Table des matières

Introduction

L'ensemble des particules connues à ce jour et leurs interactions (sauf la gravité) sont décrites dans une théorie appelée Modèle Standard. Bien que le Modèle Standard soit entièrement satisfaisant sur le plan expérimental, il existe de fortes motivations théoriques pour le compléter. Une extension possible, et qui va nous intéresser ici, est la supersymétrie.

Le travail présenté dans ce mémoire traite de la recherche de particules supersymétriques, plus particulièrement les neutralinos et les charginos mais aussi les smuons, dans le cadre du Modèle Standard Supersymétrique Minimal avec violation de la R-Parité en considérant les opérateurs $\lambda'_{ijk} L_i Q_j \bar{D}_k$. Cette recherche a été effectuée en analysant les données acquises par l'expérience $DELPHI$ installée auprès du collisionneur LEP du $CERN$. Jusqu'à la présente étude, la recherche de neutralinos et de charginos se désintégrant via des couplages λ'_{ijk} n'avait pas été entreprise dans $DELPHI$.

On s'intéressera dans le premier chapitre au Modèle Standard : comment a-t-il été construit, quel est son contenu ? Ses principales faiblesses seront évoquées et on exposera succintement quelques théories qui présentent une alternative au Modèle Standard ou bien qui l'élargissent. La supersymétrie et la R-Parité seront étudiées plus en détail dans le deuxième chapitre. On y discutera également des limites expérimentales existant sur les couplages décrivant la non conservation de la R-Parité.

La troisième partie sera consacrée au détecteur $DELPHI$. On décrira le fonctionnement de ses différents consituants, leur utilisation pour la détermination des caratéristiques d'une particule (nature, énergie, charge...) et la reconstruction d'un événement issu de l'annihilation d'un électron et d'un positron.

Le quatrième chapitre sera axé principalement sur les neutralinos et les charginos : quels sont leurs couplages et leurs modes de désintégration, comment peuvent-ils être produits à LEP ? On décrira la forme attendue pour des signaux supersymétriques avec l'hypothèse de violation de la R-Parité et on étudiera les processus du Modèle Standard susceptibles d'être des bruits de fond pour nos analyses.

Les analyses réalisées pour la recherche de neutralinos, de charginos et de smuons dans les données collectées à une énergie de 189 GeV dans le centre de masse seront détaillées dans le chapitre cinq. Les résultats obtenus y seront décrits ainsi que leur exploitation. Les résultats obtenus à 183 GeV sont reportés en annexe. Le chapitre six résumera cette étude ; on indiquera en outre les possibilités de recherches futures sur la R-parité.

Chapitre 1

Modèle Standard et au-delà

Le Modèle Standard (abrégé en MS dans la suite) est actuellement le modèle de référence en physique des particules. Nous verrons comment il a été progressivement élaboré, puis en quoi il consiste. On décrira ses points faibles et quelques unes des théories y remédiant.

1.1 Le Modèle Standard

Pour de plus amples détails sur le MS on pourra consulter [1] et [2]. Ces deux références ainsi que [3] sont à la base de cette partie sur le MS. Il décrit trois des quatre forces connues : l'interaction électromagnétique, l'interaction faible responsable entre autres de la radioactivité β, et l'interaction forte liant les quarks entre eux. Ses plus éclatants succès sont peut-être la découverte au CERN en 1983 des bosons vecteurs $W^{\pm}$ et Z^0 [4] et plus récemment celle du quark top au Fermilab [5]. Il est confirmé par l'expérience avec une précision parfois diabolique, de l'ordre de quelques pourcent ou moins (voir par exemple tous les tests de précision effectués au *LEP* [6]). La largeur mesurée du Z^0 est 2.4928 ± 0.0025 GeV et la valeur attendue par calcul 2.4968 ± 0.0017 GeV [7] soit un écart de 0.16 %.

1.1.1 Quelques étapes de la construction du Modèle Standard

Le Modèle Standard est la conséquence provisoire d'une très longue évolution des idées en physique. Tentons d'en donner les traits marquants en commençant par Newton. Au cours du dix-septième siècle, il va révolutionner la manière dont se fait la physique en occident et donner à la discipline un essort extraordinaire. De son oeuvre immense retenons la première théorie de la gravitation, la loi fondamentale de la dynamique et, pour expliquer la décomposition de la lumière par un prisme, la description de celle-ci en termes de corpuscules.

Les travaux de Fresnel et de Young en optique au cours du dix-neuvième siècle (sur la diffraction et les interférences principalement) conduisent au contraire à une vision ondulatoire de la lumière. Maxwell parachève ceci avec sa théorie de l'électromagnétisme. Pour la première fois, deux phénomènes qui étaient jusque là distincts sont unifiés et décrits par une seule et même théorie.

A la fin du dix-neuvième siècle l'atome est reconnu comme un édifice neutre mais on sait qu'il est composé de charges négatives et positives. En 1897, Thomson découvre l'électron en étudiant la déflection par un champ magnétique et un champ électrique des rayons cathodiques émis par un filament chauffé.

En 1900 Planck montre que la quantification du rayonnement électromagnétique donne une bonne description pour le spectre du corps noir et évite la catastrophe ultra-violette. Einstein donne une formulation plus radicale de cette idée en proposant durant l'année 1905 la notion de photon pour expliquer l'effet photoélectrique . Il postule que le rayonnement électromagnétique est composé de particules, les photons, ayant une énergie définie pour une longueur d'onde donnée ($E = hc/\lambda$) bien que ceci semble aller à l'encontre des expériences d'optique ondulatoire du siècle précédent. Les travaux de Compton sur la diffusion de la lumière effectués en 1923 montrent la validité de l'interprétation d'Einstein.

La nature à la fois ondulatoire et corpusculaire des objets physiques est formalisée dans le cadre de la mécanique quantique. Bohr, De Broglie, Heisenberg et Schrödinger sont ses principaux artisans.

Les expériences de diffusion de particules α par des feuilles d'or faites par Rutherford au début du vingtième siècle indiquent que la charge positive des atomes est concentrée dans un très petit volume comparativement à la taille des atomes, et que ce volume contient l'essentiel de la masse de l'atome. Pour expliquer la cohésion des protons à l'intérieur du noyau, on est amené à supposer l'existence d'une nouvelle force : l'interaction forte.

L'étude du spectre des électrons de la désintégration β amène Pauli en 1930 à imaginer l'existence d'une particule neutre de masse nulle n'interagissant pas, ou très peu, avec la matière : le neutrino. Fermi se sert de cette nouvelle particule dans son explication des interactions faibles en 1934. La confirmation expérimentale du neutrino par Reines et Cowan intervient en 1956, et en 1962 Steinberger et son équipe montrent que le neutrino associé à l'électron et celui associé au muon sont deux particules distinctes.

En interprétant l'équation relativiste de l'électron qu'il a écrite en 1927, Dirac introduit le concept d'antimatière. La découverte du positron par Anderson cinq ans après confirme cette intuition.

1932 voit la découverte d'un nouveau composant du noyau des atomes par Chadwick : le neutron.

La formulation quantique d'une théorie du champ électromagnétique par Feynman, Schwinger et Tomonaga à la fin des années 1940 permet de comprendre le décalage de certaines raies d'hydrogène par rapport aux prévisions de l'équation de Dirac et de calculer les moments magnétiques anormaux de l'électron et du muon.

Yang et Mills, en réfléchissant sur la notion d'isospin, montrent en 1954 que la notion d'invariance de jauge locale conduit à l'existence de bosons vecteurs. Ceci est à la base de la description actuelle des interactions.

Dans les années 1960 l'hypothèse des quarks (on suppose qu'il en existe trois initialement : *up*, *down* et étrange s) par Gell-Mann, Ne'eman et Zweig explique le spectre en masse et les propriétés des nombreux mésons et baryons découverts entre la fin de la guerre et le début des années 1960. Les expériences de diffusion profondément inélastique d'électrons sur des protons en 1968/1969 exhibent la structure en quarks du proton. Gell-Mann, Bjorken et Glashow en 1964, puis Glashow à nouveau, Iliopoulos et Maiani en 1970 (pour des raisons différentes) proposent un nouveau quark : le charme. Il est mis en évidence en 1974.

Le concept de couleur est énonçé par Greenberg pour résoudre le problème de la résonance Δ^{++}. Cet objet est formé de 3 quarks u ayant leurs spins alignés. D'après le principe de Pauli, un tel objet ne devrait pas exister, à moins d'ajouter un nouveau nombre quantique : la couleur. Il existe trois états de couleur : *bleu*, *rouge* et *vert*. Wilczek, Politzer, Gross et Georgi construisirent à partir de cela la chromodynamique quantique (ou QCD en anglais) qui décrit l'interaction forte et introduit un nouveau boson de jauge : le gluon. L'observation d'événements à trois jets au cours de l'année 1979 conforta l'hypothèse du gluon.

Au début des années 1970 Glashow, Salam et Weinberg construisent un modèle qui unifie l'électromagnétisme et l'interaction faible en une seule interaction dite électrofaible. Trois particules nouvelles sont prédites : le $W^{\pm}$, le Z^0 (elles acquierront une existence expérimentale en 1983, les courants neutres observés en 1973 ayant déjà fourni un signe favorable sur le Z^0) et le boson de Higgs (ce dernier fait l'objet d'intenses recherches mais n'a pas encore été trouvé).

Kobayashi et Maskawa montrent au cours de l'année 1973 que la violation de CP se comprend seulement si l'on considérait trois générations de quarks au minimum. La découverte du b en 1977 puis plus tardivement du *top* en 1995 donna corps à la troisième famille de quarks, et celle du τ en 1976 à la troisième famille de leptons.

Le Modèle Standard décrit l'ensemble des particules connues à ce jour ainsi que leurs interactions (gravité mise à part). Nous allons dans les paragraphes qui suivent aborder ses principales caractéristiques.

1.1.2 Groupe de jauge du MS

Le MS suppose l'existence de trois familles de fermions de matière classés en quarks, sensibles aux interactions électromagnétique, faible et forte, et en leptons, sensibles aux interactions électromagnétique (s'ils sont chargés) et faible. L'électromagnétisme est transmis par un seul boson, le photon . On introduit pour le décrire un groupe de jauge $U(1)$ (voir le paragraphe 7.1 de l'annexe). Dans la désintégration β les électrons et les neutrinos d'une part et les quarks u et d d'autre part sont associés : on dit qu'ils forment des doublets d'isospin faible. On est donc tenté de regrouper les quarks d'un côté et les leptons d'un autre en doublets de $SU(2)$. Toutefois aucun neutrino droit n'a jusqu'à présent été observé : on va former des doublets gauches et des singulets droits de $SU(2)$. Nous avons vu au paragraphe 1.1.1 que la charge de couleur prenait trois valeurs différentes. L'invariance locale sous $SU(3)_C$ (C comme couleur) postulée par la chromodynamique quantique amène l'existence de huit bosons de jauge de masse nulle, les gluons. Ceci décrit bien les manifestations expérimentales de l'interaction forte. En particulier regardons la mesure du rapport R défini par :

$$R = \frac{\sigma(e^+e^- \to hadrons)}{\sigma(e^+e^- \to \mu^+\mu^-)} = \sum_c \sum_q e_q^2$$

$\sum_c$ est la somme sur les couleurs, $\sum_q$ la somme sur les saveurs. Seul l'ordre dominant a été indiqué. La figure 1.1 provenant de [8] où est représentée l'évolution de R en fonction de l'énergie dans le centre de masse est en accord avec un nombre de couleur égal à trois.

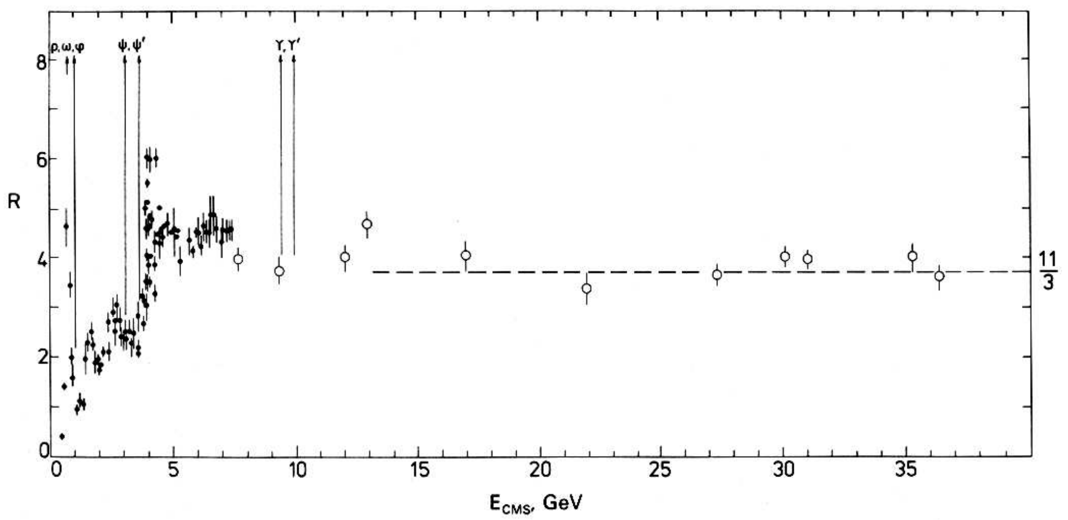

FIG. 1.1 – *Evolution de* $R = \frac{\sigma(e^+e^- \to hadrons)}{\sigma(e^+e^- \to \mu^+\mu^-)}$ *en fonction de l'énergie* E_{CMS} *dans le centre de masse. La valeur de* R *calculée en supposant que le processus primaire est la formation d'une paire quark/anti-quark est* $11/3$ *si les paires de u, d, s, c et b sont excitées et si les quarks ont trois couleurs. Les données sont en accord avec cette valeur pour une énergie suffisamment grande.*

La QCD possède la propriété d'être plus intense au fur et à mesure que les quarks s'éloignent. C'est pourquoi les quarks sont confinés et n'existent pas à l'état libre : les seuls états physiquement observables sont non-colorés.

On va donc postuler l'invariance du Lagrangien sous un groupe que l'on note pour l'instant $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ (Y étant l'hypercharge). A chaque symétrie va correspondre une (ou plusieurs) quantité(s) conservée(s). Notons que l'existence des bosons vecteurs des interactions provient directement de cette exigence d'invariance locale. Dans le paragraphe 7.1 de l'annexe, on développe l'exemple du groupe $U(1)$.

Les termes de masse explicites pour les bosons de jauge du type $\frac{1}{2}mA^\mu A_\mu$ (avec m : masse du boson) ainsi que ceux pour les fermions $-m(\bar{f}_L f_R + \bar{f}_R f_L)$ (avec m : masse du fermion) sont interdits dans le Lagrangien du MS car ils brisent explicitement $SU(2)_L \times U(1)_Y$ [9]. Or l'expérience indique que les $W^\pm$ et Z^0 sont massifs et qu'il existe des fermions de matière massifs ! Il faut donc trouver un moyen de leur donner une masse tout en gardant le plus possible la symétrie du Lagrangien.

1.1.3 Génération des masses dans le MS

Masse des bosons de jauge : mécanisme de Higgs

La brisure spontanée de symétrie dans le mécanisme de Higgs va permettre de donner une masse aux $W^\pm$ et Z^0 en conservant un sous-groupe $U(1)_{em}$ de $SU(2)_L \times U(1)_Y$ non brisé (on sait qu'une telle symétrie existe dans la nature car le photon est sans masse). On parle de brisure spontanée de symétrie quand un état physiquement réalisé d'un système n'est pas invariant sous les transformations de symétrie (ou de certaines d'entre elles) du système bien que sa dynamique les vérifie. Un exemple courant est celui du bâton qui se brise lorsque l'on appuie sur ses deux extrémités : les forces appliquées sont symétriques par rapport à l'axe du baton mais cette symétrie est perdue au moment où le bâton plie dans une direction. En physique quantique cette situation se présente quand il existe une multitude d'états fondamentaux dégénérés. Tous sont équivalents mais un seul est choisi dans la nature. Cet état est appelé le vide : c'est l'état de plus basse énergie. Le mécanisme de Higgs pour briser spontanément $SU(2)_L \times U(1)_Y$ en $U(1)_{em}$ (qui lui reste non brisé) est décrit au paragraphe 7.2 de l'annexe. Donnons en les grandes lignes. On postule l'existence d'un doublet ϕ de champs scalaires complexes de $SU(2)_L$. Ce champ est placé dans un potentiel tel qu'il acquiert une valeur dans le vide non nulle. Du fait de la brisure de symétrie, les $W^\pm$ et Z^0 vont avoir des masses non nulles, le photon reste quant à lui sans masse. Sur les quatre degrés de liberté initiaux du doublet de Higgs, trois servent à engendrer les masses des $W^\pm$ et Z^0. Il ne reste donc dans le MS qu'un seul boson de Higgs physique qui est un scalaire.

Masse des fermions de matière

La brisure de $SU(2)_L \times U(1)_Y$ n'induit pour autant pas de masse aux fermions de matière. A cet effet on utilise également le boson de Higgs. Des termes de couplage de Yukawa $\mathcal{L}_{mf}$ sont introduits dans le Lagrangien du MS et l'on a :

$$\mathcal{L}_{mf} = g_d \bar{F}_L \phi f_{d,R} + g_u \bar{F}_L \phi^\dagger f_{u,R} \tag{1.1}$$

où g_d et g_u sont des matrices 3×3 non nécessairement diagonales a priori, F_L représente un doublet de fermions et $f_{d,R}$, $f_{u,R}$ des singulets droits de type *up* et *down* respectivement. La masse des fermions de matière est proportionnelle à la valeur moyenne dans le vide de ϕ et aux coefficients des matrices g_d et g_u.

1.1.4 Matrice de Cabbibo-Kobayashi-Maskawa

Pour obtenir les états propres de masse, on est amené à diagonaliser les matrices g_d et g_u de $\mathcal{L}_{mf}$ par des transformations unitaires. Les états propres d'interaction ne sont pas identiques aux états propres de masse. Comme on n'a pas observé jusqu'à maintenant de neutrinos droits, on va supposer qu'ils n'existent pas : les neutrinos sont de masse nulle dans le MS. Dans ce cas on peut faire coïncider les états propres d'interaction des leptons avec les états propres de masse. Ce n'est pas vrai dans le cas des quarks où les états gauche et droit existent pour les types *up* et *down* et ne sont pas dégénérés en masse. La matrice donnant les couplages entre les différentes familles de quarks est la matrice de Cabbibo-Kobayashi-Maskawa ou matrice CKM. Elle est unitaire et est définie par trois angles réels et une phase complexe.

1.1.5 Contenu en particules du MS

Pour terminer cette partie sur le MS, résumons l'ensemble des particules le constituant et leur principales caractéristiques. Les fermions de matière sont regroupés en trois familles de leptons $\binom{\nu_e}{e^-}$ $\binom{\nu_\mu}{\mu^-}$ $\binom{\nu_\tau}{\tau^-}$ et trois familles de quarks $\binom{u}{d}$ $\binom{c}{s}$ $\binom{t}{b}$. Les bosons de jauge sont au nombre de 12 : 8 gluons g_i $i = 1..8$ pour l'interaction forte, décrite par la chromodynamique quantique ; 3 bosons pour l'interaction faible W^+, W^- et Z^0 ; le photon pour l'électromagnétisme. Un champ scalaire de Higgs complète cet ensemble. L'existence de ces particules est confirmée expérimentalement à l'exception du neutrino tau ν_τ (on a bien sûr mis en évidence la présence de neutrinos dans la désintégration des τ mais leur nature tauonique n'a pas encore été démontrée) et du boson de Higgs. Le tableau 1.1 indique pour les fermions du MS les nombres quantiques suivants : charge électrique Q, valeur propre sous l'opérateur T_3 de $SU(2)$ et hypercharge Y. u et d désignent de façon générale les quarks de type *up* et *down* ; e et ν désignent de même les leptons chargés et neutres. Dans le tableau 1.2 on donne la charge électrique Q, le spin S et la fonction des bosons du MS.

Fermions du Modèle Standard			
Particule	Q	T_3	Y
$\begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \frac{2}{3} \\ \frac{-1}{3} \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \frac{1}{2} \\ \frac{-1}{2} \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \frac{1}{3} \\ \frac{1}{3} \end{pmatrix}$
u_R	$\frac{2}{3}$	0	$\frac{4}{3}$
d_R	$\frac{-1}{3}$	0	$\frac{-2}{3}$
$\begin{pmatrix} \nu_L \\ e_L^- \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 0 \\ -1 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \frac{1}{2} \\ \frac{-1}{2} \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} -1 \\ -1 \end{pmatrix}$
e_R	-1	0	-2

TAB. 1.1 – *Fermions du MS : on donne successivement leur charge électrique Q, leur valeur propre sous l'opérateur T_3 de $SU(2)$ et leur hypercharge Y. u et d désignent les quarks de type up et down, ν et e les leptons neutres et chargés respectivement.*

1.2 Faiblesses du Modèle Standard

Même si le MS n'a jamais été mis en défaut jusqu'à présent, il n'est cependant pas pleinement satisfaisant. Il laisse beaucoup de questions non résolues et de nombreuses hypothèses ad-hoc sont utilisées dans sa construction. Tâchons de dresser un inventaire non exhaustif de ses principales faiblesses et des points sur lesquels il doit être étendu.

1.2.1 Nombre de familles

Le MS postule l'existence de trois familles de particules. La mesure de la largeur invisible du Z^0 indique qu'il n'y a que trois familles de neutrinos se couplant au Z^0 et de masse inférieure à la moité de celle du Z^0 soit 45.6 GeV/c^2, et l'ajustement des données du LEP au MS (en particulier la mesure de la largeur invisible du Z^0) donne également trois familles de neutrinos [7], [6]. Pourquoi semble-t-il n'y avoir que trois familles ? Existe-t-il d'autres familles non encore découvertes ?

De plus l'association des particules en doublets gauches et singulets droits n'a d'autre justification que celle de rendre compte des observations expérimentales.

1.2.2 Nature des particules

Les fermions de matière et les bosons de jauge sont supposés être des particules ponctuelles et élémentaires (c'est-à-dire sans structure). Cette affirmation est-elle

Bosons du Modèle Standard			
Particule	Q	S	Fonction
Bosons de jauge			
g_i $i = 1..8$	0	1	Médiateur de l'interaction forte
$W^{\pm}$	± 1	1	Médiateur de l'interaction faible
Z^0	0	1	Médiateur de l'interaction faible
γ	0	1	Médiateur de l'électromagnétisme
Boson de Higgs			
H	0	0	Génération de masse

TAB. 1.2 – *Bosons du MS : on donne successivement leur charge électrique, leur spin et leur fonction.*

valable à toutes les échelles de longueur ? Quand on essaie de quantifier la théorie classique de la gravité, il apparaît des divergences à courte distance (la longueur de Planck, soit 10^{-33} cm) qui ne peuvent être contrôlées par les procédures classiques de théorie quantique des champs. Ceci signifie qu'en deçà de cette longueur, une nouvelle description est nécessaire. La seule solution jusqu'à présent semble être de considérer les particules comme des objets linéaires et non plus ponctuels [10]. De la même manière que le proton montre sa constitution en quarks à partir du GeV, les quarks et les leptons pourraient exhiber une structure de corde si l'énergie est suffisante.

1.2.3 Origine et hiérarchie des masses

On constate expérimentalement que $m_t, m_b > m_c, m_s > m_u, m_d$ et $m_\tau > m_\mu > m_e$. Quelle est l'origine de cette hiérarchie, pourquoi existe-t-il de telles différences sur la masse de particules ($\frac{m_\tau}{m_e} = 3500$!) qui ont des interactions identiques (si l'on considère bien entendu les leptons d'une part et les quarks d'autre part) ? Notons de plus que le mécanisme de Higgs donne une masse aux $W^{\pm}$ et Z^0, mais pas aux fermions de matière. Il est nécessaire pour cela d'introduire des couplages de Yukawa ad-hoc entre le boson de Higgs et ces fermions [9].

La masse des neutrinos est posée nulle dans le MS. Or les résultats de Super Kamiokande sur les oscillations de ν_μ [11] semblent indiquer que la masse du ν_μ n'est pas nulle. Avec quelques retouches, le MS s'accommoderait très bien de cet état de fait mais ne donne aucune indication sur l'origine de cette masse.

1.2.4 Paramètres libres du MS

Il existe 18 paramètres libres dans le MS :

- 9 masses (6 masses de quarks et 3 masses de leptons),
- 3 angles réels et une phase de la matrice CKM,
- 3 constantes de couplage α_1, α_2, α_3 de $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$,
- la valeur de l'angle de mélange faible $\sin^2\theta_W$ et celle de la masse du boson de Higgs.

Les prédictions du MS reposent fortement sur ces valeurs dont aucun argument théorique ne peut donner au moins un ordre de grandeur.

Concernant la violation de CP, elle n'est pas interdite dans le cadre du MS, mais aucune contrainte théorique ne l'impose. On en rend compte avec la matrice CKM. Nous avons déjà parlé des masses des fermions au paragraphe 1.2.3 et nous reviendrons au paragraphe 1.2.6 sur celle du Higgs. Le MS ne donne aucune indication sur une valeur approchée de α_1, α_2 et α_3 ou d'une quelconque liaison entre ces trois couplages. La valeur de $\sin^2\theta_W$ est a priori libre de varier entre zéro et un.

1.2.5 Convergence des constantes de couplages

Les équations du groupe de renormalisation permettent de calculer l'évolution des constantes de couplage α_1, α_2, α_3 de $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ avec l'échelle d'énergie. Nous voyons sur la figure 1.2 tirée de la référence [12] que le calcul mené dans le cadre du MS donne trois courbes qui, même si elles se rapprochent vers 10^{16} GeV, ne sont pas concourantes. Si l'on veut décrire les forces électrofaible et forte dans une seule théorie globale, l'unification de leurs constantes de couplage est nécessaire. Le MS n'est donc pas le cadre idéal pour une théorie unifiée de ces trois forces.

1.2.6 Naturalité de la masse du boson de Higgs

Dans le MS se pose le problème de la naturalité de la masse du boson de Higgs (une grandeur est dite naturelle si en modifiant peu les paramètres dont elle dépend, sa valeur varie peu). Expliquons en deux mots de quoi il est question. A l'ordre de la boucle, il existe quatre types de corrections radiatives à la masse du Higgs m_H. Elles sont représentées sur la figure 1.3. Intéressons nous au dernier diagramme. Il diverge quadratiquement. On a en effet [13] :

$$(\Delta m)^2 = \lambda^2 \int_{m_H}^{\Lambda} \frac{d^4k}{(2\pi)^4(k^2 - m^2)} \tag{1.2}$$

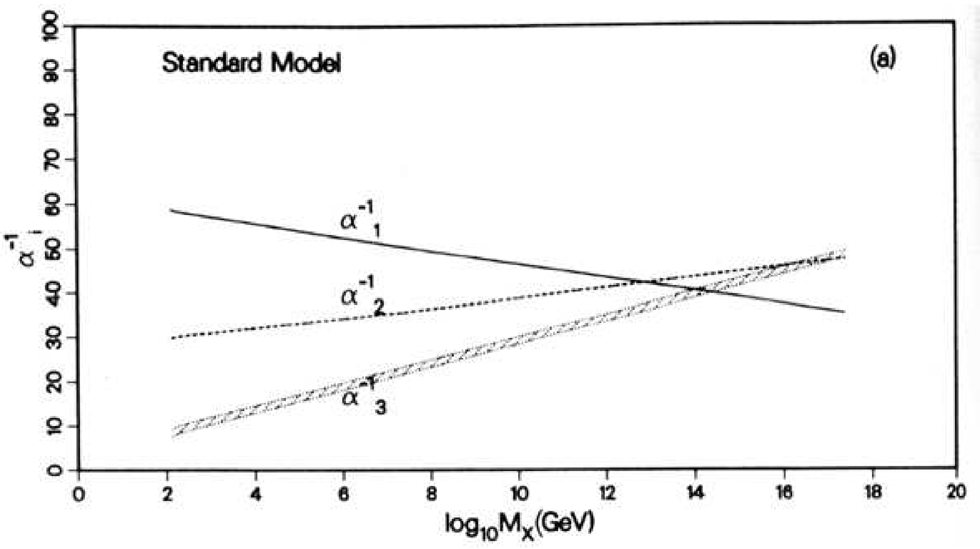

FIG. 1.2 – *Evolution des constantes de couplage α_1, α_2, α_3 de $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ en fonction de l'énergie dans le cadre du MS.*

où λ est la constante d'auto-couplage, Λ est l'énergie de coupure, par exemple la masse de Planck, k est le quadrivecteur de la particule dans la boucle. Si m est la masse renormalisée à l'échelle électrofaible, et m_0 la masse nue de Higgs, c'est-à-dire la masse à l'échelle Λ, on a à l'ordre de la boucle :

$$m^2 = m_0^2 - \frac{\lambda^2 \Lambda^2}{16\pi^2}$$

ou encore

$$m_0^2 = \frac{\Lambda^2}{16\pi^2}(\lambda^2 + (\frac{4\pi m}{\Lambda})^2) \tag{1.3}$$

Pour avoir un ordre de grandeur on prend les valeurs typiques $m = 100$ GeV/c^2 et $\Lambda = 10^{19}$ GeV/c^2. On obtient

$$m_0^2 = 10^{36}(\lambda^2 + 10^{-32})$$

λ^2 doit donc être ajusté à 32 décimales près ! Le MS n'est donc pas une théorie naturelle. On parle de problème d'ajustement fin (ou “fine tuning”).

1.2.7 Gravitation

Le MS décrit trois des quatre interactions connues. La description des forces se fait à l'aide d'échange de bosons vecteurs. La gravitation n'est absolument pas décrite. Ceci ne prête pas à conséquence tant que l'énergie gravitationnelle E_{grav}

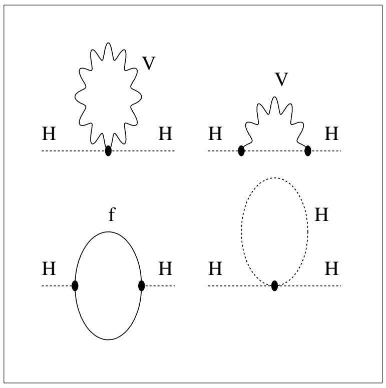

FIG. 1.3 – *Diagrammes de correction radiative à la masse du boson de Higgs dans le MS. H est le boson de Higgs, V désigne un boson vecteur et f un fermion.*

d'une particule reste petite devant son énergie de masse Mc^2. Dans le cas contraire, la gravitation n'est plus négligeable. Calculons un ordre de grandeur de la masse nécessaire pour avoir

$$E_{grav} \sim Mc^2 \tag{1.4}$$

On a

$$E_{grav} \sim \frac{GM^2}{l} \tag{1.5}$$

avec l la longueur d'onde Compton de la particule donnée par $l = \frac{\hbar}{Mc}$ et G la constante de la gravitation universelle. En remplaçant l par son expression dans 1.4 on obtient

$$M \sim \sqrt{\frac{\hbar c}{G}} \tag{1.6}$$

M est appelée masse de Planck. Elle vaut numériquement 10^{19} GeV/c^2 environ. Quels phénomènes existent à des échelles aussi extrêmes ? Le MS est incapable de fournir une réponse. De plus la relativité générale a pour cadre un espace-temps courbe. Comment concilier ceci avec l'espace-temps plat du MS ?

