadron dont le dE/dx est supérieur à $dE/dx = 2$ mip et supérieur à la mesure du dE/dx attendue pour une particule de 60 GeV/c^2 avec une erreur sur l'impulsion ne dépassant pas 10%.

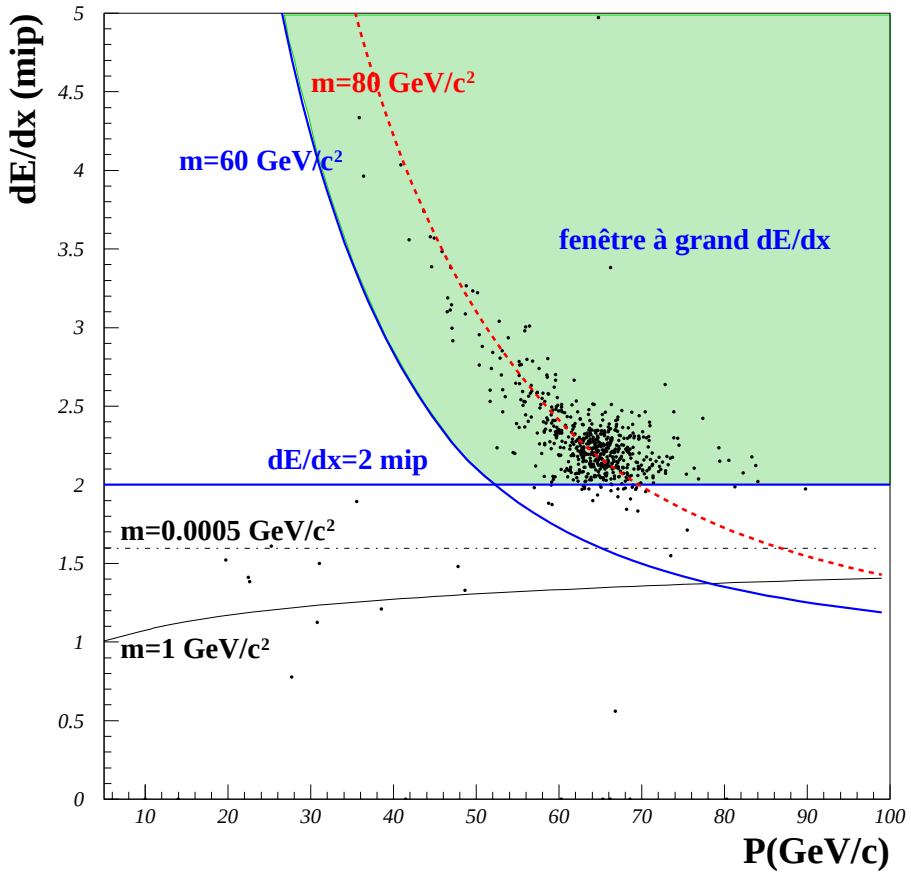


FIG. 8.5 – Définition de la fenêtre de sélection par un dE/dx anormalement haut.

[4]Le dE/dx d'un s-hadron de 90 GeV/c^2 de masse peut dépasser 4 mip.

8.5.3 Troisième fenêtre : sélection pour des dE/dx intermédiaires

Cette fenêtre d'analyse est introduite dans le but d'obtenir une efficacité de détection non nulle dans la région de masse entre 60 et 70 GeV/c^2. La sélection est plus compliquée que les précédentes. Des coupures sur les grandeurs globales de l'événement doivent être ajoutées. La figure 8.6 montre un signal de stop de 70 GeV/c^2 de masse à une énergie dans le centre de masse $\sqrt{s} = 206$ GeV.

On sélectionne les événements contenant au moins un candidat s-hadron dont le dE/dx est compris entre le dE/dx d'une particule de 50 GeV/c^2 et d'une particule de 80 GeV/c^2 avec un dE/dx supérieur à $dE/dx = 1.8$ mip ou inférieur au dE/dx du proton. De plus, le candidat s-hadron doit avoir une erreur relative sur la mesure de l'impulsion inférieure à 10% et une énergie électromagnétique associée inférieure à 4 GeV. Enfin, l'événement doit avoir une acolinéarité inférieure à 10° et une valeur sur l'axe du *thrust* supérieure à 0.99[5].

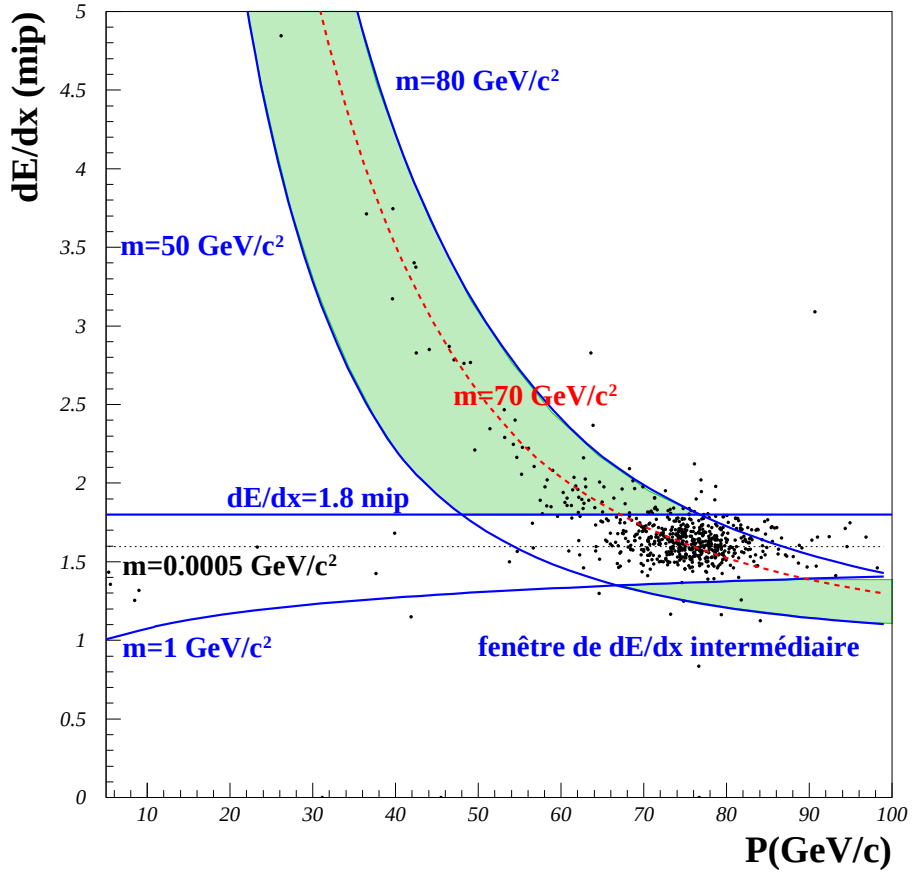


FIG. 8.6 – Définition de la fenêtre de sélection par un dE/dx intermédiaire.

[5] Ces deux dernières coupures éliminent les événements mous. Les événements s-hadrons se caractérisent par deux jets dos à dos très énergétiques.

8.6 Résultats et efficacités de détection

Le tableau 8.3 montre, pour chaque énergie dans le centre de masse, le nombre d'événements sélectionnés dans chaque fenêtre d'analyse et le nombre final d'événements obtenus en combinant toutes les analyses. Dans la fenêtre 2 (qui est la sélection de s-hadrons par un dE/dx anormalement haut), un très bon accord est observé entre les données et la simulation. Un excès et un déficit d'environ 2σ et 1.5σ sont observés dans les fenêtres d'analyses 1 et 3 respectivement. Cet effet est probablement d'ordre systématique puisque ces deux régions d'analyses sont corrélées au niveau de la définition de leurs coupures[6]. Dans l'ensemble un très bon accord est obtenu par la combinaison des trois fenêtres d'analyse. Les événements sélectionnés correspondent donc bien à ce qui est attendu d'après la simulation des fonds standards.

$\sqrt{s}$	Fenêtre 1		Fenêtre 2		Fenêtre 3		f1.OR.f2.OR.f3	
(GeV)	Data	MC	Data	MC	Data	MC	Data	MC
189	3	1.38 ± 0.15	0	0.19 ± 0.12	2	2.13 ± 0.47	5	3.66 ± 0.51
192	0	0.09 ± 0.06	0	0.08 ± 0.06	0	0.66 ± 0.28	0	0.79 ± 0.29
196	1	0.54 ± 0.10	0	0.35 ± 0.11	0	0.33 ± 0.77	1	2.14 ± 0.78
200	0	0.35 ± 0.09	0	0.26 ± 0.13	0	0.72 ± 0.16	0	1.30 ± 0.22
202	0	0.22 ± 0.05	1	0.09 ± 0.02	0	0.37 ± 0.06	1	0.65 ± 0.08
204	1	0.35 ± 0.07	0	0.06 ± 0.04	0	0.43 ± 0.10	1	0.84 ± 0.13
206	2	0.49 ± 0.08	0	0.19 ± 0.07	1	0.46 ± 0.11	3	1.11 ± 0.15
208	0	0.04 ± 0.01	0	0.02 ± 0.01	0	0.03 ± 0.01	0	0.09 ± 0.02
$206.7^{(*)}$	1	0.36 ± 0.07	0	0.20 ± 0.05	0	0.39 ± 0.07	1	0.89 ± 0.01
Total	8	3.82 ± 0.25	1	1.44 ± 0.22	3	6.52 ± 0.97	12	11.47 ± 1.00

TAB. 8.3 – *Nombre d'événements sélectionnés dans chaque fenêtre d'analyse au stade final de sélection. La quatrième colonne montre la combinaison de toutes les fenêtres d'analyses. (*) indique les données prises avec le secteur 6 de la TPC hors service.*

La figure 8.7 montre (a) le dE/dx en fonction de l'impulsion, (b) le nombre de particules chargées et (c) le rapport de l'énergie visible sur l'énergie dans le centre de masse des 12 candidats sélectionnés par les trois fenêtres d'analyse. On remarque sur l'histogramme 8.7(a) qu'un grand nombre de ces candidats est situé dans une zone proche du dE/dx du proton ce qui montre qu'ils sont compatibles avec les particules du modèle standard. Deux événements sont cependant intéressants avec pour le premier une mesure du $dE/dx = 2.5$ mip (figure 8.9) et pour le second une mesure du $dE/dx = 0.4$ mip (figure 8.10). Le premier candidat est probablement un événement $\tau^+\tau^-$ et le deuxième un événement $\mu^+\mu^-$.

Les efficacités de détection en fonction de la masse sont indiquées sur la figure 8.8 pour des signaux de stop et sbottom et à des énergies dans le centre de masse de 189 et de 206 GeV. On peut voir sur ces courbes que les minima d'efficacité sont obtenus à 189 GeV et à 206 GeV respectivement pour des squarks de 60 GeV/c^2 et de 70 GeV/c^2de masse. Ce phénomène est lié au fait que l'impulsion d'une particule de masse donnée[7] est fonction

[6] Voir les sous-sections 8.5.1 et 8.5.3 pour la définition des coupures dans ces régions d'analyse

[7] Pour une particule de masse donnée, fixer l'impulsion revient à fixer le dE/dx.

de l'énergie dans le centre de masse, ce qui revient à dire que le dE/dx est aussi fonction de celle-ci. Étant donné qu'on utilise 9 différentes énergies dans le centre de masse, ce phénomène va permettre de couvrir toute la région en masse qui se trouve entre 60 et 70 GeV/c^2.

Les résultats obtenus à toutes les énergies dans le centre de masse sont combinés dans le but de calculer les limites d'exclusion sur les masses du stop et du sbottom. Les sections efficaces des squarks sont calculées par SUSYGEN pour deux angles de mélange : le premier $\theta = 0°$ correspond à l'angle de mélange donnant des squarks purement gauches et le deuxième $\theta = 56°$ pour le stop et $\theta = 68°$ pour le sbottom correspond à l'angle de mélange donnant le découplage du Z^0. Le tableau 8.4 montre les limites attendues et observées, obtenues par l'application des trois fenêtres d'analyse combinées. Le tableau 8.5 montre l'amélioration de ces limites par l'utilisation de la seule fenêtre 2 d'analyse[8] pour rechercher des squarks de plus de 80 GeV/c^2 de masse.

	stop		*sbottom*	
	$\theta = 0°$	$\theta = 56°$	$\theta = 0°$	$\theta = 68°$
Limites attendues	96	94	95	82
Limites observées	96	94	94	82

TAB. 8.4 – *Limites attendues et observées d'exclusion du stop et du sbottom dans la recherche de squarks stables. $\theta = 0°$ corrspond à l'angle de mélange donnant des squarks purement gauches ($\tilde{t}_l$, $\tilde{b}_l$). Les valeurs $\theta = 56°$ et $\theta = 68°$ correspondent respectivement aux angles de mélange donnant les sections efficaces de production minimale pour le stop et le sbottom.*

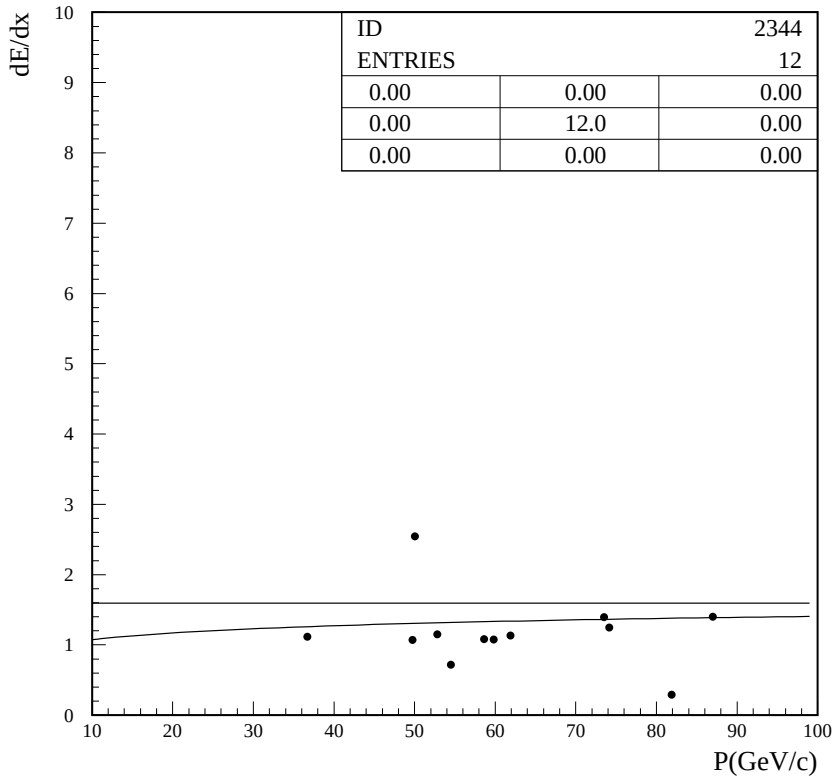
	stop		*sbottom*	
	$\theta = 0°$	$\theta = 56°$	$\theta = 0°$	$\theta = 68°$
Limites attendues	99	97	98	89
Limites observées	99	97	98	90

TAB. 8.5 – *Limites d'exclusion obtenues par l'utilisation de la seule fenêtre 3 à partir de 80 GeV/c^2 de masse de squarks.*

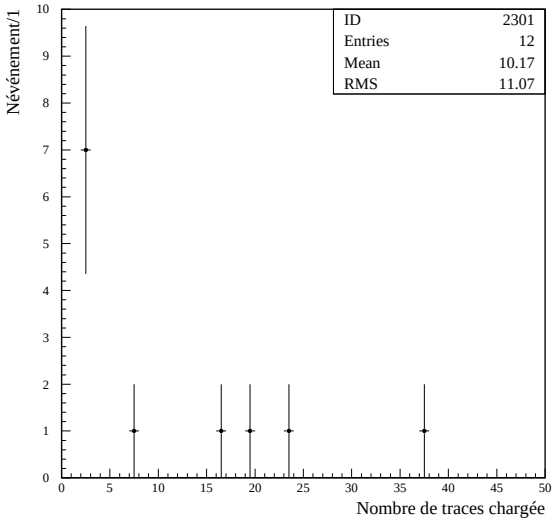
8.7 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté les analyses de recherche permettant la détection de squarks stables. Cette recherche est effectuée sur toutes les données collectées par DELPHI à LEP2. Les analyses sont basées sur la détection de s-hadrons chargées par l'intermédiaire de la mesure du dE/dx dans la TPC. Les événements sélectionnés dans les données sont compatibles avec les prédictions du modèle standard. Des limites d'exclusion

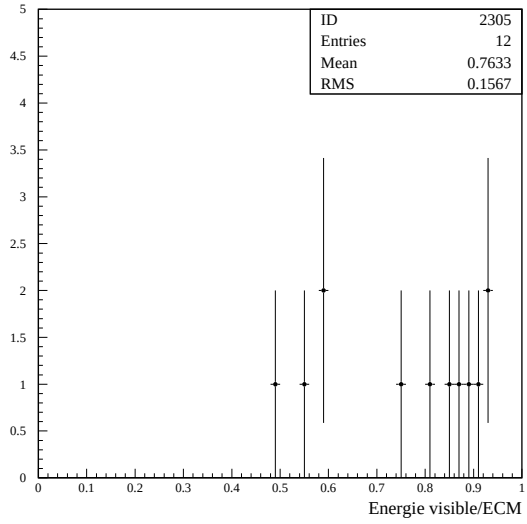
[8] Recherche de dE/dx anormalement haut.



(a)



(b)



(c)

FIG. 8.7 – *dE/dx en fonction de l'impulsion (a), nombre de particules chargées (b) et rapport de l'énergie visible sur l'énergie dans le centre de masse (c) des candidats sélectionnés.*

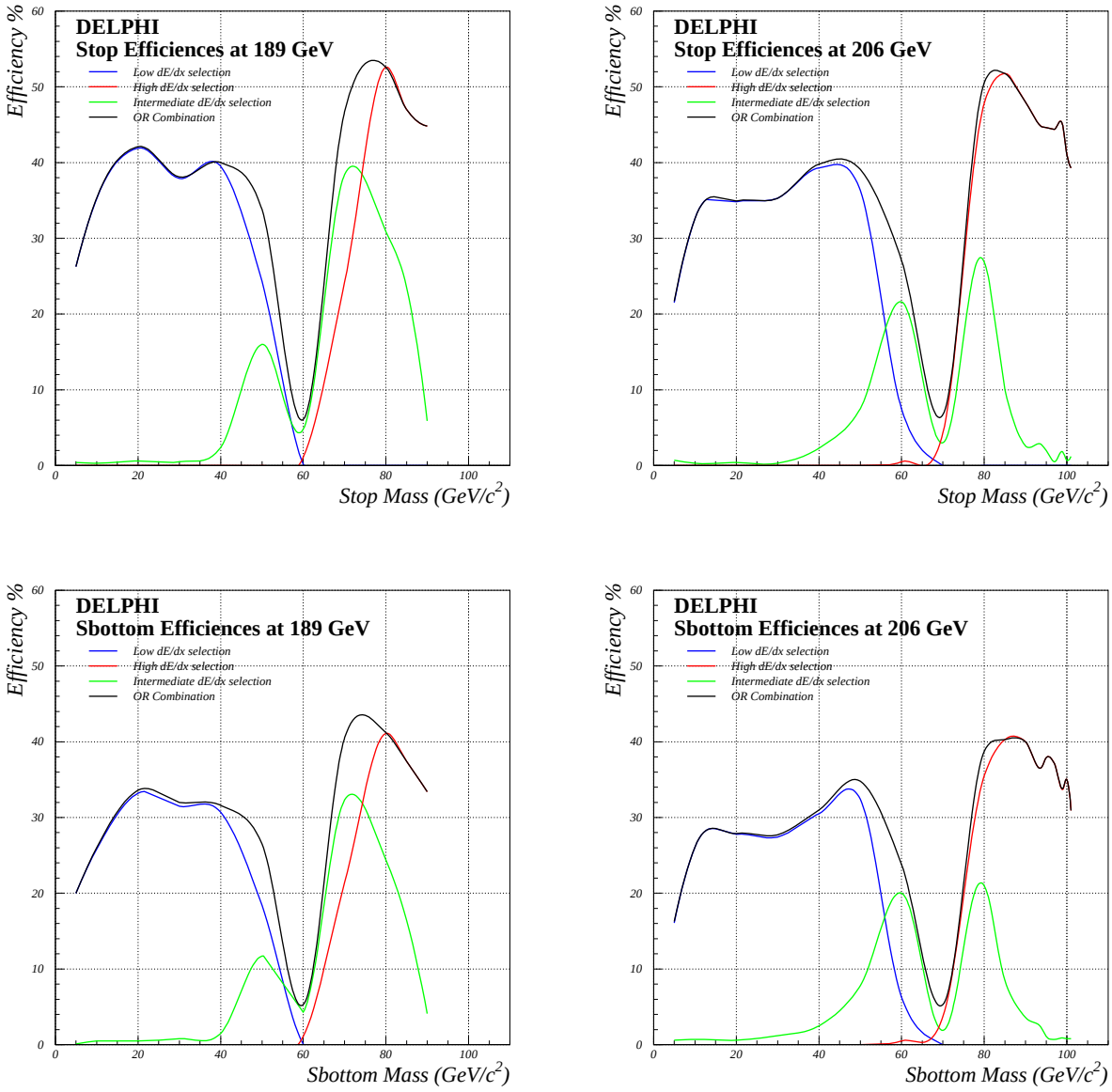


FIG. 8.8 – *Courbes d'efficacités de détection de stop (en haut) et de sbottom (en bas) à 189 et à 206 GeV d'énergie dans le centre de masse.*

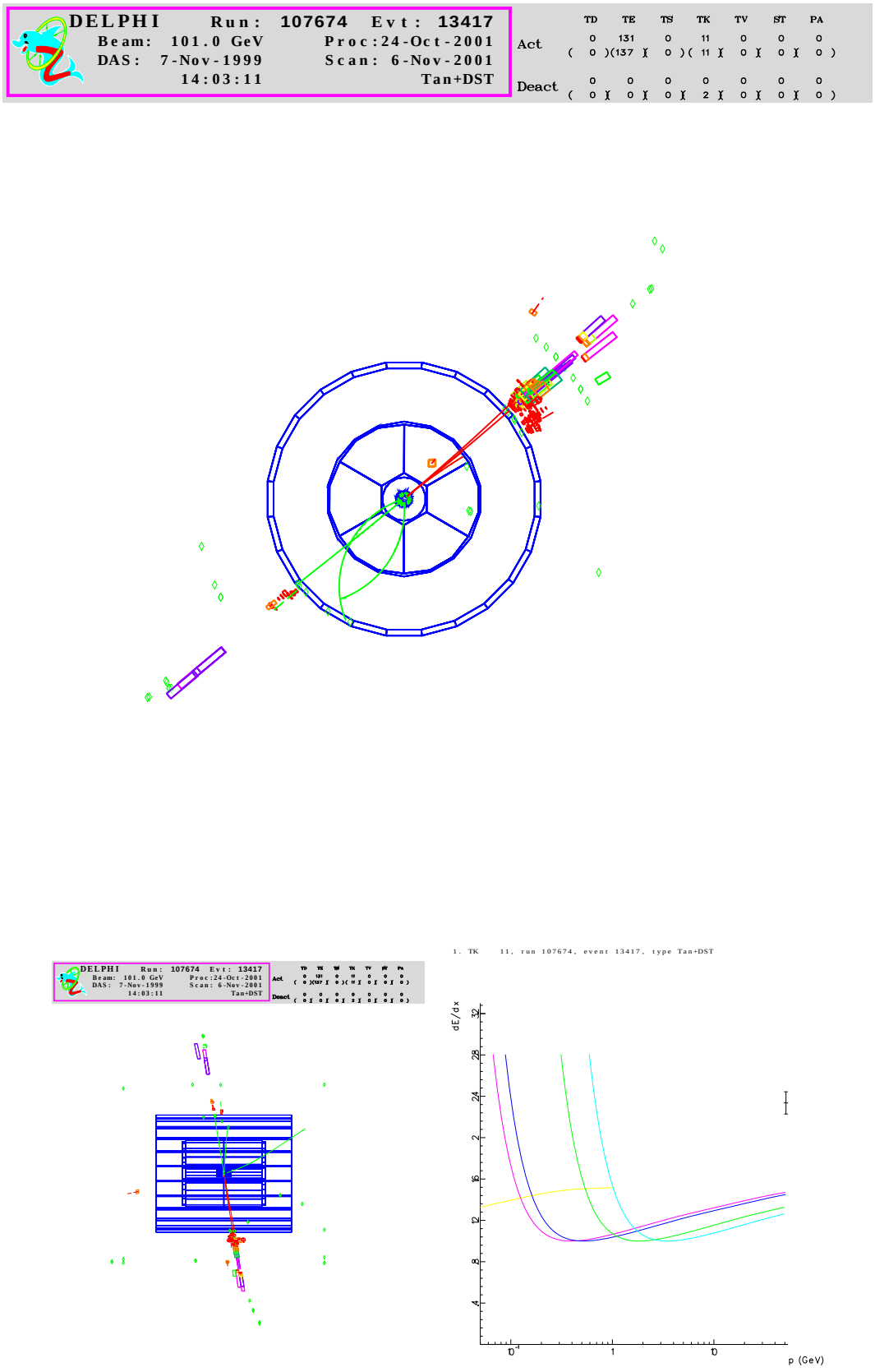


FIG. 8.9 – *Candidat présentant un dE/dx anormalement haut.*

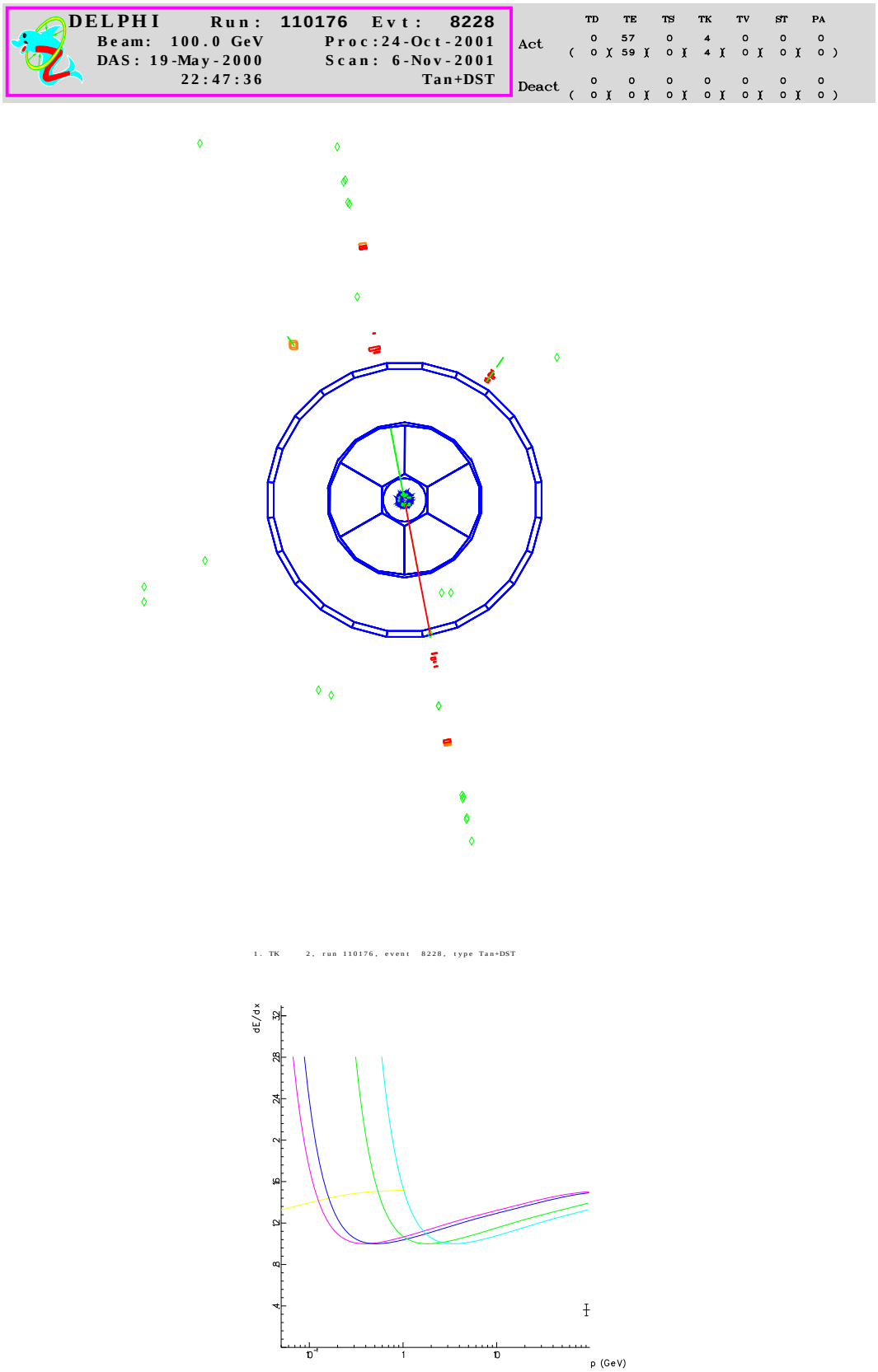


FIG. 8.10 – *Candidat présentant un dE/dx anormalement bas.*

à 95% de niveau de confiance sur les masses des squarks ont été calculées. Un stop et un sbottom sont respectivement exclus pour des masses inférieures à 97 et à 90 GeV/c^2 et ceci indépendamment de l'angle de mélange entre les états de chiralité gauche et droite.

Chapitre 9

Recherche de squarks de durées de vie intermédiaires

Dans ce chapitre nous allons présenter les analyses de recherche de stops de durées de vie intermédiaires. Le stop ayant une durée de vie finie va d'abord s'hadroniser pour former un état stable de stop-hadron singlet de couleur avant de finir par se désintégrer dans le canal $c\tilde{\chi}_1^0$. Ceci se présente dans le détecteur comme une trace brisée qui donne lieu à un vertex déplacé. La simulation du signal pour ce genre de processus n'est pas évidente comme on a pu le constater dans la section 5.2.3. Nous allons donc travailler avec deux simulations différentes. La première permettra une bonne simulation du vertex déplacé avec les traces de désintégration qui le forment. Comme la trace primaire est ajoutée "à la main", elle traversera tout le détecteur sans s'arrêter au niveau du vertex secondaire. Pour traiter ce cas, une analyse fondée sur l'identification de traces avec des paramètres d'impacts assez importants (*traces secondaires*) a été développée. Cette analyse permet de couvrir des longueurs typiques de désintégration relativement faibles ($\hat{L} = \gamma\beta c\tau$ de l'ordre de 40 cm).

La deuxième simulation sera destinée à décrire correctement la trace primaire qui va bien se désintégrer au niveau du vertex secondaire mais en $\pi^+\pi^-$ et non pas en $c\tilde{\chi}_1^0$. Pour cette simulation l'analyse de recherche des s-hadrons est appliquée afin d'identifier la trace primaire par la mesure du dE/dx. Cette approche donne une bonne efficacité de détection pour des longueurs typiques de désintégration comparables au rayon de la TPC ($\hat{L}$ de l'ordre de 100 cm). Nous allons donc combiner ces deux analyses dans le but de surmonter le problème de la simulation du signal et d'obtenir une limite sur le stop de durée de vie intermédiaire indépendamment de cette dernière. Les données collectées dans DELPHI à des énergies dans le centre de masse allant de 189 GeV à 208 GeV seront exploitées pour la recherche de traces secondaires.

9.1 Une présélection délicate

Compte tenu de la simulation inexacte du signal et en particulier de l'ajout "manuel" de la trace primaire, les coupures de présélection devront être appliquées avec beaucoup de précaution. On ne doit donc pas appliquer de coupures qui risqueraient de surestimer

l'efficacité de détection comme, par exemple, une coupure limitant l'énergie visible de l'événement. En résumé, les coupures de présélection doivent être indépendantes du fait que la trace primaire a été ou non détectée. Cette contrainte limite fortement le choix des coupures. Tout d'abord, un événement est sélectionné si son énergie chargée est supérieure à 2% de l'énergie dans le centre de masse. De plus l'événement doit contenir au moins 3 traces chargées. Cette dernière coupure est très conservatrice et va dans le sens de la sous-estimation du signal. Par exemple, un événement possédant 3 traces chargées dont l'une est une trace primaire coupée au moment de la génération[1] va se trouver éliminé, alors qu'il aurait pu passer cette coupure. Ces deux coupures permettent de réduire les interactions $\gamma\gamma$ et les bhabha. On exige ensuite que l'angle polaire de l'impulsion manquante soit comprise entre 45° et 135° et que l'énergie dans un cône de 50° soit inférieure à 5% de l'énergie dans le centre de masse. Ces deux coupures sont destinées à éliminer les événements qui ont une forte activité dans les régions avant du détecteur. Enfin, l'événement doit être hermétique et sans dépôt d'énergie dans la STIC.

9.2 Comparaison entre données et simulation au niveau de la présélection

La présélection finale consiste à garder les événements qui contiennent au moins un candidat s-hadron. Le tableau 9.1 montre la comparaison entre les données et la simulation après l'application des coupures de présélection.

Analyse : Recherche de vertex déplacés					
$\sqrt{s}$ (GeV)	Données	MC total	2-fermions	4-fermions	$\gamma\gamma$
189	2946	2946	1315.23	317.73	1313.01
192	467	479	211.84	51.93	215.23
196	1335	1355	619.23	90.91	644.87
200	1425	1457	604.28	157.17	695.78
202	745	713	290.00	76.93	346.07
204	1314	1347	538.54	142.87	666.16
206	1325	1333	520.77	138.54	674.14
208	131	124	47.37	12.86	62.82
206.7(*)	928	1014	398.09	108.12	507.93

TAB. 9.1 – *Comparaison, pour chaque valeur de $\sqrt{s}$, entre les nombre d'événements réels et simulés après l'application des coupures de présélection. (*) indique les données prises avec le secteur 6 de la TPC hors service.*

[1]Sur le critère d'avoir parcouru plus de 25% du rayon de la TPC, voir section 5.2.3.