1.3 Au delà du Modèle Standard

Voyons maintenant quelles solutions ont été proposées pour corriger certains des points faibles du MS et pour répondre aux questions qu'il laisse ouvertes.

1.3.1 Modèles composites

L'idée est de s'inspirer du modèle en quarks des baryons et des mésons de Gell-Mann, Ne'eman et Zweig. On cherche à décomposer les particules tenues actuellement pour élémentaires en sous-structures.

• Technicouleur

Dans les modèles de technicouleur, on veut éviter le problème des scalaires fondamentaux à l'origine des divergences quadratiques de m_H. On suppose donc le boson de Higgs formé de nouveaux fermions, les technifermions, liés par une nouvelle interaction du type QCD, la technicouleur (plus précisément, le boson de Higgs est un état fortement lié $technifermion/anti-technifermion$)[3]. Les quarks et les leptons quant à eux restent élémentaires. La brisure de technicouleur donne une masse aux $W^{\pm}$ et Z^0 et brise la symétrie électrofaible. Mais la technicouleur seule ne permet pas de donner une masse aux fermions [3] : on doit faire appel à une autre interaction, la technicouleur étendue qui couple les fermions aux technifermions.

La principale objection à ces modèles est qu'ils prévoient des Courants Neutres avec Changement de Saveur (ou FCNC en anglais pour Flavour Changing Neutral Currents) très importants, ce qui n'est pas observé expérimentalement.

• Préons

Dans ce modèle les quarks et les leptons perdent leur élémentarité et sont composés de préons. Comme les quarks et les leptons sont vus actuellement comme élémentaires, l'échelle de structure composite Λ est au moins de l'ordre de quelques TeV [7] : elle est donc grande devant les masses des quarks et des leptons. La construction des modèles en préons s'effectue alors de la façon suivante [14]. On commence par construire des états liés sans masse. On cherche ensuite à donner une masse aux quarks et aux leptons. Plusieurs problèmes surviennent :

– il existe des états sans masse en plus des quarks et des leptons,

– comment donner des masses convenables aux quarks et aux leptons ?

– il n'y a pas de structure en familles.

• Symétrie globale d'isospin faible

Il est intéressant de noter que l'on peut également envisager des modèles ne reposant pas sur une symétrie de jauge locale et où les bosons vectoriels de l'interaction faible $W^{\pm}$ et Z^0 sont composites (le photon et les gluons restant élémentaires et de masse nulle) [14]. Moyennant quelques hypothèses, on prévoit leur masse comme dans le MS. Il n'y a alors pas de boson de Higgs puisque ce dernier est associé à la brisure d'une symétrie de jauge locale !

1.3.2 Modèles avec symétrie gauche/droite des interactions faibles

Le MS est basé sur le groupe $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ avec une brisure spontanée de symétrie locale. Mais il ne résout pas le problème de la violation de parité dans la physique à basse énergie. Une solution possible consisterait à avoir un Lagrangien avec une symétrie *gauche/droite*, l'asymétrie observée dans la nature résultant de la non-invariance du vide sous les opérations de parité [3]. A l'aide du groupe $SU(2)_R \times SU(2)_L \times U(1)_{B-L}$ on reproduit le comportement de $SU(2)_L \times U(1)_Y$ à basse énergie. De nouvelles particules apparaissent, un Z_R^0 et un $W_R^\pm$ droits. Les courants chargés droits sont permis. Remarquons que la violation de CP s'explique plus facilement que dans le MS. Elle est la conséquence d'un mélange W_R/W_L. Le neutrino droit existe lui aussi et est naturellement massif. Par un mécanisme de bascule, ou $see-saw$, le neutrino gauche a automatiquement une masse mais elle est très faible. Les limites actuelles sur les masses des particules droites sont [7]

- $m(Z_R) \geq 630$ GeV/c^2
- $m(W_R) \geq 549$ GeV/c^2
- $m(\nu_R) \geq 45$ GeV/c^2.

Les particules droites pourraient être détectées au LHC jusqu'à des masses de quelques TeV/c^2 ainsi que l'a montré une récente étude [15].

1.3.3 Théories de grande unification

Les mesures de l'évolution des constantes de couplage des interactions forte, faible et électromagnétique indiquent qu'elles deviennent proches pour une échelle d'énergie de l'ordre de 10^{15} à 10^{16} GeV. L'unification des interactions électromagnétique et faible dans le cadre des théories de jauge étant confortée par les résultats expérimentaux, on aimerait procéder de la même manière avec les forces électrofaible et forte. Nous avons vu au paragraphe 1.2.5 que le MS ne se prêtait pas à la réunion des trois forces. Elle est cependant réalisée dans les modèles dits de grande unification. On se limitera ici au modèle $SU(5)$ proposé par Georgi et Glashow [16] mais beaucoup d'autres existent (par exemple $SO(10)$). Il permet d'expliquer la quantification de la charge électrique et unifie les forces (gravité exceptée) [9]. Contrairement au MS, la valeur de $\sin^2\theta_W$ est calculable (ce n'est plus un paramètre libre). A l'échelle d'unification on obtient [9] :

$$\tan\theta_W = \sqrt{\frac{3}{5}} \quad et \quad \sin^2(\theta_W) = \frac{3}{8} \tag{1.7}$$

Avec les équations du groupe de renormalisation, on a à l'échelle électrofaible [3] :

$$\sin^2\theta_{W\,calcul} = 0.214 \pm 0.003.$$

Ceci est en désaccord (de près de 6 écarts-type) avec la valeur expérimentale actuelle [7] :

$$\sin^2 \theta_{W\,mesure} = 0.23124 \pm 0.000241.$$

De plus le temps de vie τ_p prédit du proton (de l'ordre de 10^{29} ans) est très petit devant la limite inférieure mesurée ($\tau_p \geq 10^{32}$ ans). L'unification par $SU(5)$ doit donc être éliminée, du moins en tant que simple extension du MS (ce n'est pas nécessairement le cas de toutes les théories d'unification) .

1.3.4 Cordes et supercordes

Les lignes qui suivent reposent sur la référence [17] très complète sur ce sujet. On pourra également consulter [3] et [18]. Dans les théories des cordes on considère qu'en dessous de la longueur de Planck, les particules se manifestent comme des éléments de dimension 1, c'est-à-dire des cordes, et ne peuvent plus être considérées ponctuelles. Une propriété remarquable des théories des cordes est l'existence naturelle de particules de spin 2, tout comme le graviton : les cordes peuvent être utiles pour une description unifiée de la gravitation et des autres forces. On commence dans un premier temps par construire des cordes bosoniques. Pour conserver l'invariance de Lorentz, on montre que l'espace-temps dans lequel évoluent ces cordes est de dimension, dite critique, égale à ving-six (vingt-cinq d'espace et une de temps). Dans ce formalisme deux problèmes surviennent :

- il existe des tachyons (des particules se déplaçant plus rapidement que la lumière dans le vide),
- les états de spin demi-entier (*i.e.* les fermions) ne sont pas décrits.

L'introduction d'une nouvelle symétrie entre fermions et bosons, la supersymétrie, permet d'éviter ces deux écueils. La dimension critique tombe alors à dix (neuf dimensions d'espace et une de temps). Des mécanismes de compactification ramènent le nombre de dimensions à quatre et on montre qu'on peut obtenir dans certains cas (certains espaces de Calabi-Yau) trois générations de fermions. A ce propos, de récents développements indiquent que les dimensions supplémentaires ne sont pas nécessairement compactifiées à des tailles de l'ordre de la longueur de Planck. Elles auraient même des manifestations à l'échelle macroscopique (environ 0.1 mm) et donneraient lieu à des effets étonnants. En particulier, en dessous de cette grandeur typique, la gravité ne serait plus en $\frac{1}{r^2}$ mais en $\frac{1}{r^{p+2}}$ où p est le nombre de dimensions supplémentaires par rapport à l'espace-temps à quatre dimensions [19].

Voyons à présent en quoi consiste la supersymétrie, apparue tout d'abord dans les théories des cordes comme on vient de le voir, et comment on peut l'appliquer au Modèle Standard.

Chapitre 2

Supersymétrie et R-Parité

L'objet de ce chapitre est d'introduire simplement la supersymétrie et la généralisation du MS à l'aide de la supersymétrie. Le formalisme mathématique sera peu développé mais des références seront proposées tout au long du texte pour les lecteurs désirant le détail des calculs. On donnera les contraintes expérimentales sur des opérateurs ne conservant pas une nouvelle symétrie appelée R-parité.

2.1 Solutions à quelques problèmes du Modèle Standard

2.1.1 Remède aux divergences quadratiques

Nous avons vu au paragraphe 1.2.6 qu'il existait des corrections radiatives divergentes à la masse du Higgs. Une méthode pour éviter cela est d'associer à chaque diagramme divergent du MS de la figure 1.3 impliquant une boucle bosonique/fermionique un diagramme faisant intervenir une boucle fermionique/bosonique : les deux contributions ayant des signes opposés, les divergences vont s'annuler. C'est précisément cette symétrie entre fermions et bosons qui est réalisée par la supersymétrie. Si la supersymétrie était exacte (c'est-à-dire si la masse d'une particule du MS et de sa partenaire supersymétrique étaient égales) les divergences quadratiques mais aussi les divergences logarithmiques s'annuleraient. Ce résultat subsiste pour les divergences quadratiques si la supersymétrie est brisée [13](nous reviendrons aux paragraphes 2.2.1 et 2.2.2 sur la brisure). Si l'on veut que la correction radiative à m_H soit inférieure à m_H, la masse des particules supersymétriques ne doit pas être trop élevée. On a numériquement [13] :

$$M^2_{Supersymétrie} - M^2_{MS} \leq (O(1TeV))^2 \tag{2.1}$$

Cette prévision très forte implique que les particules supersymétriques seraient accessibles sinon à $LEP2$, du moins au $TEVATRON$ ou au futur LHC.

2.1.2 Convergence des constantes de couplage

La présence de nouvelles particules par rapport au MS va modifier les équations du groupe de renormalisation régissant l'évolution des constantes de couplage α_1, α_2, α_3 de $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$. On constate sur la figure 2.1 tirée de [12] que les trois courbes sont concourantes pour une énergie d'environ 10^{16} GeV alors que dans le cas du MS la rencontre des trois courbes n'est que très approximative comme on l'a vu en 1.2.5.

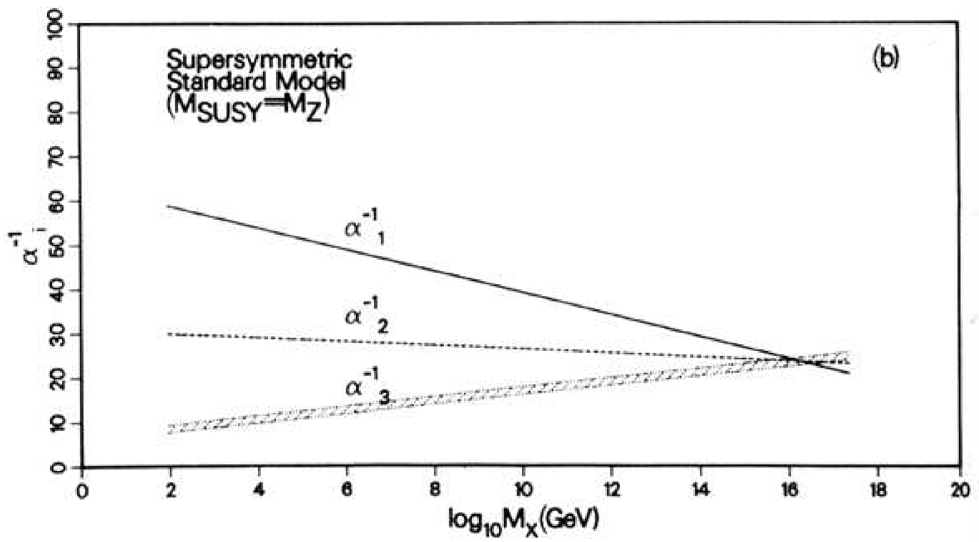

FIG. 2.1 – *Evolution des constantes de couplage α_1, α_2, α_3 de $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ en fonction de l'énergie dans le cadre d'une théorie supersymétrique du MS.*

La supersymétrie ouvre donc la voie aux théories d'unification beaucoup plus que ne le fait le MS.

2.2 Approche élémentaire de la supersymétrie

2.2.1 Principes de base de la supersymétrie

La supersymétrie relie le monde des bosons et celui des fermions par une symétrie d'espace-temps. Cette symétrie est une extension des invariances du groupe de Poincaré. Pour cela on introduit un générateur (ou plusieurs dans le cas le plus général) noté Q_α tel que [20] :

$$\begin{aligned} Q_\alpha|F> &= |B> \\ Q_\alpha|B> &= |F> \end{aligned} \tag{2.2}$$

$|F>$ désigne un fermion, $|B>$ désigne un boson et α est un indice spinoriel (cet indice est nécessaire car Q_α change le spin de la particule sur laquelle il opère). Les générateurs de supersymétrie obéissent à des relations de commutation et d'anti-commutation dont on trouvera une approche très pédagogique dans [21] et [22]. Leur algèbre est une extension (la seule non triviale) de l'algèbre de Poincarré (voir les références dans [20] à ce sujet). Les principales propriétés de cette algèbre sont les suivantes [21], [23], [24] :

– l'état fondamental est d'énergie nulle. Ceci implique que la constante cosmologique (c'est-à-dire la densité d'énergie du vide) est nulle ;

– l'anticommutateur de deux transformations supersymétriques correspond à une translation dans l'espace-temps. On montre qu'une théorie où l'on impose l'invariance locale sous les transformations de supersymétrie inclut naturellement la Relativité Générale (cette dernière postule l'invariance des lois de la physique par changement local de coordonnées. Cela constitue une première ébauche d'une théorie quantique de la gravitation (on se reportera à [3], [18], [23] pour plus de précisions sur le mécanisme de couplage de la gravité à la matière, sur le graviton et le gravitino) ;

– une particule du MS et sa partenaire supersymétrique ont des masses égales.

Le dernier point n'est pas réalisé dans la nature : on n'a pas par exemple observé d'électron scalaire c'est-à-dire de particule de masse 511 keV/c^2, de charge $-e$ et de spin 0. Dans ce cas, on montre que le moment magnétique anormal de l'électron serait nul [25] ! La supersymétrie ne peut donc être une symétrie exacte : elle est nécessairement brisée. Au cours des années 1970, des tentatives ont été faites pour relier les particules connues entre elles par supersymétrie. Toutes ont échoué [26]. On est donc conduit à associer une nouvelle particule, dite supersymétrique, à chaque particule du MS. Nous en reparlerons au paragraphe 2.3.

2.2.2 Brisure de supersymétrie

La supersymétrie peut être brisée de deux manières différentes : soit par une brisure spontanée, soit en introduisant des termes non invariants sous les opérations de supersymétrie [20], [27], [28], [29]. Nous allons examiner successivement les deux cas.

• **Brisure spontanée de supersymétrie**

C'est esthétiquement le moyen le plus satisfaisant. Deux types de schémas existent pour briser spontanément la supersymétrie :

– un ensemble de supermultiplets chiraux est introduit (un supermultiplet regroupe une particule et sa partenaire par supersymétrie) dont les interactions sont choisies de telle sorte que l'état fondamental ne puisse pas être d'énergie nulle. On parle de mécanisme de type F ou de O'Raifeartaigh. On n'obtient malheureusement pas un spectre de masse réaliste, les partenaires scalaires étant plus légers que les fermions ;

– on introduit un groupe $U(1)$ supplémentaire. On parle dans ce cas de brisure de type D (due à Fayet et Iliopoulos) et la supersymétrie est brisée par un mécanisme analogue au mécanisme de Higgs du MS. Ici encore, les masses des particules ne correspondent pas aux observations expérimentales. En particulier on obtient des gluinos très légers.

• **Brisure explicite**

Bien que cela semble artificiel, la brisure explicite de supersymétrie donne un modèle phénoménologiquement acceptable. Comme nous l'avons vu au paragraphe 2.1.1, la supersymétrie permet de supprimer les problèmes de divergence quadratique des masses scalaires. Pour préserver ce résultat, on ne doit pas réintroduire des termes qui entraîneraient à nouveau ces divergences : la brisure de supersymétrie est dite douce. Elle est modélisée par deux types de mécanismes, l'idée étant de repousser l'origine de cette brisure dans un secteur que l'on nomme caché et qui est couplé aux autres particules observables par un ensemble de particules messagères :

– mécanisme GMSB (Gauge Mediated Supersymmetry Breaking) : les termes de brisure proviennent d'interactions de jauge (en général différentes de celles du MS) entre les particules messagères du secteur caché d'une part et d'autre part les particules du MS, leurs partenaires supersymétriques.

– mécanisme SUGRA (Super Gravité) : le secteur caché communique avec les particules du MS, leurs partenaires supersymétriques, seulement par interaction gravitationnelle.

Après ce rapide tour d'horizon des principales caractéristiques de la supersymétrie voyons comment l'adapter au MS.

2.3 Modèle Standard Supersymétrique Minimal

La plus simple extension supersymétrique du MS, en terme du nombre de particules, est appelée Modèle Standard Supersymétrique Minimal. Il sera noté dans la suite MSSM. Dans ce modèle un partenaire supersymétrique est associé à chaque particule du MS et deux doublets de Higgs sont introduits (nous verrons en 2.3.2 pourquoi l'on ne peut se contenter d'un seul doublet). Les tableaux 2.1, 2.2, 2.3 présentent les différents champs et leurs caractéristiques. Les partenaires supersymétriques des particules du MS sont notés avec un ˜ sur le symbole désignant la particule du MS associée. Ainsi le partenaire du quark top sera le $\widetilde{t}$.

Etat propre d'interaction faible	$SU(3)_C$; $SU(2)_L$; $U(1)_Y$	Spin	Nom
$Q\left\{\begin{array}{l}\binom{u_L}{d_L}\\ \binom{\widetilde{u}_L}{\widetilde{d}_L}\end{array}\right.$	$(\,3;\ 2;\ \frac{1}{3})$	$\frac{1}{2}$ 0	*Quark(doublet)* *Squark(doublet)*
$U\left\{\begin{array}{l}u_R\\ \widetilde{u}_R\end{array}\right.$	$(3;\ 1;\ \frac{4}{3})$	$\frac{1}{2}$ 0	*Quark(singlet)* *Squark(singlet)*
$D\left\{\begin{array}{l}d_R\\ \widetilde{d}_R\end{array}\right.$	$(\,3;\ 1;\ \frac{-2}{3})$	$\frac{1}{2}$ 0	*Quark(singlet)* *Squark(singlet)*
$L\left\{\begin{array}{l}\binom{\nu_L}{e_L}\\ \binom{\widetilde{\nu}_L}{\widetilde{e}_L}\end{array}\right.$	$(\,1;\ 2;\ -1)$	$\frac{1}{2}$ 0	*Lepton(doublet)* *Slepton(doublet)*
$E\left\{\begin{array}{l}e_R\\ \widetilde{e}_R\end{array}\right.$	$(\,1;\ 1;\ -2)$	$\frac{1}{2}$ 0	*Lepton(singlet)* *Slepton(singlet)*

TAB. 2.1 – *Champs de matière du MSSM : on donne successivement leur notation traditionnelle, leur état (triplet, doublet, singulet) de $SU(3)_C$ et $SU(2)_L$, leur hypercharge Y, leur spin et leur nom. u et d désignent les quarks de type up et down, ν et e les leptons neutres et chargés respectivement.*

Ces tableaux appellent quelques remarques :

– les partenaires des fermions de matière sont des scalaires. On les nomme en ajoutant le préfixe *s* (comme scalaire) au nom de la particule du MS associée : $\widetilde{t}$ est le *stop*. Les indices L et R que l'on trouve pour ces scalaires n'ont évidemment pas de lien avec la chiralité intrinsèque : cela n'aurait pas de sens pour des scalaires. Ils indiquent simplement à quel fermion, L ou R, on doit les associer. Il n'y a a priori aucune raison pour que le partenaire de e_L soit identique à celui de e_R.

– aux bosons de jauge et aux champs de Higgs sont associés des fermions. On les nomme en ajoutant le suffixe *ino* au nom de la particule du MS correspondante. $\widetilde{W}$ est le wino.

Etat propre d'interaction faible	$SU(3)_C$; $SU(2)_L$; $U(1)_Y$	Spin	Nom
$B \begin{cases} B \\ \widetilde{B} \end{cases}$	$(1;1;0)$	1 $\frac{1}{2}$	*Champ B* *Bino*
$V \begin{cases} \binom{W^\pm}{W^3} \\ \binom{\widetilde{W}^\pm}{\widetilde{W}^3} \end{cases}$	$(1;3;0)$	1 $\frac{1}{2}$	*Champ W* *Wino*
$G \begin{cases} g_{i,i=1,8} \\ \widetilde{g}_{i,i=1,8} \end{cases}$	$(8;1;0)$	1 $\frac{1}{2}$	*gluon* *gluino*

TAB. 2.2 – *Champs de jauge du MSSM : on donne successivement leur notation traditionnelle, leur état (triplet, doublet, singulet) de $SU(3)_C$ et $SU(2)_L$, leur hypercharge Y, leur spin et leur nom.*

2.3.1 Lagrangien du MSSM

Le but de ce paragraphe n'est pas de développer la construction du Lagrangien supersymétrique (on se reportera pour cela aux références citées dans 2.2.1 et plus particulièrement à [3], [18], [20], [22]) mais de donner ses principales caractéristiques. Le lagrangien $\mathcal{L}$ s'écrit sous la forme très génerale :

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{cin} + \mathcal{L}_{(\not{S}_{USY})} + \mathcal{L}_W \tag{2.3}$$

avec
$\underline{\mathcal{L}_{cin}}$ partie cinétique du lagrangien que l'on ne détaillera pas. Il décrit la dynamique des champs du MSSM.
$\underline{\mathcal{L}_{(\not{S}_{USY})}}$ terme de brisure de supersymétrie. Il contient :

- des termes de masse des champs scalaires de Higgs ;
- des termes de masse des champs scalaires partenaires supersymétriques des fermions de matière ;
- des termes de masse des jauginos. M_3 est la masse associée aux gluinos, M_2 aux jauginos de $SU(2)_L$ ($\widetilde{W}^\pm$ et le neutre $\widetilde{W}^3$) et M_1 à $\widetilde{B}$ pour $U(1)_Y$;
- des termes trilinéaires couplant deux champs scalaires partenaires supersymétriques des fermions de matière et un champ scalaire de Higgs.

Nous nous intéresserons dans la suite aux modèles de type *SUGRA* où la supersymétrie est brisée par la gravitation. Comme la gravitation est insensible à la saveur des particules, on peut raisonnablement penser que :

- tous les champs scalaires ont la même masse m_0 à l'énergie d'unification $\Lambda_U \sim 10^{16}$ GeV.

Etat propre d'interaction faible	$SU(3)_C$; $SU(2)_L$; $U(1)_Y$	Spin	Nom
$H_1 \left\{ \begin{array}{l} \binom{h_0^1}{h_-^1} \\ \binom{\widetilde{h}_0^1}{\widetilde{h}_-^1} \end{array} \right.$	$(1;2;-1)$	0 $\frac{1}{2}$	*Champ de Higgs* *Higgsino*
$H_2 \left\{ \begin{array}{l} \binom{h_+^2}{h_0^2} \\ \binom{\widetilde{h}_+^2}{\widetilde{h}_0^2} \end{array} \right.$	$(1;2;1)$	0 $\frac{1}{2}$	*Champ de Higgs* *Higgsino*

TAB. 2.3 – *Champs de Higgs du MSSM : on donne successivement leur notation traditionnelle, leur état (triplet, doublet, singulet) de $SU(3)_C$ et $SU(2)_L$, leur hypercharge Y, leur spin et leur nom.*

– tous les jauginos ont la même masse $m_{1/2}$ à l'énergie d'unification Λ_U ($M_1 = M_2 = M_3$).

On a distingué le cas des scalaires et des jauginos qui n'ont a priori aucune raison d'avoir des masses égales. Pour obtenir les relations entre les masses à basse énergie, on utilise les équations du groupe de renormalisation. Les équations d'évolution entre Λ_U et une échelle Λ s'écrivent pour les jauginos [30], [31], [32] :

$$\frac{M_i(\Lambda)}{\alpha_i(\Lambda)} = \frac{m_{1/2}}{\alpha_i(\Lambda_U)} \tag{2.4}$$

A l'échelle électrofaible on a :

$$M_3 = \frac{\alpha_S}{\alpha} sin^2(\theta_W) M_2 = \frac{3}{5}\frac{\alpha_S}{\alpha} cos^2(\theta_W) M_1 \tag{2.5}$$

On trouvera dans les références [30], [31] et [32] les relations entre les masses des scalaires et les paramètres du MSSM. m_0 et M_2 seront dans la suite deux paramètres importants de notre étude.

$\underline{\mathcal{L}_W}$ contient le potentiel scalaire et les interactions de Yukawa entre les fermions et les scalaires. $\mathcal{L}_W$ est formé à partir du superpotentiel $W(\phi)$ de la manière suivante [3], [18] :

$$\mathcal{L}_W = -\sum_i |\frac{\partial W}{\partial z_i}|^2 - \frac{1}{2}\sum_{ij}[\bar{\psi}_{iL}\frac{\partial^2 W}{\partial z_i \partial z_j}\psi_j + c.h.] \tag{2.6}$$

avec z_i, z_j des scalaires partenaires supersymétriques des fermions du MS ψ_i, ψ_j.

Pour être renormalisable, $W(\phi)$ doit contenir de termes en superchamp ϕ (un superchamp regroupe une particule du MS et sa partenaire dans un même objet) de degré inférieur ou égal à trois [18]. Il est de la forme :

$$W = m_{ij}\phi_i\phi_j + \alpha_{ijk}\phi_i\phi_j\phi_k \tag{2.7}$$

avec $\phi_i,\ \phi_j,\ \phi_k$ trois superchamps distincts ou non. On montre [3], [27] que les termes renormalisables invariants sous $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ sont les suivants :

$$
\begin{array}{lll}
L_i H_1 \bar{E}_j, & Q_i H_1 \bar{D}_j, & Q_i H_2 \bar{U}_j \\
L_i L_j \bar{E}_k, & L_i Q_j \bar{D}_k, & \bar{U}_i \bar{D}_j \bar{D}_k \\
\mu H_1 H_2, & \mu_i L_i H_2 &
\end{array}
\tag{2.8}
$$

$i,\ j$, et k sont les indices de famille pouvant varier de 1 à 3. Les tenseurs antisymétriques assurant l'invariance sous $SU(2)_L$ sont sous-entendus dans les lignes qui précèdent. Ainsi $\mu H_1 H_2$ doit se lire $\mu \epsilon_{ij} H_1^i H_2^j$ avec

$$
\epsilon_{ij} = \begin{pmatrix} 1 & -1 \\ -1 & 1 \end{pmatrix}
$$

Les termes cubiques de la première ligne de 2.8 sont responsables de la masse des fermions de matière par un mécanisme analogue au mécanisme de Higgs du MS.

Les termes cubiques de la deuxième ligne font intervenir trois superchamps de matière et violent la conservation du nombre leptonique L (pour $L_i L_j \bar{E}_k$ et $L_i Q_j \bar{D}_k$) ou baryonique B (pour $U_i \bar{D}_j \bar{D}_k$). Remarquons que dans le MS, L et B sont automatiquement conservés en demandant l'invariance du Lagrangien sous $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ (du moins à l'ordre de l'arbre. Le résultat ne subsiste pas si l'on considère des effets non perturbatifs liés à des anomalies chirales [33]. La non-conservation de B, dans le MS ou dans d'autres modèles, revêt une importance capitale dans la baryogenèse [34]). Il n'en est pas ainsi dans le MSSM et aucun argument théorique n'interdit la présence des trois termes dont nous venons de discuter. Nous y reviendrons plus longuement au paragraphe 2.4 traitant de la R-Parité.

La variable de mélange des Higgs μ du terme $\mu H_1 H_2$ de la dernière ligne de 2.8 est un paramètre clé pour décrire le MSSM. Le terme bilinéaire $\mu_i L_i H_2$ conduit à une phénoménologie complètement différente de celle envisagée dans la suite de ce travail [35]. Par exemple, il existe de nouveaux mélanges dans les états propres de masse par rapport à ceux que l'on va décrire au paragraphe 2.3.3 : mélange des neutrinos avec les jauginos et higgsinos neutres ; mélange des leptons chargés avec les jauginos et higgsinos chargés ; mélange des sleptons avec les bosons de Higgs. Par une redéfinition des champs L_i et H_2, ce terme peut être éliminé mais seulement dans le cas où la supersymétrie est une symétrie exacte. En présence de termes de brisure douce, on ne peut pas réabsorber le terme bilinéaire (en particulier on obtient des valeurs moyennes dans le vide de sneutrinos non nulles) [36]. Dans toute la suite nous oublierons ce terme et supposerons qu'il est nul.

2.3.2 Nécessité des deux doublets de Higgs

On montre que seuls sont supersymétriques les expressions constituées de superchamps de même chiralité [18]. En d'autres mots on ne peut avoir à la fois H et $H^\dagger$

dans le superpotentiel (H est le champ de Higgs). Dans le MS au contraire H et $H^\dagger$ sont présents simultanément et se couplent respectivement aux leptons chargés et aux quarks de type *down* d'une part et aux quarks de type *up* d'autre part. Ce couplage est à l'origine des masses des fermions du MS. Pour que les quarks de type *up* et ceux de type *down* soient massifs dans le MSSM, on doit donc introduire un deuxième doublet de Higgs, les deux doublets étant d'hypercharge -1 et $+1$. On notera v_1 et v_2 les valeurs moyennes dans le vide de H_1 et H_2. Les masses des leptons chargés et celles des quarks de type *down* sont proportionnelles à v_1 et celles des quarks de type *up* à v_2. On pose :

$$\tan\beta = \frac{v_2}{v_1} \tag{2.9}$$

$\tan\beta$ est un paramètre fondamental servant à décrire le MSSM.

Une deuxième raison impose la présence de deux doublets. Les diagrammes triangulaires comme celui montré sur la figure 2.2 conduisent à des termes non renormalisables dont l'amplitude est proportionnelle à Y^3 (où Y est l'hypercharge). Dans le MS ces anomalies se compensent quand on somme sur tous les fermions. Dans les modèles supersymétriques, il existe une contribution supplémentaire provenant du higgsino qui n'est pas compensée si un seul doublet existe. Pour annuler cette contribution, on introduit un doublet ayant $Y = -1$.

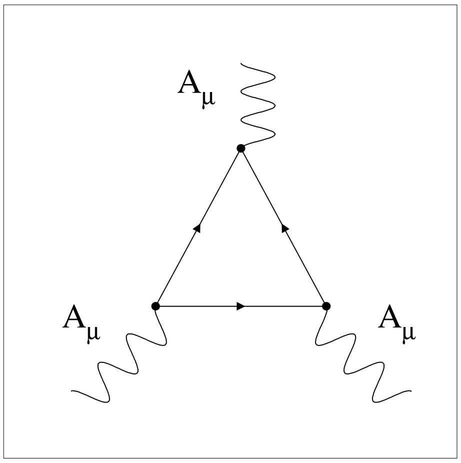

Fig. 2.2 – *Diagramme d'anomalies triangulaires.*

2.3.3 Etats physiquement observables du MSSM

Le cas des fermions de matière et des bosons de jauge étant identique à celui du MS, il ne sera pas traité ici.

- **Secteur des sleptons et des squarks**

Avant la brisure de supersymétrie ceux-ci sont dégénérés en masse avec les leptons et les quarks (voir 2.2.1). Les termes de brisure vont introduire un mélange entre $\widetilde{f}_L$ et $\widetilde{f}_R$ ($\widetilde{f}$ désignant indifféremment un squark ou un slepton chargé) d'autant plus grand que la masse du fermion associé est grande [37]. Le mélange sera donc particulièrement important pour la troisième génération : $\widetilde{t}$, $\widetilde{b}$ et $\widetilde{\tau}$. On note conventionnellement $\widetilde{f}_1$ l'état propre de masse le plus léger et $\widetilde{f}_2$ le plus lourd. Remarquons que le mélange ne se produit pas pour $\widetilde{\nu}$ puisque seul $\widetilde{\nu}_L$ existe.

- **Secteur de Higgs**

Les deux doublets introduits sont des doublets de champs scalaires complexes : il y a huit degrés de liberté en tout. Trois sont absorbés pour donner une masse aux W^+, W^- et Z^0. Il reste donc cinq Higgs physiques dans le MSSM (un seul dans le MS) :

- un pseudo-scalaire neutre A de CP-parité impaire.
- deux scalaires neutres h et H (avec par convention $m_h \leq m_H$) de CP-parité paire.
- deux chargés H^+ et H^-.

Il est intéressant d'observer qu'à l'ordre de l'arbre on a [13], [21] :

$$m_h \leq m_{Z^0} |\cos 2\beta| \tag{2.10}$$

c'est-à-dire :

$$m_h \leq m_{Z^0} \tag{2.11}$$

Les corrections aux ordres supérieurs bousculent un peu ces inégalités. Il n'en demeure pas moins que le MSSM prévoit un Higgs léger comparativement au MS. Les mesures de précision (par exemple la largeur et la masse des Z^0 et $W^\pm$, la masse du top, la valeur de la constante de couplage électromagnétique ...) donnent les limites :

– $m_{Higgs_{MS}} \leq 255$ GeV/c^2 à 95% de niveau de confiance [38].

– $m_h \leq 130$ GeV/c^2 [39], [40].

- **Secteur des jauginos et des higgsinos**

<u>Gluinos</u> : ce sont des spineurs de Majorana ayant tous la même masse $m_{\widetilde{g}} = M_3$ [24] (une particule de Majorana est une particule de spin 1/2 qui est invariante sous les opérations de conjugaison de charge ; elle est identique à son anti-particule).

<u>Charginos</u> : les états propres d'interaction faible $\widetilde{W}^\pm$ et $\widetilde{h}^\pm_{1,2}$ ne sont pas des états propres de masse. Dans la base $(-i\widetilde{W}^+, \widetilde{h}^+_2, -i\widetilde{W}^-, \widetilde{h}^-_1)$ la matrice de masse s'écrit

[24],[41]

$$\begin{pmatrix} (0) & {}^tX \\ X & (0) \end{pmatrix} \tag{2.12}$$

avec

$$X = \begin{pmatrix} M_2 & \sqrt{2}m_W \sin\beta \\ \sqrt{2}m_W \cos\beta & \mu \end{pmatrix} \tag{2.13}$$

En diagonalisant la matrice de masse on obtient deux états propres de masse, les charginos, chacun existant sous deux charges opposées. On note $\tilde{\chi}_1^\pm$ le plus léger et $\tilde{\chi}_2^\pm$ le plus lourd. Ce sont des fermions de Dirac.

Remarquons que la masse des charginos et leurs composantes en jauginos et higgsinos ne dépendent que de M_2, μ et $tan\beta$ mais pas de la masse scalaire m_0. Si $|\mu| > M_2 \geq M_{Z^0}$ le $\tilde{\chi}_1^+$ sera principalement jaugino, à l'opposé si $|M_2| \ll \mu$ le $\tilde{\chi}_1^+$ sera de type higgsino [42].

<u>Neutralinos</u> : les champs neutres $\widetilde{W}^3$, $\widetilde{B}$, $\widetilde{h}_1^0$ et $\widetilde{h}_2^0$ vont se mélanger pour former quatre états propres de masse, les neutralinos $\tilde{\chi}_1^0$, $\tilde{\chi}_2^0$, $\tilde{\chi}_3^0$, $\tilde{\chi}_4^0$ classés par masse croissante. Ils sont obtenus à partir de la matrice de masse suivante, écrite dans la base $(-i\widetilde{B}, -i\widetilde{W}^3, \widetilde{h}_1^0, \widetilde{h}_2^0)$ [24],[41]

$$\begin{pmatrix} M_1 & 0 & -m_Z \sin\theta_W \cos\beta & m_Z \sin\theta_W \sin\beta \\ 0 & M_2 & m_Z \cos\theta_W \cos\beta & -m_Z \cos\theta_W \sin\beta \\ -m_Z \sin\theta_W \cos\beta & m_Z \cos\theta_W \cos\beta & 0 & -\mu \\ m_Z \sin\theta_W \sin\beta & -m_Z \cos\theta_W \sin\beta & -\mu & 0 \end{pmatrix} \tag{2.14}$$

On trouvera dans [43] une solution analytique des valeurs propres de cette matrice. Remarquons qu'à l'instar des charginos, la masse des neutralinos ne dépend pas de la masse scalaire m_0. La figure 2.3 représente la variation de la masse du $\tilde{\chi}_1^0$ en fonction de μ et M_2 pour $tan\beta = 1.5$. Les propriétés des neutralinos dépendront de leur composition en $\widetilde{W}^3$, $\widetilde{B}$, $\widetilde{h}_1^0$ et $\widetilde{h}_2^0$. Pour $|\mu| > M_2 \geq M_{Z^0}$ le $\tilde{\chi}_1^0$ est de type photino, dans le cas $|M_2| \ll \mu$ le $\tilde{\chi}_1^0$ sera de type higgsino [42]. Dans un grand domaine de l'espace des paramètres du MSSM le $\tilde{\chi}_1^0$ est la particule supersymétrique la plus légère, ou LSP pour Lightest Supersymmetric Particle. Notons pour clore ce paragraphe que les neutralinos sont des fermions de Majorana, c'est-à-dire qu'ils sont leur propre anti-particule.

Le tableau 2.4 résume à quels états propres d'interaction faible correspondent les états propres de masse.

Etats propres d'interaction faible	Etats propres de masse	Spin
$\left.\begin{array}{l}\widetilde{l}_L\\ \widetilde{l}_R\end{array}\right\}$	$\widetilde{l}_1$ $\widetilde{l}_2$	0
$\widetilde{\nu}_L$	$\widetilde{\nu}_L$ (pas de mélange)	0
$\left.\begin{array}{l}\widetilde{q}_L\\ \widetilde{q}_R\end{array}\right\}$	$\widetilde{q}_1$ $\widetilde{q}_2$	0
$\widetilde{g}$	$\widetilde{g}$ (pas de mélange)	$\frac{1}{2}$
$\left.\begin{array}{l}\widetilde{W}^+\\ \widetilde{W}^-\\ \widetilde{h}_1^-\\ \widetilde{h}_2^+\end{array}\right\}$	$\tilde{\chi}_1^{\pm}$ $\tilde{\chi}_2^{\pm}$	$\frac{1}{2}$ (Dirac)
$\left.\begin{array}{l}\widetilde{B}\\ \widetilde{W}_3\\ \widetilde{h}_1^0\\ \widetilde{h}_2^0\end{array}\right\}$	$\tilde{\chi}_1^0$ $\tilde{\chi}_2^0$ $\tilde{\chi}_3^0$ $\tilde{\chi}_4^0$	$\frac{1}{2}$ (Majorana)

TAB. 2.4 – *Les états propres d'interaction faible du MSSM ne sont pas nécessairement des états propres de masse. La correspondance entre les deux est donnée dans ce tableau.*

2.4 R-Parité

2.4.1 Définition de la R-Parité

Nous avons vu au paragraphe 2.3.1 que des termes entraînant la non conservation de L ou de B étaient permis dans le MSSM. Pour retrouver une situation proche du MS où ces deux nombres sont automatiquement conservés, on peut imposer l'existence d'une nouvelle symétrie, la R-Parité. Le nombre quantique multiplicatif associé, noté R_p, est défini par :

$$R_p = (-1)^{3B+L+2S} \tag{2.15}$$

avec B nombre baryonique, L nombre leptonique, S spin.

Ce nombre vaut $+1$ pour toutes les particules du MS (les fermions comme les bosons) et -1 pour tous les partenaires supersymétriques des particules du MS.

Supposons quelques instants que R_p soit conservé et examinons les conséquences :

- la LSP est alors nécessairement stable. En effet, étant la plus légère des particules supersymétriques, elle ne peut se désintégrer en l'une d'elles ; elle ne peut pas non plus se désintégrer en particules du MS car alors R_p passerait de -1 à $+1$.

- la LSP est un bon candidat pour la matière manquante froide dans l'Univers. Des considérations cosmologiques montrent que les particules pouvant contribuer à la matière manquante froide sont neutres et sensibles seulement à l'interaction faible : on parle de $WIMP$ pour Weakly Interacting Massive Particle. Les mesures astronomiques montrent que la matière manquante est sombre (elle ne rayonne pas) : la $WIMP$ est donc neutre électriquement. Si la $WIMP$ subissait l'interaction forte elle se lierait avec les noyaux ordinaires, après concentration dans les disques galactiques. On obtiendrait des isotopes anormalement lourds qui n'ont pas été observés : la $WIMP$ est neutre de couleur. Une particule comme le $\tilde{\chi}_1^0$ par exemple, s'il était la LSP, satisferait à ces conditions et on pourrait faire l'identification $LSP = WIMP$.

– les particules supersymétriques sont produites par paires dans les collisionneurs (qui font interagir des particules non supersymétriques).

– dans la désintégration d'une particule supersymétrique, il y a toujours une particule du MS et une particule supersymétrique, ceci jusqu'à ce que la particule supersymétrique soit la LSP.

Les trois expressions $L_i L_j \bar{E}_k$, $L_i Q_j \bar{D}_k$ et $U_i \bar{D}_j \bar{D}_k$ de 2.8 couplent deux fermions de matière du MS à un partenaire scalaire : elles ne conservent pas R_p. Le potentiel de violation de R_p s'écrit donc :

$$W_{\not R_p} = \lambda_{ijk} L_i L_j \bar{E}_k + \lambda'_{ijk} L_i Q_j \bar{D}_k + \lambda''_{ijk} \bar{U}_i \bar{D}_j \bar{D}_k \tag{2.16}$$

$i, j, k = 1, 2, 3$ sont les indices de famille. λ_{ijk}, λ'_{ijk} et λ''_{ijk} sont des couplages de Yukawa.

Les couplages λ_{ijk} sont antisymétriques vis à vis des deux premiers indices

$$\lambda_{ijk} = -\lambda_{jik} \tag{2.17}$$

Il en existe neuf puisque $\lambda_{iik} = 0$.

Les couplages λ''_{ijk} sont antisymétriques vis à vis des deux derniers indices

$$\lambda''_{ijk} = -\lambda''_{ikj} \tag{2.18}$$

Il en existe neuf puisque $\lambda''_{ijj} = 0$.

Aucune contrainte n'est imposée sur les λ'_{ijk} : il y en a 27.

Au total 45 $(9 + 9 + 27)$ couplages de Yukawa sont introduits avec $W_{\not R_p}$. Nous verrons dans les paragraphes qui suivent quelles limites expérimentales existent sur la valeur de ces constantes de couplage.

Dans toute la suite de ce travail, nous supposerons que la R-parité n'est pas conservée. Aucun argument théorique ne plaide pour ou contre la conservation de R_p [44]. Une des conséquences de la non conservation de la R-parité est que la LSP n'est plus stable, elle peut se désintégrer en particules du MS, et ne constitue plus un candidat à la matière noire (sauf dans des cas extrêmes où son temps de vie est de l'ordre de l'âge de l'Univers voire plus encore [45]). La production simple de particule supersymétrique (c'est-à-dire avec une seule particule produite) devient possible. On peut avoir par exemple :

– à LEP $e^+e^- \to \widetilde{\nu}_j$ avec le terme $L_iL_j\bar{E}_k$.

– à $HERA$ $e^\pm q \to \widetilde{q}$ avec le terme $L_iQ_j\bar{D}_k$.

– au $TEVATRON$ ou au futur LHC $qq' \to \widetilde{e}, \widetilde{\nu}$ avec le terme $L_iQ_j\bar{D}_k$, ou bien $qq' \to \widetilde{q}''$ avec le terme $\bar{U}_i\bar{D}_j\bar{D}_k$.

Bien que cela nous écarte des opérateurs trilinéaires, évoquons très brièvement un autre cas de non conservation de la R-parité : la brisure spontanée de la R-parité. Dans ces modèles, la R-parité est une symétrie exacte du Lagrangien mais elle est brisée par un mécanisme de Higgs. Ce dernier se produit du fait de la valeur moyenne dans le vide non nulle des sneutrinos. Ces modèles n'ont pas été étudiés dans ce travail. La référence [46] contient de nombreux renvois à des articles de fond sur la brisure spontanée de la R-parité.

2.4.2 Diagrammes de Feynman

Le développement en fonction des champs des trois termes ne conservant pas la R-parité soit $\lambda_{ijk}L_iL_j\bar{E}_k$, $\lambda'_{ijk}L_iQ_j\bar{D}_k$ et $\lambda''_{ijk}\bar{U}_i\bar{D}_j\bar{D}_k$ respectivement s'écrit :

$$\lambda_{ijk}(\widetilde{\nu}_{iL}\bar{e}_{kR}e_{jL} + \widetilde{e}_{jL}\bar{e}_{kR}\nu_{iL} + \widetilde{e}^*_{kR}(\overline{\nu_{iL}})^c e_{jL} - i \leftrightarrow j) + c.h \tag{2.19}$$

$$\lambda'_{ijk}(\widetilde{\nu}_{iL}\bar{d}_{kR}d_{jL} + \widetilde{d}_{jL}\bar{d}_{kR}\nu_{iL} + \widetilde{d}^*_{kR}(\overline{\nu_{iL}})^c d_{jL} \tag{2.20}$$

$$-\widetilde{e}_{iL}\bar{d}_{kR}u_{jL} - \widetilde{u}_{jL}\bar{d}_{kR}e_{iL} - \widetilde{d}^*_{kR}(\overline{e_{iL}})^c u_{jL}) + c.h \tag{2.21}$$

$$\lambda''_{ijk}((\overline{u_{iR}})^c\ d_{jR}\widetilde{d}_{kR} + u_{iR}\ \widetilde{d}_{jR}\ (\overline{d_{kR}})^c + \widetilde{u}_{iR}\ (\overline{d_{jR}})^c\ d_{kR}) + c.h \tag{2.22}$$

On obtient les diagrammes de Feynman des figures 2.4 2.5 et 2.6.

Ces nouveaux couplages impliquent :

– soit des comportements interdits dans le MS. L'exemple typique est la désintégration du proton $p \to \pi^+e^-$ avec le diagramme de la figure 2.7. On obtient ce canal avec des couplages λ'_{ijk} et λ''_{ijk}.

– soit des modifications par rapport aux prévisions du MS. Dans le MSSM, la désintégration $\mu^- \to e^-\nu_\mu\bar{\nu}_e$ aurait les deux contributions de la figure 2.8.

La non observation de phénomènes interdits dans le MS et l'accord des prévisions du MS avec les données expérimentales va permettre de contraindre les valeurs de λ_{ijk}, λ'_{ijk} et λ''_{ijk}. Ceci est l'objet des prochaines sections.

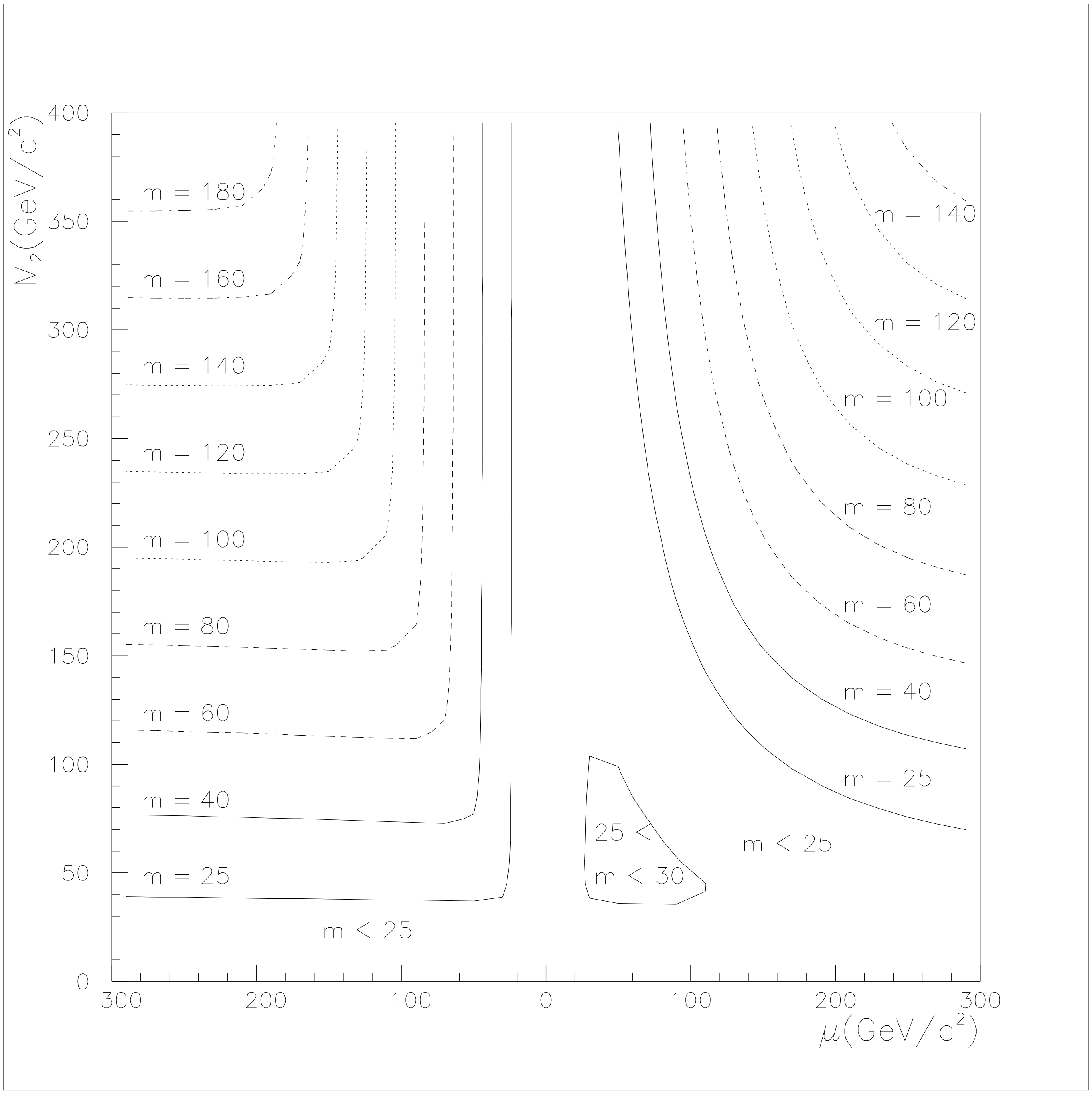

FIG. 2.3 – *Masse du $\tilde{\chi}_1^0$ dans le plan $\mu - M_2$ pour tan$\beta = 1.5$. Les masses sont exprimées en GeV/c^2*

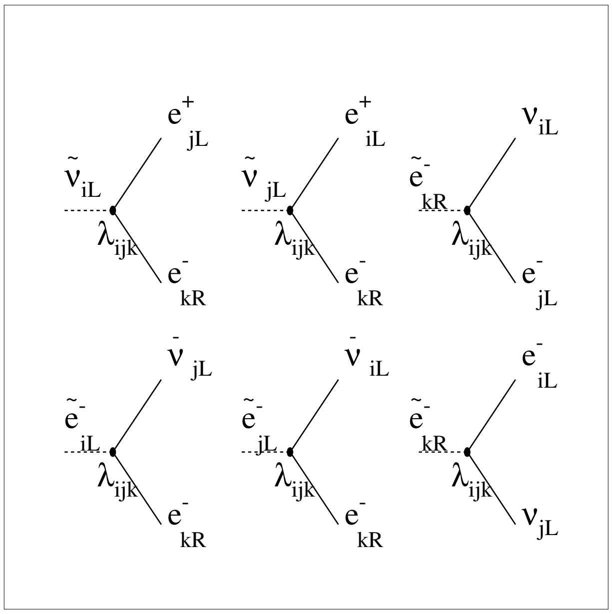

FIG. 2.4 – *Diagrammes de Feynman pour le terme* $\lambda_{ijk} L_i L_j \bar{E}_k$. *Un slepton (chargé ou neutre) se couple à deux leptons. Les diagrammes conjugués ne sont pas représentés.*

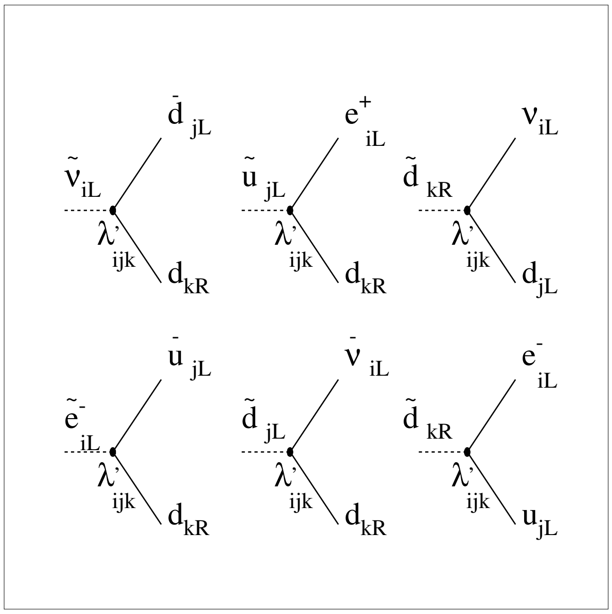

FIG. 2.5 – *Diagrammes de Feynman pour le terme* $\lambda'_{ijk} L_i Q_j \bar{D}_k$. *Un slepton (chargé ou neutre) se couple à deux quarks, et un squark (de type up ou down) à un slepton (chargé ou neutre) et un quark. Les diagrammes conjugués ne sont pas représentés.*

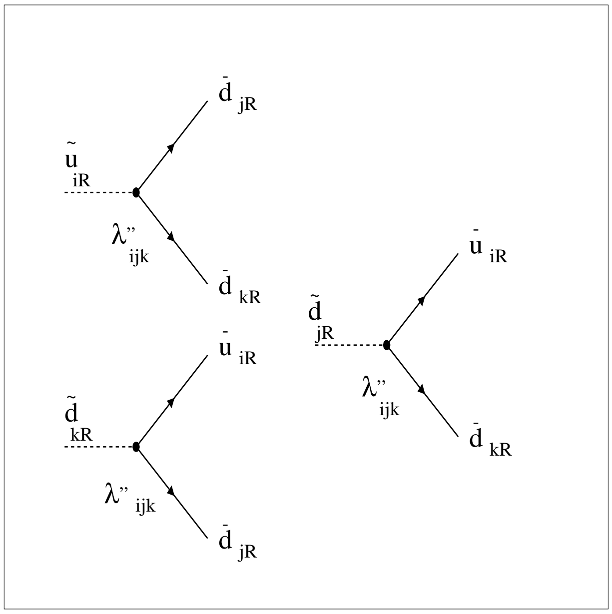

FIG. 2.6 – *Diagrammes de Feynman pour le terme $\lambda''_{ijk}\bar{U}_i\bar{D}_j\bar{D}_k$. Un squark se couple à deux quarks. Les diagrammes conjugués ne sont pas représentés.*

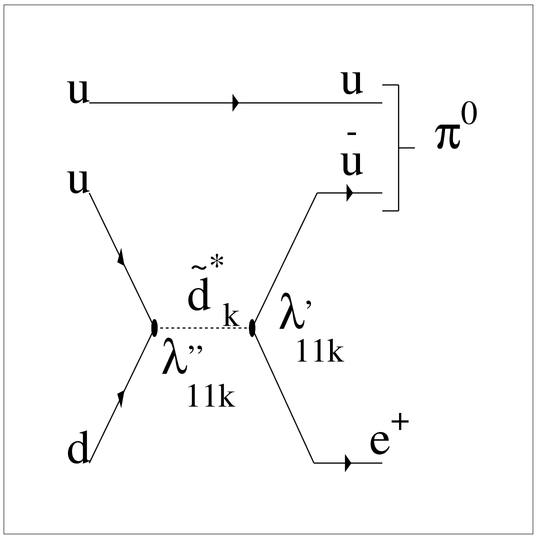

FIG. 2.7 – *Exemple de diagramme pour la désintégration $p \rightarrow \pi^0 e^+$ avec un couplage λ''_{ijk} puis λ'_{ijk}.*

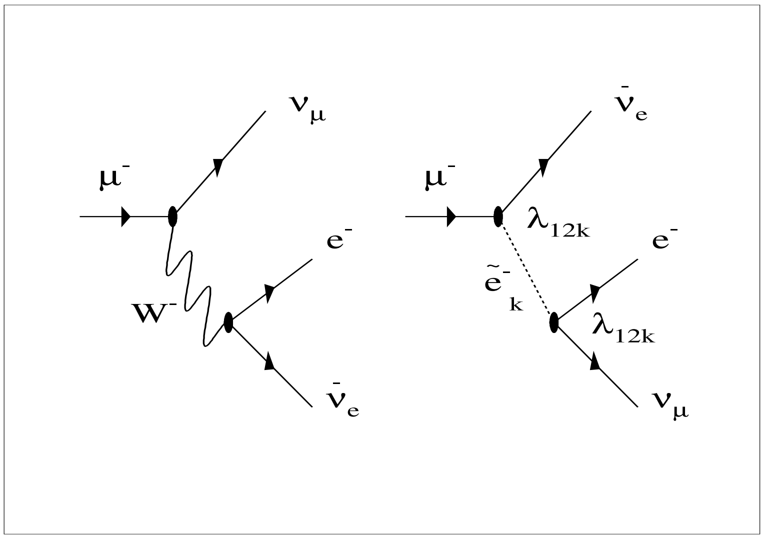

FIG. 2.8 – *Diagrammes de Feynman pour la désintégration du muon dans le MS (à gauche) et avec un terme* $\lambda_{ijk}L_iL_j\bar{E}_k$ *(droite).*

2.5 Contraintes expérimentales sur les couplages λ_{ijk}, λ'_{ijk} et λ''_{ijk} provenant des désintégrations par Courants Chargés

Les interactions violant R_p peuvent contribuer à de nombreux processus à basse énergie par échange de particules virtuelles. Le bon accord des mesures expérimentales avec les prévisions du MS observé jusqu'à présent permet de donner des contraintes sur la valeur des constantes de couplage λ_{ijk}, λ'_{ijk} et λ''_{ijk}(on suppose pour cela que le couplage étudié est dominant devant les autres). On peut espérer déduire des contraintes sur ces couplages surtout avec des processus qui sont interdits au niveau de l'arbre dans le MS (les courants neutres avec changement de saveur par exemple) ou bien strictement interdits (la double désintégration β sans émission de neutrino entre autres). Nous allons voir en premier lieu quelles informations on peut tirer des désintégrations par courants chargés (ou CC), puis de celles par courants neutres (ou CN) ; on s'intéressera ensuite aux CN avec changement de saveur et aux diagrammes en boîte ou en boucle, puis aux processus interdits dans le MS ; nous examinerons pour terminer les indications de la cosmologie. Trois tableaux récapitulatifs (respectivement pour λ_{ijk}, λ'_{ijk} et λ''_{ijk}) viendront clore cette partie. Dans un deuxième temps on s'intéressera aux résultats sur la violation de la R-parité obtenus aux collisionneurs.

2.5.1 Universalité des Courants Chargés

Le MS postule l'universalité des CC, c'est-à-dire l'universalité des couplages des quarks et des leptons au $W^{\pm}$ (aux coefficients de la matrice de Cabbibo-Kobayashi-Maskawa près). La présence de termes $\not{R}_p$ pourrait mettre en défaut ce postulat jusqu'ici vérifié. Nous avons déjà vu sur la figure 2.8 qu'un nouveau diagramme contribuait à $\mu^- \to e^- \nu_\mu \bar{\nu}_e$. Ce genre de schéma, par comparaison avec les tests de précision sur l'universalité, donne des limites sur λ_{ijk} (quand on considère les leptons) et λ'_{ijk} (en étudiant les quarks) [47], [48], [49].

2.5.2 Universalité e, μ, τ

Dans le MS, les couplages de e, μ et τ au $W^{\pm}$ sont identiques. Ceci n'est plus nécessairement vrai en présence de termes $\not{R}_p$. Intéressons nous à la désintégration $\pi^{\pm} \to l_i^{\pm} \bar{\nu}$ qui a les deux contributions présentées sur la figure 2.9. La mesure de $R_\pi = \frac{\Gamma(\pi \to e\nu)}{\Gamma(\pi \to \mu\nu)}$ (où Γ est la largeur), ou plus précisément le rapport $\frac{R_{\pi\, mesure}}{R_{\pi\, calcul\ MS}}$ fournit des informations sur λ'_{ijk}. De la même manière $R_\tau = \frac{\Gamma(\tau \to e\nu)}{\Gamma(\tau \to \mu\nu)}$ permet d'accéder aux couplages λ_{ijk} [47], [48], [49].