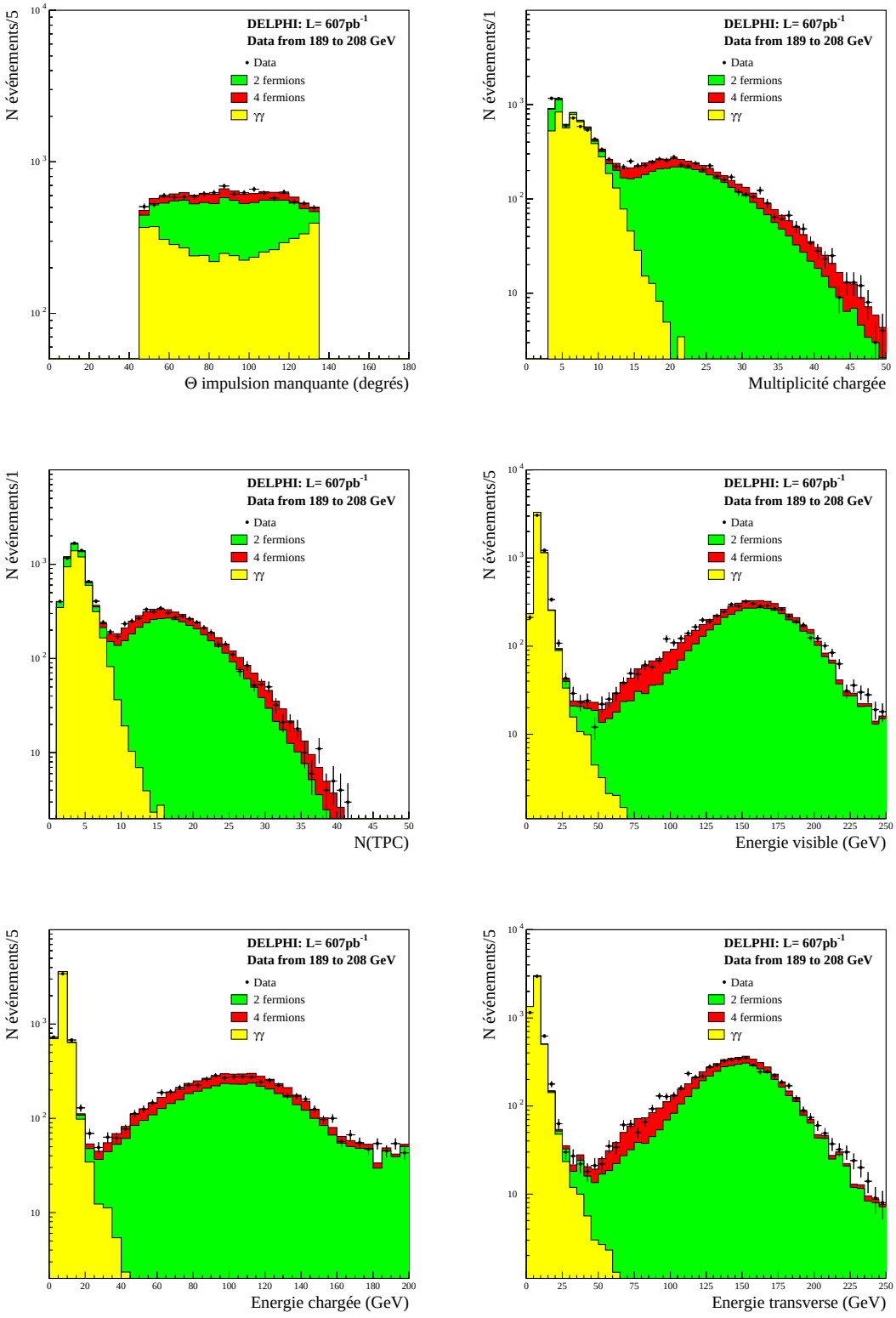


FIG. 9.1 – *Comparaison entre données et simulation des processus standards au niveau de la présélection.*

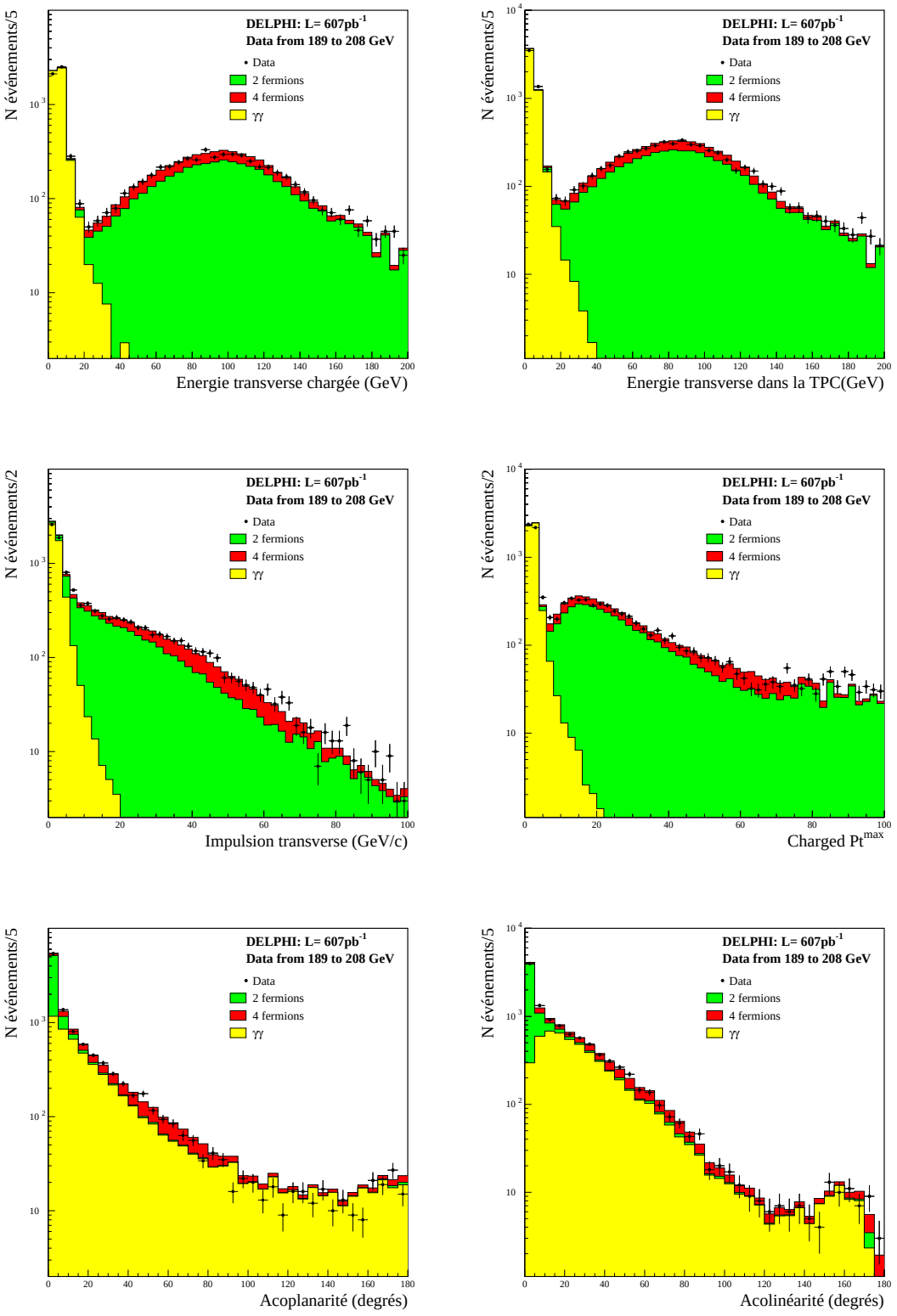


FIG. 9.2 – *Comparaison entre données et simulation des processus standards au niveau de la présélection.*

9.3 Séparation des traces

Cette section sera consacrée à la description des critères permettant de séparer les traces provenant du vertex primaire (les *traces primaires* sont les particules de fragmentation et les stop-hadrons) des traces provenant des vertex secondaires (*traces secondaires*) qui sont produites par la désintégration des stop-hadrons en $c\tilde{\chi}_1^0$. On ne considère par la suite que les traces chargées ayant une impulsion supérieure à 1 GeV/c avec moins de 10% d'erreur relative sur la mesure de l'impulsion.

9.3.1 Sélection des traces primaires

Nous allons maintenant définir les caractéristiques des traces primaires afin de les séparer des particules standards :

- Tout d'abord, les traces primaires doivent être reconstruites avec les trois détecteurs le VD, l'ID et la TPC avec au moins quatre rangées de damiers touchées dans la TPC. Cette dernière condition aligne les données réelles sur la simulation du signal puisque quatre rangées de damiers correspondent à environ 25% du rayon de la TPC.
- Les paramètres d'impact d'une trace primaire sont définis par : $|r_0| \leq 0.1$ cm dans le plan $r\phi$ et $|z_0| \leq 3$ cm pour la projection sur l'axe du faisceau.

La variable PV (*Primary Vertex track*) donnant le nombre de candidats dans l'événement possédant ces caractéristiques est alors définie. La figure 9.3 montre la distribution de cette variable.

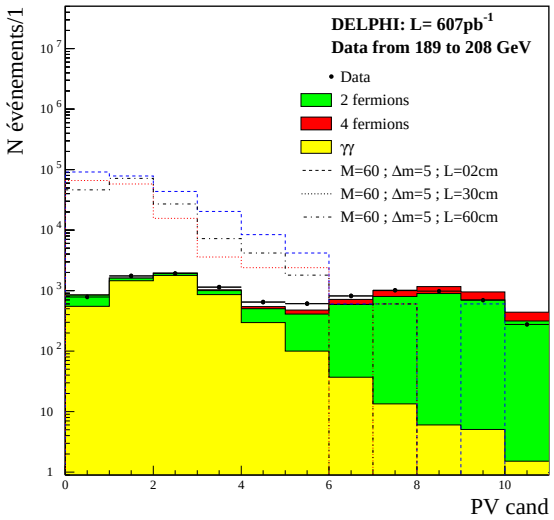


FIG. 9.3 – *Comparaison entre données et simulation des processus standards pour le nombre de traces primaires PV. Des signaux de stop de 60 GeV/c^2 de masse et de $\Delta m = 5$ GeV/c^2 sont également montrés pour un parcours moyen $\hat{L} = 2,30$ et 60 cm.*

9.3.2 Sélection des traces secondaires

Nous allons maintenant définir les caractéristiques des traces secondaires provenant de la désintégration des stop-hadrons. Notons que la désintégration d'un stop-hadron donne lieu à un meson charmé $D^{\pm *}$ ou D^{0*} qui va à son tour se désintégrer suivant ses propres canaux de désintégration.

- Les traces secondaires doivent tout d'abord être vues par la TPC.
- Contrairement aux paramètres d'impact définis pour une trace primaire, les paramètres d'impact d'une trace secondaire sont définis par : $|r_0| > 0.1$ cm dans le plan $r\phi$ et $|z_0| > 3$ cm pour la projection sur l'axe du faisceau.

De la même manière que pour les traces primaires, on définit une variable IP (*Impact Parameter track*) qui donne le nombre de candidats dans l'événement possédant ces caractéristiques. La figure 9.4 montre la distribution de cette variable.

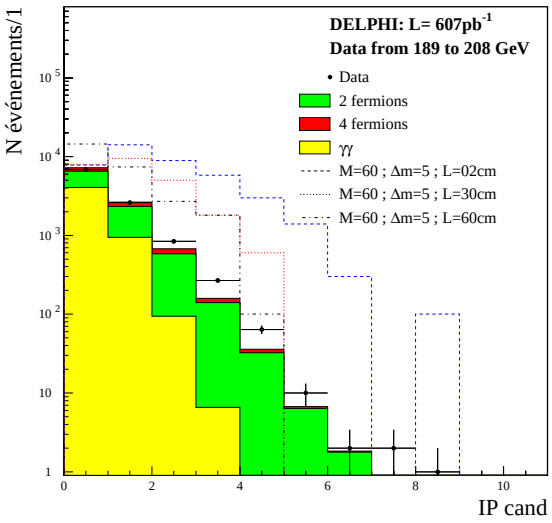


FIG. 9.4 – *Comparaison entre données et simulation des processus standards pour le nombre de traces secondaires IP. Des signaux de stop de 60 GeV/c^2 de masse et de $\Delta m = 5$ GeV/c^2 sont également montrés pour un parcours moyen $\hat{L} = 2,30$ et 60 cm.*

9.4 Sélection finale des événements

La sélection finale des événements est composée d'une série de coupures appliquées sur les caractéristiques des traces primaires et secondaires. Tout d'abord, un événement est sélectionné s'il contient au moins deux traces secondaires IP. Cette coupure est la plus dure des coupures appliquées sur le signal mais elle permet de réduire fortement le fond $\gamma\gamma$. Les impulsions des deux traces secondaires les plus énergétiques ne doivent pas dépasser

4 et 2 GeV/c respectivement. En effet, presque toute l'énergie de la désintégration est emportée par le neutralino car Δm est très faible. Ensuite, l'angle polaire de l'impulsion des deux traces primaires les plus énergétiques, si elles existent, doit être comprise entre 45° et 135°. Finalement, la somme des impulsions de toutes les traces primaires à l'exception des deux traces les plus énergétiques doit être inférieure à 2 GeV/c. Par cette coupure on impose une limite sur l'impulsion totale des particules de fragmentation.

9.5 Résultats et efficacités

Les nombres d'événements sélectionnés par l'analyse de recherche de vertex déplacés sont présentés dans le tableau 9.2. Un déficit de 2σ par rapport aux prédictions du modèle standard est observé sur l'ensemble de toutes les données analysées. L'écart observé est compatible avec les erreurs statistiques. Il est donc dû à la simulation du fond $\gamma\gamma$ hadronique qui est le fond dominant pour cette recherche. En effet, la simulation du fond $\gamma\gamma$ hadronique a été effectuée grâce à deux lots d'événements Monte-Carlo générés par PYTHIA à 200 et 206 GeV d'énergie dans le centre de masse. Cette simulation nous a donné un bon accord à la présélection mais sa faible statistique pourrait entraîner, au stade final de la sélection, un excès de prédiction qui va s'amplifier d'autant plus par l'utilisation répétée à toutes les énergies dans le centre de masse.

Analyse : Recherche de vertex deplacés		
$\sqrt{s}$ (GeV)	data	MC
189	10	16.64 ± 13.45
192	1	3.21 ± 1.29
196	12	9.03 ± 3.91
200	10	9.60 ± 3.69
202	4	4.46 ± 1.81
205	3	8.09 ± 2.29
207	6	8.33 ± 2.32
208	0	0.76 ± 0.22
206.5(*)	3	5.67 ± 2.02
Total	49	65.79 ± 16.05

TAB. 9.2 – *Nombre d'événements sélectionnés au stade final de la sélection. (*) indique les données prises avec le secteur 6 de la TPC hors service.*

La section efficace des fonds standards définie à la sélection finale par $\sigma = N_i/L_i$ (i étant une des 9 énergies dans le centre de masse) est pratiquement constante pour toutes les énergies dans le centre de masse et vaut environ $0.11pb$. Une surestimation de 30% de cette section efficace est alors à l'origine de l'excès observé.

Les efficacités de détection en fonction du parcours moyen $\hat{L} = \gamma\beta c\tau$ sont montrées sur la figure 9.5 pour Δm égal à 2 et à 5 GeV/c^2.