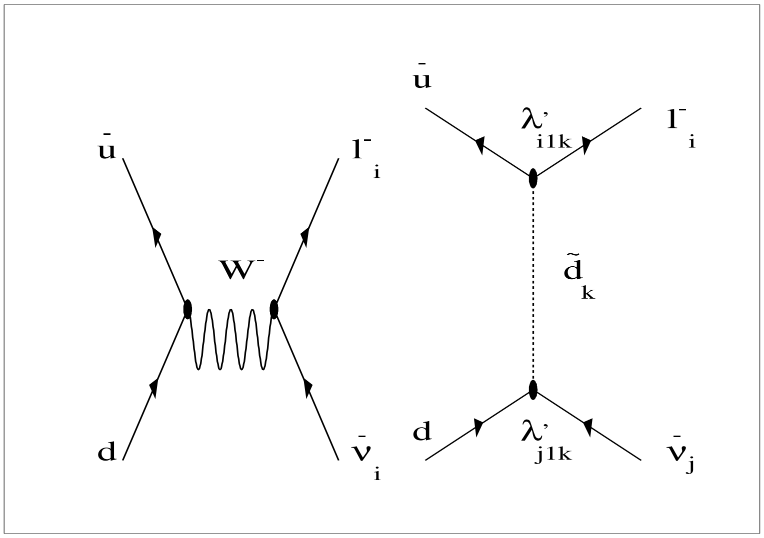

FIG. 2.9 – *Diagrammes de Feynman pour la désintégration du pion (chargé) dans le MS (à gauche) et avec un terme $\lambda'_{ijk}L_iQ_j\bar{D}_k$ (à droite).*

2.5.3 Désintégrations du τ

Regardons à présent la désintégration semi-leptonique $\tau \to \pi^-\nu$. Les deux diagrammes de la figure 2.10 sont possibles. De la comparaison de la valeur expérimentale de $\Gamma(\tau^\pm \to \pi^\pm\nu)$ avec celle attendue dans le MS résultent des contraintes sur λ'_{ijk} [47], [48], [50].

D'autres canaux sont également accessibles comme :

- $\tau \to 3e^-; e^-e^-\mu^+; e^-e^+\mu^-$ ainsi que d'autres dont la liste exhaustive se trouve en [51].
- $\tau \to lP(V)$ avec $l = e, \mu$, $P = \pi^0, \eta, K^0$, $V = \rho^0, \omega, K^*, \phi$ [52].

2.5.4 Désintégration des mésons D (D^0, D^+, D^-)

C'est ici la désintégration du quark c qui nous intéresse. Prenons le cas $c \to se^+\nu_e$ avec les deux voies de la figure 2.11. La confrontation entre le calcul dans le MS de $BR(D^+ \to \bar{K^0}^*\mu^+\nu)$, $BR(D^+ \to \bar{K^0}e^+\nu)$, $BR(D^0 \to K^-\mu^+\nu)$ et un éventuel écart avec les mesures expérimentales donne des limites supérieures sur les λ'_{ijk}[47], [49], [50].

2.5.5 Désintégration des mésons B

Une voie très riche s'ouvre avec l'étude des mésons B (on trouvera dans [53] une discussion théorique sur les désintégrations du B, les incertitudes des calculs dans le MS et dans la supersymétrie). Les désintégrations leptoniques du B^0 en deux leptons

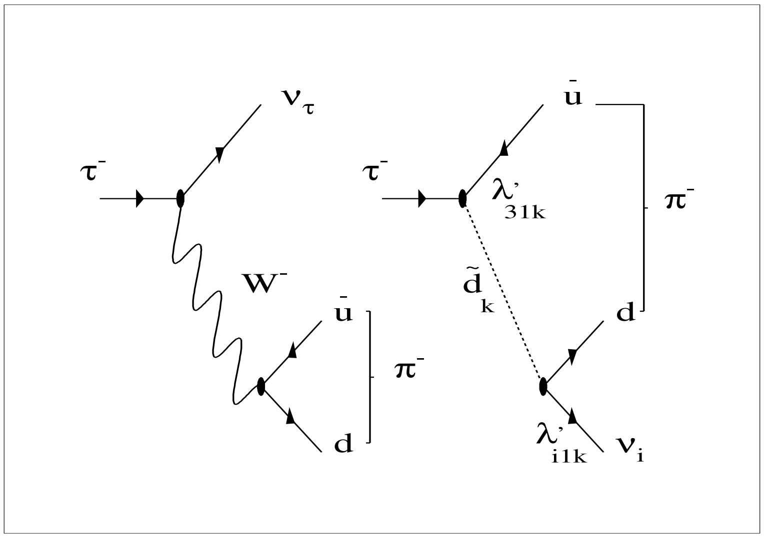

FIG. 2.10 – *Diagrammes de Feynman pour la désintégration semi-leptonique du tau dans le MS (à gauche) et avec un terme* $\lambda'_{ijk}L_iQ_j\bar{D}_k$ *(à droite).*

chargés, par exemple $B^0 \to e^+e^-, \mu^+\mu^-, e^\pm\mu^\mp, e^\pm\tau^\mp, \mu^\pm\tau^\mp$ [54] ou bien celles du $B^\pm$ comme $B^\pm \to l^\pm\nu$ [55] donnent des valeurs supérieures sur les produits $\lambda_{ijk}\lambda'_{lmn}$. Les désintégrations semi-leptoniques du type $b \to l\bar{\nu}X$ qui a une forme identique à celle du quark c ou encore $b \to sl_i^+l_j^-$ (ceci est interdit dans le MS si $i \neq j$) vont permettre de contraindre les produits $\lambda'_{ijk}\lambda'_{lmn}$ [57], [58], [56].

Les termes de violation de R-parité peuvent également modifier fortement les asymétries de CP du MS (jusquà 100 %!) en particulier dans les canaux $\bar{B}_d \to \psi K_S, \phi K_S, \pi^0 K_S$ [59], [60] ou $B^+ \to \pi^+ K^0$ [61]. Les valeurs expérimentales de ces asymétries bornent les contributions hors MS et contraignent les produits $\lambda'_{ijk}\lambda'_{lmn}$. Les usines à b à venir, en mesurant avec une très grande précision la violation de CP dans les désintégrations des mésons B, fourniront des tests très sévères pour le MS et permettront peut-être de mettre en évidence une physique en dehors du MS. Avec $B^- \to K^-K^0$, on sonde les couplages λ''_{ijk} [62]. Le mode rare $b \to s\gamma$ à rechercher dans $B \to K^*\gamma$ donne accès aux produits $\lambda'_{ijk}\lambda'_{lmn}$ et $\lambda''_{ijk}\lambda''_{lmn}$ [63].

2.5.6 Désintégration du quark *top* et production de paires $t\bar{t}$

La mesure de la section efficace de production de $t\bar{t}$, par exemple au $TEVATRON$, est susceptible de donner des indications sur la présence de particules supersymétriques [64]. Les diagrammes correspondants sont montrés sur la figure 2.12. La désintégration du *top*, sur le schéma 2.13, est plus intéressante [49], [65], [66]. Comme le

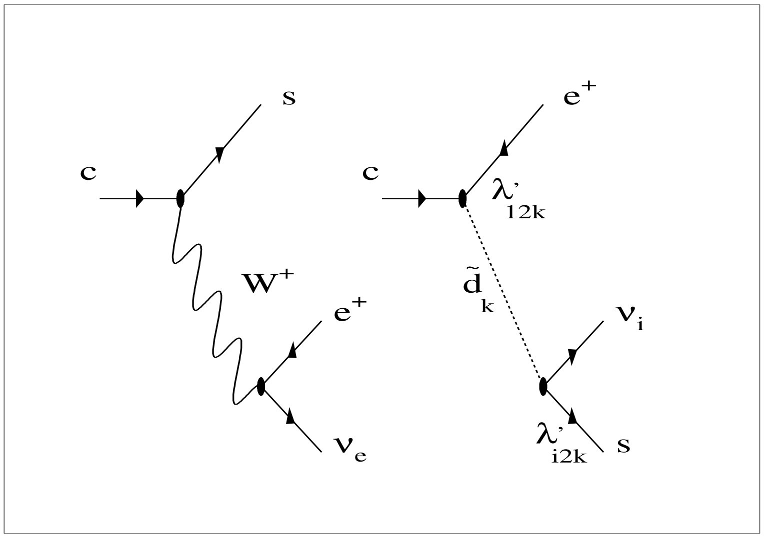

FIG. 2.11 – *Diagrammes de Feynman pour la désintégration du quark c dans le MS (à gauche) et avec des termes $\lambda'_{ijk}L_iQ_j\bar{D}_k$ (à droite).*

top est très massif, la sparticule ($\widetilde{l}$ ou $\widetilde{q}$) intervenant dans la désintégration pourrait être réelle sur sa couche de masse et non pas virtuelle comme dans le cas du tau.

2.6 Contraintes expérimentales sur les couplages λ_{ijk}, λ'_{ijk} et λ''_{ijk} provenant des processus avec courants neutres sans changement de saveur

2.6.1 Diffusion de neutrinos

Intéressons nous à $\nu_\mu e \rightarrow \nu_\mu e$ (représenté sur la figure 2.14) et $\bar{\nu}_\mu e \rightarrow \bar{\nu}_\mu e$. Les sections efficaces dans le MS sont proportionnelles respectivement à $g_L^2 + \frac{1}{3}g_R^2$ et $\frac{1}{3}g_L^2 + g_R^2$ où g_L et g_R sont les constantes de couplage du Z^0 aux particules gauches et droites respectivement. Des contributions supplémentaires à g_L et g_R apparaissent en considérant $\not{R}_p$. On a dans le MS : $g_L(MS) = sin^2\theta_W - \frac{1}{2}$ et avec les couplages λ_{ijk} : $g_L(\lambda_{ijk}) = sin^2\theta_W - \frac{1}{2} - (1 + sin^2\theta_W - \frac{1}{2})\frac{\sqrt{2}}{8G_F}\frac{\lambda_{ijk}^2}{\widetilde{m}^2}$. G_F est la constante de Fermi et $\widetilde{m}$ la masse du slepton chargé intervenant. La mesure de g_L et g_R donne des informations sur les valeurs possibles des λ_{ijk}. Si l'on reprend le même exercice avec la diffusion de neutrinos sur des quarks, on a accès aux λ'_{ijk}[48],[49].

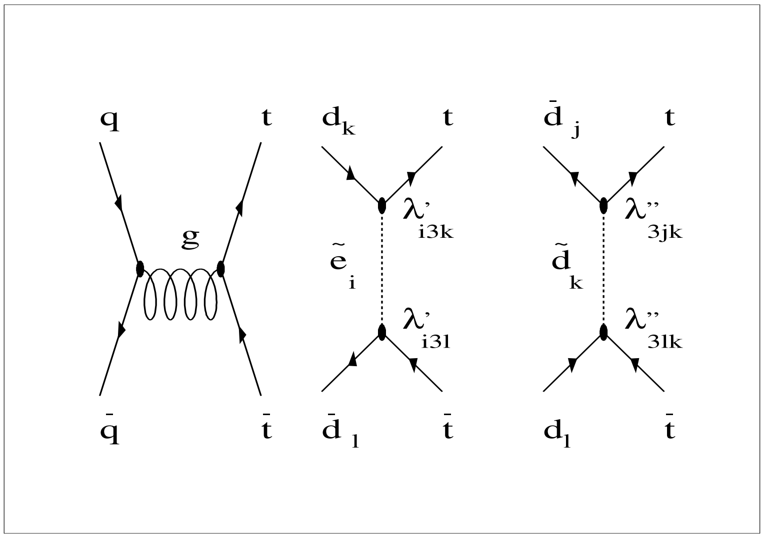

FIG. 2.12 – *Diagrammes de Feynman pour la production de paires $t\bar{t}$ dans le MS par annihilation d'une paire $q\bar{q}$ en un gluon (à gauche) et avec des termes $\lambda'_{ijk}L_iQ_j\bar{D}_k$ ou $\lambda''_{ijk}\bar{U}_i\bar{D}_j\bar{D}_k$ (au centre et à droite).*

2.6.2 Asymétries avant/arrière

On étudie les processus $e^+e^- \to l^+l^-, c\bar{c}, b\bar{b}$. Dans le MS ces réactions s'effectuent par échange d'un Z^0 ou d'un γ dans la voie s (ou t si le lepton est un électron) et avec $\not{R}_p$ par échange d'un sneutrino (pour les couplages λ_{ijk}) ou d'un squark (pour les couplages λ'_{ijk}) comme indiqué sur la figure 2.15. La présence de ces deux termes supplémentaires va induire des modifications par rapport au MS. Ici encore la comparaison avec l'expérience permet de borner les valeurs des nouveaux couplages [48],[49].

2.6.3 Violation de parité atomique

L'interaction dans un atome entre un électron et le noyau via un Z^0 contient une part violant la parité. Prenons l'exemple du Césium. A cause de l'interaction faible par CN, l'électron célibataire de valence contient une contribution d'ondes P lorsqu'il est dans le niveau $6S$ (fondamental) ou $7S$ (excité). Il se produit une transition électrique dipolaire $7S \to 6S$ à partir de laquelle on obtient des informations sur la composante violant la parité de la fonction d'onde de l'électron [1],[48],[49].

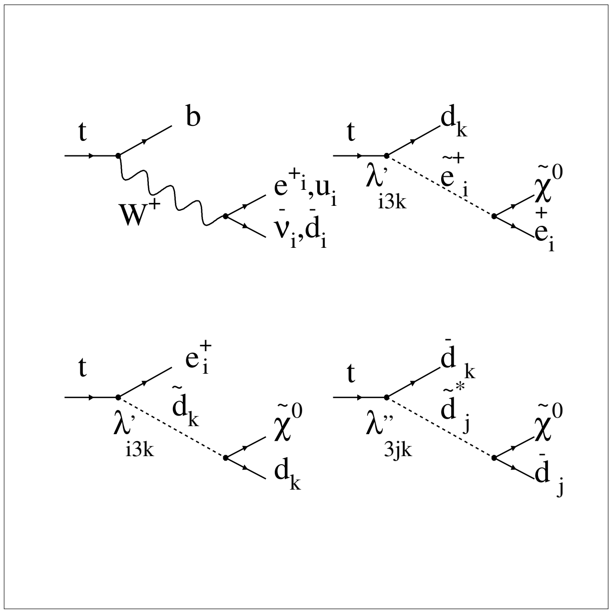

FIG. 2.13 – *Diagrammes de Feynman pour la désintégration du top dans le MS (à gauche en haut) et avec des termes* $\lambda'_{ijk} L_i Q_j \bar{D}_k$ *ou* $\lambda''_{ijk} \bar{U}_i \bar{D}_j \bar{D}_k$ *(à droite en haut ou ligne du bas). Le cas où les squarks et les sleptons se désint'egrent également en violant la R-parité n'a pas été représenté pour ne pas surcharger le schéma.*

2.7 Contraintes expérimentales sur les couplages λ_{ijk}, λ'_{ijk} et λ''_{ijk} provenant des Courants Neutres avec changement de saveur, des processus issus de diagrammes en boîte ou avec des boucles

2.7.1 Désintégrations du Z^0

La mesure de la largeur du Z^0 donne une limite supérieure pour les sections efficaces de désintégration en particules ne faisant pas partie du MS [68]. Ceci ne fait pas explicitement intervenir $\not{R}_p$. Par contre les termes $\not{R}_p$ peuvent influencer les largeurs partielles $Z^0 \to l^+l^-, q\bar{q}$ comme indiqué sur la figure 2.16. En particulier l'amélioration de la mesure de $R_b = \Gamma(Z^0 \to b\bar{b})/\Gamma(Z^0 \to hadrons)$ permet de contraindre les λ'_{ijk} et λ''_{ijk} où un quark b apparaît : $\lambda'_{i3k}, \lambda''_{3j3}$ [67].

Un cas intéressant se produit s'il existe un sneutrino de masse voisine de celle du Z^0. La production résonante simple de $\tilde{\nu}$ pourrait simuler un Z^0 [66]. La courbe de résonance du Z^0 n'exclut pas nécessairement un tel scénario.

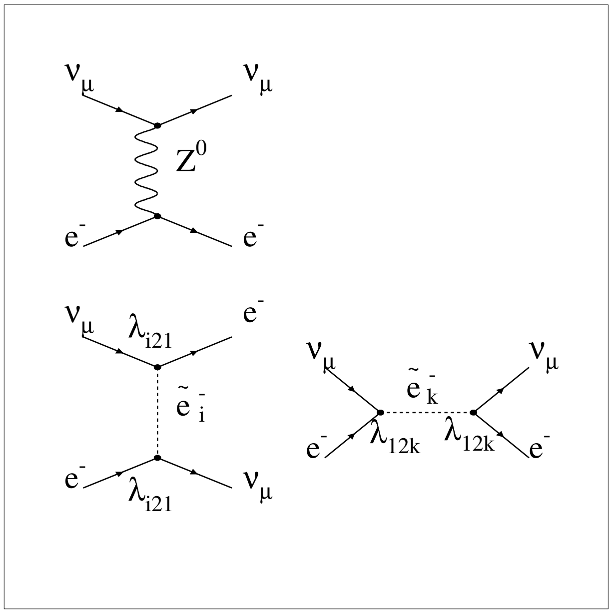

FIG. 2.14 – *Diffusion $\nu_\mu e \to \nu_\mu e$ dans le MS (en haut) et avec des couplages λ_{ijk} (ligne du bas).*

2.7.2 Mélange $K^0 - \bar{K}^0$, $B^0 - \bar{B}^0$, différence de masse entre K_S et K_L, B_S et B_L

L'oscillation entre K^0 et $\bar{K}^0$ dans le MS est possible grâce à la présence de termes non diagonaux dans la matrice de Cabbibo-Kobayashi-Maskawa. Des termes $\not{R}_p$ avec λ'_{ijk} ou λ''_{ijk} produisent aussi le même phénomène comme indiqué sur la figure 2.17 [63], [58]. On a des processus équivalents avec B^0 et $\bar{B}^0$. Les différences de masse $\Delta_m(K_L - K_S)$, $\Delta_m(B_L - B_S)$ et $\Delta_m(B_d - \bar{B}_d)$ donnent également des renseignements sur l'intensité maximale des couplages $\not{R}_p$ [51],[58].

2.7.3 Désintégrations rares des K^0 et des K^+

De nombreux processus rares peuvent être étudiés avec les K^0 et les K^+ donnant des indications sur une éventuelle physique au-delà du MS. Les mésons neutres avec les désintégrations $K_{L,S} \to e^+e^-, \mu^+\mu^-, e^-\mu^+, e^+\mu^-$ [51] ou les mésons chargés via $K^+ \to \pi^+ e_i^- e_j^+, \pi^+\nu\bar{\nu}, \pi^0\nu_i e^+$ [51],[65] vont ainsi donner des limites contraignantes sur les λ_{ijk} et λ'_{ijk} (certains de ces canaux ne sont pas permis dans le MS : $K_{L,S} \to e^+\mu^-$ entre autres). Sur la figure 2.18 sont représentés des exemples de désintégrations dans le MS et avec violation de R-parité.

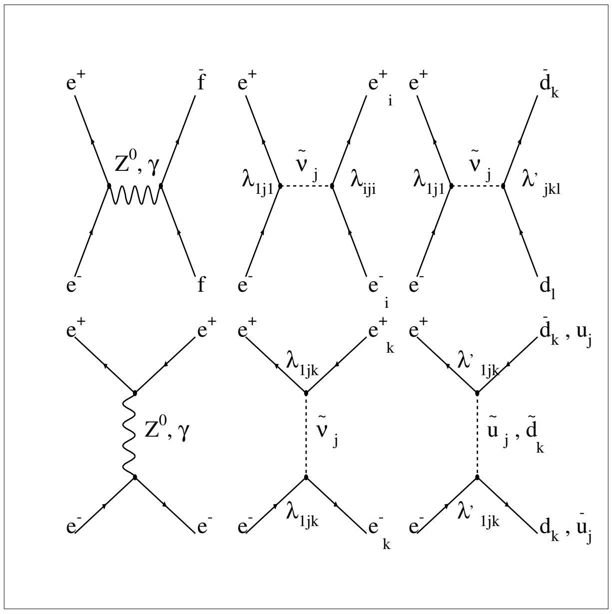

FIG. 2.15 – *Diagrammes pour l'étude des asymétries avant/arrière dans le MS (figures de gauche), avec des couplages λ_{ijk} et λ'_{ijk} (au centre et à droite).*

2.8 Contraintes expérimentales sur les couplages λ_{ijk}, λ'_{ijk} et λ''_{ijk} provenant de processus interdits dans le MS

2.8.1 Désintégration du proton

Le mode typique de désintégration est $p \to \pi^0 e^+$ comme on l'a vu au chapitre précédent sur la figure 2.7. On montre que pour tout produit $\lambda'_{ijk}\lambda''_{lmn}$ on peut trouver un diagramme impliquant ces couplages et contribuant à la désintégration du proton [70]. Cela permet de contraindre très fortement ces produits. Avec des désintégrations du type $p \to K^+ e^\pm \mu^\mp \bar{\nu}$, on obtient des limites sur les produits $\lambda_{ijk}\lambda''_{lmn}$ [71]. En considérant des modèles avec un gravitino léger $\widetilde{G}$ ou un axino $\widetilde{a}$ (les axinos apparaissent dans certains modèles de brisure spontanée de supersymétrie) les canaux $p \to (\widetilde{G}, \widetilde{a})X$, X désignant un objet quelconque, sont possibles. Leur schéma est indiqué sur la figure 2.19.

La valeur maximale permise pour les couplages λ''_{ijk} est alors extrêmement faible (car le temps de vie du proton, s'il se désintègre, est très grand : supérieur à 10^{32} ans), de l'ordre de 10^{-8} à 10^{-11} [72].

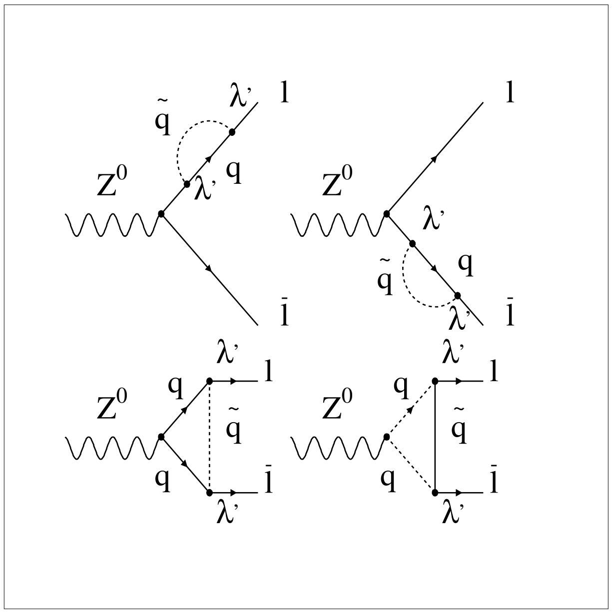

FIG. 2.16 – *Contributions à la largeur $Z^0 \to l\bar{l}$ avec des couplages λ'_{ijk}. Pour ne pas surcharger la figure les indices i, j, k n'ont pas été indiqués sur le schéma.*

2.8.2 Oscillation $n\bar{n}$

Les oscillations se dérouleraient via des interactions électrofaibles avec changement de saveur avec un W ou un Higgs chargé et un chargino. Leur non observation jusqu'à présent permet de fixer des limites supérieures sur les λ''_{ijk} [73].

2.8.3 Désintégration de deux nucléons en deux K

Cette réaction complexe se déroule suivant le schéma 2.20. Les contraintes expérimentales sur ce type de processus sont faibles voire inexistantes et ne donnent que des contraintes très lâches sur les λ''_{ijk} [73].

2.8.4 Double désintégration β sans émission de neutrino

L'observation d'un tel phénomène pourrait s'interpréter de deux façons :

- le neutrino est une particule de Majorana et est identique à son anti-particule. On a alors la suite de réactions $n \to pe^-\nu_e$, $\nu_e n \to pe^-$ (on n'a pas distingué ν_e et $\bar{\nu}_e$ dans ces réactions à cause de l'identité entre le neutrino et l'anti-neutrino dans ce cas précis).

- il existe des termes $\not{R}_p$.

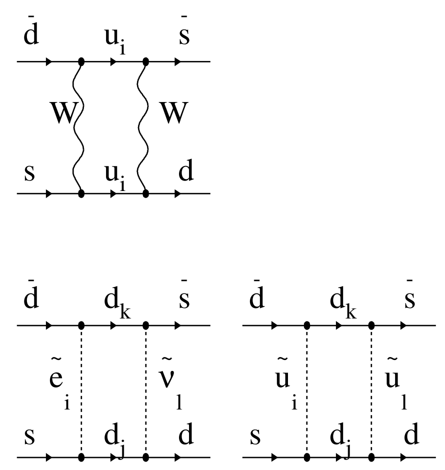

FIG. 2.17 – *Oscillation K^0 et $\bar{K}^0$ dans le MS (en bas) avec des couplages λ'_{ijk} (en bas à gauche) ou λ''_{ijk} (en bas à droite). Ces couplages n'ont pas été marqués pour ne pas surcharger le dessin mais sont présents à chaque vertex des schémas du haut.*

La figure 2.21 est un exemple expliquant $dd \to uue^-e^-$. L'absence de signal $2\beta 0\nu$, en particulier pour ^{76}Ge contraint très fortement la valeur de λ'_{111} [48], [74], [75].

2.8.5 Masse de Majorana des neutrinos

Dans les modèles $\not{R}_p$ les neutrinos peuvent acquérir une masse de Majorana via le diagramme 2.22 d'auto-énergie. La contribution à la masse est proportionnelle à ${\lambda_{ijk}}^2$ (ou ${\lambda'_{ijk}}^2$) [47], [49]. Des photons attachés aux lignes internes génèrent un moment magnétique au neutrino proportionnel lui aussi à ${\lambda_{ijk}}^2$ (ou ${\lambda'_{ijk}}^2$) [76].

2.8.6 Désintégration $\mu^- \to e^-\gamma$ et conversion *muonium/antimuonium*

Le processus $\mu^- \to e^-\gamma$ est interdit dans le MS où l'on a $\mu^- \to e^-\nu_\mu\bar{\nu}_e$. Il devient possible avec des couplages λ_{ijk} ou λ'_{ijk} suivant le diagramme 2.23 [77], [78]. Ceux-ci donnent lieu aussi à des canaux exotiques comme $\mu^- \to e^+e^-e^-$ [51]. Un processus voisin consiste en la conversion muon/électron dans un noyau. Avec des couplages λ'_{ijk} on forme la suite de réactions : $\mu^-\ u \to \widetilde{d} \to e^-\ u$, le quark u appartenant au noyau. Le bilan pour le noyau caractérisé par son numéro atomique Z et son nombre de masse A est, $*$ symbolisant de l'énergie d'excitation : $\mu^- + (A,Z) \to e^-\ (A,Z)^*$ [79].

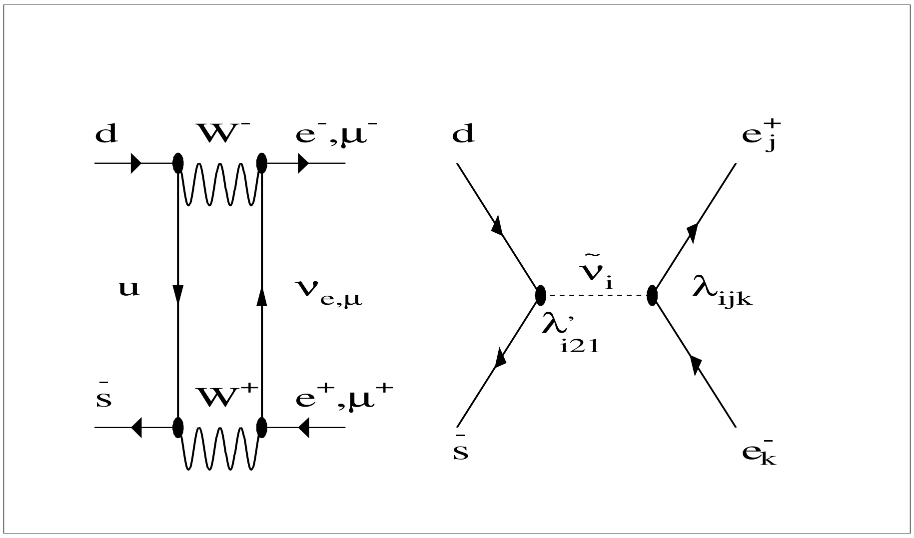

FIG. 2.18 – *Désintégration leptonique du K_0 dans le MS (à gauche) et avec des couplages λ_{ijk} et λ'_{ijk} (à droite).*

La conversion *muonium/antimuonium* consiste dans l'échange des charges du système lié μe : $\mu^- e^+ \rightarrow \mu^+ e^-$. Ce processus est interdit dans le MS car le nombre leptonique n'y est pas conservé mais on peut l'envisager avec des couplages λ_{ijk} [52]. La limite supérieure sur la non-observation de ce phénomène va contraindre les λ_{ijk}.

2.9 Contraintes cosmologiques

L'inconvénient des limites obtenues avec des arguments cosmologiques est qu'elles dépendent en général très fortement du modèle choisi et des hypothèses faites pour effectuer les calculs. Par exemple pour ne pas éliminer la baryogénèse à l'échelle de grande unification, on est conduit à $\lambda''_{ijk} \ll 10^{-7}$ [44], [47]. Mais cet argument est balayé si on suppose la génèse de matière à l'échelle électrofaible ou en dessous [44].

D'autres limites sont obtenues en considérant le flux d'antiprotons cosmiques. Puisque celui-ci est faible, on obtient des restrictions sévères sur des sources additionnelles de $\bar{p}$ à celles déjà connues : les $\bar{p}$ sont principalement obtenus par des réactions de spallation dans le milieu interstellaire. En étudiant la désintégration du $\tilde{\chi}_1^0$ via les couplages λ'_{ijk} et λ''_{ijk}($\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \nu_i d_j \bar{d}_k, e_i^- u_j \bar{d}_k$ avec λ'_{ijk} ; $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow u_i d_j d_k$ avec λ''_{ijk} ; les antiprotons sont formés lors de l'hadronisation des quarks), on montre, à condition que le temps de vie du $\tilde{\chi}_1^0$ soit supérieur à l'âge de l'Univers [45] :

$$10^{-18} \leq |\lambda''_{ijk}| \leq 10^{-15} \text{ et } 2 \times 10^{-18} \leq |\lambda'_{ijk}| \leq 2 \times 10^{-15}$$

Pour des $\tilde{\chi}_1^0$ produits dans un collisionneur, ces résultats reviendraient à supposer la conservation de la R-parité : le $\tilde{\chi}_1^0$ se désintégrera bien après sa sortie du détecteur !