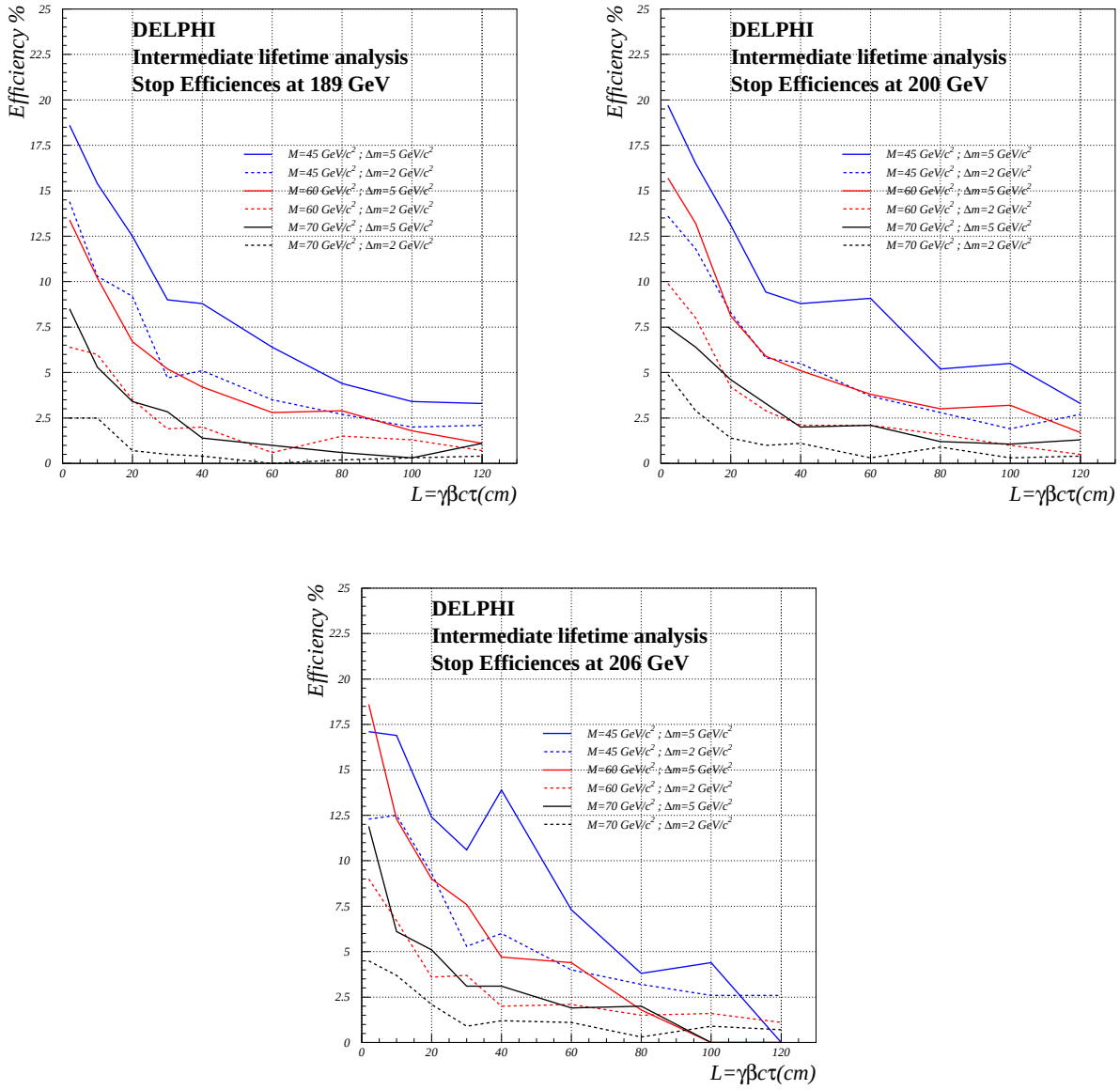


FIG. 9.5 – *Courbes d'efficacité en fonction du parcours moyen pour $M_{\tilde{t}} = 45$, 60 et 70 GeV/c^2 et pour $\Delta m = 2$ et 5 GeV/c^2. Les histogrammes correspondent à trois énergies dans le centre de masse : $\sqrt{s} = 189$, 200 et 206 GeV.*

9.6 Recherche de la trace primaire par la mesure du dE/dx

L'analyse de recherche des s-hadrons est appliquée telle quelle pour identifier la présence de stop-hadrons de durées de vie intermédiaires (voir chapitre 8 pour les détails de l'analyse de recherche des s-hadrons). Les figures 9.6 9.7 et 9.8 montrent l'évolution des efficacités de détection en fonction des parcours moyens pour $\sqrt{s} = 189$, 200 et 206 GeV. On observe que les courbes d'efficacités augmentent avec le parcours moyens. L'effet du décalage du minimum en fonction de l'énergie dans le centre de masse observé dans le chapitre 8 est aussi visible sur ces courbes.

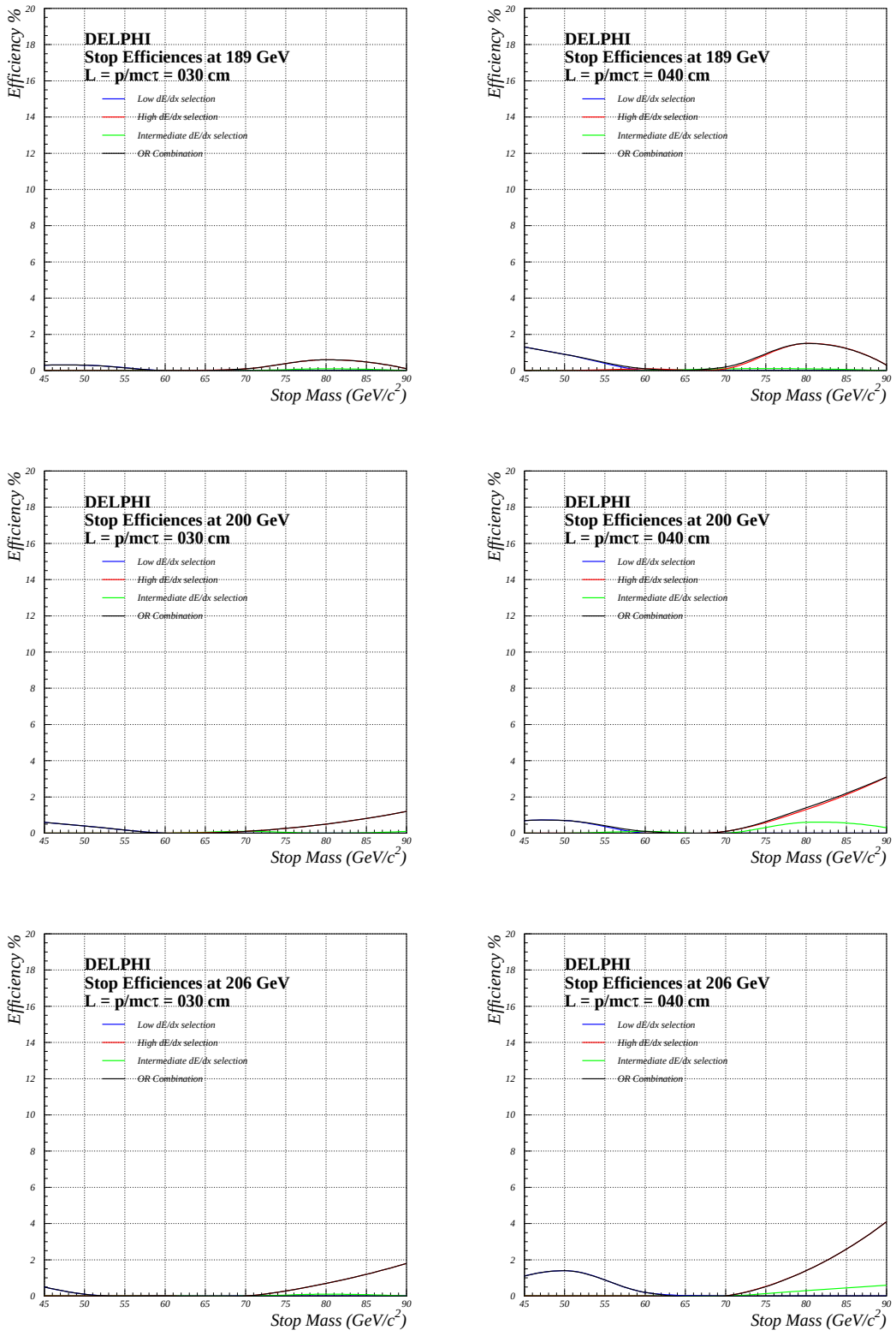


FIG. 9.6 – *Courbes d'efficacité de détection de stop de durées de vie intermédiaires obtenues par l'application de l'analyse de recherche de s-hadrons pour $\sqrt{s}$ = 189, 200 et 206 GeV et un parcours moyen $\hat{L}$ = 30 et 40 cm.*

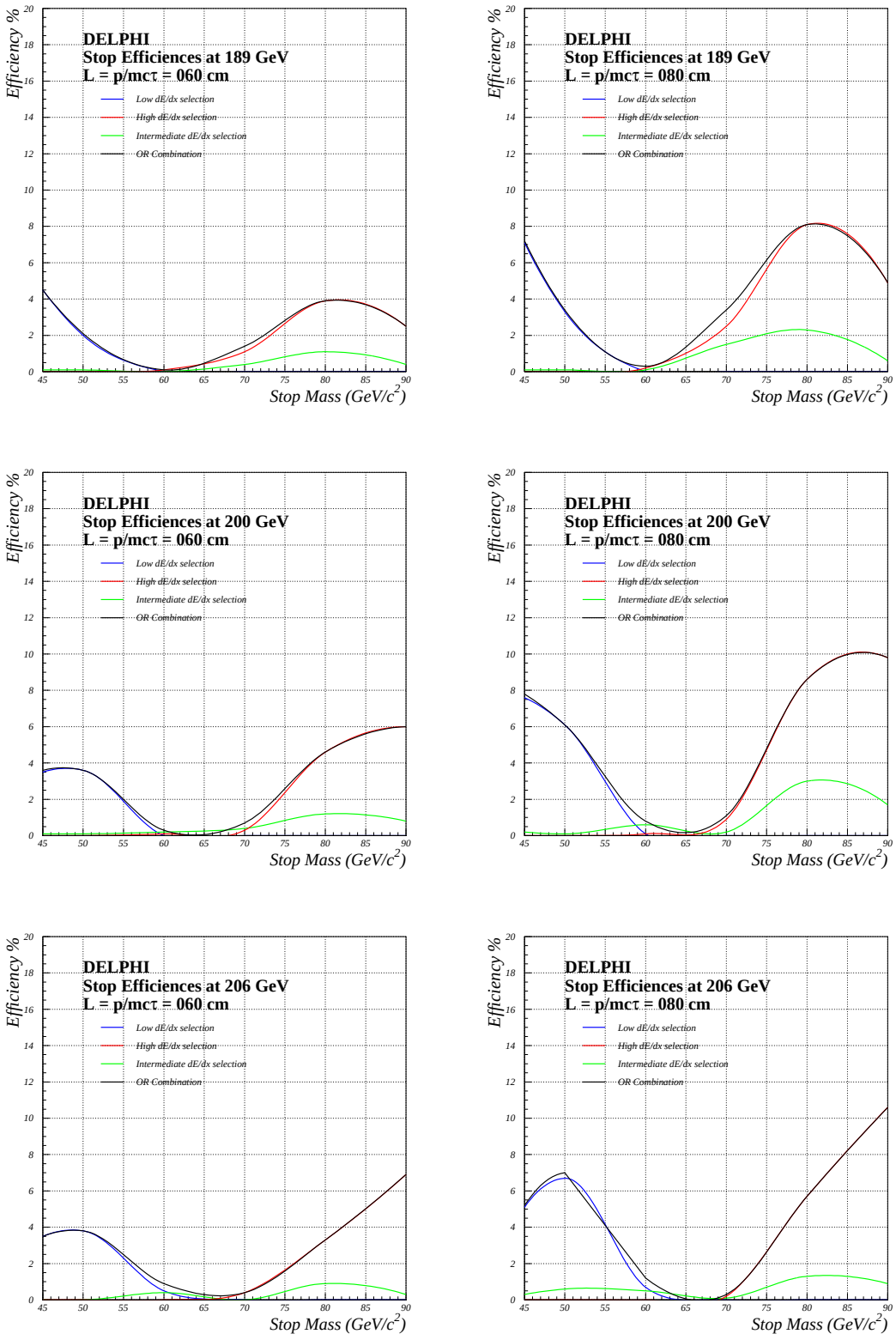


FIG. 9.7 – *Courbes d'efficacité de détection de stop de durées de vie intermédiaires obtenues par l'application de l'analyse de recherche de s-hadrons pour $\sqrt{s}$ = 189, 200 et 206 GeV et un parcours moyen $\hat{L}$ = 60 et 80 cm.*

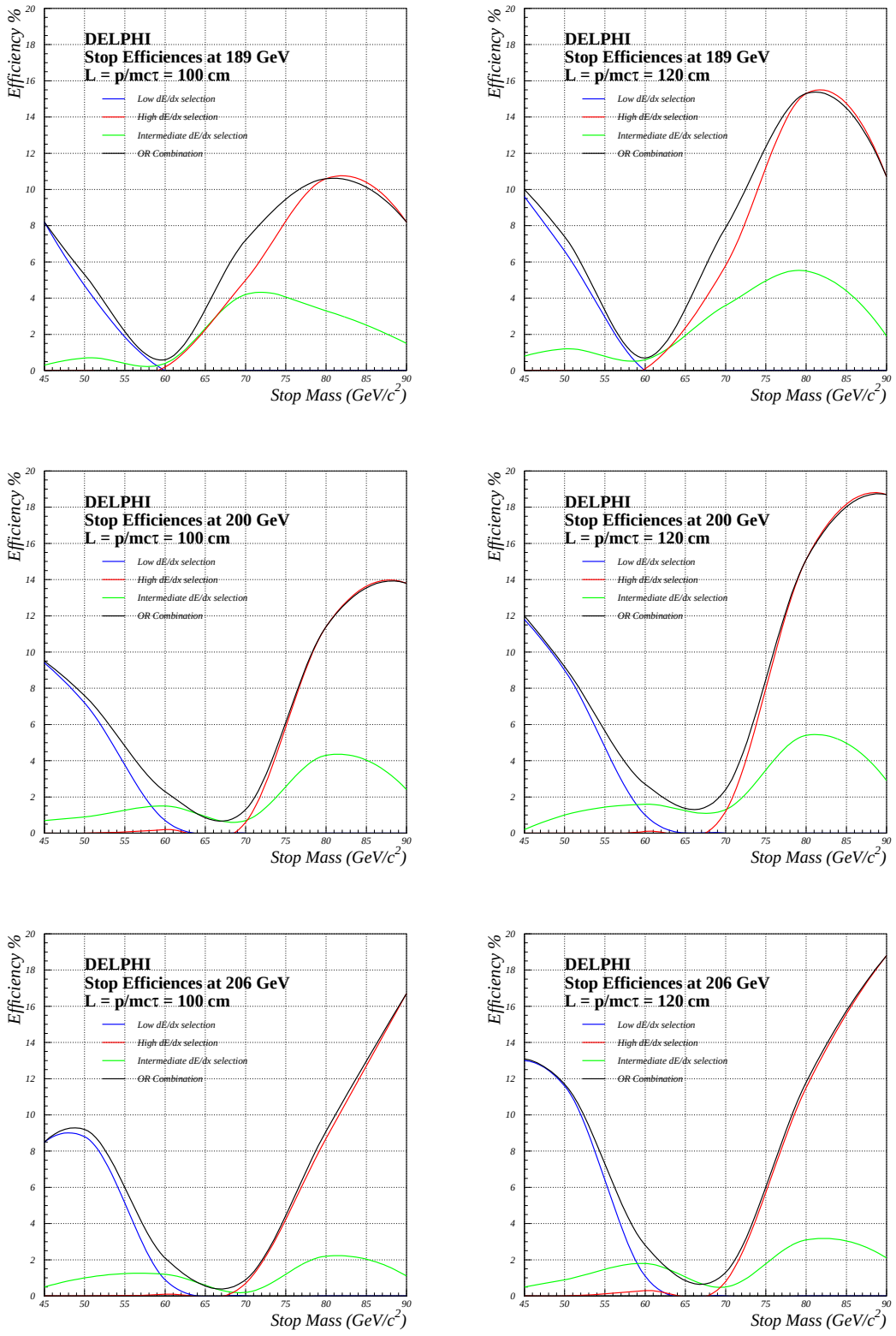


FIG. 9.8 – *Courbes d'efficacité de détection de stop de durées de vie intermédiaires obtenues par l'application de l'analyse de recherche de s-hadrons pour $\sqrt{s}$ = 189, 200 et 206 GeV et un parcours moyen $\hat{L}$ = 100 et 120 cm.*

9.7 Combinaison des résultats et limites finales

Nous allons utiliser les trois analyses de recherche : "2 jets acoplanaires avec une grande énergie manquante", "s-hadrons stables et lourds" et "durées de vie intermédiaires" afin de donner les limites finales d'exclusion sur la masse du stop. Les résultats obtenus par toutes les analyses et à des énergies dans le centre de masse allant de 189 à 208 GeV sont combinés pour calculer, en fonction de la durée de vie $c\tau$, les niveaux de confiance de l'hypothèse de présence d'un signal de stop. Les sections efficaces de production ont été calculées avec SUSYGEN et ceci pour deux angles de mélanges du stop : $\theta_{\tilde{t}} = 0°$ et $\theta_{\tilde{t}} = 56°$ qui correspondent respectivement à des stops purements gauches et au découplage du Z^0.

Les histogrammes de la figure 9.9 montrent les régions d'exclusion à 95% de niveau de confiance dans le plan ($c\tau$,$m_{\tilde{t}}$) pour un stop purement gauche et pour l'angle de mélange donnant le découplage au Z^0, et pour deux valeurs de la différence de masse entre le stop et le neutralino, $\Delta m = 2$ et 5 GeV/c^2.

Ces régions d'exclusion sont aussi présentées sur les histogrammes de la figure 9.10 mais en échelle logarithmique. À partir des régions d'exclusion établies, et dans le cas d'un stop purement gauche il est possible de définir une limite indépendante de Δm et de la durée de vie du stop. Cette limite est alors de 52 GeV/c^2 à 95% de niveau de confiance pour un stop purement gauche.

Dans le cas de l'angle de mélange donnant le découplage au Z^0, la faible section efficace du stop[2] fait qu'il est impossible, à l'heure actuelle, d'établir une limite indépendante de la durée de vie et de Δm.

	Stop	
	$\theta_{\tilde{t}}$ =0	$\theta_{\tilde{t}} = 56°$
Δm $\geq$ 2 GeV/c^2	54	–
Δm $\geq$ 5 GeV/c^2	57	52

TAB. 9.3 – *Limites d'exclusion à 95% de niveau de confiance sur les masses (en* GeV/c^2*) en fonction de* Δm *pour un stop purement gauche* ($\theta_{\tilde{t}} = 0$) *et pour l'angle de mélange donnant le découplage au* Z^0 ($\theta_{\tilde{t}} = 56°$).

Le diagramme de la figure 9.9 correspondant à $\Delta m = 2$ GeV/c^2 présente en effet un trou pour une durée de vie $c\tau$ du stop d'environ 25 cm. Cette durée de vie correspond, pour un stop de 45 GeV/c^2 de masse, à une longueur de vol d'environ 50 cm. Les limites obtenues sont rappelées dans le tableau 9.3. Il est aussi utile de rappeler que l'analyse de recherche de stop de durées de vie intermédiaires basée sur l'identification de traces secondaires (IP), n'a pas été optimisée. Les problèmes rencontrés lors de la génération du signal limitent fortement le choix des coupures (surtout les coupures sur des grandeurs énergétiques) ce qui réduit l'efficacité de l'analyse. Cependant, cette analyse pourrait être sensiblement améliorée par l'ajout d'un certain nombre de coupures géométriques qui ne sont pas contraintes par les problèmes de simulation.

[2]La section efficace au découlage du Z^0 est à peu près égale à la section efficace minimale.

Dans l'annexe C, la figure C.6 résume les résultats d'ALEPH sur la recherche du stop dégénéré avec la LSP [54]. ALEPH annonce une limite inférieure de 59 GeV/c sur la masse du stop et ceci indépendamment de la durée de vie du stop et de Δm. Les résultats de nos analyses sont compatibles avec ceux d'ALEPH dans les deux cas extrêmes d'une courte et d'une longue durée de vie. Dans le cas intermédiaire ALEPH a de meilleurs résultats car, comme nous l'avons déjà vu, l'efficacité de notre analyse est limitée par les problèmes rencontrés lors de la génération du signal.

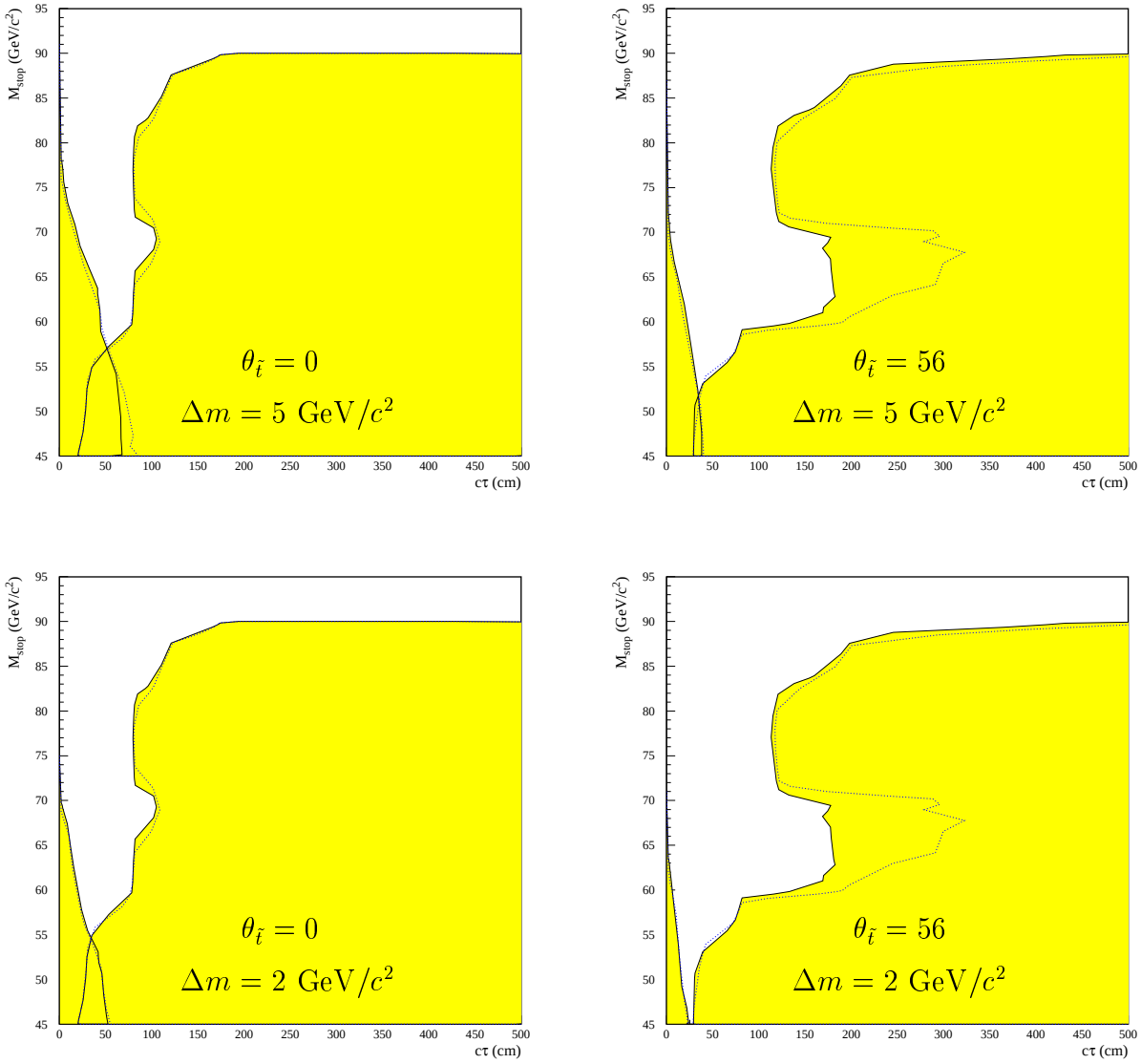


FIG. 9.9 – *Régions exclues à 95% de niveau de confiance dans le plan* $(c\tau, m_{\tilde{t}})$ *par les analyses de recherche combinées pour* $\Delta m = 5$ GeV/c^2 *(les deux diagrammes du haut) et* $\Delta m = 2$ GeV/c^2 *(les deux diagrammes du bas). Les deux diagrammes à gauche correspondent à un stop purement gauche, et ceux à droite à l'angle du mélange donnant le découplage au* Z^0*. La région pleine correspond à l'exclusion observée alors que la ligne montre l'exclusion attendue.*

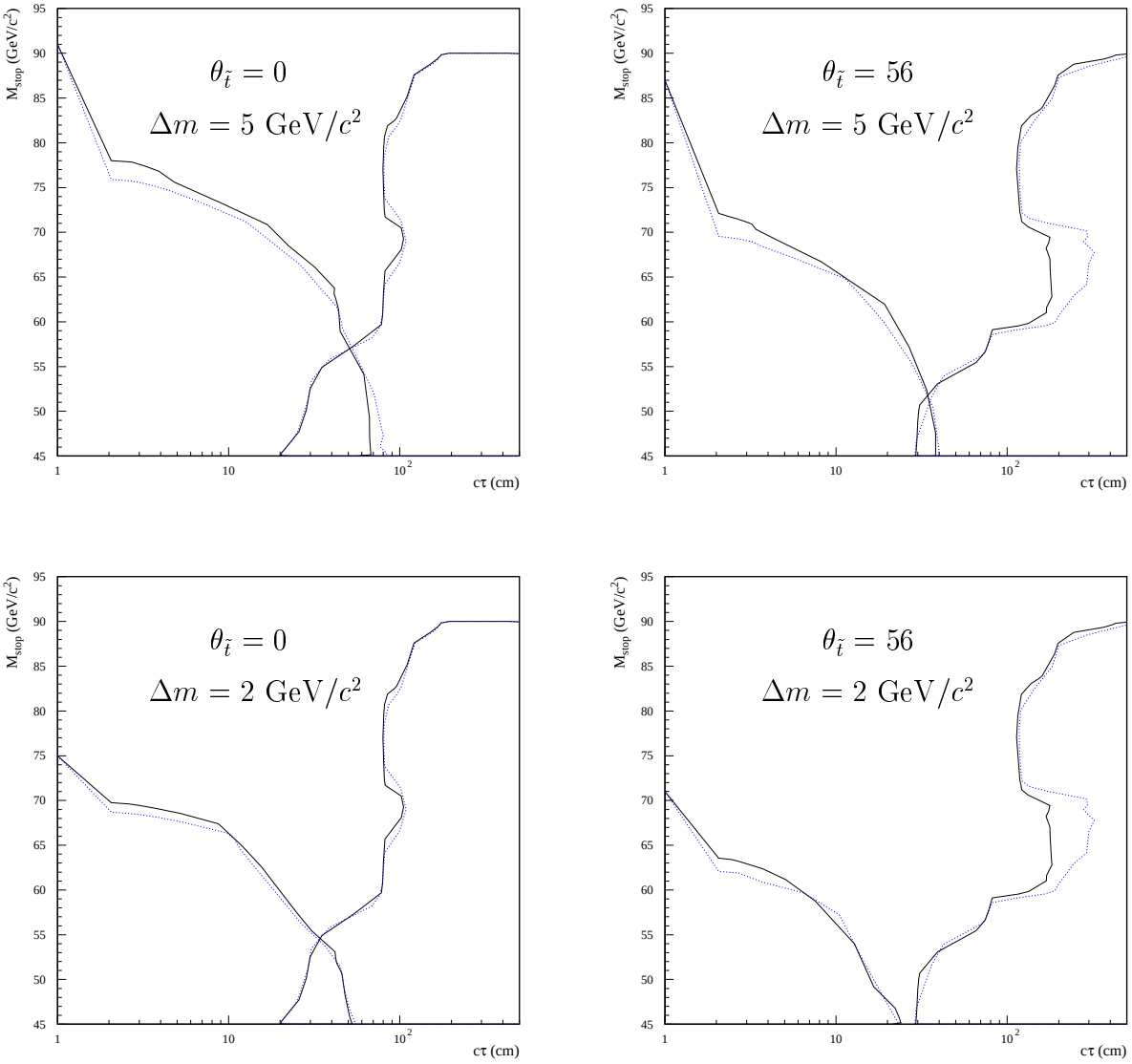


FIG. 9.10 – *Régions exclues à 95% de niveau de confiance dans le plan* ($\log(c\tau)$,$m_{\tilde{t}}$) *par les analyses de recherche combinées pour* $\Delta m = 5$ GeV/c^2 *(les deux diagrammes du haut) et* $\Delta m = 2$ GeV/c^2 *(les deux diagrammes du bas). Les deux diagrammes à gauche correspondent à un stop purement gauche, et ceux à droite à l'angle du mélange donnant le découplage au* Z^0. *La ligne pleine correspond à l'exclusion observée alors que la ligne pointillée montre l'exclusion attendue.*

Conclusion

Parmi les différentes possibilités envisagées pour aller au-delà du Modèle Standard, les théories supersymétriques semblent les plus prometteuses. Elles apportent une solution aux problèmes de divergences liés aux scalaires du modèle, et constituent un cadre naturel pour la construction d'une théorie de grande unification. Elles sont aussi le socle indispensable des théories de supercordes.

Pour mener notre recherche de particules supersymétriques, nous avons supposé la conservation de la R-parité : les particules supersymétriques sont produites par paires, et la particule supersymétrique la plus légère (LSP) est stable. Nous avons recherché les squarks de troisième génération dans l'hypothèse où ils seraient quasiment dégénérés avec la LSP. Ceci a des répercussions importantes sur la durée de vie, et par conséquent sur la signature expérimentale des particules recherchées. Nous avons ainsi envisagé, en plus de la signature ordinaire en énergie manquante des particules supersymétriques, la signature de particules (chargées) stables et lourdes ionisant d'une manière non-standard le gaz de la TPC, et la signature de vertex déplacés provenant de squarks de durée de vie intermédiaire.

Trois analyses ont été développées pour rechercher ces trois topologies (signatures), en exploitant toutes les données enregistrées par DELPHI de 1988 à 2000 à des énergies dans le centre de masse allant de 189 à 209 GeV. Le volume des données correspond à une luminosité intégrée de 609 pb^{-1}.

Dans notre première analyse, le stop, supposé de durée de vie très courte, a été recherché dans la désintégration $\tilde{t} \to c\tilde{\chi}_1^0$, pour une différence de masse entre le stop et le neutralino comprise entre 2 et 10 GeV/c^2. Le résultat obtenu est en très bon accord avec les prédictions du Modèle Standard. Nous avons pu établir des limites à 95% de degré de confiance : un stop de masse inférieure à 71 GeV/c^2 est exclu, et ce résultat est indépendant de l'angle de mélange des états du stop et de la différence de masse entre le stop et le neutralino.

Dans notre deuxième analyse, nous avons mené une recherche basée sur la perte d'énergie d'une particule par ionisation (dE/dx), afin d'identifier la présence de s-hadrons stables et lourds issus de l'hadronisation de stop ou de sbottom de grande durée de vie. Le résultat de cette recherche est lui aussi négatif. Des limites à 95% de niveau de confiance ont été déterminées : un stop et un sbottom de masses inférieures à 97 GeV/c^2 et 89 GeV/c^2 sont respectivement exclus quel que soit l'angle de mélange des états des squarks.

Notre troisième analyse a été consacrée à la recherche de stop d'une durée de vie intermédiaire. Pour simuler ce type d'événements nous avons dû modifier le générateur SUSYGEN. Des problèmes ont été rencontrés au niveau de la simulation du détecteur pour

de tels événements, ce qui a limité l'efficacité de cette analyse. Nous avons recherché des vertex déplacés en identifiant les traces possédant des paramètres d'impact importants. Un déficit de 2σ a été observé dans les données, mais ce déficit est d'origine statistique, car le lot de fond $\gamma\gamma$ utilisé (généré par PYTHIA) ne contient pas assez de statistique. Le déficit observé n'est donc pas significatif. Nous avons pu établir des régions d'exclusion à 95% de degré de confiance dans le plan $(c\tau, m_{\tilde{t}})$. Notre analyse de recherche de s-hadrons a aussi été utilisée afin d'identifier la trace primaire dans l'événement. Le recouvrement des régions d'exclusion de ces deux sous-analyses nous donne la limite inférieure d'exclusion sur la masse du stop. Pour $\Delta m \geq 5\,\mathrm{GeV}/c^2$ un stop de masse inférieure à $52\,\mathrm{GeV}/c^2$ est exclu quel que soit l'angle de mélange. Nous obtenons également, pour $\Delta m \geq 2\,\mathrm{GeV}/c^2$, la limite de $54\,\mathrm{GeV}/c^2$, mais cette fois pour un stop purement gauche. Les problèmes de simulation rencontrés ont rendu impossible à l'heure actuelle la détermination d'une limite sur la masse du stop dans le cas où l'angle de mélange vaut 56^o (découplage au Z^0) et avec $\Delta m \geq 2\,\mathrm{GeV}/c^2$. Cette dernière analyse peut être optimisée en ajoutant des coupures géométriques indépendantes du problème de la simulation. Le sbottom de durée de vie intermédiaire pourrait lui aussi être recherché à l'aide de cette analyse.

Les expériences du LEP se sont achevées sans découvrir de particules supersymétriques. Cependant, le LEP ne permettait pas d'explorer tout l'espace de paramètres des différents modèles supersymétriques. La montée en énergie et en luminosité du TEVATRON permettra de poursuivre la recherche de nouvelle physique. Le prochain collisionneur hadronique du CERN fonctionnera à 14 TeV d'énergie dans le centre de masse avec une luminosité de $10^{34}\,\mathrm{cm}^2\,\mathrm{s}^{-1}$ et sera capable d'explorer pratiquement tout l'espace de paramètres des modèles supersymétriques. Un accélérateur linéaire leptonique couvrant une gamme d'énergie entre 500 GeV et 1 TeV est aussi en projet. Cet accélérateur permettrait lui aussi de découvrir d'éventuelles nouvelles particules, et d'effectuer les mesures de précision associées. En particulier, il constituerait l'outil indispensable pour les recherches de particules supersymétriques dégénérées possédant une faible énergie visible (comme pour notre recherche).

Quatrième partie

Annexes

Annexe A

Signification des variables

Nous allons rappeler ici la définition de quelques variables utilisées dans l'analyse et dont les distributions sont présentées à plusieurs reprises dans cette thèse.

Pour le système formé par l'électron e^- et le positron e^+ en interaction, l'énergie dans le centre de masse s'écrit :

$$E_{cm} = \sqrt{(E_{e^+} + E_{e^-})^2 - (\mathbf{p}_{e^+} + \mathbf{p}_{e^-})^2} = E_{e^+} + E_{e^-} \tag{A.1}$$

car $\mathbf{p}_{e^+} + \mathbf{p}_e^- = \mathbf{0}$. On définit aussi habituellement l'invariant $s = (\mathbf{p}_{e^-} + \mathbf{p}_{e^+})^2$, qui se confond ici avec E_{cm}, la masse m_e étant négligeable devant les énergies considérées.

Après interaction, seule une fraction des particules produites sont détectées. En particulier, on note $N(TPC)$ le nombre de particules détectées dans la chambre à dérive (TPC) ; la *multiplicité chargée* est le nombre de particules chargées détectées.