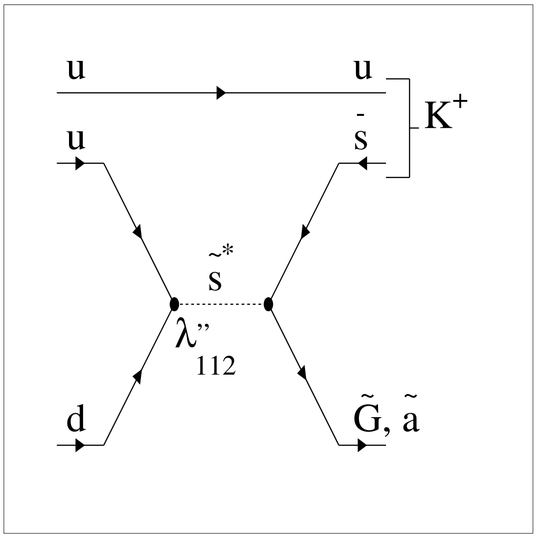

FIG. 2.19 – *Exemple de désintégration du proton $p \to (\widetilde{G}, \widetilde{a})X$ avec $\widetilde{G}$ un gravitino, $\widetilde{a}$ un axino. On a représenté ici le cas $p \to K^+(\widetilde{G}, \widetilde{a})$. Le couplage entre $\bar{s}$, $\widetilde{s}^*$ et $\widetilde{G}$ ou $\widetilde{a}$ est un couplage de jauge.*

2.10 Récapitulation des limites indirectes sur les couplages λ_{ijk}, λ'_{ijk} et λ''_{ijk}

Tous les processus décrits précédemment permettent de fixer des limites sur les couplages ou sur des produits de couplages, à un coefficient multiplicatif près, ce coefficient dépendant de la masse de la particule supersymétrique intervenant dans les diagrammes. Seules les limites sur les valeurs individuelles des λ_{ijk} , λ'_{ijk} , λ''_{ijk} sont reportées dans les tableaux 2.5, 2.6, 2.7 respectivement. Les résultats sont donnés en supposant une masse pour les particules supersymétriques égale à 100 GeV/c^2.

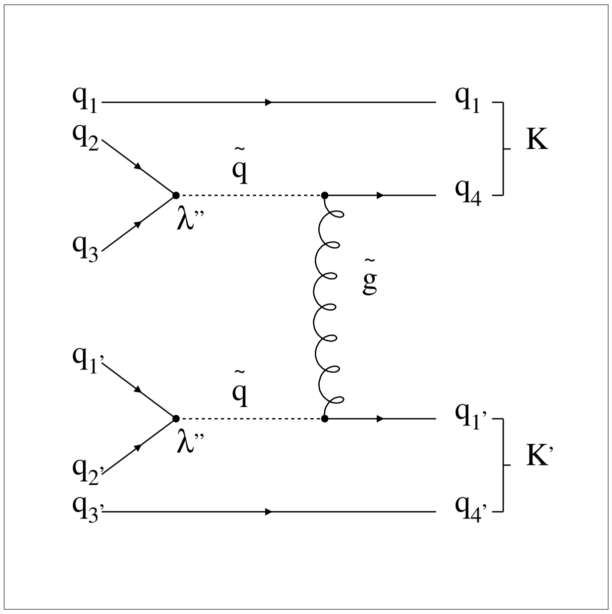

FIG. 2.20 – *Désintégration de deux nucléons en deux K avec des couplages* λ''_{ijk}

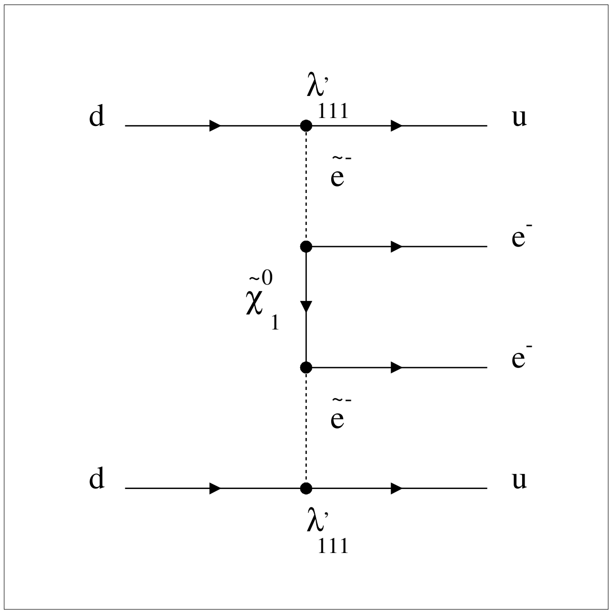

FIG. 2.21 – *Exemple de diagramme conduisant à la double désintégration* β *sans émission de neutrino.*

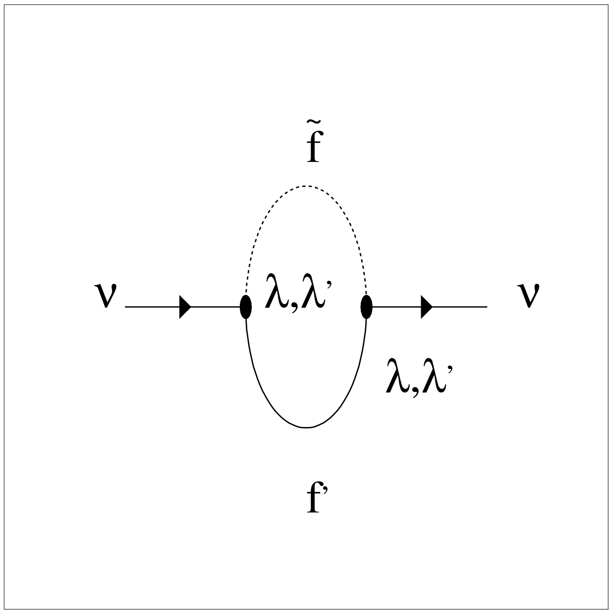

FIG. 2.22 – *Schéma expliquant une éventuelle masse de Majorana des neutrinos. f' désigne un lepton ou un quark, $\tilde{f}$ désigne un slepton ou un squark.*

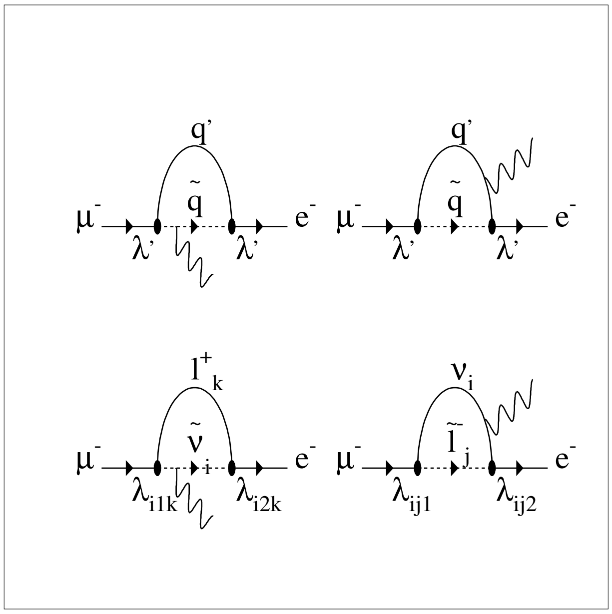

FIG. 2.23 – *Désintégration $\mu^- \to e^-\gamma$ avec des termes λ_{ijk} (en bas) ou λ'_{ijk} (en haut)*

ijk	$\lambda_{ijk} \leq$		
121	0.02	2.6.1	[49]
122	0.02	2.6.1	[49]
123	0.02	2.6.1	[49]
131	0.04	2.5.3	[49]
132	0.04	2.5.3	[49]
133	0.003	2.8.5	[47]
231	0.04	2.5.3	[49]
232	0.04	2.5.3	[49]
233	0.04	2.5.3	[49]

TAB. 2.5 – *Limites indirectes sur les couplages λ_{ijk} pour $\widetilde{m} = 100$ GeV/c^2. Le premier nombre est la limite, le deuxième indique le paragraphe où l'on traite du processus ayant donné la limite et le troisième entre crochets la référence correspondante. La dépendance des limites en fonction de la masse $\widetilde{m}$ des particules supersymétriques est variable suivant les cas et n'a pas été mentionnée pour ne pas alourdir un tableau déjà chargé. Le plus souvent cependant, cette variation est proportionnelle à $\widetilde{m}$.*

ijk	$\lambda'_{ijk} \leq$			ijk	$\lambda'_{ijk} \leq$			ijk	$\lambda'_{ijk} \leq$		
111	5.2×10^{-4}	2.7.2	[75]	211	0.012	2.7.3	[65]	311	0.012	2.7.3	[65]
112	0.012	2.7.3	[65]	212	0.012	2.7.3	[65]	312	0.012	2.7.3	[65]
113	0.012	2.7.3	[65]	213	0.012	2.7.3	[65]	313	0.012	2.7.3	[65]
121	0.012	2.7.3	[65]	221	0.012	2.7.3	[65]	321	0.012	2.7.3	[65]
122	0.012	2.7.3	[65]	222	0.012	2.7.3	[65]	322	0.012	2.7.3	[65]
123	0.012	2.7.3	[65]	223	0.012	2.7.3	[65]	323	0.012	2.7.3	[65]
131	0.16	2.5.5	[57]	231	0.16	2.5.5	[57]	331	0.26	2.5.3	[47]
132	0.1	2.6.2	[49]	232	0.6	2.5.5	[57]	332	0.26	2.5.3	[47]
133	10^{-3}	2.8.5	[47]	233	0.15	2.8.5	[49]	333	0.15	2.7.1	[67]

TAB. 2.6 – *Limites indirectes sur les couplages λ'_{ijk} pour $\widetilde{m} = 100$ GeV/c^2. Le premier nombre est la limite, le deuxième indique le paragraphe où l'on traite du processus ayant donné la limite et le troisième entre crochets la référence correspondante. La dépendance des limites en fonction de la masse $\widetilde{m}$ des particules supersymétriques est variable suivant les cas et n'a pas été mentionnée pour ne pas alourdir un tableau déjà chargé. Le plus souvent cependant, cette variation est proportionnelle à $\widetilde{m}$.*

ijk	$\lambda''_{ijk} \leq$			Cas où l'on suppose un gravitino ou un axino		
112	10^{-6}	2.8.2	[73]	5.6×10^{-17}	2.8.1	[72]
113	3.2×10^{-5}	2.8.2	[73]	1.1×10^{-11}	2.8.1	[72]
123	1.25	2.8.3	[73]	3.7×10^{-11}	2.8.1	[72]
212	1.25	2.8.3	[73]	3.3×10^{-9}	2.8.1	[72]
223	1.25	2.8.3	[73]	3.3×10^{-8}	2.8.1	[72]
312	0.97	2.7.1	[47]	5.6×10^{-10}	2.8.1	[72]
313	0.13	2.7.1	[67]	1.1×10^{-9}	2.8.1	[72]
323	0.13	2.7.1	[67]	5.6×10^{-9}	2.8.1	[72]

TAB. 2.7 – *Limites indirectes sur les couplages λ''_{ijk} pour $\widetilde{m} = 100\ GeV/c^2$. Le premier nombre est la limite, le deuxième indique le paragraphe où l'on traite du processus ayant donné la limite et le troisième entre crochets la référence correspondante. La dépendance des limites en fonction de la masse $\widetilde{m}$ des particules supersymétriques est variable suivant les cas et n'a pas été mentionnée pour ne pas alourdir un tableau déjà chargé. Le plus souvent cependant, cette variation est proportionnelle à $\widetilde{m}$.*

2.11 Contraintes expérimentales sur la violation de la R-parité provenant des collisionneurs

Les expériences auprès des collisionneurs permettent de sonder directement les valeurs des couplages λ_{ijk}, λ'_{ijk} et λ''_{ijk} avec la production résonante de particules supersymétriques. Un autre type d'étude consiste à rechercher la violation de la R-parité dans les désintégrations des particules supersymétriques, leur production se faisant par des couplages de jauge.

2.11.1 Collisionneur $HERA$

Des résultats obtenus à $HERA$ entre 1994 et 1996 [80] avaient suscité un vif intérêt. Ils montraient un excès d'événements ayant des électrons rétro-diffusés avec un grand transfert d'impulsion. De plus ces événements semblaient se regrouper autour d'une masse de 200 GeV/c^2 environ dans le cas de $H1$. Ce dernier point cependant était moins marqué dans les observations de $ZEUS$. Deux interprétations pouvaient expliquer les faits : la production résonante d'un leptoquark ou bien celle d'un squark avec un couplage λ'_{1j1} ou λ'_{132} (voir par exemple la réference [81] à ce sujet).

Dans l'hypothèse de la violation de la R-parité, deux scénarios avaient été envisagés :

– le squark se désintègre via un vertex $\not{R}_p$. Dans ce cas on a un processus où le nombre leptonique ne se conserve pas : $e^+d \to \tilde{u}_L^J \to \mu^+(\tau^+)d^k$ (avec λ'_{1j1} pour la production du squark et λ'_{ljk} pour sa désintégration). Aucun excès par rapport au MS n'est observé : on obtient des limites sur le produit $\lambda'_{1j1}\lambda'_{ljk}$ [82].

– le squark se désintègre via un vertex de jauge en un chargino ou un neutralino et un quark, la cascade de désintégration se poursuivant jusqu'à la LSP qui se désintègre à son tour avec λ'_{1j1} (nous reviendrons sur ce sujet au paragraphe 4.3.1). C'est dans ce canal qu'un léger excès d'événements avait été observé au cours de la prise de données 1994-1996. Si l'on considère $\widetilde{q} \to \tilde{\chi}_1^0 q$ on obtient dans l'état final un électron et trois quarks (un quark provient de la désintégration de jauge du squark et deux de la désintégration par R-parité du $\tilde{\chi}_1^0$) plus deux quarks spectateurs. Cet excès n'est plus significatif une fois inclues les données de 1997 [83]. La figure 2.24 tirée de [84] montre que les limites obtenues sont comparables aux limites indirectes.

L'absence de signal permet d'exclure des masses de squarks jusqu'à 262 GeV/c^2 pour $\lambda'_{1j1} \simeq 0.3$ et jusqu'à 175 GeV/c^2 pour $\lambda'_{1j1} \simeq 10^{-4}$.

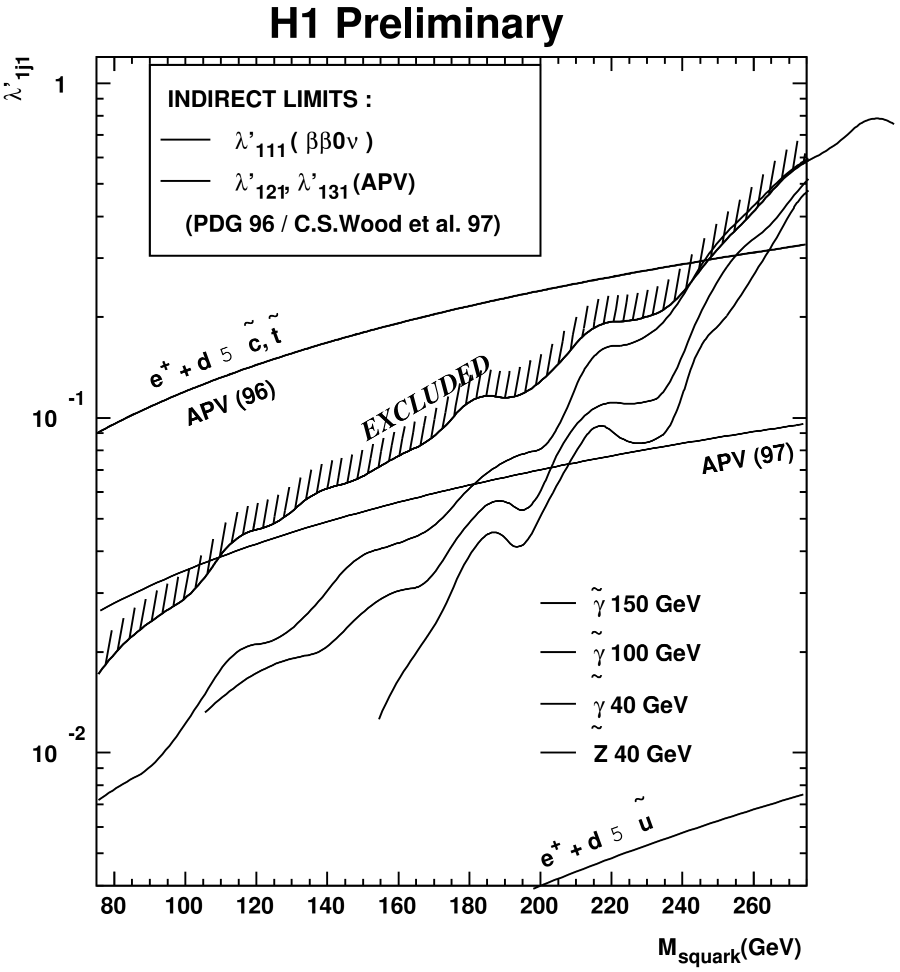

FIG. 2.24 – *Limites sur λ'_{1j1} obtenues à HERA en fonction de la masse du squark et de la composition du $\tilde{\chi}^0_1$ (données 1997 inclues). La figure est tirée de [84].*

2.11.2 Le *TEVATRON*

Nous parlerons ici des résultats obtenus avec les données prises entre 1992 et 1996 (phase *RUN*1). Si l'on considère la production de jauge (c'est-à-dire que la violation de la R-parité intervient seulement dans la désintégration des particules) les particules supersymétriques ayant les plus grandes sections efficaces de production dans un collisionneur hadronique sont celles interagissant fortement : les squarks et les gluinos. Ceux-ci vont soit se désintégrer directement par violation de la R-parité soit subir une cascade de désintégration jusqu'à la *LSP* qui à son tour se désintégrera avec les couplages λ_{ijk}, λ'_{ijk} ou λ''_{ijk}. Les recherches au *TEVATRON* se sont concentrées jusqu'à présent sur les événements multi-leptons.

La collaboration *CDF*, au vu des résultats de *HERA*, a dans un premier temps étudié le canal diélectrons en considérant deux processus :

- $p\bar{p} \to \tilde{g}\tilde{g} \to (c\tilde{c}_L)(c\tilde{c}_L) \to c(e^{\pm}d)c(e^{\pm}d)$ avec λ'_{121}
- $p\bar{p} \to \tilde{q}\bar{\tilde{q}} \to (q\tilde{\chi}_1^0)(\bar{q}\tilde{\chi}_1^0) \to q(e^{\pm}u_jd_k)\bar{q}(e^{\pm}u_jd_k)$ avec λ'_{1jk} $(j = 1,2\ k = 1,2,3)$

Le nombre d'événements observés est conforme aux prévisions du MS, que ce soit pour des électrons de signes opposés ou identiques. Comme le gluino et le neutralino sont des fermions de Majorana, on peut en effet avoir des leptons de même signe dans l'état final. Un $\tilde{c}_L$ de 200 GeV/c^2 est exclu à 95 % de niveau de confiance par la première analyse (ce résultat est toutefois dépendant de la masse des gluinos et des autres squarks), la deuxième exclut une masse de $\tilde{t}_1$ inférieure à 120 GeV/c^2 et celle des autres squarks inférieure à 260 GeV/c^2 (ces deux cas sont différenciés dans l'analyse) [85]. Des résultats analogues ont été présentés par la collaboration $D\emptyset$ [86]. La figure 2.25 prise dans [86] montre les limites obtenues dans le plan $m_0/m_{1/2}$ ($m_{1/2}$ est la masse commune dans un MSSM contraint, voir [86]) de tous les jauginos à une certaine échelle d'unification.

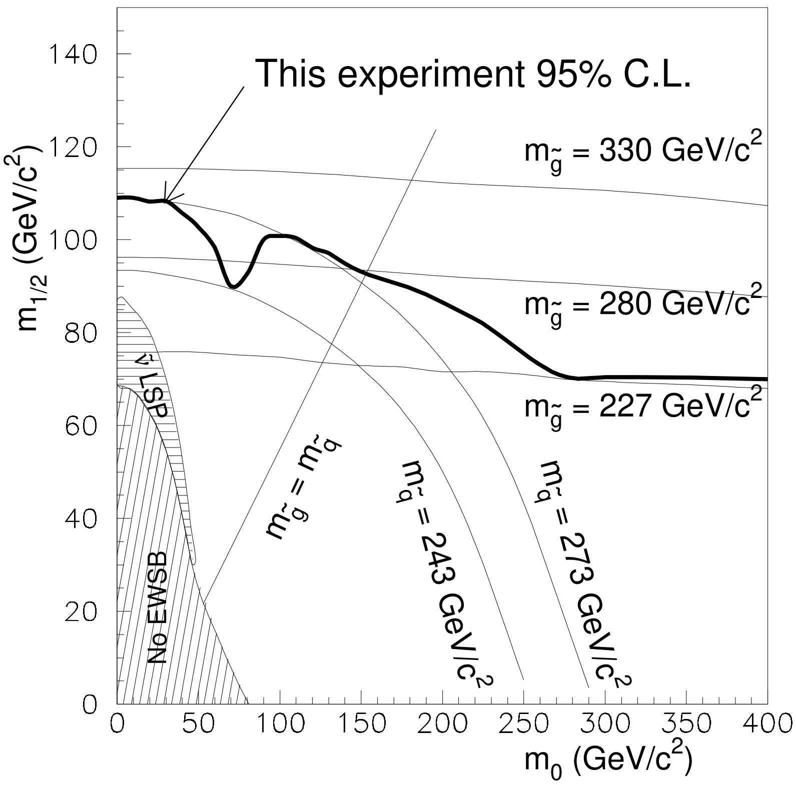

FIG. 2.25 – *Limites obtenues par la collaboration $D\emptyset$ au $TEVATRON$ dans le plan $m_0/m_{1/2}$ lors de la recherche de particules supersymétriques avec violation de R-parité via des couplages λ'_{1jk} $(j = 1,2; k = 1,2,3)$ $m_{1/2}$ est la masse commune dans un MSSM contraint (voir [86]) de tous les jauginos à une certaine échelle d'unification. La figure provient de [86].*

CDF a également entrepris une recherche dans le canal multileptonique (au moins quatre leptons) avec le couplage λ_{121}. Ici encore les résultats sont en accord avec les prévisions du MS. On exclut dans ce cas des squarks (gluinos) de masse inférieure à 360 GeV/c^2 (380 GeV/c^2) et le $\tilde{\chi}_1^0$ a une masse minimale de 55 GeV/c^2 [87].

2.11.3 Le *LEP*

Après les événements de *HERA*, la recherche sur la violation de la R-parité au *LEP* a elle aussi connu un fort accroissement, en particulier sur le couplage λ'_{121}. C'est dans ce contexte que se situe le travail qui est exposé tout au long de ce texte.

Remarquons que les collisions se déroulant au *LEP* entre électrons et positrons donnent des événements plus simples à analyser que ceux des collisionneurs hadroniques comme le *TEVATRON* ou semi-hadroniques comme *HERA*. Les problèmes liés par exemple aux fonctions de structure sont inexistants puisque les électrons sont des particules ponctuelles (du moins jusqu'à présent). Les effets que l'on veut mettre en évidence pourront donc être comparativement beaucoup plus fins.

Commençons par la production résonante d'un sneutrino avec les couplages λ_{121} et λ_{131} . On va s'intéresser au cas où le sneutrino se désintègre ensuite avec un vertex de jauge en neutrino et neutralino ou lepton chargé et chargino, la désintégration par $\not{R}_p$ n'intervenant que dans des vertex ultérieurs. La désintégration du sneutrino directement par $\not{R}_p$ bien que possible est défavorisée [88] (de plus ce cas a déjà été évoqué au paragraphe 2.7.1). Les résultats obtenus sont en accord avec les prédictions du MS aussi peut-on déduire une limite sur λ_{121} ou λ_{131} en fonction de la masse du sneutrino. La contrainte est d'autant plus forte que l'énergie dans le centre de masse est proche de la masse supposée du sneutrino (*i.e.* proche de la valeur de résonance) comme on le voit sur la figure 2.26 tirée de [88].

De même qu'au *TEVATRON*, on peut aussi ne considérer la violation de la R-parité que dans la désintégration des particules supersymétriques (ou plus généralement au cours d'une des étapes de leur cascade de désintégration : on se reportera au paragraphe 4.3.1 pour les notions de désintégration directe et de désintégraion indirecte), leur production se faisant avec des couplages de jauge (on trouvera dans les références [89], [90], [91] et[92] la description des analyses pour les expériences *ALEPH*, *DELPHI*, *L*3 et *OPAL* respectivement). Un premier type d'études est la production de paires de neutralinos $\tilde{\chi}_i^0\tilde{\chi}_j^0$ (le plus souvent $\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0$; rappelons que le $\tilde{\chi}_1^0$ est ici visible puisqu'il se désintègre contrairement au cas où la R-parité est conservée) ou de charginos $\tilde{\chi}_i^+\tilde{\chi}_j^-$(en général $\tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-$). Plus l'énergie disponible dans le centre de masse et la luminosité sont grandes, plus grand sera le nombre de canaux auxquels une analyse pourra être sensible. Les trois couplages λ_{ijk}, λ'_{ijk} et λ''_{ijk} ont été traités avec des désintégrations directes ou indirectes des neutralinos et des charginos. L'état final pour le processus $\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0$ avec une désintégration directe du $\tilde{\chi}_1^0$ est ainsi :

- quatre leptons chargés et de l'énergie manquante avec λ_{ijk},

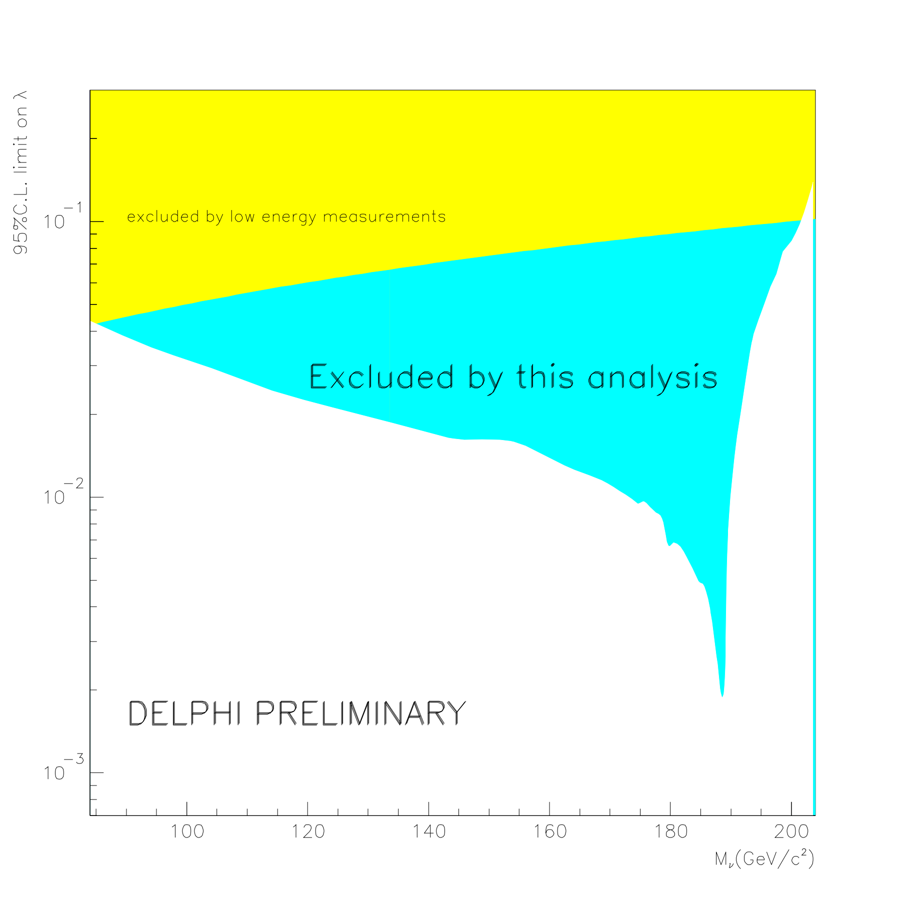

FIG. 2.26 – *Limites sur* λ_{131} *obtenues au LEP en fonction de la masse du* $\widetilde{\nu}_\tau$ *pour* $tan\beta = 1.5$. *La figure est tirée de [88].*

- deux leptons chargés et quatre jets ou bien quatre jets un lepton chargé et de l'énergie manquante ou encore quatre jets et de l'énergie manquante avec λ'_{ijk},
- six jets avec λ''_{ijk}.

Nous reviendrons en détail sur les états finals possibles avec λ'_{ijk} au chapitre 4. Aucun signal n'a été détecté : certaines zones de l'espace des paramètres du MSSM sont exclues. Les résultats obtenus avec les trois différents couplages sont similaires.

A l'aide des zones exclues on obtient des limites supérieures sur les masses du $\tilde{\chi}_1^0$ et du $\tilde{\chi}_1^+$:

- $m(\tilde{\chi}_1^0) \geq 27$ GeV/c^2
- $m(\tilde{\chi}_1^+) \geq 90$ GeV/c^2 (on est très proche de la limite cinématique pour le chargino).

La figure 2.27 tirée de [91] montre l'évolution de la limite inférieure sur la masse du $\tilde{\chi}_1^0$ en fonction de $tan\beta$ (pour un opérateur $\lambda_{ijk}L_iL_j\bar{E}_k$ ou $\lambda''_{ijk}\bar{U}_i\bar{D}_j\bar{D}_k$).

Passons maintenant aux sleptons chargés et aux sneutrinos. Leur désintégration

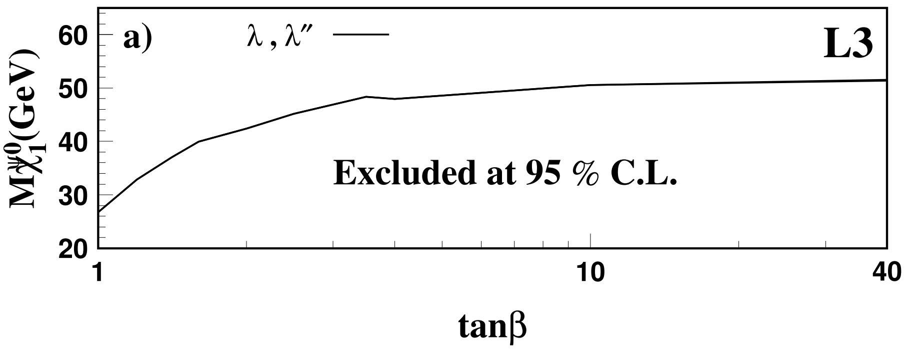

Fig. 2.27 – *Limite inférieure obtenue au LEP sur la masse du $\tilde{\chi}_1^0$ en fonction de $\tan\beta$ pour un couplage λ_{ijk} ou λ''_{ijk}. La figure est tirée de [91].*

est :

– directe en deux particules du MS avec λ_{ijk} ou bien λ'_{ijk}. Les états finals sont alors :
  - quatre leptons chargés ou deux leptons chargés et de l'énergie manquante avec λ_{ijk},
  - quatre quarks avec λ'_{ijk}.

– indirecte (par exemple $\tilde{l}_i^{\pm} \to l_i^{\pm}\tilde{\chi}_1^0$ ou $\tilde{\nu}_i \to \nu_i\tilde{\chi}_1^0$). Les états finals peuvent être très variés suivant que l'on considère un slepton neutre ou chargé et suivant le couplage avec lequel le $\tilde{\chi}_1^0$ se désintègre (tous les couplages sont envisageables pour la désintégration du neutralino).