À l'aide des informations du détecteur, on attribue à chaque particule détectée i une impulsion $\mathbf{p}^i$ et une énergie E^i. L'impulsion totale de toutes ces particules mises en évidence est simplement

$$\mathbf{P} = \sum_i \mathbf{p}^i, \tag{A.2}$$

et l'énergie visible est

$$\mathbf{E}_{vis} = \sum_i E^i. \tag{A.3}$$

Comme l'impulsion totale avant interaction était nulle ($\mathbf{p}_{e^+} + \mathbf{p}_e^- = \mathbf{0}$), on définit l'*impulsion manquante* $\not{\mathbf{P}}$ (impulsion totale des particules non détectées) par

$$\not{\mathbf{P}} = -\mathbf{P} \tag{A.4}$$

L'impulsion manquante fait un angle zénital noté Θ avec l'axe du faisceau.

Parfois, on ne s'intéresse qu'aux composantes des impulsions dans le plan transverse (x, y) perpendiculaire à l'axe z du faisceau. On définit ainsi l'*impulsion transverse* p_t^i de chaque particule i par :

$$p_t^i = \sqrt{(p_x^i)^2 + (p_y^i)^2} \tag{A.5}$$

Pour un événement donné, P_t^{max} est l'impulsion transverse de la particule possédant la plus grande impulsion transverse p_t^i.

L'*impulsion transverse* P_t de l'ensemble des particules détectées s'écrit :

$$P_t = \sqrt{(P_x)^2 + (P_y)^2} = \sqrt{\left(\sum_i p_x^i\right)^2 + \left(\sum_i p_y^i\right)^2}. \tag{A.6}$$

On définit aussi l'*énergie transverse* E_t par

$$E_t = \sum_i p_t^i = \sum_i \sqrt{(p_x^i)^2 + (p_y^i)^2}. \tag{A.7}$$

De la même manière, on définit une *impulsion transverse manquante* $\not{P}_t$ et une *énergie transverse manquante* $\not{E}_t$.

Annexe B

Largeur du Z^0 à LEP1 et limites sur la masse des squarks

De 1990 à 1995 le LEP a fonctionné à la résonance du Z^0, permettant des mesures très précises des paramètres du Modèle Standard. La largeur totale de désintégration du boson Z^0 a ainsi été mesurée avec une précision de 2.5 MeV [68].

Dans l'hypothèse d'une nouvelle physique, le Z^0 possèderait de nouveaux canaux de désintégration qui contribueraient à sa largeur. La différence entre la largeur totale mesurée et la valeur prédite par le Modèle Standard peut donc être utilisée pour contraindre toute nouvelle physique.

Dans le cas d'une nouvelle particule se désintégrant invisiblement, la limite sur la largeur partielle du Z^0 due à ce canal de désintégration peut être obtenue de façon immédiate, en comparant la mesure de la largeur invisible avec la prédiction du Modèle Standard. Le résultat combiné de toutes les expériences du LEP donne $\Gamma_{new}^{(inv)} < 2.0\,\mathrm{MeV}$ à 95% de degré de confiance [68].

Que la désintégration de la nouvelle particule soit visible ou non, elle contribue toujours à la valeur mesurée de la largeur du Z^0. En comparant la mesure à la valeur prédite par le Modèle Standard, on obtient une limite supérieure $\Gamma_{new} < 3.2\,\mathrm{MeV}$ [70].

En n'utilisant que les désintégrations $Z \to e^+e^-$ et $Z \to \mu^+\mu^-$, seules susceptibles d'être *proprement* sélectionnées, il est possible d'établir une limite quasiment indépendante de tout modèle : $\Gamma_{new} < 6.3\,\mathrm{MeV}$ à 95% de degré de confiance [71].

La section efficace d'exclusion est obtenue par :

$$\sigma_{exclusion} = \frac{\Gamma_{new}}{\Gamma_h}\sigma_h^0 \tag{B.1}$$

où Γ_h et σ_h^0 sont respectivement la largeur partielle du Z^0 dans les désintégrations hadroniques et la section efficace au pôle correspondante. Les valeurs moyennes obtenues par les données des quatre expériences du LEP sont [70] :

$$\sigma_h^0(nb) = 41.540 \pm 0.037 \tag{B.2}$$

$$\Gamma_h = 1744.4 \pm 2.0\,\mathrm{MeV} \tag{B.3}$$

La valeur la plus conservative $\Gamma_{new} < 6.3\,\text{MeV}$ nous donne $\sigma_{exclusion} < 150.02\,\text{pb}$; pour des désintégrations invisibles ($\Gamma_{new}^{(inv)} < 2.0\,\text{MeV}$) on obtient $\sigma_{exclusion}^{(inv)} < 47.63\,\text{pb}$.

Dans le cadre de notre recherche, les deux valeurs obtenues pour $\sigma_{exclusion}$ peuvent être utilisées pour déterminer les limites sur la masse des squarks. La figure B.1 montre les sections efficaces de production de stop et de sbottom et les sections efficaces d'exclusion dans le cas de désintégrations visibles et invisibles.

Les désintégrations invisibles peuvent provenir de squarks dégénérés avec la LSP à condition que la dégénérescence ne bloque pas la désintégration. En revanche, les désintégrations visibles correspondent au cas des squarks quasiment stables qui laissent une très grande énergie dans le détecteur, ou aux désintégrations de squarks possédant une assez grande différence de masse avec le neutralino. D'après la figure B.1 un stop et un sbottom purement gauches de masses inférieures à $44\,\text{GeV}/c^2$ sont exclus à 95% de degré de confiance dans les désintégrations invisibles ; pour des désintégrations visibles le stop est exclu jusqu'à une masse de $42\,\text{GeV}/c^2$ et le sbottom jusqu'à une masse de $43\,\text{GeV}/c^2$. Au découplage du Z^0 les sections efficaces sont trop faibles et les squarks ne peuvent pas être exclus.

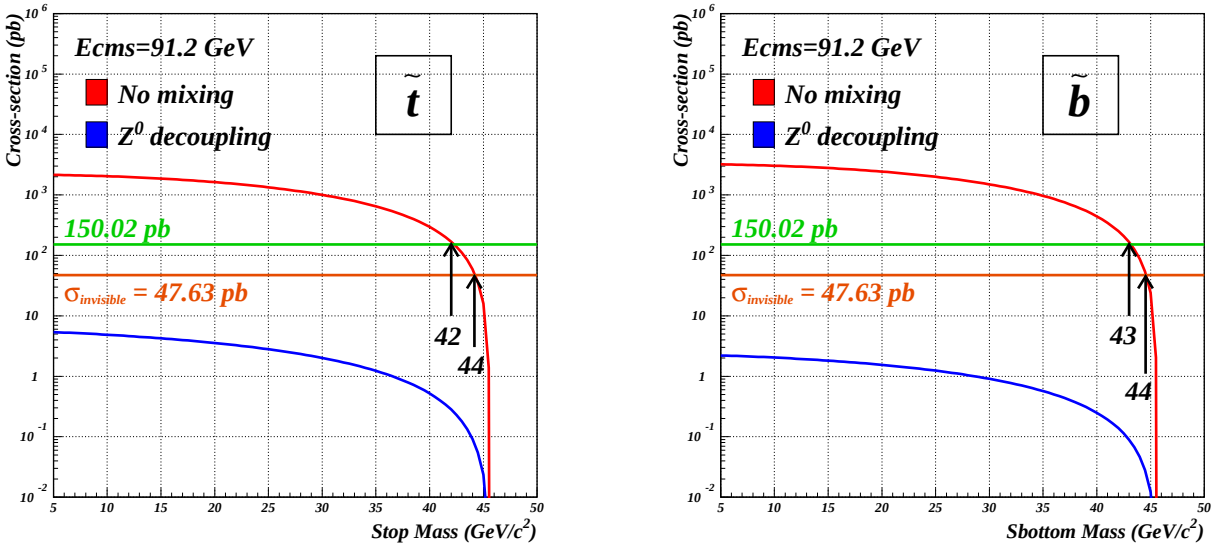


FIG. B.1 – *Exclusion sur les faibles masses de stop et de sbottom.*

Annexe C

Diagrammes de référence

Nous présentons ici quelques diagrammes d'exclusion sur les masses des squarks obtenus par les expériences du LEP et celles du TEVATRON.

Nous présentons tout d'abord les résultats finaux de DELPHI sur la recherche des squarks. Les diagrammes de la figure C.1 montrent, dans le plan ($M_{\tilde{t}_1}$,$M_{\tilde{\chi}_1^0}$), les régions exclues par les analyses de recherche du stop dans le canal $c\tilde{\chi}_1^0$ pour un stop purement gauche (diagramme du haut) et pour l'état au découplage du Z^0 (diagramme du bas). Dans ces diagrammes, les résultats des analyses de recherche du stop dans le cas dégénéré, présentés dans ce document, sont combinés avec ceux de l'analyse non dégénéré de DELPHI. Les diagrammes de la figure C.2 montrent, dans le plan ($M_{\tilde{b}_1}$,$M_{\tilde{\chi}_1^0}$), les régions exclues par les analyses de recherche du sbottom dans le canal $b\tilde{\chi}_1^0$ pour le cas purement gauche (diagramme du haut) et pour l'état au découplage du Z^0 (diagramme du bas). Ces résultats ont été publiés dans [30].

Les figures C.3 et C.4 montrent la combinaison des résultats des exprériences LEP (ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL) avec les résultats de l'expérience CDF du TEVATRON sur la recherche de stop et de sbottom dans les deux canaux $c\tilde{\chi}_1^0$ et $b\tilde{\chi}_1^0$ respectivement. La dernière figure C.5 montre les résultats des exprériences du LEP et de l'expérience D0 du TEVATRON sur la recherche du stop dans le canal $bl\tilde{\nu}$. Il est à noter sur ces trois dernières figures la complémentarité entre les collisionneurs hadroniques et leptoniques. En effet, les expériences du TEVATRON sont plus sensibles que les expériences LEP à un signal squark pour de grandes différences de masse entre le squark et la LSP. En revanche, pour des collisionneurs hadroniques ce signal est totalement perdu dans le bruit de fond QCD pour de faibles différences de masse alors qu'il est encore visible au LEP et jusqu'à $\Delta m = 2\,\mathrm{GeV}$.

La figure C.6 résume les résultats d'ALEPH de la recherche du stop en fonction de sa durée de vie (cas dégénéré) [54]. Les différentes lignes indiquent les limites d'exclusions obtenues pour différentes valeurs de Δm. Une limite inférieure de 59 GeV/c est observée à $\Delta m = 1.6\,\mathrm{GeV}/c^2$.

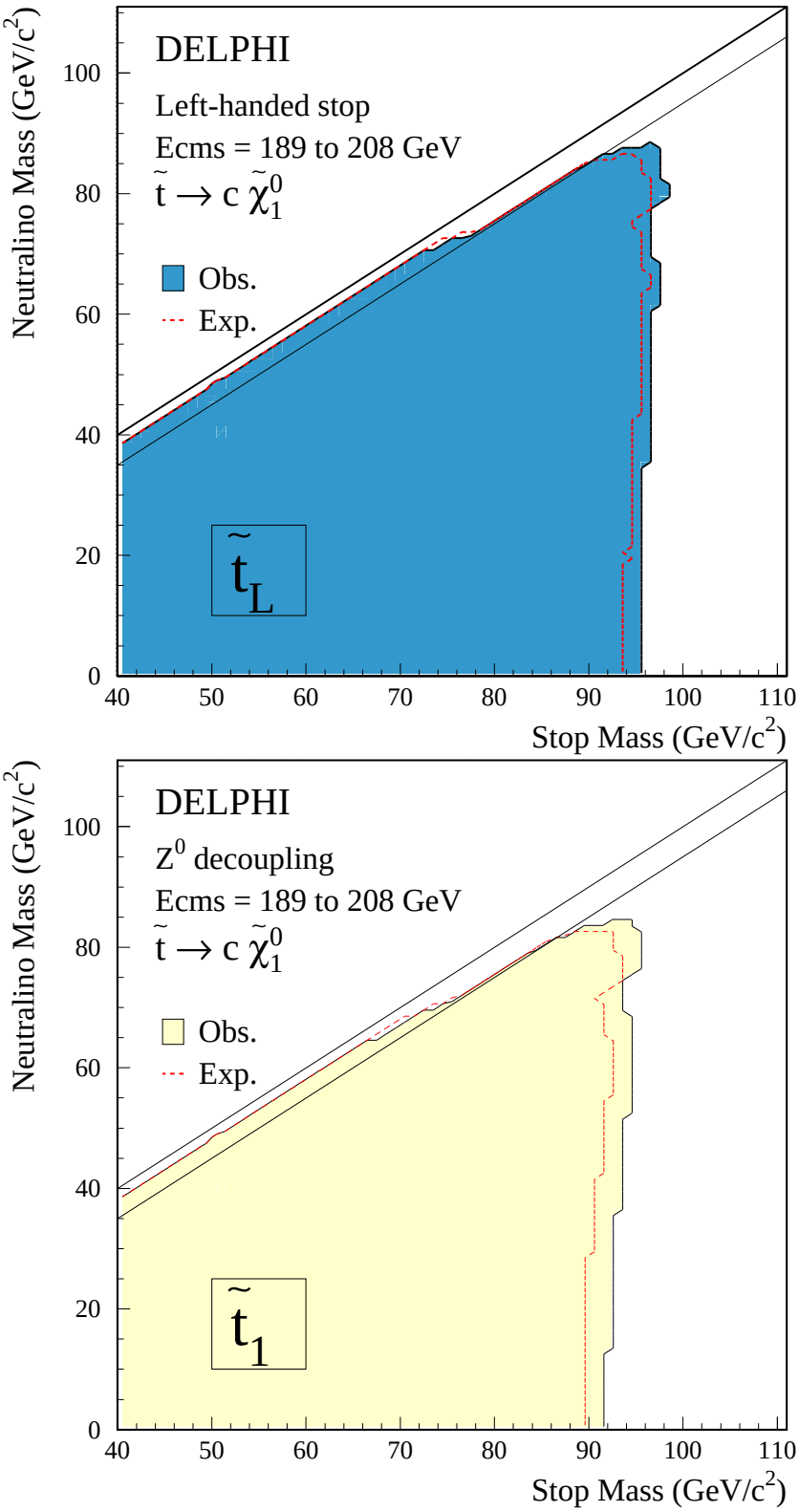


FIG. C.1 – *Régions exclues à 95% CL dans le plan $(M_{\tilde{t}_1}, M_{\tilde{\chi}_1^0})$ par les analyses effectuées dans DELPHI pour rechercher le stop dans le canal $c\tilde{\chi}_1^0$ pour l'état purement gauche (diagramme du haut) et pour l'état au découplage du Z^0 (diagramme du bas). Les résultats de l'analyse du cas dégénéré (sujet du chapitre 7 de cette thèse) sont combinés avec ceux de l'analyse du cas non dégénéré [44].*

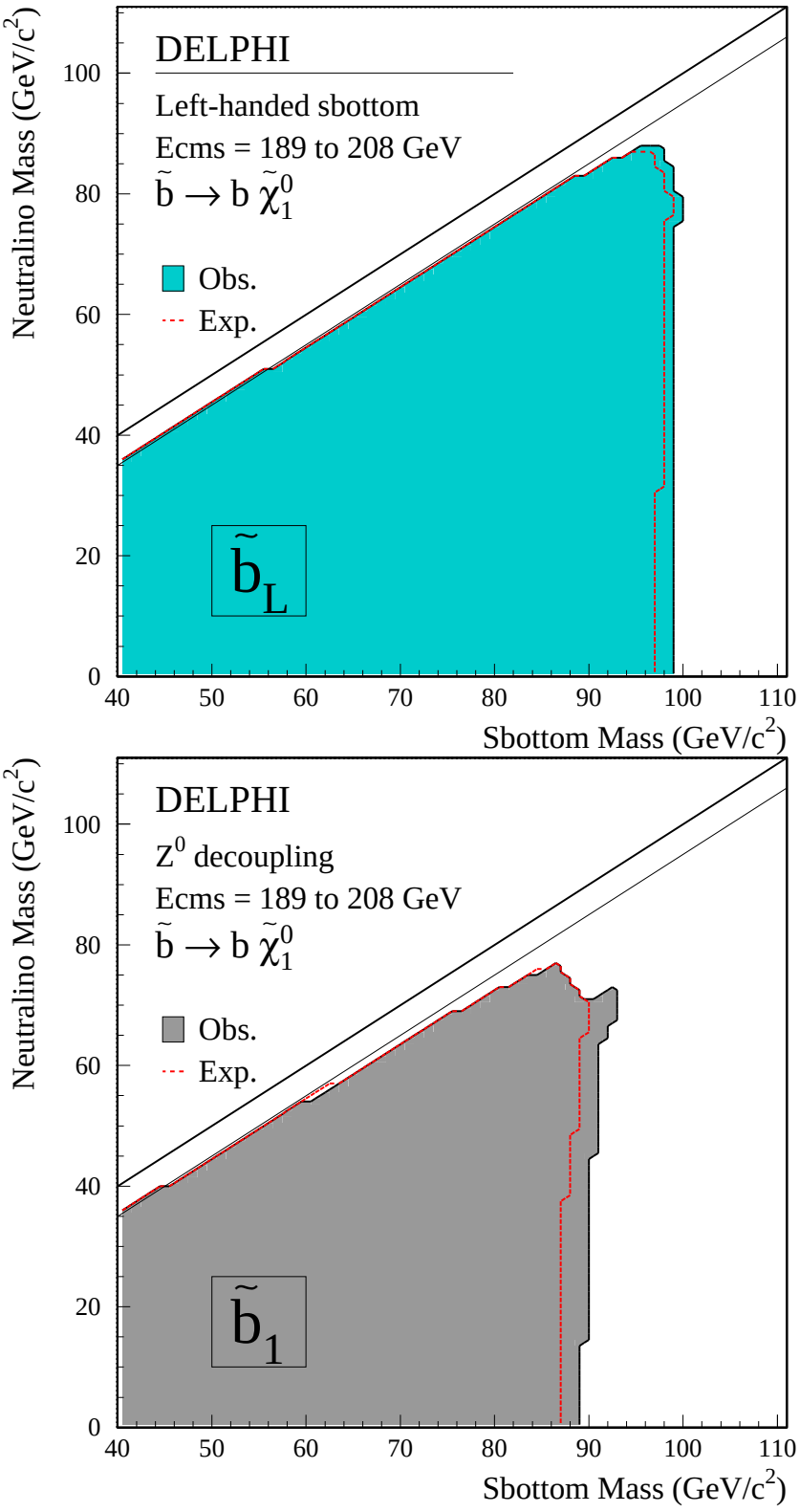


FIG. C.2 – *Régions exclues à 95% CL dans le plan* $(M_{\tilde{b}_1}, M_{\tilde{\chi}_1^0})$ *par les analyses effectuées dans DELPHI pour rechercher le sbottom dans le canal* $b\tilde{\chi}_1^0$ *pour l'état purement gauche (diagramme du haut) et pour l'état au découplage du* Z^0 *(diagramme du bas).*

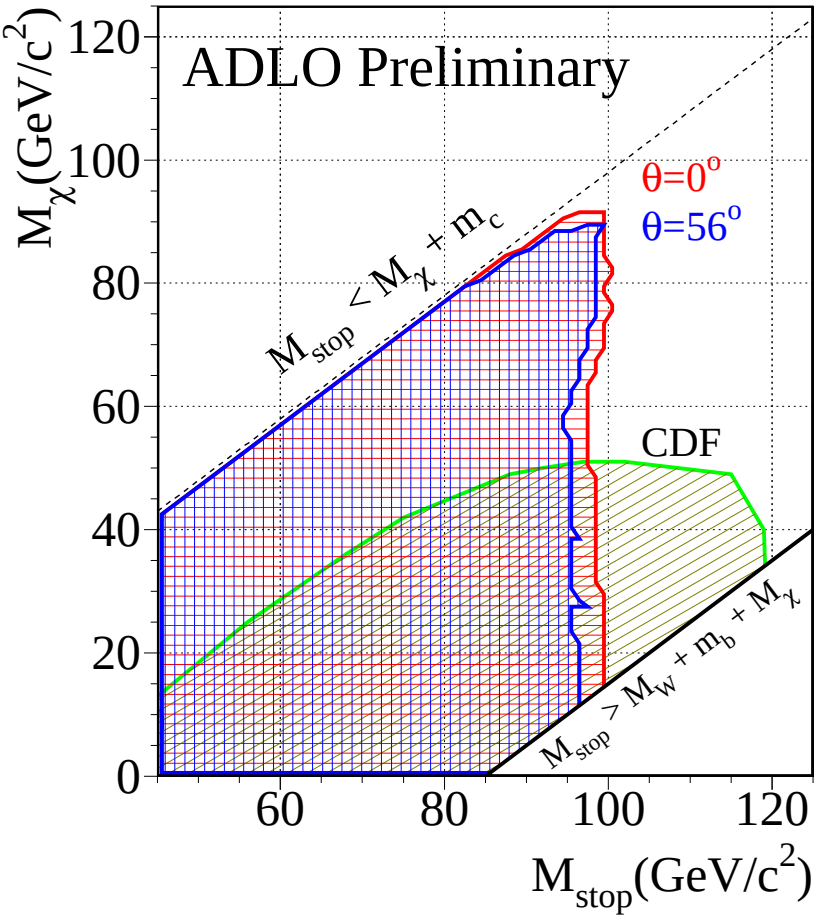


FIG. C.3 – *Régions d'exclusion à 95% CL dans le plan* $(M_{\tilde{t}_1}, M_{\tilde{\chi}_1^0})$ *sur la masse du stop dans le canal* $c\tilde{\chi}_1^0$. *Les régions en rouge et bleu montrent les résultats combinés des quatre expériences du LEP (ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL) pour un stop purement gauche et pour l'état au découplage du* Z^0 *respectivement alors que la région en vert montre les résultats de l'expérience CDF.*

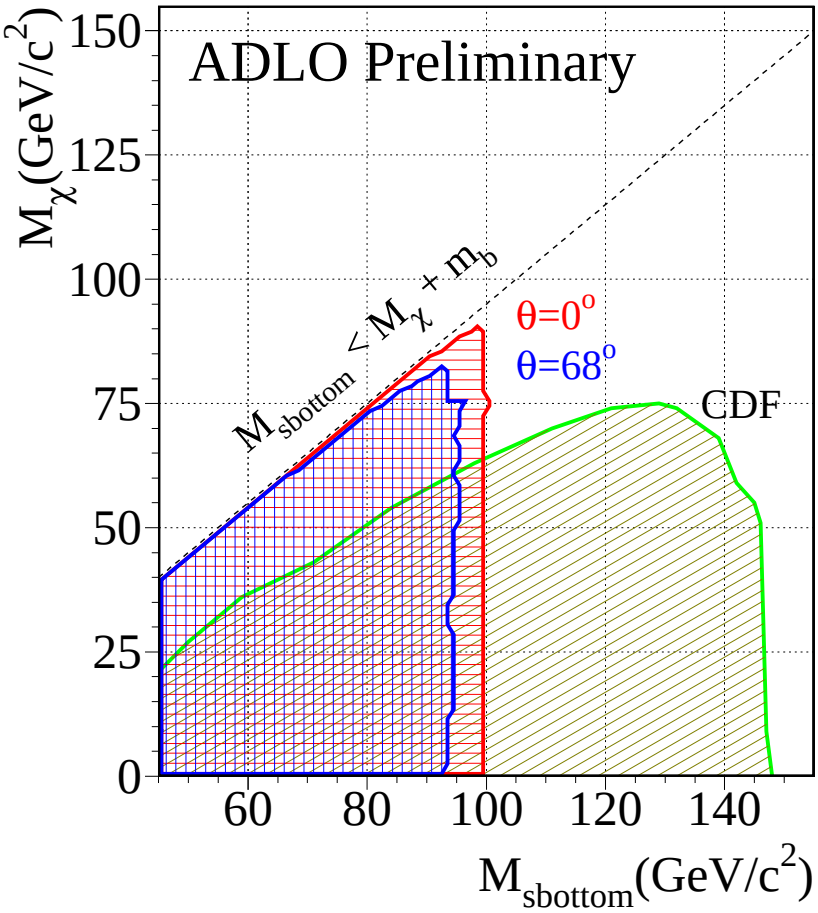


FIG. C.4 – *Régions d'exclusion à 95% CL dans le plan* $(M_{\tilde{b}_1}, M_{\tilde{\chi}^0_1})$ *sur la masse du sbottom dans le canal* $b\tilde{\chi}^0_1$. *Les régions en rouge et bleu montrent les résultats combinés des quatre expériences du LEP (ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL) pour un sbottom purement gauche et pour l'état au découplage du* Z^0 *respectivement alors que la région en vert montre les résultats de l'expérience CDF.*

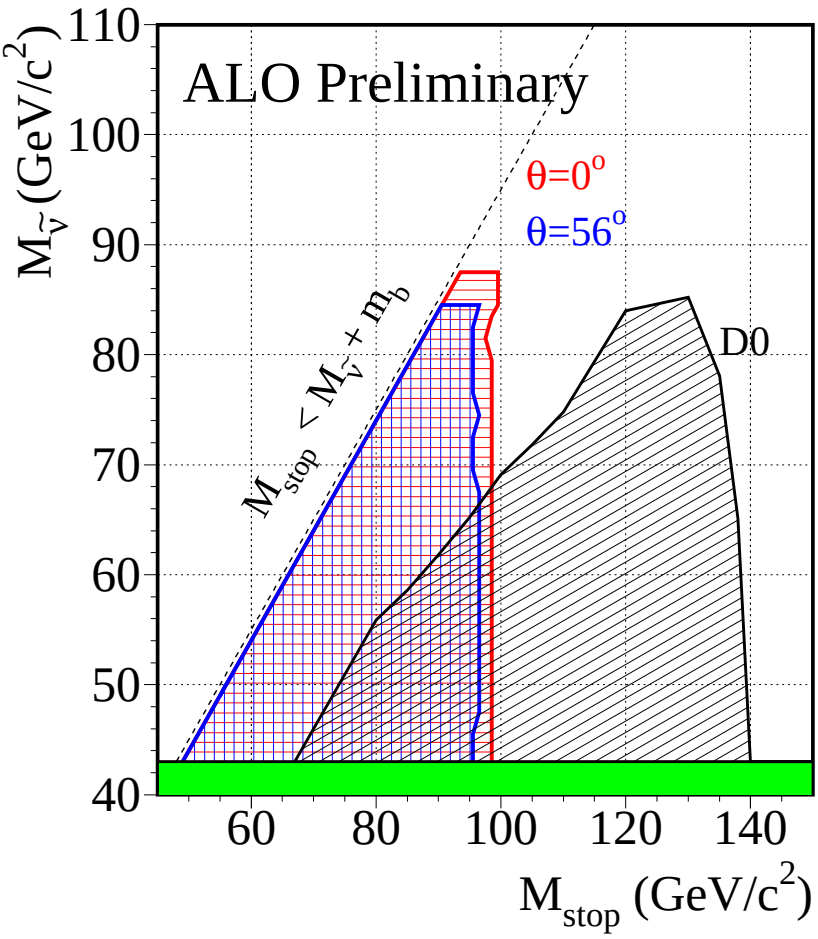


FIG. C.5 – *Régions d'exclusion à 95% CL dans le plan* ($M_{\tilde{t}_1}$,$M_{\tilde{\nu}}$) *sur la masse du stop dans le canal* $bl\tilde{\nu}$. *Les régions en rouge et bleu montrent les résultats combinés des quatre expériences du LEP (ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL) pour un stop purement gauche et pour l'état au découplage du* Z^0 *respectivement alors que la région en noir montre les résultats de l'expérience D0.*

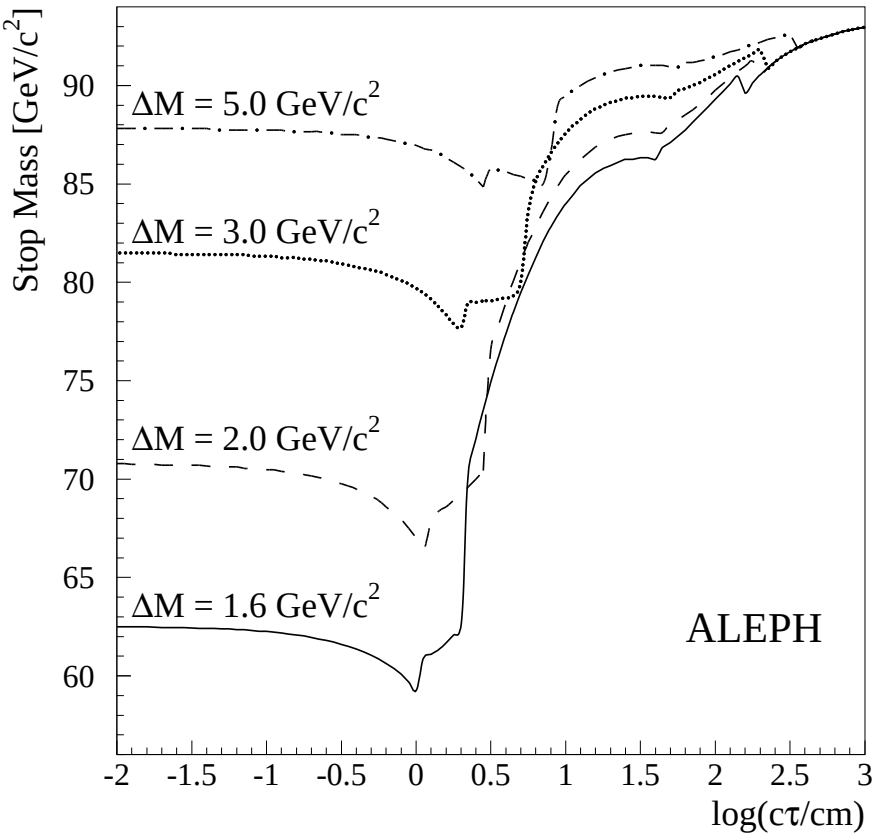


FIG. C.6 – *Limites à 95% CL, obtenues par ALEPH, sur la masse du stop en fonction de* $\log(c\tau/cm)$ *pour différentes valeurs de* Δm.

Table des figures

1.1 Section efficace de la désintégration hadronique du Z^0 21
1.2 Mesures de la masse du boson W 22
1.3 Section efficace de production de paires de bosons W mesurée au LEP . . . 23
1.4 Evolution des constantes de couplage dans le modèle standard 24
1.5 Correction radiative à une boucle sur la masse du boson de Higgs 25
1.6 Contribution sfermionique à la correction radiative à une boucle sur la masse du Higgs 27
1.7 Evolution des constantes de couplage dans le MSSM 40
1.8 Evolution des paramètres de masse dans mSUGRA. 41

2.1 Production de paires de squarks dans les collisions e^+e^- 45
2.2 Corrections QCD à la production des squarks dans les collisions e^+e^- . . . 46
2.3 Sections efficaces de production de paires de stop et de sbottom à 200 GeV 47
2.4 Désintégration du stop en $c\tilde{\chi}_1^0$ 49
2.5 Diagrammes contribuant à la désintégration $\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{\chi}_1^0$ 50
2.6 Désintégration du stop en quatre corps $\tilde{t}_1 \rightarrow b\chi_1^0 f\bar{f}'$ 52
2.7 Schémas de l'hadronisation du stop. 54

3.1 Le système d'injection du LEP 58
3.2 Luminosité intégrée délivrée par le LEP de 1989 à 2000 59
3.3 Le système de coordonnées de DELPHI 60
3.4 Le détecteur DELPHI 61
3.5 Le détecteur de vertex (VD) 62
3.6 La chambre à échantillonnage temporel (TPC) 63
3.7 Géométrie des secteurs de la TPC 64
3.8 Émission de photons Cherenkov par une particule chargée 69
3.9 Vue en coupe de DELPHI montrant le trou entre le HPC et le FEMC . . . 70

4.1 dE/dx en fonction de $\beta\gamma$ 76
4.2 dE/dx en fonction de l'impulsion pour les particules standards 78
4.3 Calibration du dE/dx (à 189 GeV et 192 GeV) 80
4.4 Calibration du dE/dx (à 196 GeV et 200 GeV) 81
4.5 Calibration du dE/dx (à 202 GeV pour l'année 2000) 82
4.6 Courbes d'isomasse en GeV/c^2 du dE/dx en fonction de l'impulsion 83

5.1 Luminosité intégrée en fonction de l'énergie pour les données de l'an 2000 . 92
5.2 Caractéristiques des événements stop de courte durée de vie 96
5.3 Caractéristiques des événements stop de courte durée de vie 97
5.4 Comparaison des états finaux de stop-hadrons obtenus avec le générateur SUSYGEN et un générateur d'ALEPH 98
5.5 Quelques distributions caractéristiques des événements s-hadrons générés avec SUSYGEN 99
5.6 Quelques distributions caractéristiques des événements s-hadrons générés avec SUSYGEN 100
5.7 Schéma de désintégration d'un stop-hadron $\tilde{T}$ 101
5.8 Événement stop se désintégrant dans la TPC, produit par la simulation des vertex secondaires 103
5.9 Évolution de l'énergie chargée et de l'impulsion transverse en fonction du parcours moyen pour un signal de stop de 60 GeV/c^2de masse. 104
5.10 Évolution de l'impulsion manquante et du nombre de particules chargées en fonction du parcours moyen pour un signal de stop de 60 GeV/c^2 de masse. 105
5.11 Simulation de la trace primaire d'un événement stop se désintégrant en $\pi^+\pi^-$ dans la TPC 107

6.1 Sections efficaces des processus à LEP2 en fonction de l'énergie dans le centre de masse 110
6.2 Processus $e^+e^- \to Z^0/\gamma \to q\bar{q}$ 111
6.3 Processus $e^+e^- \to Z^0/\gamma \to q\bar{q}\gamma$ 112
6.4 Distributions du fond $e^+e^- \to Z^0/\gamma^* \to q\bar{q}(\gamma)$ après reconstruction des événements par le détecteur DELPHI 113
6.5 Production de paires de W^+W^- dans la voie s et t en collision e^+e^- 114
6.6 Processus $We\bar{\nu}_e$ correspondant à la production d'un seul W dans l'état final en collision e^+e^- 115
6.7 Diagrammes de Feynman correspondant à la production des processus Z^0Z^0 et $Z^0\gamma^*$ en collision e^+e^- 115