Aucun signal n'a été observé pour le canal slepton, aussi bien pour la désintégration directe qu'indirecte. Les résultats sont représentés en général sous la forme d'un contour d'exclusion dans le plan masse du $\tilde{\chi}_1^0$/ masse du slepton ainsi que le montre la figure 2.28 provenant de [89]. Les ordres de grandeur des limites obtenues sur les masses des particules sont les suivants (en prenant le minimum obtenu entre les désintégrations directe et indirecte) :
- 80 GeV/c^2 pour les sleptons chargés,
- 75 GeV/c^2 pour les sneutrinos.

La recherche de squarks n'a pas non plus donné de signes expérimentaux en faveur de la supersymétrie. La désintégration directe conduit dans l'état final à :
- deux leptons (chargés ou neutres) et deux quarks avec λ'_{ijk},
- quatre quarks avec λ''_{ijk}.

Pour la désintégration indirecte les trois types de couplage sont envisageables comme on l'a déjá précisé pour les sleptons. L'attention s'est focalisée principalement sur le stop que l'on pense être le squark le plus léger (voir pour cela le paragraphe 2.3.3). Les masses limites obtenues sont de l'ordre de 85, 75, et 65 GeV/c^2 (en

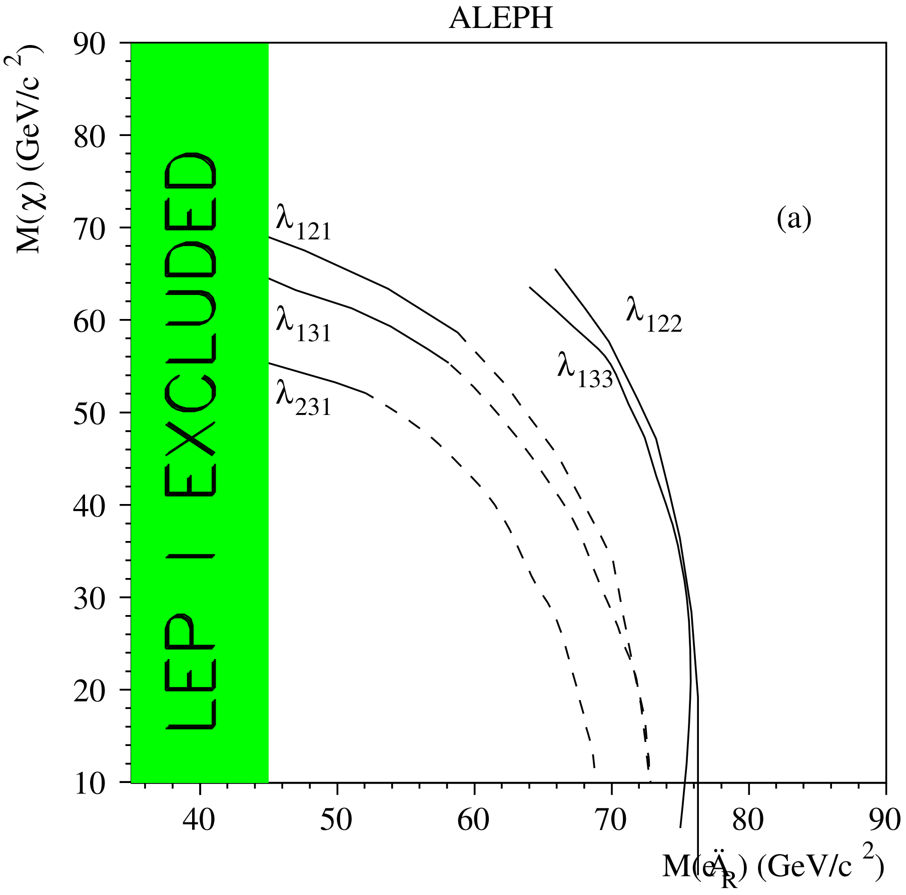

FIG. 2.28 – *Exemple de zone du plan masse du $\tilde{\chi}_1^0$/ masse du slepton chargé exclue par la recherche au LEP de sleptons chargés avec une désintégration via un couplage λ_{ijk}. La figure est tirée de [89].*

prenant le minimum obtenu entre les désintégrations directe et indirecte) pour le $\widetilde{t}$ avec respectivement λ_{ijk}, λ'_{ijk}, λ''_{ijk}. Une manière de traduire la non observation d'un signal est de donner la section efficace maximale du processus en question. La figure 2.29 provenant de [92] illustre ceci dans le cas du $\widetilde{t}$.

Revenons brièvement pour terminer ce chapitre sur la brisure spontanée de la R-parité. Dans ces modèles, de nouveaux modes de désintégration existent pour le chargino comparativement à la violation de R-parité par des opŗateurs trilinéaires. On peut par exemple avoir $\tilde{\chi}_1^+ \to \tau^+ J$, J étant un boson de Nambu-Goldstone physique non massif appelé Majoron. Aucun signal n'a été détecté pour ces scénarios [46].

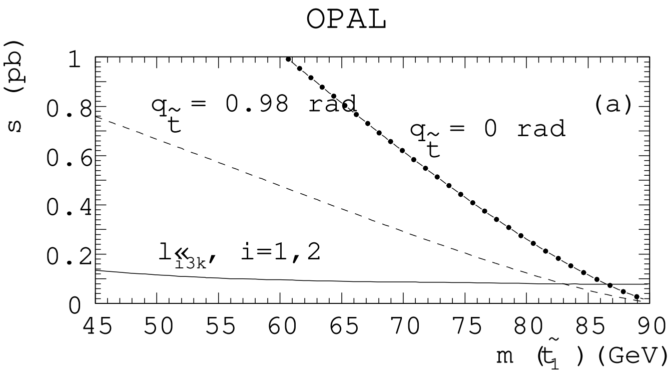

FIG. 2.29 – *Section efficace limite de production du stop pour deux angles de mélange $\theta = 0^o$ et $\theta = 57^o$ (valeur pour laquelle il y a découplage du Z^0) obtenues au LEP. L'étude porte sur les couplages λ'_{i3k} (i=1,2). La figure est tirée de [92]*

Chapitre 3

Le Détecteur *DELPHI*

Le détecteur $DELPHI$ est une des quatre expériences (les autres étant $ALEPH$, $L3$ et $OPAL$) du LEP (Large Electrons Positrons collider) situé au $CERN$ (Centre européen de recherche en physique des particules). Commençons donc par quelques mots sur le LEP avant d'entamer la description de $DELPHI$.

3.1 Le *LEP*

Le LEP est le plus grand collisionneur circulaire à électrons et positrons du monde. Il est situé à cheval sur la France et la Suisse près de Genève. Sa circonférence est de vingt sept kilomètres. Il est composé de parties droites où les particules sont accélérées et focalisées, et de parties courbes où des aimants dévient les électrons et les positrons pour leur donner une trajectoire circulaire. L'analyse des particules produites lors des collisions se fait avec les détecteurs $ALEPH$, $DELPHI$, $L3$ et $OPAL$ placés aux points d'interactions des faisceaux du LEP.

Le fonctionnement du LEP s'est déroulé en deux phases :

– phase $LEP1$ de 1989 à octobre 1995. L'énergie dans le centre de masse était proche ou égale à la masse du Z^0. On a ainsi pu analyser finement la résonance du Z^0 : sa largeur, sa masse et ses différentes désintégrations. A l'aide de ces résultats on a montré, par exemple, qu'il existait trois familles et trois seulement de neutrinos se couplant au Z^0 et de masse inférieure à la moitié de celle du Z^0 [93].

– phase $LEP2$ depuis novembre 1995. C'est la phase de haute énergie du LEP. La montée en énergie se fait grâce à l'ajout de cavités supraconductrices

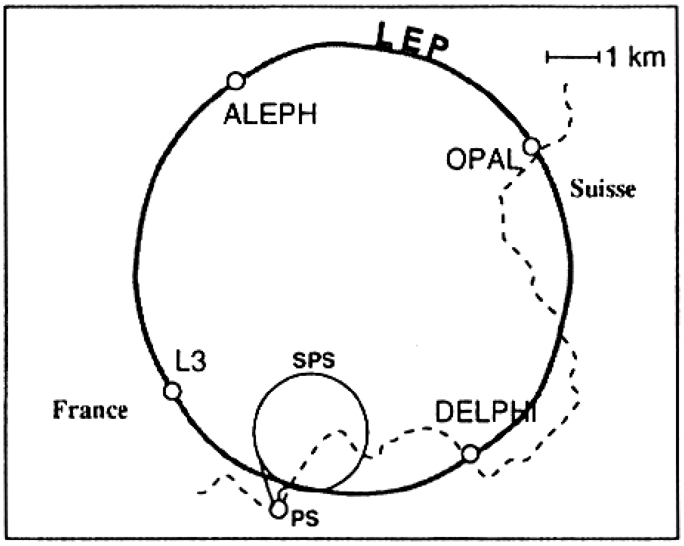

Fig. 3.1 – *Emplacement du LEP et des quatre expériences ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL. Le PS et le SPS sont des systèmes de pré-accélaration des particules avant leur injection dans l'anneau du LEP.*

accélératrices. Cette phase est dédiée, entre autres, à la recherche du boson de Higgs et de nouvelles particules hors du MS, comme les particules supersymétriques, et aussi à la mesure précise de la masse du $W^{\pm}$. Le tableau 3.1 donne l'énergie et la luminosité intégrée dans *DELPHI* de 1995 à 1998.

Année	1995	1996	1997	1998
Energie (GeV/c^2)	130-136	161 172	183 130-136	189
Luminosité intégrée (pb^{-1})	6	10 10	54 6	158

Tab. 3.1 – *Energie et luminosité (dans DELPHI) de 1995 à 1998*

3.2 Description générale du détecteur *DELPHI*

DELPHI, acronyme pour Detector with Lepton Photon and Hadron Identification, est spécialement conçu pour l'identification des particules. Il permet en outre la reconstruction en trois dimensions des trajectoires des particules chargées et la mesure de l'énergie des particules neutres et chargées. Nous commencerons par une brève description d'ensemble du détecteur. Puis nous détaillerons ses constituants en nous intéressant d'abord aux systèmes d'étude des trajectoires des particules chargées et ensuite aux dispositifs de mesure des dépôts d'énergie électromagnétique et hadronique. Les détecteurs Čerenkov de type *RICH*, une spécificité de *DELPHI* seront rapidement décrits. On verra alors les méthodes et les outils d'identification des particules. On abordera brièvement le système de déclenchement et le système d'acquisition des données. La description de $DELPHI$ qui va être faite repose en grande partie sur les références [94], [95], [96], [97] et [98].

3.2.1 Système de coordonnées

Les particules produites lors des collisions sont repérées par deux systèmes de coordonnées, chacun ayant pour origine O le centre du détecteur :

– un système cartésien avec l'axe z le long de la direction du faisceau d'électrons, l'axe x pointant vers le centre du LEP et l'axe y dirigé vers le haut.

– un système de coordonnées polaires avec toujours l'axe z le long de la direction des électrons. L'angle polaire est noté θ et l'angle azimutal ϕ. Le rayon R calculé dans le plan xOy est défini par $R = \sqrt{x^2 + y^2}$. On appelle plan transverse tout plan perpendiculaire à l'axe z.

3.2.2 Sous-détecteurs de $DELPHI$

$DELPHI$ est composé de deux parties, chacune subdivisée en sous détecteurs :

– le baril ou "barrel" qui couvre la région centrale pour des valeurs de θ comprises entre 40 et 140 degrés ;

– deux bouchons ou "end caps" couvrant les régions avant.

Le baril est constitué (depuis le centre vers la périphérie) :

- de dispositifs de reconstruction de traces :
  - le détecteur de vertex ou VD (Vertex Detector),
  - le détecteur interne ou ID (Inner Detector),
  - la chambre à échantillonnage temporel ou TPC (Time Projection Chamber),
  - le détecteur externe ou OD (Outer Detector),
- d'un imageur à anneaux Čerenkov du baril ou $BRICH$ (Barrel Ring Imaging Cherenkov detector) situé entre la TPC l'OD et l'OD,
- d'une chambre à projection à haute densité ou HPC (High density Projection Chamber),
- les dispositifs précédents sont placés dans un solénoïde supraconducteur produisant un champ magnétique uniforme de 1.23 Tesla avec des lignes de champ parallèles à z près du point d'interaction. La courbure de la trajectoire des particules chargées sous l'action de ce champ donne accès à leur impulsion.
- d'un détecteur de temps de vol à scintillateur du baril ou TOF (Time Of Flight),
- du calorimètre hadronique du baril,
- des chambres à muons du baril ou MUB (Muon Barrel chambers).

Les bouchons sont composés (en s'éloignant du point d'interaction) :

- du calorimètre à petit angle ou $STIC$ (Small Angle Tile Calorimeter),
- de la chambre avant A ou FCA (Forward Chamber A),
- de l'imageur à anneaux Čerenkov avant ou $FRICH$ (Forward RICH),
- de la chambre avant B ou FCB (Forward Chamber B),
- du calorimètre électromagnétique avant ou $FEMC$ (Forward ElectroMagnetic Calorimeter),
- du calorimètre hadronique avant, avec le calorimètre hadronique du baril il constitue le $HCAL$ (Hadron Calorimeter),
- du détecteur à scintillateur avant ou HOF (Hodoscope Forward),
- des chambres à muons avant ou MUF (Muon Forward chambers),
- des chambres à muons supplémentaires ou SMC (Surrounding Muon Chambers),
- du calorimètre à très petit angle ou $VSAT$ (Very Small Angle Tagger).

Il convient également d'ajouter les compteurs d'herméticité disposés à la fois dans le baril et dans les bouchons. Ils servent à combler les intervalles non couverts par la HPC et le $FEMC$. Ils sont divisés en trois types : les marqueurs à 90^o (ou 90^o taggers), les marqueurs à 40^o (ou 40^o taggers), les marqueurs en ϕ (ou ϕ taggers).

3.3 Systèmes de reconstruction des trajectoires des particules chargées

3.3.1 Détecteur de vertex VD

Avec la montée en énergie du LEP, les particules produites dans certains processus (par exemple $e^+e^- \to q\bar{q}\gamma, \gamma\gamma$) sont de plus en plus dirigées vers l'avant ; les processus à quatre fermions deviennent plus fréquents ; la recherche du boson de Higgs ou de particules supersymétriques requiert un étiquetage du quark b (nous reviendrons sur ce sujet au paragraphe 3.9.3) même pour de faibles angles polaires afin d'avoir une efficacité la plus grande possible et de pouvoir réduire le fond venant de processus standard. La couverture angulaire en θ du VD, limitée aux seules régions centrales dans la phase $LEP1$, devait donc être augmentée. Ceci a été réalisé en élargissant l'acceptance du VD dans la région centrale mais principalement grâce à l'ajout d'un système de traçage dans la partie avant appelé VFT (Very Forward Tracker) [99]. Commençons par la description de la partie centrale. Elle est constituée de trois couches double face cylindriques coaxiales, centrées sur l'axe du faisceau, de modules de microbandes en silicium permettant la mesure de $r\phi$ et de z. Chaque couche couvre tout l'angle azimutal avec 24 secteurs se recouvrant en partie. Les rayons sont de 6.6, 9.2 et 10.6 cm. La couverture angulaire en θ s'étale de 25 à 155 degrés. La résolution est de 8 μm en $r\phi$ et varie de 10 à 25 μm suivant z.

Le VFT se compose de deux couches de détecteurs à pixels et deux couches de détecteurs à mini-bande (ou ministrip) couvrant les régions $11^o \leq \theta \leq 26^o$ et

$154^o \leq \theta \leq 169^o$. La résolution est de l'ordre de 100 μm.

Grâce au VD, la reconstruction des traces près du point d'interaction est très précise (voir les résolutions que l'on vient de donner). Cela revêt une importance capitale dans l'étude des particules lourdes ayant un temps de vie relativement grand comme les hadrons beaux ou le lepton τ. Le VD permet de reconstruire le point de désintégration d'une particule mère à partir des trajectoires de ses particules filles.

3.3.2 Détecteur interne ID

Il est constitué en deux parties. La première est une chambre à dérive divisée en 24 secteurs de 15^o en ϕ et située entre les rayons 12 et 23 cm. Chaque secteur comprend 24 fils. La couverture en angle polaire s'étend de 15^o à 165^o. La deuxième, utilisée essentiellement dans le déclenchement des acquisitions, consiste en 5 couches de chambres dites à pailles (straw tube) de 192 tubes qui entourent la chambre à dérive. La couverture en θ est également de 15^o à 165^o. La précision est de 40 μm sur la coordonnée $r\phi$ et 0.89 mrad en ϕ.

3.3.3 Chambre à échantillonnage temporel TPC

Elle est au coeur de la reconstruction des traces et du système de déclenchement. Elle est formée de deux chambres à dérive cylindriques de 133 cm de longueur chacune, entre les rayons 29 et 122 cm, séparées par une électrode verticale. Avec cette électrode est créé un champ électrique parallèle à l'axe du faisceau. Un plan de chambres à fils proportionnelles composé de six secteurs azimutaux de 60^o est placé à chaque extrémité de la TPC. Les plans cathodiques des chambres à fils sont constitués de damiers répartis en seize rangées. La TPC couvre les angles θ entre 41^o et 139^o.

Le passage d'une particule chargée va ioniser le gaz (un mélange de 80 % d'argon et 20 % de méthane) des chambres à dérive. Les électrons d'ionisation vont dériver sous l'effet du champ électrique jusqu'aux chambres à fils. Le champ magnétique parallèle au champ électrique va limiter la dispersion transverse des électrons qui s'enroulent autour des lignes de champ. La mesure du temps de dérive donne la valeur de la coordonnée z avec une précision de 900 μm. La vitesse de dérive est mesurée en continu pendant la prise de données à l'aide de faisceaux laser avec une précision relative de 2×10^{-4}. Les points d'impact terminaux sur les damiers des plans de chambres à fils donnent la position en $r\phi$ avec une résolution de 250 μm. Jusqu'à seize points de trajectoire sont ainsi obtenus. Remarquons que le signal recueilli par les chambres à fils est proportionnel à l'ionisation de la particule initiale : on a donc une mesure du $\frac{dE}{dx}$ ce qui contribue à l'identification de la particule.

3.3.4 Détecteur externe OD

Il est situé après le détecteur à effet Čerenkov $RICH$ du baril et s'étend entre les rayons 197 cm à 206 cm. L'OD est formé de 5 couches de tubes à dérive, chaque couche ayant 24 secteurs assurant une couverture azimutale totale. Son acceptance polaire correspond aux angles situés entre 42^o et 138^o. La coordonnée $r\phi$, mesurée avec le temps de dérive d'électrons d'ionisation, est connue avec une précision de 110 μm. Trois couches parmi les cinq permettent en plus la mesure de la coordonnée z, mais en ayant une faible résolution de 4.4 cm, en comparant les temps d'arrivée du signal aux deux extrémités du détecteur. Cinq points de passage au plus sont fournis par l'OD. La mesure du point de passage des particules à grande distance du point d'interaction permet d'améliorer la précision sur la courbure de leur trajectoire.

3.3.5 Chambres avant A FCA et B FCB

Les FCA et FCB, placées dans les bouchons, donnent les points de passage des particules pour les petits angles polaires, ce que ne permet pas la TPC. Les trois modules superposés de la FCA sont montés aux deux extrémités de la TPC à 160 cm en z du point d'interaction et décalés de 120^o les uns par rapport aux autres. Cette géométrie permet une reconstruction dans l'espace du point de passage. Chaque module est constitué de deux plans de tubes à dérive. La couverture angulaire est de 11^o à 32^o d'une part et de 148^o à 169^o d'autre part. On mesure x à 290 μm près, y à 240 μm, θ à 8.5 mrad et ϕ à 24 mrad.

Les FCB sont formées de quatre modules indépendants (deux par bouchon). Chaque module est une chambre à dérive composée de douze plans de fils décalés de 60^o les uns par rapport aux autres et situés à 275 cm du point d'interaction. L'angle θ est couvert entre 11^o et 36^o d'une part et entre 144^o et 169^o d'autre part. La précision sur les éléments de trace est de 150 μm en x, y, 3.5 mrad en θ et $4/sin(\theta)$ mrad en ϕ.

3.3.6 Résolution finale sur la quantité de mouvement

En utilisant les informations de tous les dispositifs de reconstruction des traces chargées, on détermine la trajectoire de la particule chargée ainsi que son rayon de courbure dans le champ du solenoïde. On calcule l'impulsion p à l'aide de cette donnée. La résolution obtenue sur p dépend des détecteurs rencontrés ; elle vaut (p étant exprimé en GeV/c) :

- $\sigma(\frac{1}{p}) = 5.7 \times 10^{-4}$ dans la région du baril ;
- $\sigma(\frac{1}{p}) = 1.31 \times 10^{-3}$ pour la région avant.

L'erreur correspondante est respectivement de 2.6% et 6% pour des muons de 45.6 GeV/c c'est-à-dire provenant de la désintégration d'un Z^0 au repos.

3.4 Chambres à muons

A l'exception des muons et des neutrinos, toutes les particules sont arrêtées dans les calorimètres. Les neutrinos n'interagissant que par interaction faible ne sont pas détectés. Essayons de comprendre pourquoi les muons sont si pénétrants en étudiant la différence de comportement des trois leptons chargés :

- l'électron a une très petite masse. Il est donc particulièrement sensible au rayonnement de freinage. Il perd son énergie en rayonnant lorsqu'il passe dans des matériaux denses comme le plomb de la HPC.
- le muon est 200 fois plus massif que l'électron et est donc 40000 fois moins sensible au rayonnement de freinage. Il perd son énergie surtout par des collisions inélastiques. Sa durée de vie est suffisamment grande ($c\tau = 660$ m) pour qu'il traverse tout le détecteur sans se désintégrer.
- le tau est nettement plus lourd et se désintègre avant d'être sorti du tube à vide ($c\tau = 87\mu m$).

Les muons sont détectés à l'aide de chambres à dérive. Donnons en une brève description.

Les chambres à muons du baril MUB sont composées de trois plans de chambres à dérive avec une couverture polaire de 53^o à 88.5^o et de 91.5^o à 127^o. Le premier plan est situé dans le $HCAL$ après 90 cm de fer et les deux suivants hors du $HCAL$ après 20 cm supplémentaires de fer et sont la partie la plus externe de $DELPHI$. Chaque chambre donne à la fois la coordonnée $r\phi$ avec une résolution de 1 mm et la coordonnée z avec une résolution de 1 cm.

La couverture pour les angles $20^o \leq \theta \leq 42^o$ et $138^o \leq \theta \leq 160^o$ est assurée par les chambres à muons avant MUF. Elles sont constituées de deux plans de chambres à dérive perpendiculaires à l'axe du faisceau, l'un dans le bâti après 85 cm de fer, le deuxième 30 cm plus à l'extérieur après une nouvelle épaisseur de fer (20 cm) et les scintillateurs avant. Chaque plan est formé de quatre quadrants carrés de 4.5 m de côté et 8 cm d'épaisseur. La précision obtenue sur les cordonnées x et y est de 5 mm.

Afin d'assurer la plus grande couverture possible lors de la détection des muons, des chambres supplémentaires dites SMC ont été ajoutées en 1994. Les huit SMC sont placées aux huit coins des bouchons en position inclinée comme indiqué sur la figure 3.2. Chacune est faite de deux modules formés de deux plans de détecteurs gazeux dont le principe de fonctionnement est identique à ceux du $HCAL$. La précision sur la position des muons est de l'ordre de 1 cm [100].

3.5 Mesure des dépôts d'énergie électromagnétique

Les calorimètres électromagnétiques sont destinés aux particules qui développent une gerbe électromagnétique : les électrons et les photons.

3.5.1 Chambre à projection de haute densité HPC

Dans la HPC le principe de la chambre à projection temporelle est appliqué à la calorimétrie. Ceci permet une reconstruction en trois dimensions de la gerbe. La HPC est composée de 144 modules disposés en six anneaux à l'intérieur du champ magnétique. Un anneau est constitué de 24 modules adjacents entre les rayons 208 et 260 cm. Chaque module se consitue de couches de fils de plomb dans du gaz (80 % d'argon et 20 % de méthane) et a une profondeur de 18 longueurs de radiation. Les fils servent à la fois à créer un champ de dérive et comme matériel de conversion. Le gaz est ionisé par le passage des particules chargées créées dans la gerbe électromagnétique comme indiqué sur la figure 3.3. La charge d'ionisation est recueillie dans des chambres proportionnelles ayant neuf rangées de damiers cathodiques placés à des rayons croissants. Chaque damier est échantillonné 256 fois ce qui permet d'obtenir une granularité en z de 4 mm. L'extrapolation des traces des particules chargées jusqu'à la HPC corrélée avec la position de la gerbe donne l'origine (particule neutre ou particule chargée) de la gerbe. La précision angulaire en ϕ est de ± 1.7 mrad et en θ de ± 1 mrad. La longueur de la gerbe est liée à l'énergie de la particule incidente ; la résolution en énergie est : $\frac{\sigma(E)}{E} = 0.043 + \frac{0.32}{\sqrt{E}}$ (E en GeV).

3.5.2 Calorimètre électromagnétique avant $FEMC$

Il se constitue de deux zones (une dans chaque bouchon) de 4532 blocs en verre au plomb en forme de pyramide tronquée ayant pour épaisseur 20 longueurs de radiation. Les angles polaires entre 8^o et 35^o d'une part et 145^o et 172^o d'autre part sont couverts. Les particules chargées de la gerbe traversant un bloc émettent de la lumière Čerenkov qui est recueillie par un photomultiplicateur. Des algorithmes spécifiques permettent de distinguer les gerbes provenant de particules chargées de celles provenant de particules neutres. La résolution en énergie s'écrit $\frac{\sigma(E)}{E} = 0.03 + \frac{0.12}{\sqrt{E}} + \frac{0.11}{E}$ (E en GeV).

3.5.3 Calorimètre à petit angle $STIC$

C'est un calorimètre à échantillonnage cylindrique formé d'une alternance de plaques de plomb et de scintillateur formant au total une épaisseur de 27 longueurs de radiation. Il se trouve à 2200 mm du point d'interaction. Il couvre les angles θ entre 2.5^o et 7.7^o ainsi que de 172.3^o à 177.5^o assurant la continuité avec le $FEMC$. Des fibres optiques acheminent la lumière des scintillateurs vers des photoélectrodes. Sa résolution en énergie est donnée par : $\frac{\sigma(E)}{E} = 0.0152 + \frac{0.135}{\sqrt{E}}$ (E en GeV). Son utilisation principale est la mesure de la luminosité comme on le verra au paragraphe 3.8.

3.5.4 Calorimètre à très petit angle $VSAT$

Situé à 7.7 m du point d'interaction, il couvre les angles polaires entre $0^o17'$ et $0^o24'$. Il est composé de diodes au silicium séparées par des plaques de tungstène (au total 24 longueurs de radiation). Comme le $STIC$, il sert à mesurer la luminosité. Il est également très utile pour contrôler le bruit de fond et la dispersion des faisceaux de particules circulant dans le LEP.

3.6 Calorimètre hadronique $HCAL$

Il est séparé en deux parties. L'une dans le baril est formée de 24 modules, l'autre dans la partie avant est constituée de 12 secteurs par bouchon. Il couvre quasiment tous les angles polaires : depuis 11^o jusqu'à 169^o. Le $HCAL$ est composé de 19000 détecteurs gazeux (un mélange de 10% d'argon, 60% de CO_2 et 30% d'isobutane) en forme de tube opérant en mode streamer. Ce mode de fonctionnement permet d'obtenir de très grands gains tout en évitant les risques de claquage. Les détecteurs repèrent les particules chargées des gerbes hadroniques ; ils sont séparés par des plaques de fer. Le fer permet de faire interagir les hadrons (et aussi les muons) et a également un rôle vis à vis de l'aimant supraconducteur : il en referme les lignes de champ. Depuis 1996, un système de lecture des cathodes des tubes est installé. On améliore ainsi la résolution spatiale ce qui permet de mieux distinguer deux gerbes proches. La résolution en énergie s'écrit : $\frac{\sigma(E)}{E} = 0.21 + \frac{1.12}{\sqrt{E}}$ (E en GeV).

3.7 Imageurs à anneaux Čerenkov

Le $BRICH$ (pour *Barrel*) et le $FRICH$ (pour *Forward*) fonctionnent sur le même principe, seule leur géométrie diffère. La couverture polaire du $FRICH$ s'étend de 15^o à 35^o et de 145^o à 165^o, celle du $BRICH$ entre 40^o et 140^o.

Ce sont des outils très puissants d'identification des hadrons chargés à partir de la lumière Čerenkov émise lors de leur passage dans un milieu radiateur et de la quantité de mouvement de ces particules. Des perfluorocarbones sont utilisés comme radiateurs :

- du C_6F_{14} liquide à température ambiante pour les faibles quantités de mouvement de 0.7 à 8 GeV/c.

- du gaz, C_5F_{12} dans le baril et C_4F_{10} à l'avant, pour les grandes quantités de mouvement de 2.5 à 25 GeV/c.

Les radiateurs liquide et gazeux sont situés de part et d'autre d'un tube à dérive où les photons sont convertis en électrons. Une particule rencontre successivement le radiateur liquide, le tube à dérive et le radiateur gazeux. Les électrons de conversion dérivent sous l'action d'un champ électrique parallèle au champ magnétique et sont détectés par des chambres proportionnelles multifils : on reprend un principe identique à celui de la TPC et on reconstruit ainsi en trois dimensions le point de conversion des photons en électrons. Des algorithmes donnent alors l'angle d'ouverture θ_C du cône Čerenkov. θ_C dépend uniquement de l'indice n du milieu traversé et de la vitesse v de la particule dans ce milieu. On a :

$$cos\theta_C = \frac{1}{\beta n} \tag{3.1}$$

avec $\beta = \frac{v}{c}$. En mesurant θ_C, on connaît donc v et les dispositifs de reconstruction de traces donnent l'impulsion p : avec ces deux informations on reconstruit la masse de la particule ce qui permet de l'identifier.

3.8 Mesure de la luminosité

Pour mesurer précisément la luminosité, il faut disposer d'un processus avec une signature expérimentale claire donnant lieu à un grand nombre d'événements (ceci pour avoir une statistique importante) et dont la section efficace peut être calculée théoriquement avec un grande précision. Le processus choisi au LEP est la diffusion Bhabha $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ aux petits angles. Le $STIC$ et le $VSAT$ sont conçus spécialement à cette fin. La précision sur la luminosité est de 0.1 %.

3.9 Identification des particules

On ne traitera pas ici des hadrons chargés ($\pi^\pm$, p, $K^\pm$ identifiés grâce à la TPC et aux $RICH$) ou neutres (π^0, K^0 identifiés à l'aide des calorimètres et du VD) ni des photons. Seules les particules nous intéressant directement dans cette étude seront abordées : électrons, muons et quarks b.

3.9.1 Identification des électrons

Commençons par les électrons traversant le baril. L'idée est de combiner la perte d'énergie par unité de longueur $\frac{dE}{dx}$ dans la TPC et le dépôt d'énergie dans la HPC pour avoir une probabilité globale d'identification des électrons [101], [102].