6.8 Diagrammes de Feynman correspondant à la production de l'état final Zee en collision e^+e^- . . . 115

6.9 Production d'un état final $\gamma\gamma$ par diffusion inélastique de leptons chargés en collision e^+e^- . . . 116

6.10 Diagrammes correspondant à $\gamma\gamma_{VDM}$, $\gamma\gamma_{QPM}$ et $\gamma\gamma_{QCD}$ . . . 117

6.11 Comparaison entre données réelles et simulation des processus standards par TWOGAM et PYTHIA . . . 120

6.12 Comparaison entre données réelles et simulation lors de la présélection pour la recherche de stop de durées de vie intermédiaires . . . 121

6.13 Comparaison entre données réelles et simulation des processus standards avant toute coupure . . . 123

6.14 Effet des coupures de présélection générale . . . 124

7.1 Application des coupures de présélection . . . 126

7.2 Application des coupures de présélection . . . 127

7.3 Comparaison entre données et simulation au niveau de la présélection . . . 129

7.4 Comparaison entre données et simulation au niveau de la présélection . . . 130

7.5 Comparaison entre les données et la simulation au niveau de la présélection 131

7.6 Application successive des coupures de la sélection finale . . . 133

7.7 Efficacité de détection du signal pour différentes hypothèses de masses de stop . . . 134

7.8 Distributions de l'acoplanarité et de l'impulsion transverse totale des événements lors de la sélection finale . . . 136

7.9 Limites sur la masse du stop en fonction de ΔM . . . 137

7.10 Visualisation d'un événement réel sélectionné par l'analyse . . . 138

8.1 Comparaison entre données et simulation des processus standards . . . 144

8.2 Comparaison entre données et simulation standard au niveau de la présélection . . . 145

8.3 Impulsion (a) et dE/dx (b) des candidats s-hadrons . . . 146

8.4 Fenêtre de sélection par un dE/dx anormalement bas . . . 147

8.5 Fenêtre de sélection par un dE/dx anormalement haut . . . 148

8.6 Fenêtre de sélection par un dE/dx intermédiaire . . . 149

8.7 dE/dx, nombre de particules chargées et rapport de l'énergie visible sur l'énergie dans le centre de masse des candidats sélectionnés . . . 152

8.8 Courbes d'efficacités de détection de stop et de sbottom à 189 et à 206 GeV 153

8.9 Candidat présentant un dE/dx anormalement haut . . . 154

8.10 Candidat présentant un dE/dx anormalement bas 155

9.1 Comparaison entre données et simulation des processus standards au niveau de la présélection 159

9.2 Comparaison entre données et simulation des processus standards au niveau de la présélection 160

9.3 Comparaison entre données et simulation des processus standards pour le nombre de traces primaires PV 161

9.4 Comparaison entre données et simulation des processus standards pour le nombre de traces secondaires IP 162

9.5 Courbes d'efficacité en fonction du parcours moyen 164

9.6 Efficacité de détection de stop de durées de vie intermédiaires 166

9.7 Courbes d'efficacité de détection de stop de durées de vie intermédiaires . . 167

9.8 Courbes d'efficacité de détection de stop de durées de vie intermédiaires . . 168

9.9 Régions exclues dans le plan ($c\tau$,$m_{\tilde{t}}$) par les analyses de recherche combinées pour $\Delta m = 5$ GeV/c^2 et $\Delta m = 2$ GeV/c^2 171

9.10 Régions exclues dans le plan ($\log(c\tau)$,$m_{\tilde{t}}$) par les analyses de recherche combinées pour $\Delta m = 5$ GeV/c^2 et $\Delta m = 2$ GeV/c^2 172

B.1 Exclusion sur les faibles masses de stop et de sbottom 180

C.1 Résultats de DELPHI sur les régions d'exclusion dans le plan ($M_{\tilde{t}_1}$,$M_{\tilde{\chi}^0_1}$) du stop dans le canal $c\tilde{\chi}^0_1$ 182

C.2 Résultats de DELPHI sur les régions d'exclusion dans le plan ($M_{\tilde{b}_1}$,$M_{\tilde{\chi}^0_1}$) du sbottom dans le canal $b\tilde{\chi}^0_1$ 183

C.3 Régions d'exclusion dans le plan ($M_{\tilde{t}_1}$,$M_{\tilde{\chi}^0_1}$) sur la masse du stop dans le canal $c\tilde{\chi}^0_1$. des quatre expériences du LEP (ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL) et de l'expérience CDF. 184

C.4 Régions d'exclusion dans le plan ($M_{\tilde{b}_1}$,$M_{\tilde{\chi}^0_1}$) sur la masse du sbottom dans le canal $b\tilde{\chi}^0_1$. des quatre expériences du LEP (ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL) et de l'expérience CDF. 185

C.5 Régions d'exclusion dans le plan ($M_{\tilde{t}_1}$,$M_{\tilde{\nu}}$) sur la masse du stop dans le canal $bl\tilde{\nu}$. des quatre expériences du LEP (ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL) et de l'expérience CDF. 186

C.6 Limites à 95% CL, obtenues dans ALEPH, sur la masse du stop en fonction de $\log(c\tau/cm)$ pour différentes valeurs de Δm. 187

Liste des tableaux

1.1 Champs fermioniques du modèle standard 19

1.2 Contenu en champs et particules du modèle standard supersymétrique minimal 34

4.1 Distances relatives utilisées par différents algorithmes de jets 74

4.2 Détermination des facteurs de correction du dE/dx 79

5.1 Régions en $\sqrt{s}$ utilisées pour l'analyse des données collectées en 2000 . . . 93

5.2 Luminosité intégrée en fonction de l'énergie pour les données collectées de 1998 à 2000 93

5.3 Nombre d'événements générés pour la recherche de stops de courte durée de vie 94

5.4 Points utilisés pour estimer l'efficacité dans la recherche des s-hadrons stables 98

5.5 Valeurs utilisées dans la génération et la simulation des vertex secondaires 102

5.6 Valeurs utilisées dans la génération et la simulation des traces primaires . . 106

6.1 Sections efficaces des processus du modèle standard 119

7.1 Nombres d'événements réels et simulés après application des coupures de présélection 128

7.2 Nombres d'événements sélectionnés par l'analyse de stop dégénéré de faible durée de vie 135

7.3 Limites d'exclusion sur les masses (en GeV/c^2) en fonction de ΔM 136

8.1 Nombre d'événements sélectionnés au niveau de la présélection globale . . . 142

8.2 Nombre d'événements sélectionnés lors de la présélection 144

8.3 Nombre d'événements sélectionnés dans chaque fenêtre d'analyse au stade final de sélection 150

8.4 Limites attendues et observées d'exclusion du stop et du sbottom dans la recherche de squarks stables 151

8.5 Limites d'exclusion obtenues par l'utilisation de la seule fenêtre 2 à partir de 80 GeV/c^2 151

9.1 Comparaison entre les nombre d'événements réels et simulés après l'application des coupures de présélection 158

9.2 Nombre d'événements sélectionnés au stade final de la sélection 163

9.3 Limites d'exclusion sur les masses en fonction de Δm 169

Bibliographie

[1] C. Yang and R. Mills, Phys. Rev. **D96**(1954) 191.

[2] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett.**19**(1967) 1264.

[3] P. W. Higgs, Phys. Rev. Lett.**13**(1964) 508.

[4] The LEP Electroweak Working Group, http ://lepewwg.web.cern.ch.

[5] G. t'Hooft, Nucl. Phys. **B33**(1971) 173.

[6] M. Drees, *An introduction to supersymmetry*, hep-ph/9611409.

[7] P. Binétruy, *La supersymétrie et ses modèles*, cours donné à l'École Normale Supérieure de Paris.

[8] R.N. Mohapatra, *Unification and Supersymmetry*, Springer-Verlag, New York, 1996.

[9] H.P. Nilles, Phys. Rep. **110**(1984) 1.

[10] M.F. Sohnius, Phys. Rep. **128**(1985) 39.

[11] S. Coleman et J. Mandula, Phys. Rev.**159**(1967) 1251.

[12] D.V. Volkov et V.P Akulov, Phys. Lett. **B46**(1973) 109.
J. Wess et B. Zumino, Nucl. Phys. **B70**(1974) 39.
YU. A. Gol'fand et E.P. Likhtman, JETP Lett.**13**(1971) 323.

[13] J. Wess et B. Zumino Phys. Lett. **B49**(1974) 52

[14] R. Haag, J. Lopuszansky et M. Sohnius, Nucl. Phys. **B88**(1975) 61.

[15] S.L. Glashow, *Nucl. Phys.***22**(1961) 579.

[16] A. Salam et J.C. Ward, Phys. Rev. **D13**(1964) 168.

[17] P. Fayet et J. Iliopoulos, Phys. Lett. **B51**(1974) 461.

[18] U. Amaldi, W. de Boer et H. Fürstenau, Phys. Lett. **B260**(1991) 447.

[19] H.P. Nilles, Phys. Rep. **110**(1984) 1.

[20] R. Arnowitt, A. Chamseddine and P. Nath, *N=1 Supergravity*, World Scientific, Singapore, 1984.

[21] W. de Boeer, *Search for SUSY and Higgs Particles*, hep-ph/9808448.

[22] M. Dine et A. Nelson, Phys. Rev. **D48**(1993) 1277.

[23] K. Hikasa et M. Kobayashi, Phys. Rev. **D36**(1987) 724

[24] M. Dress et K. Hikasa, Phys. Lett. **B252**(1990) 127

[25] A. Bartel *et al.*, hep-ph/9603410.

[26] S. Kraml *et al.* Phys. Lett. **B386**(1996) 175

[27] A. Bartel *et al.* Z. Phys. **C64**(1994) 499

[28] S. Dimopoulos et G. Giudice Phys. Lett. **B393**(1997) 72

[29] C. Boem, A. Djouadi et Y. Mambrini Phys. Rev. **D61**(2000) 95006

[30] J. Abdallah *et al.*, DELPHI Collaboration, Searches for supersymmetric particles in e^+e^- collisions up to 208 GeV and interpretation of the results within the MSSM, Accepted by Eur. Phys. J. C, CERN-EP/2003-007.

[31] T. Alderweireld, *thèse* (UMH, Mons, Belgium 2002).

[32] Particle Data Group, K. Hagiwara *et al.* Phys. Rev. **D66**(2002) 010001.

[33] P. Abreu *et al.* , DELPHI Collaboration, A Search for Heavy Stable and Long-Lived Squarks and Sleptons in e^+e^- Collisions at Energies from 130 to 183 GeV, Phys. Lett. **B444**(1998) 491.

[34] C. Peterson, D. Schatter, I. Scmitt et P.M. Zerwas, Phys. Rev. **D27**(1983) 105.

[35] G. Altarelli *et al.*,"Physics at LEP2", Yellow Report, CERN 96-01, vol.2.

[36] P. Aarnio *et al.*, Collaboration DELPHI, Nucl. Instrum. Methods **A303**(1991) 233.

[37] P. Abreu *et al.*, Collaboration DELPHI, Nucl. Instrum. Methods **A378**(1996) 57.

[38] F. Sauli, Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers, CERN 77-09 (1977).

[39] Collaboration DELPHI, DELPHI 89-44 PROG 137.

[40] Collaboration DELPHI, DELPHI note 87-97 PROG 100.

[41] S. Moretti, L. Lönnblad, T. Sjöstrand,
New and Old Jet Clustering Algorithms for Electron-Positron Events,
RAL-TR-98-003, LU-TP-98-7, hep-ph/9804296.

[42] S. Catani *et al.,* Phys. Lett. **B269**(1991) 432.

[43] A. Duperrin, *thèse* (IPNL 1999).

[44] P. Verdier, *thèse* (IPNL 2001).

[45] P. Antilogus, *thèse* (LAL 1989).

[46] F. Richard, How to improve on dE/dx measurements in the TPC of DELPHI, DELPHI 88-21 TRACK 47.

[47] DELPHI note 99-175 PROG 239.

[48] DELPHI note 2000-164 PROG 242.

[49] DELPHI note 97-65 HERM 3.

[50] A. Read, note DELPHI 97-158 PHYS 737.

[51] G.J. Feldman et R.D. Cousins
A Unified Approach to the Classical Statistical Analysis of Small Signals,
HUTP-97/A096, hep-ph/9711021.

[52] Particle Data Group, Phys. Rev. **D50**(1994) 1272.

[53] G. Altarelli *et al., "Physics at LEP2"*, Yellow Report CERN 96-01, vol. 2.

[54] Search for Scalar TOP almost degenerate with the lightest Neutralino in e^+e^- Collisions at $\sqrt{s}$ up to 202 GeV, ALEPH Collaboration, R. Barate et al., Phys. Lett. **B488**(2000) 234.

[55] T. Sjöstrand, Comp. Phys. Comm. 82(94)74.

[56] Search for supersymmetric particles in light gravitino scenarios and sleptons NLSP, DELPHI collaboration - CERN-EP/02-083.

[57] F. A. Berends et al. Nucl. Phys. **B304**(1988) 712.

[58] P. Abreu, D. Fassouliotis, A. Grefrath, R. P. Henriques et L. Vitale, note DELPHI 96-124 PHYS 632.

[59] S. Jadach, W. Placzek, B.F.L. Ward, Phys. Lett. **B390**(1997) 198

[60] S. Jadach, B.F.L. Ward, Z. Was, Comput. Phys. Commun.**124**(1995) 233

[61] F. A. Berends, R. Pittau, R. Kleiss, Comput. Phys. Commun.**85**(1995) 437

[62] T. Sjostrand, Comput. Phys. Commun. 39(347)86 ;
T. Sjostrand, PYTHIA 5.6 *and* JETSET 7.3, CERN-TH/6488-92.

[63] S. Nova, A. Olshevski, and T. Todorov, note DELPHI 90-35 PROG 152.

[64] http ://www.thep.lu.se/torbjorn/Pythia.html.

[65] T. Alderweireld, S. Todorova et P. Verdier, note DELPHI 2000-163 PHYS 878.
P. Verdier, *thèse* (IPNL 2001) ;
Christer Friberg, hep-ph/9907299 ;
Christer Friberg et Torbjorn Sjostrand, hep-ph/0009003.

[66] *Workshop on Physics at LEP2*
Ed. G. Altraelli, T. Sjstrand et F. Zwirner,
CERN Yellow Report CERN 96-01.

[67] *Workshop on Physics at LEP2*
Ed. S. Jadach, G. Passarino et R. Pittau,
CERN Yellow Report CERN 2000-09.

[68] The LEP Collaborations ALEPH, DELPHI, L3, OPAL,
the LEP Electroweak Working Group, and the SLD Heavy Flavour Group,
A Combination of Preliminary LEP Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model, CERN-PPE/97-154.

[69] The LEP Collaborations ALEPH, DELPHI, L3, OPAL the LEP Electroweak Working Group, and the SLD Heavy Flavour and Electroweak Group,
A Combination of Preliminary Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model, CERN-EP/2001-098.

[70] Particle Data Group, D.E. Groom *et al.* Eur. Phys. J. **C15**(2000) 1.

[71] K. Mönig, note DELPHI 97-174 PHYS 748.

Résumé

Dans le cadre du MSSM nous avons recherché en R-parité conservée les squarks de troisième génération, dans l'hypothèse où ils seraient quasiment dégénérés avec la LSP. Trois signatures expérimentales ont été envisagées et recherchées en exploitant toutes les données enregistrées par DELPHI de 1988 à 2000 à des énergies dans le centre de masse allant de 189 à 209 GeV et représentant 608 pb^{-1}.

Aucune déviation du Modèle Standard n'a été observée, et des limites ont pu être établies. Indépendamment de l'angle de mélange, un *stop* de faible durée de vie avec $m < 71\,\mathrm{GeV}/c^2$ est exclu ; de même, un *stop* et un *sbottom* stables avec respectivement $m < 97\,\mathrm{GeV}/c^2$ et $m < 89\,\mathrm{GeV}/c^2$ sont exclus à 95% CL. Pour $\Delta m > 5\,\mathrm{GeV}/c^2$ un *stop* de durée de vie intermédiaire et de masse inférieure à $52\,\mathrm{GeV}/c^2$ est exclu quel que soit l'angle de mélange et pour $\Delta m > 2\,\mathrm{GeV}/c^2$, nous obtenons une limite de $54\,\mathrm{GeV}/c^2$, mais cette fois pour un *stop* purement gauche.

Abstract

The present work deals with the search of third generation squarks in the framework of the MSSM with R-parity conservation, for small mass differences between these squarks and the LSP. Data collected at centre-of-mass energies from 189 to 209 GeV by DELPHI detector, corresponding to an integrated luminosity of 608 pb^{-1}, are analysed in a search for three topologies.

No evidence for deviations from the Standard Model expectation is found. For a short lifetime *stop* a lower limit of $71\,\mathrm{GeV}/c^2$ is set for the mass, independent of the mixing angle. Long-lived *stop* and *sbottom* of $97\,\mathrm{GeV}/c^2$ and $89\,\mathrm{GeV}/c^2$, respectively, are also excluded. For $\Delta m > 5\,\mathrm{GeV}/c^2$ an intermediate lifetime *stop* with $m < 52\,\mathrm{GeV}/c^2$ is excluded for all mixing angles ; for $\Delta m > 2\,\mathrm{GeV}/c^2$, the limit is set to $54\,\mathrm{GeV}/c^2$ for a left-handed *stop* only.