Un premier critère de sélection consiste à examiner si la particule est entièrement arrêtée par le calorimètre (cas des électrons et des positrons) ou bien si elle le traverse (cas des hadrons chargés et des muons).

La comparaison de l'énergie E du calorimètre avec la mesure indépendante de la quantité de mouvement p par les dispositifs de reconstruction de traces est un outil puissant pour l'identification des électrons. Après diverses corrections (par exemple la prise en compte des pertes d'énergie de la particule dans les parties du détecteur précédant le calorimètre), le rapport $\frac{E}{p}$ doit être proche de 1. La distribution en $\frac{E}{p}$

permet de donner une première probabilité à l'hypothèse “la particule observée est un électron”. La comparaison entre les traces chargées extrapolées depuis la TPC jusqu'au calorimètre et leur point de rencontre avec la HPC d'une part et la mesure directe de la position et de la direction de la gerbe de la HPC d'autre part donne un moyen supplémentaire de séparer les électrons des pions.

La mesure de $\frac{dE}{dx}$ dans la TPC permet encore une distinction entre les électrons et les hadrons.

Dans la partie avant, l'identification des électrons repose aussi sur le rapport $\frac{E}{p}$. A cet effet, les traces de la région avant sont extrapolées jusqu'au $FEMC$. Les gerbes sont associées aux traces en tenant compte de la forme particulière des gerbes provenant d'électrons. Le $\frac{dE}{dx}$ de la TPC est également utilisé quand cela est possible. Dans la région couverte par le $STIC$, les informations fournies par ce dernier sont utilisées pour identifier les électrons (en particulier pour les séparer des photons) [103].

Trois niveaux d'identification des électrons sont donnés par les algorithmes de reconnaissance :

- lâche ou *loose* (voire très lâche ou *very loose*),
- standard,
- ferme ou *tight*.

Les efficacités typiques et les probabilités de mauvaise identification (c'est-à-dire identifier comme électron une particule qui en n'est pas un) sont données dans le tableau 3.2. Ces valeurs proviennent de la référence [94].

Niveau d'identification	Efficacité %	Proba. mauvaise ident. %
lâche	80	1.6
standard	55	0.4
ferme	45	0.2

TAB. 3.2 – *Efficacités et probabilités de mauvaise identification pour les électrons (d'après [94]).*

3.9.2 Identification des muons

Le fer du $HCAL$ est un filtre donnant une première séparation entre les muons et les hadrons : la majorité des hadrons est arrêtée alors que les muons vont atteindre les chambres à muons (si leur énergie est supérieure ou égale à 2 GeV). La lecture des cathodes des tubes du $HCAL$ permet de reconstruire le profil de la gerbe et ainsi aide à distinguer les muons des hadrons : les muons vont donner des gerbes rectilignes alors que les hadrons auront des gerbes beaucoup plus étalées et plus courtes (cette méthode n'est disponible pour l'instant que dans la partie centrale du calorimètre). La distinction entre le bruit résiduel hadronique et les muons s'effectue en considérant la plus ou moins bonne association (en pratique il s'agit d'un test de

χ^2) entre la trace candidate et le signal dans les chambres à muons. Les signaux hadroniques donnent en général de plus grands écarts que les muons. Comme pour les électrons des niveaux d'identification, reposant sur la valeur du χ^2 et le nombre d'impacts dans les chambres à muons [104], [105], [106] sont donnés par les algorithmes de reconnaissance : très lâche , lâche, standard et ferme. Les efficacités typiques et les probabilités de mauvaise identification sont regroupées dans le tableau 3.3. Ces valeurs sont tirées de la référence [94].

Niveau d'identification	Efficacité %	Proba. mauvaise ident. %
très lâche	95.9	5.4
lâche	94.8	1.5
standard	86.1	0.7
ferme	76.0	0.4

TAB. 3.3 – *Efficacités et probabilités de mauvaise identification pour les muons (d'après [94]).*

3.9.3 Identification des quarks b

L'identification des quarks b dans un événement repose sur plusieurs constatations [107], [108], [109] :

– les hadrons beaux ont une grande masse,

– les hadrons beaux ont une grande durée de vie,

– leur désintégration donne un grand nombre de particules comparativement aux autres hadrons.

La méthode consiste à combiner de façon optimale différentes variables discriminantes en une seule variable d'étiquetage. L'adjectif "optimale" signifie ici que l'on a le meilleur rejet possible du bruit pour une efficacité donnée sur un signal de b (on construit à cet effet le rapport des densités de probabilité du bruit et du signal pour chaque variable discriminante). Les principales variables utilisées sont :

- la présence ou non d'un vertex secondaire,
- le paramètre d'impact des particules (c'est-à-dire leur distance au vertex primaire),
- la masse associée à ce vertex secondaire,
- l'énergie des particules,
- la fraction d'énergie chargée des particules liées au vertex secondaire.

A partir de ces informations un algorithme spécifique calcule diverses probabilités renseignant sur le contenu en quark(s) b de l'événement. Ces probabilités sont proches de 1 si l'événement ne contient pas de quark b et proches de 0 s'il a un fort contenu en b. Deux probabilités seront utilisées dans la suite :

– P_E calculée avec toutes les traces,

– P_E^+ calculée avec les traces ayant un paramètre d'impact positif (*i.e.* le vecteur joignant le vertex primaire et le point de plus courte approche de la trace est dans la même direction que le jet auquel la particule appartient).

3.10 Système de déclenchement d'acquisition

Dans le LEP, pour sa phase $LEP2$, circulent quatre paquets d'électrons et quatre paquets de positrons également espacés. Vingt-deux microsecondes s'écoulent entre deux croisements de paquets au point d'interaction de chacun des quatre détecteurs du LEP (chaque croisement ne produit pas nécessairement des collisions efficaces). Quatre niveaux de déclenchement notés T_1, T_2, T_3, T_4 de sélectivité croissante servent à traiter efficacement la haute luminosité et un taux de bruit de fond parfois important. On ne veut garder que les événements intéressants et éliminer ceux ne provenant pas d'une interaction entre un électron et un positron (par exemple le choc d'un électron ou d'un positron avec le gaz résiduel du tube à vide).

Les deux premiers déclencheurs, T_1 et T_2, sont synchrones avec le signal de croisement de faisceaux ou BCO (Bunch Cross-Over). Les entrées de T_1 sont fournies par les détecteurs individuels à réponse rapide :

- les détecteurs de traces avec un court temps de dérive (ID, OD, FCA, FCB),
- les scintillateurs du barrel (TOF et ceux insérés dans la HPC),
- les scintillateurs avant HOF,
- le $FEMC$ le MUB.

Les entrées de T_2 sont les précédentes auxquelles on a ajouté des signaux de détecteurs à réponse plus lente : la TPC, la HPC et les MUF. La décision de poursuivre ou non une acquisition est prise par T_1 et T_2 respectivement 3.5 et 39 μs après le signal BCO. Si T_1 donne une réponse négative, les mémoires de l'électronique de lecture des signaux sont vidées et conditionnées pour recevoir de nouvelles données au croisement suivant, sinon on poursuit l'acquisition. Si la réponse de T_2 est positive, l'acquisition est bloquée pendant 3 ms et T_3 est lancé. Dans le cas contraire, les mémoires sont préparées pour le prochain BCO.

T_3 et T_4 sont des filtres logiciels activés de manière asynchrone par rapport au signal BCO et disposent d'informations plus détaillées que T_1 et T_2. T_3 rejette 50 % des événements ayant passé T_2 et dure 30 ms. T_4 diminue encore d'un facteur 2 les événements restant après T_3 qui ne résultent pas d'une interaction e^+e^-. Au total de 2 à 3 événements par seconde sont enregistrés.

L'efficacité de déclenchement pour les paires e^+e^- et $\mu^+\mu^-$ est de 1 à 10^{-4} près ; elle est encore de 95 % pour les traces isolées si celles-ci ont une quantité de mouvement transverse (c'est-à-dire perpendiculaire au faisceau) supérieure ou égale à

1 GeV/c ; avec des photons isolés l'efficacité augmente linéairement de 5 % pour des photons entre 1 et 2 GeV jusqu'à 60 % pour des photons d'énergie supérieure à 4 GeV. Si l'on a des événements de haute multiplicité, l'efficacité de déclenchement est confondue avec 1 sur un angle solide de 4π. On trouvera dans la référence [110] la description et les performances du système de déclenchement de $DELPHI$.

3.11 Système d'acquisition de données DAS (Data Acquisition System)

Le DAS repose sur le standard $FASTBUS$. Il est séparé en modules correspondant chacun à un sous-détecteur (voire une moitié de sous-détecteur) ; un secteur est réservé pour le système de déclenchement. Afin de réduire le temps mort, la plupart des modules frontaux du DAS sont équipés d'une mémoire tampon de quatre événements. A chaque signal T_2 positif, les informations des modules vont remplir ces mémoires tampon. La lecture de chaque segment est réalisée de façon asynchrone par un module appelé LES (Local Event Supervisor). L'acquisition des signaux de chaque module se fait indépendamment de celle des autres.

Les événements sont d'abord transférés dans une mémoire tampon appelée SEB (Spy Event Buffer). Ils sont ensuite copiés dans le MEB (Multi-Event Buffer) si le détecteur est lu globalement ou dans une station VAX spécialisée (une pour chaque sous-détecteur) à des fins de contrôle et de tests individuels.

La lecture centrale des données est supervisée par le GES (Global Event Supervisor). Le GES utilise les informations du LES pour construire un événement dans une mémoire $FASTBUS$, le GEB (Global Event Buffer), à condition d'avoir passé le niveau T_3. Les événements sont ensuite transférés à un ensemble de stations DEC par fibre optique.

Les données reçues par cet ensemble sont stockées dans une mémoire tampon gérée par le MBM (Model Buffer Manager). Le filtre T_4 est alors mis en oeuvre et les données, envoyées par lien optique vers le centre de calcul du $CERN$, sont copiées sur des cassettes DLT de 10 Gbytes. L'ensemble des opérations conduisant à la sauvegarde d'un événement est représenté sur la figure 3.4.

3.12 Reconstruction des traces

Une fois recueillies les données brutes sortant des sous-détecteurs, il faut en déduire les quantités physiques relatives aux particules (quantité de mouvement, énergie ...). Cette tâche est dévolue au programme $DELANA$ (DELphi ANAlysis package). Dans un premier temps, les données brutes sont décodées, les fichiers d'étalonnage sont lus et on obtient des éléments de traces. En associant ces segments de traces, des algorithmes de recherche de trace et d'ajustement reconstruisent les trajectoires complètes et en calculent les caractéristiques (énergie, courbure ...).

A l'aide du logiciel *DELGRA* (DELphi GRAphique) on visualise à l'écran d'une console l'événement ainsi reconstruit.

3.13 Systèmes de contrôle

Durant la prise de données, le bon fonctionnement de *DELPHI* est en permanence vérifié.

3.13.1 Contrôle du *DAS*

Il faut s'assurer que l'acquisition des données s'effectue correctement (par exemple que les systèmes de déclenchement fonctionnent bien). L'Interface de Gestion des Etats ou *SMI* (State Management Interface) permet à l'utilisateur de connaître l'état des divers processeurs locaux d'événement et d'agir sur eux en cas de besoin, de définir les conditions de prise de données ou encore d'en commencer ou d'en arrêter une.

A un niveau supplémentaire, un sytème de contrôle appelé *Big Brother* lie le *SMI* du *DAS* au système de contrôle lent (le paragraphe qui suit en expose le principe) et au *LEP*. *Big Brother* détecte les changements d'état de la machine *LEP* et assure une collecte des informations la plus efficace possible quand le *LEP* et *DELPHI* sont dans de bonnes conditions de prise de données.

3.13.2 Contrôle lent ou *Slow Control*

Il gère les paramètres à évolutions lentes comme les températures et les pressions des gaz, les hautes et les basses tensions. Le système enregistre les changements significatifs de diverses grandeurs, changements qui sont stockés dans la base de données de *DELPHI*.

3.13.3 Contrôle de la qualité ou *Quality Checking*

On doit s'assurer en temps réel du bon fonctionnement général des divers sous-détecteurs. Pour cela on compare l'état courant à un état de référence. Trois niveaux de contrôle existent :

- le plus général analyse tous les événements enregistrés quels qu'ils soient,
- à un niveau plus raffiné, seuls les candidats Z^0 ou bien multihadroniques sont pris en compte,
- enfin on regarde les événements après un premier traitement des données.

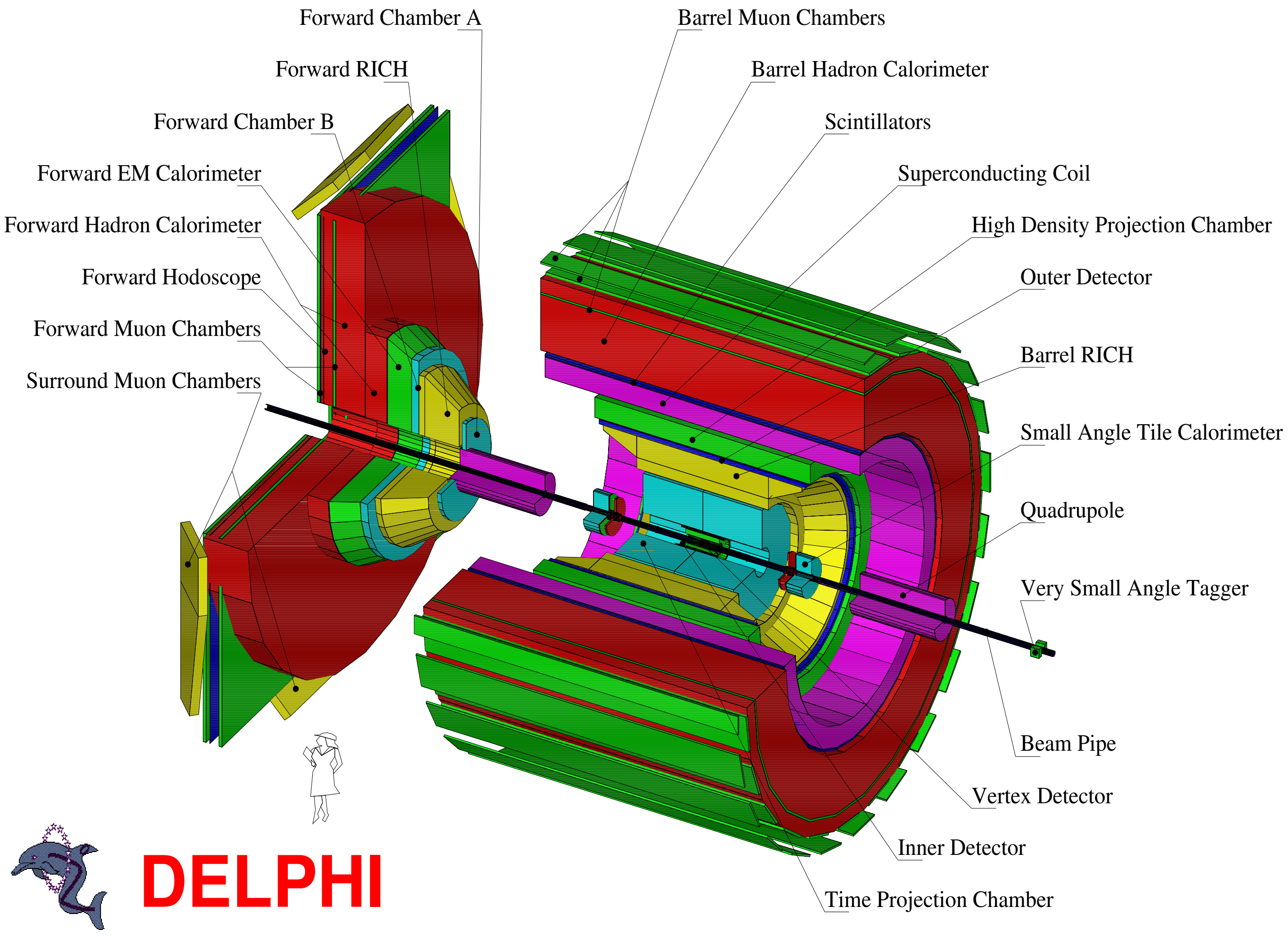

FIG. 3.2 – *Le détecteur DELPHI.*

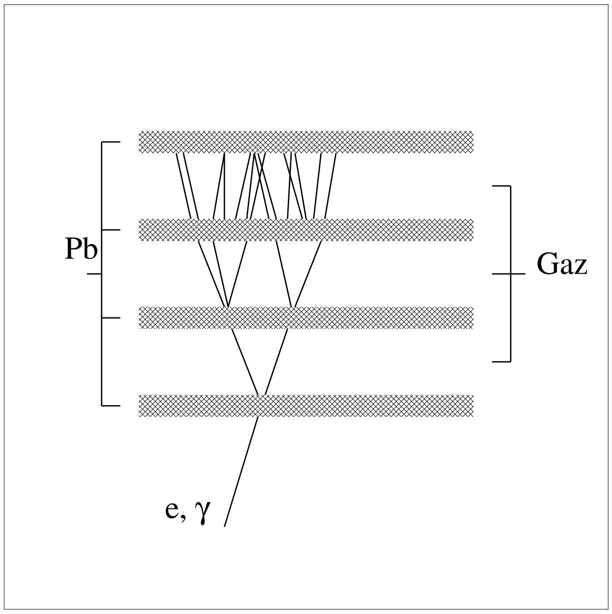

FIG. 3.3 – *Développement d'une gerbe électromagnétique dans la HPC*

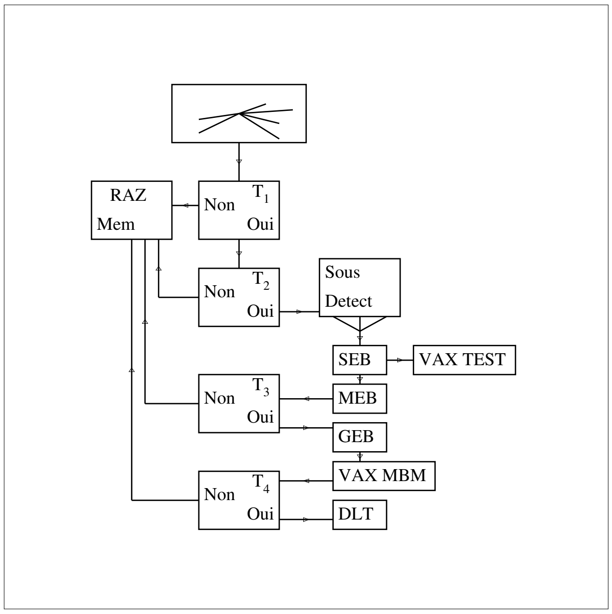

FIG. 3.4 – *Schéma de principe de décision de la sauvegarde d'un événement et de son traitement par le DAS. Les flux d'information des sous détecteurs vers T_1, T_2, T_3 et T_4 ne sont pas représentés.*

Chapitre 4

Neutralinos et charginos à LEP. Fonds attendus du MS lors de la recherche de particules supersymétriques.

Nous allons dans un premier temps voir l'ensemble des couplages des charginos et des neutralinos aux bosons de jauge, aux bosons de Higgs ainsi qu'aux quarks, leptons, squarks et sleptons. Nous pourrons alors déduire les diagrammes de production des charginos et des neutralinos à LEP et étudier leurs modes de désintégration. Dans tout ce chapitre et dans la suite, nous ne prendrons pas en compte les modèles $GMSB$ (on se reportera au paragraphe 2.2.1 pour la signification de $GMSB$) : ils conduisent à des désintégrations du type $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \widetilde{G}\gamma$ ($\widetilde{G}$ étant le gravitino) qui n'ont pas été étudiées au cours de ce travail.

Toutes les désintégrations écrites dans cette partie seront supposées possibles cinématiquement parlant. Suivant le point où l'on se trouve dans l'espace des paramètres du MSSM, certaines d'entre elles ne sont pas toujours permises : les couplages des charginos et des neutralinos aux différentes particules dépendent de leurs compositions en higgsinos et jauginos, elles même fonction de μ, M_2, $tan\beta$ (on a vu au paragraphe 2.3.3 que ces compositions étaient par contre indépendantes de m_0).

Les indices qui apparaissent avec les neutralinos ou les charginos, par exemple $\tilde{\chi}_i^0$, peuvent prendre les valeurs $1, 2, 3, 4$ pour les quatre neutralinos et $1, 2$ pour les deux charginos. Les indices des leptons, quarks, sleptons et squarks, par exemple $\widetilde{e}_j^+$, sont des indices de famille et valent $1, 2, 3$.

4.1 Couplages de jauge des charginos et des neutralinos

A partir du développement en champ du Lagrangien supersymétrique, on déduit les règles de Feynman couplant un chargino ou un neutralino aux particules du MSSM. Intéressons nous pour commencer aux bosons de jauge et aux bosons de Higgs. A l'ordre de l'arbre les neutralinos sont couplés aux $W^\pm$, Z^0, h^0 et A^0 ; les charginos aux $W^\pm$, Z^0 et γ comme indiqué sur la figure 4.1.

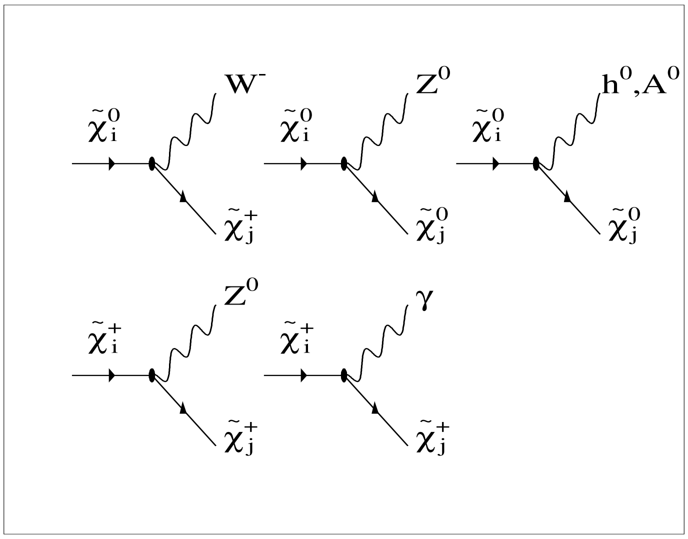

FIG. 4.1 – *Diagrammes montrant les couplages des neutralinos et des charginos avec les $W^\pm$, Z^0, γ et les bosons de Higgs. Tous les diagrammes n'ont pas été représentés. Par exemple, vu que le $\tilde{\chi}_1^0$ est sa propre anti-particule, $\tilde{\chi}_i^0 \to W^+\tilde{\chi}_j^-$ existe aussi. On peut également permuter les particules de chaque diagramme. On a représenté seulement $\tilde{\chi}_i^0 \to W^-\tilde{\chi}_j^+$ mais $\tilde{\chi}_j^+ \to W^+\tilde{\chi}_i^0$ ou $W^+ \to \tilde{\chi}_i^0\tilde{\chi}_j^+$ sont possibles (à condition bien sûr que cela soit cinématiquement autorisé).*

La désintégration d'un neutralino (chargino) est très semblable à celle d'un Z^0 ($W^\pm$) à ceci près que l'on obtient dans l'état final un fermion du MS et son partenaire supersymétrique. On a ainsi $\tilde{\chi}_i^0 \to e_j^\pm \widetilde{e}_j^\mp$. Les autres modes sont illustrés sur la figure 4.2.

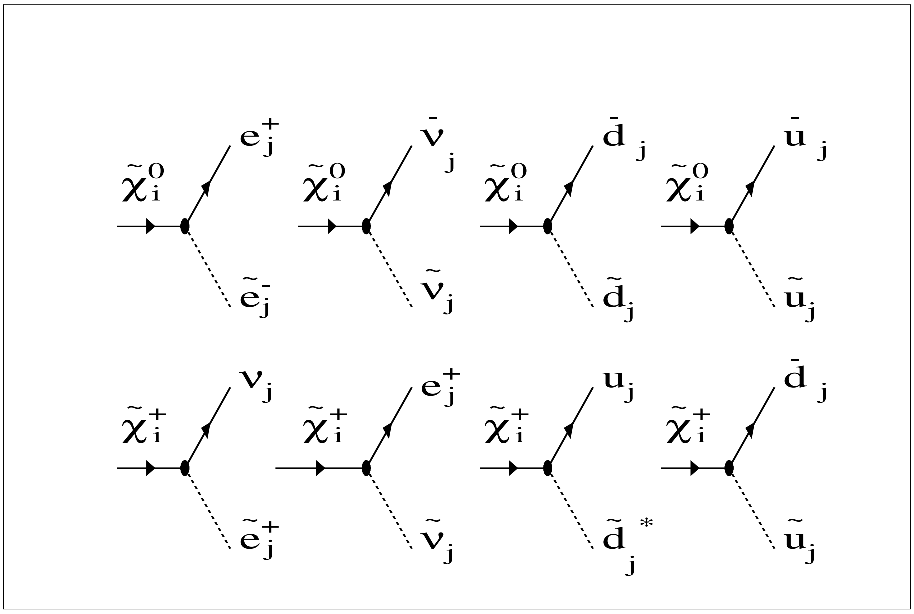

FIG. 4.2 – *Diagrammes montrant les couplages des charginos et des neutralinos aux sleptons, squarks, leptons et quarks. Tous les diagrammes n'ont pas été représentés. Par exemple, vu que le $\tilde{\chi}_1^0$ est sa propre anti-particule $\tilde{\chi}_i^0 \to e_j^- \tilde{e}_j^+$ existe aussi. On peut également permuter les particules de chaque diagramme. On a représenté seulement $\tilde{\chi}_i^0 \to e_j^- \tilde{e}_j^+$ mais $\tilde{e}_j^- \to \tilde{\chi}_i^0 e_j^-$ ou $e_j^- \to \tilde{\chi}_i^0 \tilde{e}_j^-$ sont possibles (à condition bien sûr que cela soit cinématiquement autorisé).*

4.2 Production des paires de neutralinos et de charginos à LEP

La production d'une seule particule supersymétrique est possible au LEP principalement avec les couplages $\lambda_{ijk} L_i L_j \bar{E}_k$ comme on l'a vu au paragraphe 2.4. Comme nous nous intéresserons dans la suite aux couplages $\lambda'_{ijk} L_i Q_j \bar{D}_k$, ce cas de figure n'est pas à envisager. Nous considérerons seulement la production de paires de neutralinos et de charginos. A l'aide du paragraphe 4.1, nous pouvons déduire les diagrammes de production à LEP [111], [112]. Les neutralinos sont produits soit dans la voie s avec un Z^0, qui se couple à leur composante higgsino, soit dans la voie t via un sélectron, qui se couple à leur composante jaugino. Les deux voies interfèrent constructivement. Quand la masse du sélectron est grande devant celle du Z^0, la contribution de la voie t est fortement supprimée.

Les charginos reçoivent dans la voie s la contribution du Z^0 et du γ, et dans la voie t celle du sneutrino électron, couplé à la partie jaugino. L'interférence est destructive entre les voies s et t. Ce phénomène peut devenir important et réduire de beaucoup la section efficace de production si la masse du $\tilde{\nu}_e$ est faible et si le chargino a une composante jaugino appréciable. De même que pour les neutralinos, la contribution de la voie t est négligeable pour des $\widetilde{\nu}_e$ lourds. La figure 4.3 illustre les modes de production des paires de neutralinos et de charginos à LEP.

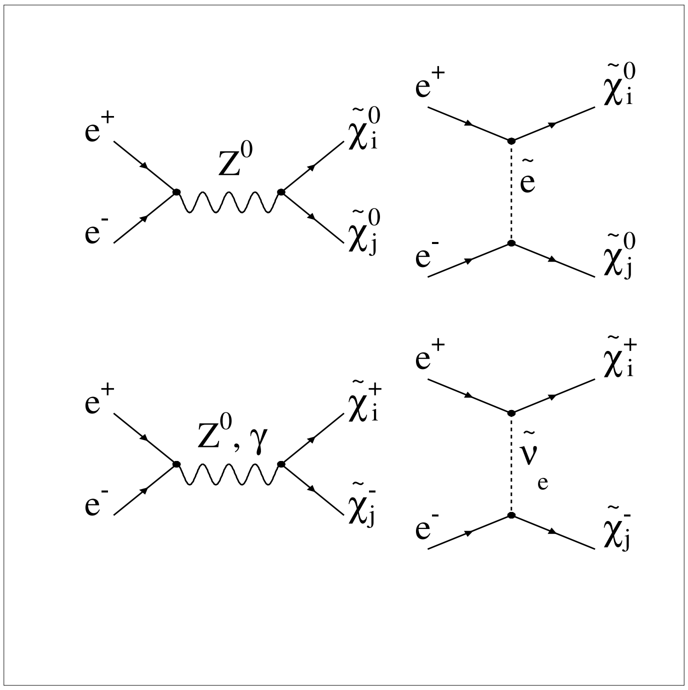

Fig. 4.3 – *Diagrammes de production de paires de neutralinos et de charginos à LEP. Les diagrammes croisés où l'on a inversé i et j ne sont pas représentés.*

Les sections efficaces des différents processus $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0, \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0, \tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-$ ... vont dépendre des masses des particules (aussi bien celles des neutralinos et des charginos que celle du sélectron par exemple), et de leur couplages (c'est-à-dire pour le $\tilde{\chi}_1^0$ de son contenu en higgsino, photino, bino) : elles vont donc varier en fonction des quatre paramètres μ, M_2, m_0 et $tan\beta$. On trouvera dans [111], [112] mais aussi dans [113], [114] et [115] les calculs détaillés des sections efficaces. A titre d'illustration, la figure 4.4 donne la section efficace de production de $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-$ dans le plan $\mu - M_2$ pour $m_0 = 300$ GeV/c^2 et $tan\beta = 30$.

4.3 Désintégration des neutralinos et des charginos

Les diagrammes vus aux paragraphes 2.4 et 4.1 vont nous permettre de construire les différents modes de désintégration des neutralinos et des charginos avec le terme $\lambda'_{ijk}L_iQ_j\bar{D}_k$.

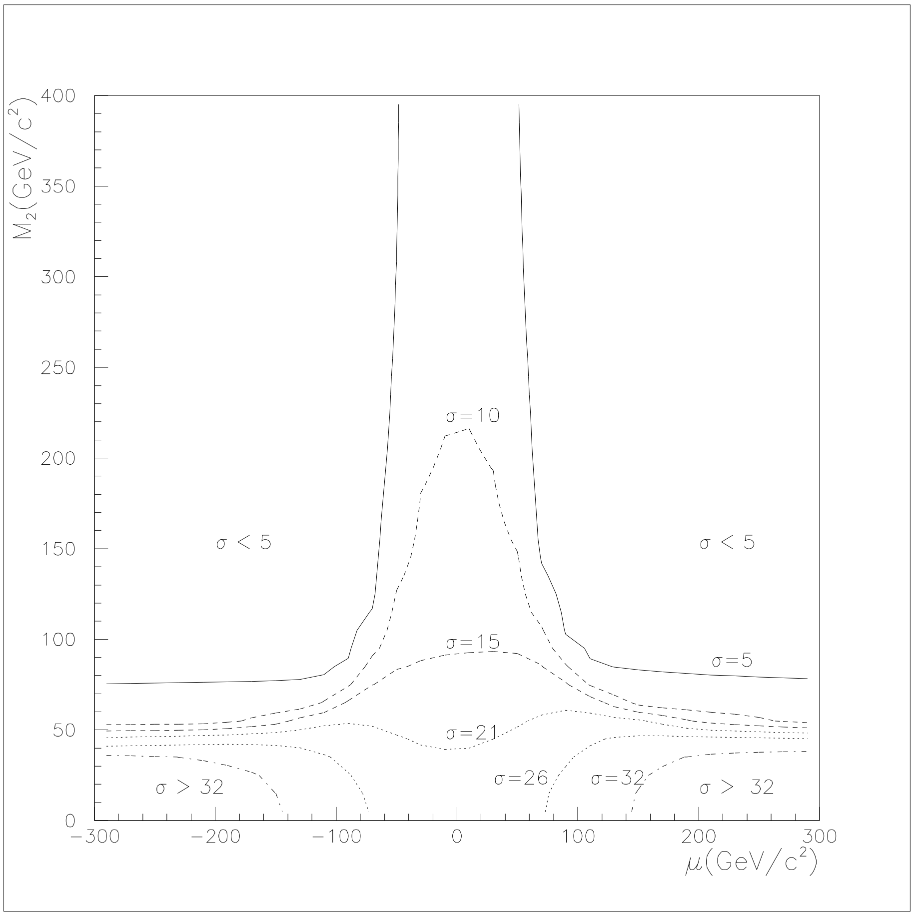

FIG. 4.4 – *Section efficace de production, dans le plan $\mu - M_2$, de $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-$ pour $m_0 = 300$ GeV/c^2, tan(β) = 30 et l'énergie du centre de masse égale à 189 GeV. Les valeurs sont en pb.*

4.3.1 Désintégration directe avec violation de R-parité

On parle de désintégration *directe* d'un squark/slepton quand il se désintègre directement en deux particules du MS avec un vertex ne conservant pas la R-parité ; et pour les neutralinos et les charginos, quand ils se désintègrent en trois particules du MS (un quark/lepton et un squark/slepton virtuel se désintégrant par un vertex $\not{R}_p$ en deux particules du MS). Remarquons que ce mode de désintégration est le seul accessible pour la LSP. Supposons que la LSP est le $\tilde{\chi}_1^0$: ses désintégrations directes sont représentées sur la figure 4.5. Deux types d'états finals sont possibles

- $\tilde{\chi}_i^0 \to e_m^- u_n \bar{d}_p, e_m^+ \bar{u}_n d_p$

- $\tilde{\chi}_i^0 \to \nu_m d_n \bar{d}_p, \bar{\nu}_m \bar{d}_n d_p$

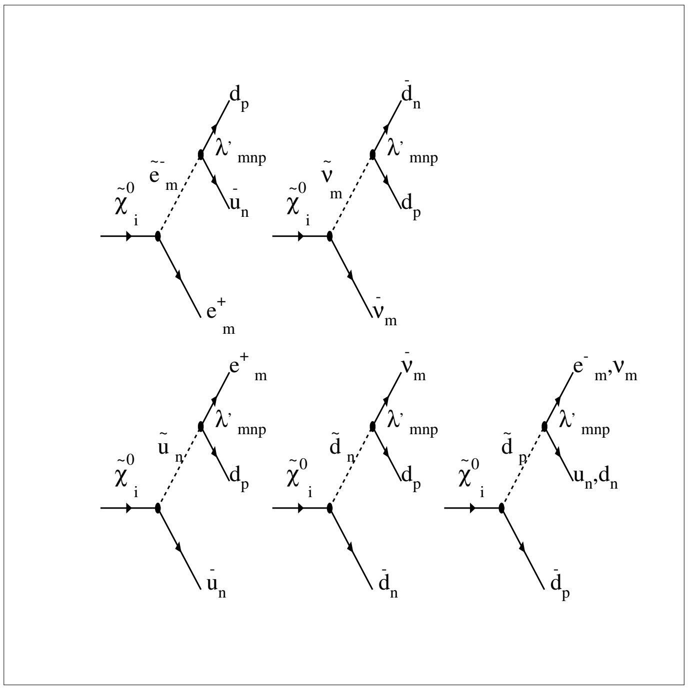

FIG. 4.5 – *Modes de désintégration du neutralino avec violation de la R-parité et un couplage $\lambda'_{mnp}L_mQ_n\bar{D}_p$. Comme le neutralino est identique à son anti-particule, les états finals avec les anti-particules des produits de la désintégration sont également possibles.*

4.3.2 Désintégration indirecte

On parle de désintégration *indirecte* quand la particule supersymétrique se désintègre d'abord via un vertex conservant la R-parité en une particule du MS et une particule supersymétrique sur sa couche de masse. Cette dernière se désintègre ensuite en particules du MS avec violation de la R-parité ou bien en un couple particule du MS / particule supersymétrique (en conservant la R-parité), la cascade se poursuivant jusqu'à un vertex $\not{R}_p$. La désintégration indirecte est en général prépondérante quand la différence de masse entre la particule mère et la particule fille est suffisante (pour fixer les idées l'écart doit être supérieur à 5-10 GeV/c^2 environ) (remarquons que les limites indirectes vues au paragraphe 2.10 n'autorisent pas des valeurs de λ'_{ijk} assez grandes pour que la désintégration directe du chargino soit prédominante).

Notons que l'on peut retrouver les cas de la R-parité conservée si le $\tilde{\chi}^0_1$ est trop léger pour se désintégrer en particules du MS. C'est par exemple le cas quand interviennent un ou plusieurs quarks b dans la désintégration du neutralino.

Les différents états finals (en ignorant une possible cascade supplémentaire) se regroupent de la manière suivante :

- $\tilde{\chi}_i^0 \rightarrow \tilde{\chi}_j^0 f\bar{f}, \tilde{\chi}_j^0\gamma, \tilde{\chi}_j^0(h^0 \textit{ ou } A^0), \tilde{\chi}_j^+(l_k\nu_k \textit{ ou } u_k\bar{d}_k)$
- $\tilde{\chi}_i^+ \rightarrow \tilde{\chi}_j^+ f\bar{f}, \tilde{\chi}_j^+\gamma, \tilde{\chi}_j^0(l_k\nu_k \textit{ ou } u_k\bar{d}_k)$

avec f un fermion quelconque du MS. Nous avons dit au paragraphe 4.1 que les neutralinos ne se couplaient pas au photon à l'ordre de l'arbre. Toutefois en considérant des diagrammes d'ordre supérieur, ici des diagrammes triangulaires, la désintégration du type $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0\gamma$ est possible [113]. La figure 4.6 montre une possibilité de désintégration indirecte d'un chargino.

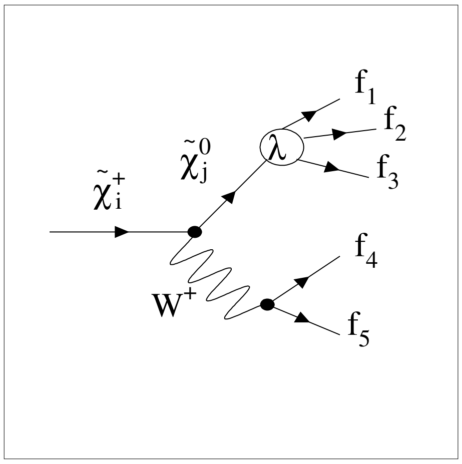

FIG. 4.6 – *Exemple de désintégration indirecte d'un chargino. f_i désigne un fermion du MS. Le λ entouré d'un cercle représente une désintégration $\not{R}_p$ avec l'un des trois type de couplage λ_{ijk}, λ'_{ijk}, λ''_{ijk}.*

4.3.3 Etats finals possibles lors de la production de paires de neutralinos et de charginos

La présence de termes ne conservant pas la R-parité dans le Lagrangien supersymétrique conduit à un très grand nombre d'états finals pour les processus $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_i^0\tilde{\chi}_j^0$ ou $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_i^+\tilde{\chi}_j^-$. Pour illustrer notre propos faisons en la liste en envisageant simplement deux processus : $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0$ et $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-$. On supposera de plus que le $\tilde{\chi}_1^0$ est la LSP et que le chargino se désintègre de manière indirecte seulement (on a alors $\tilde{\chi}_1^+ \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 f_U\bar{f}_D$ avec f_U et f_D désignant respectivement des fermions de type *up* (quarks u, c, t et leptons chargés) et *down* (quarks d, s, b et neutrinos) du MS). Le tableau 4.1 résume l'ensemble des possibilités. D et I signifient désintégration directe et désintégration indirecte, l est un lepton chargé, j un jet provenant de l'hadronisation d'un quark et $\not{E}$ l'énergie manquante associée à un ou plusieurs neutrinos.

Etat final	$\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0$	$\tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-$
4j $\not{E}$	Directe	
8j $\not{E}$		Indirecte
1 l 4j $\not{E}$	Directe	
1 l 8j $\not{E}$		Indirecte
2 l 4j	Directe	
2 l 4j $\not{E}$		Indirecte
2 l 6j $\not{E}$		Indirecte
2 l 8j		Indirecte
3 l 4j $\not{E}$		Indirecte
3 l 6j $\not{E}$		Indirecte
4 l 4j $\not{E}$		Indirecte

TAB. 4.1 – *Etats finals pour les processus $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0$ et $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-$. $\tilde{\chi}_1^0$ est la LSP. On suppose que le $\tilde{\chi}_1^0$ est la LSP : seule sa désintégration directe est à envisager ; pour le chargino, seule la désintégration indirecte $\tilde{\chi}_1^+ \to \tilde{\chi}_1^0 f_U \bar{f}_D$ (avec f_U et f_D désignant respectivement des fermions de type up (quarks u, c, t et leptons chargés) et down (quarks d, s, b et neutrinos) du MS) est prise en compte. l est un lepton chargé, j un jet provenant de l'hadronisation d'un quark et $\not{E}$ l'énergie manquante associée à un ou plusieurs neutrinos.*

Différents types d'états sont possibles :
- purement hadroniques avec de l'énergie manquante,
- mixtes leptoniques et hadroniques sans énergie manquante,
- mixtes leptoniques et hadroniques avec de l'énergie manquante.

La recherche d'un signal supersymétrique devra se faire en tenant compte de ce grand nombre d'états finals parfois très différents les uns des autres. On donne dans les figures 4.7 et 4.8 deux exemples typiques d'événements supersymétriques simulés pour une énergie dans le centre de masse de 189 GeV (la génération s'est faite avec $SUSYGEN$ et la simulation de $DELPHI$ avec $DELSIM$; on verra ces deux aspects aux paragraphes 4.6.2 et 4.6.3 respectivement). La figure 4.7 présente le processus $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0$ avec $\tilde{\chi}_1^0 \to \mu q q'$, la masse du $\tilde{\chi}_1^0$ étant 18 GeV/c^2. L'événement est très effilé, en forme de crayon. Dans la figure 4.8 on a au contraire un événement très sphérique ; il résulte du processus $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-$ avec $\tilde{\chi}_1^0 \to \nu b\bar{b}$, le $\tilde{\chi}_1^+$ ayant une masse de 93 GeV/c^2 proche de la limite cinématique, et le $\tilde{\chi}_1^0$ étant lui aussi massif ($m(\tilde{\chi}_1^0) = 65$ GeV/c^2).

4.4 Caractéristiques principales des signaux

Maintenant que nous avons décrit les modes de production à LEP et les voies de désintégration pour les charginos et les neutralinos, voyons sur deux exemples typiques l'allure générale des variables caractéristiques qui seront utilisées dans l'analyse. Les distributions montrées sont obtenues après une simulation de reconstruction d'événements supersymétriques dans $DELPHI$ (voir à ce sujet les paragraphes 4.6.2 et 4.6.3).

4.4.1 Production d'une paire de $\tilde{\chi}_1^0$ avec $\tilde{\chi}_1^0 \to \mu bq$

Intéressons nous pour commencer à la désintégration du neutralino en un muon et deux quarks dont un quark b. Les variables clés de ce canal sont bien entendu le nombre de muons identifiés dans l'événement et l'énergie du muon le plus énergétique. L'angle minimal entre le(s) muon(s) et une autre particule chargée, appelé angle d'isolation, est également un paramètre important ; de même que l'acolinéarité entre les deux muons les plus énergétiques (c'est-à-dire 180^o moins l'angle entre ces deux muons).La figure 4.9 représente ces quatre grandeurs pour un $\tilde{\chi}_1^0$ de masse 40 GeV/c^2. Les muons (on les demande *standard* au moins) identifiés (le plus souvent deux) sont énergétiques (au minimum 10 GeV avec une moyenne de 40 GeV pour fixer les idées) et isolés angulairement du reste des particules chargées. Ils sont également isolés angulairement l'un de l'autre. Comme on a au total quatre jets hadroniques dans l'événement, on s'attend à obtenir un grand nombre de particules chargées et aussi une grande énergie chargée (la somme des énergies de toutes les particules chargées). Quand le neutralino se désintègre en un lepton chargé et deux quarks, l'énergie manquante $E_{manquante}$ et la quantité de mouvement manquante $P_{manquante}$ sont a priori faibles (il n'y a pas de neutrino). Ces deux grandeurs ont pour définition :

$$E_{manquante} = \sqrt{s} - E_{visible} \tag{4.1}$$

$$\vec{P}_{manquante} = -\vec{P}_{visible} \tag{4.2}$$

$\sqrt{s}$ est l'énergie dans le centre de masse, $E_{visible}$ est la somme de toutes les énergies des particules détectées qu'elles soient neutres ou chargées, $P_{visible}$ celle de leurs quantités de mouvement. Nous nous sommes ici placés dans le cas particulier où l'un des quarks est un quark b : son étiquetage avec la variable P_E^+ décrite au paragraphe 3.9.3 est un facteur de discrimination supplémentaire entre le signal et le bruit de fond. La distribution de ces quatre grandeurs est donnée sur la figure 4.10.

4.4.2 Production d'une paire de $\tilde{\chi}_1^+$ avec une désintégration indirecte $\tilde{\chi}_1^+ \to \tilde{\chi}_1^0 W^+$ et $\tilde{\chi}_1^0 \to \nu q q'$

Comme deux neutrinos au moins sont présents, les variables fondamentales seront les quantités manquantes :

- l'énergie manquante $E_{manquante}$,
- la quantité de mouvement transverse manquante $Pt_{manquante}$ (c'est la projection de la quantité de mouvement manquante $\vec{P}_{manquante}$ sur un plan perpendiculaire au faisceau).

– l'angle polaire de la quantité de mouvement manquante $\theta_{manquant}$.

– la masse invisible $M_{invisible}$ définie de la manière suivante :

$$M_{invisible}^2 c^4 = E_{manquante}^2 - P_{manquante}^2 c^2 \tag{4.3}$$

on définit également une masse visible $M_{visible}$ par :

$$M_{visible}^2 c^4 = E_{visible}^2 - P_{visible}^2 c^2 \tag{4.4}$$

La figure 4.11 donne les distributions de ces quatre quantités pour le signal. Du fait de la désintégration indirecte du chargino, de nombreux jets hadroniques existent. Pour étudier ces jets, on utilise l'algorithme de Durham [116]. Il procède de la manière suivante : pour tous les couples de particules (i, j) de l'événement, on calcule la distance y_{ij} définie par :

$$y_{ij} = \frac{2(1 - cos\theta_{ij}) min(E_i^2, E_j^2)}{s} \tag{4.5}$$

avec θ_{ij} angle entre les quantités de mouvement des deux particules, E_i et E_j leur énergie et s le carré de l'énergie dans le centre de masse. La paire de particules ayant la plus petite distance est remplacée par une pseudo-particule dont la quadri-impulsion peut être définie de plusieurs manières. Par exemple on peut choisir simplement d'additionner les quadri-impulsions.

Il existe deux façons d'utiliser l'algorithme :

– on répète la procédure jusqu'à ce que la distance minimale entre les objets (pseudo-particules ou particules) soit supérieure à une valeur y_{cut} prédéfinie. Le nombre de jets est égal au nombre d'objets restant.

– on répète la procédure jusqu'à ce que tous les objets soient rassemblés en un nombre prédéfini N de jets. On repère la valeur de la distance minimale à la dernière itération quand la topologie passe de N à $N - 1$ jets et on note cette valeur Y_N.

Une fois les jets définis, on s'intéressera à l'angle minimal existant entre eux. L'acoplanarité est l'angle dans le plan transverse entre les jets lorsque l'on force l'événement en deux jets. La figure 4.12 représente l'angle minimal entre quatre jets, l'acoplanarité et les valeurs de Y_4 et Y_6 (obtenues par la deuxième façon d'utiliser l'algorithme de Durham décrite ci-dessus) pour du signal.

La poussée (ou *thrust*) est une autre variable caractérisant la topologie. On la détermine ainsi : pour tout vecteur unitaire $\vec{n}$ du centre de masse on calcule :

$$t(\vec{n}) = \frac{\sum_i |\vec{p}_i.\vec{n}|}{\sum_i |\vec{p}_i|} \tag{4.6}$$

$\vec{p_i}$ est la quantité de mouvement des particules. La poussée T est la valeur maximale de $t(\vec{n})$ quand on fait varier $\vec{n}$. La direction dans laquelle on obtient le maximum est l'axe de poussée. T varie entre $\frac{1}{2}$ pour les événements sphériques et 1 pour les événements en forme de crayon où l'on a deux jets dos à dos. Comme dans le paragraphe précédent, le nombre de particules chargées et l'énergie chargée seront des paramètres importants. La figure 4.13 donne les distributions de ces deux quantités pour le signal ainsi que celle de la poussée.

4.5 Processus du MS sources de bruit de fond

Lors de la recherche d'événements supersymétriques, les critères de sélection devront être aussi larges que possible tout en rejetant le maximum de bruit de fond afin de couvrir avec une bonne efficacité une grande diversité de topologies. On recherchera le meilleur compromis entre efficacité de sélection et réjection du bruit de fond. Un trait commun à tous les cas envisagés dans le tableau 4.1 est leur grande multiplicité : il y a au minimum quatre jets hadroniques. Nombre de processus du MS conduisent à des événements ayant des topologies proches de celles d'événements supersymétriques et constituent une source de bruit de fond importante dans la recherche d'un éventuel signal. Pour détecter la présence d'un signal supersymétrique, on recherchera un excès d'événements par rapport aux prévisions du MS. La figure 4.14 tirée de la référence [117] montre les sections efficaces de différents processus du MS en fonction de l'énergie dans le centre de masse. Certains ont des sections efficaces très élevées mais ne sont pas pour autant gênants car leurs caractéristiques sont très différentes de celles attendues pour les signaux ; d'autres ont comparativement des sections efficaces beaucoup plus petites mais ressemblent très fortement à un événement supersymétrique : ils seront une source de contamination beaucoup plus importante. Pour une description plus détaillée de la physique du MS mise en jeu à LEP2, on pourra consulter [117]. Faisons la revue des différents canaux du MS et indiquons s'ils sont ou non susceptibles de mimer un événement de signal.

4.5.1 Processus du MS à basse multiplicité

De très nombreuses réactions dans le MS ne donnent qu'un faible nombre de particules. C'est typiquement les cas des états finaux à deux fermions tels que la diffusion Bhabha $e^+e^- \to e^+e^-(\gamma)$ ou encore $e^+e^- \to \mu^+\mu^-(\gamma), \tau^+\tau^-(\gamma)$. On les éliminera très facilement en demandant des événements ayant un nombre suffisant de particules, chargées en particulier.

4.5.2 Processus $\gamma\gamma$

Ils conduisent à $e^+e^- \to e^+e^-X$, X représentant plusieurs particules. Ils sont produits par interaction de deux photons émis par l'électron et le positron. Ces derniers sont la plupart du temps diffusés à très petit angle et restent dans le tube à vide : on ne les détecte pas. La figure 4.15 donne un schéma d'un tel processus. Le spectre angulaire des photons émis est piqué sur zéro avec une décroissance très rapide. L'énergie visible de ce type d'évenements et la masse du système X sont faibles. De plus la quantité de mouvement manquante (due à l'électron et au positron perdus dans le tube à vide) pointe vers les petits angles polaires. Ces deux caractéristiques font que les interactions $\gamma\gamma$ ne constituent pas un fond sérieux pour notre étude. Insistons toutefois sur le fait que cette étude a été menée dans le cadre du MSSM : les masses des charginos et des neutralinos ne sont pas libres de varier comme on le veut et l'on n'obtient pas de très petites différences de masses entre le chargino et le neutralino. Il n'a pas été envisagé, comme on le fait souvent dans les études où la R-parité est conservée, des combinaisons (masse du chargino/ masse du neutralino) indépendantes d'un modèle donné. Dans ce cas effectivement le fond principal, quand la différence de masse devient petite, est contitué par les interactions gamma-gamma.

4.5.3 Processus $Z^0(\gamma)$ avec $Z^0 \to q\bar{q}$

La section efficace de ce processus est énorme au pic du Z^0 (environ 30 nano-barns) et diminue très rapidement quand l'énergie dans le centre de masse augmente. Il peut alors se produire que l'électron ou le positron émette un photon avant la collision (on parle alors de rayonnement dans l'état initial ou ISR pour Initial State Radiation) de sorte que l'énergie dans le centre de masse après rayonnement soit proche, si ce n'est égale, à la masse du Z^0 : on appelle ce phénomène retour radiatif au Z^0. On définit à cette occasion l'énergie effective dans le centre de masse comme l'énergie réellement disponible dans le centre de masse. C'est dans ce cas l'énergie dont on dispose après le rayonnement d'un photon. Elle est traditionnellement notée $\sqrt{s'}$.

Les Z^0 produits dans la voie s sont soit hors de leur couche de masse soit sur leur couche de masse lorsqu'un photon a été émis. Ils donnent lieu à l'ordre le plus bas à deux jets (on s'intéresse dans ce paragraphe uniquement à $Z^0 \to q\bar{q}$). Le rayonnement d'un gluon par l'un des quarks et la fragmentation de ce gluon en deux quarks conduit à une topologie en quatre jets. La figure 4.16 montre ces différents cas de figure.

Le photon est émis le plus souvent suivant l'axe du faisceau et n'est donc pas détecté. La quantité de mouvement manquante est dirigée vers l'avant. Cela donne un premier critère de réjet de ces événements. Toutefois, il sera difficile de les éliminer totalement.

4.5.4 Processus à quatre fermions

Il s'agit non seulement d'événements venant de la production de paires de $W^\pm$ ou de Z^0 mais de toute une catégorie de mécanismes indiqués sur la figure 4.17.

Comme les signaux auxquels on s'attend, un grand nombre de particules chargées est produit dans ces processus (sauf évidemment si des neutrinos entrent parmi les quatre fermions). Dans le cas de Z^0Z^0 et de W^+W^-, il y a production d'une paire de particules : la situation ressemble à $\tilde{\chi}_i^0\tilde{\chi}_j^0$ ou $\tilde{\chi}_i^+\tilde{\chi}_j^-$ même si les voies de production ne sont pas strictement identiques. Les processus à quatre fermions ainsi que les événements $q\bar{q}(\gamma)$ seront les deux principales sources de bruit de fond de cette étude.

4.6 Simulation des bruits de fond et du signal

Comme le signal cherché devrait se traduire par un excès d'événements par rapport aux prévisions du MS, il va falloir estimer les contributions des différents processus du MS et celles des événements de signal. Commençons par les processus du MS.

4.6.1 Génération des processus du MS

Tous les processus décrits au paragraphe 4.5 doivent être simulés. On doit rendre compte de la nature et du nombre des particules dans l'état final, de leurs distributions angulaire et énergétique et ceci avec la plus grande exactitude possible. Différents générateurs existent pour les processus envisagés. Les événements $f\bar{f}\gamma$ ont été produits avec $PYTHIA$ [118] pour la partie hadronique et $KORALZ$ [119] pour la partie leptonique. Les interactions $\gamma\gamma$ conduisant à des états leptoniques ont été générées avec le programme BDK [120]. $TWOGAM$ [121] a servi à produire les $\gamma\gamma \rightarrow hadrons$. Les états finaux à quatre fermions ont été étudiés avec $EXCALIBUR$ [122]. Le tableau 4.2 donne le rapport entre la luminosité équivalente des événements simulés et la luminosité intégrée enregistrée dans $DELPHI$ à 189 GeV (158 pb^{-1}).

Type de bruit de fond	$\mathcal{L}_{simulation}/\mathcal{L}_{mesure}$
Petite multiplicité	> 6
$\gamma\gamma \rightarrow leptons$	>4.5
$\gamma\gamma \rightarrow hadrons$	>1.5
$q\bar{q}(\gamma)$	15
quatre fermions	> 15

TAB. 4.2 – *Rapport entre la luminosité équivalente de la simulation $\mathcal{L}_{simulation}$ et la luminosité intégrée expérimentale enregistrée dans $DELPHI$ $\mathcal{L}_{mesure}$ à 189 GeV (158 pb^{-1}).*

4.6.2 Génération des événements du signal

Les événements de signal ont été générés avec $SUSYGEN$ 2.20.3 [123]. Ce programme permet d'obtenir les produits de désintégrations des particules supersymétriques pour de nombreux processus (par exemple $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_i^0\tilde{\chi}_j^0, \tilde{\chi}_i^+\tilde{\chi}_j^-, \tilde{\nu}\tilde{\nu}, \tilde{e}\tilde{e}$...) en faisant varier les paramètres μ, M_2, m_0 et $tan\beta$, mais aussi les valeurs des couplages λ_{ijk} λ'_{ijk} ou λ''_{ijk}. On peut ainsi décrire toutes les masses et tous les couplages possibles pour les neutralinos et les charginos en connaissant les sections efficaces en chaque point de l'espace des paramètres du MSSM.

4.6.3 Simulation de $DELPHI$

Une fois obtenues les particules dans l'état final, on doit s'intéresser à leur comportement dans la matière et les parties actives composant le détecteur $DELPHI$. Cette tâche est dévolue au programme $DELSIM$ [124]. $DELSIM$ prend en compte les efficacités et les zones mortes de chaque sous-détecteur. Les diffusions multiples et les interactions secondaires sont également simulées. L'information est stockée sous une forme identique aux données réelles et la reconstruction s'effectue avec $DELANA$ (voir le paragraphe 3.12).

Un logiciel de simulation rapide, SGV [125], a également été utilisé (dans le cadre du paragraphe 5.5 seulement). Il simule de manière simplifiée la géométrie du détecteur et les interactions qui s'y produisent. Les résultats obtenus sont proches de ceux de $DELSIM$ avec un temps de calcul beaucoup plus court. Dans le cas particuliers étudié, la simulation de 1000 événements de signal demande environ 200000 unités CPU avec $DELSIM$ et 120 unités CPU seulement avec SGV.

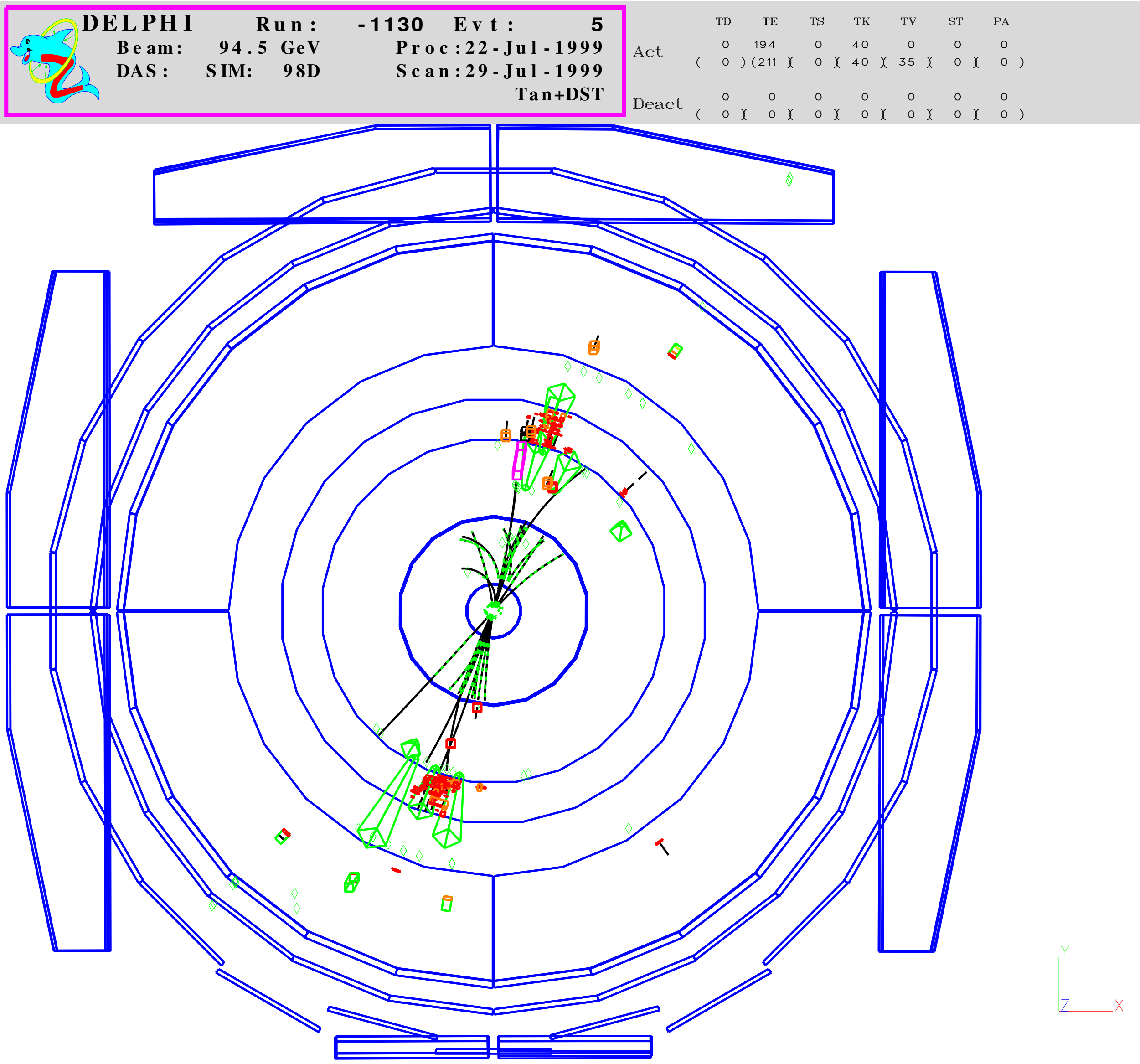

FIG. 4.7 – *Exemple dévénement supersymétrique simulé pour une énergie dans le centre de masse de 189 GeV : $e^+e^- \longrightarrow \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0$ avec $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \mu q q'$, $m(\tilde{\chi}_1^0) = 18$ GeV/c^2. Vue perpendiculaire au faisceau.*

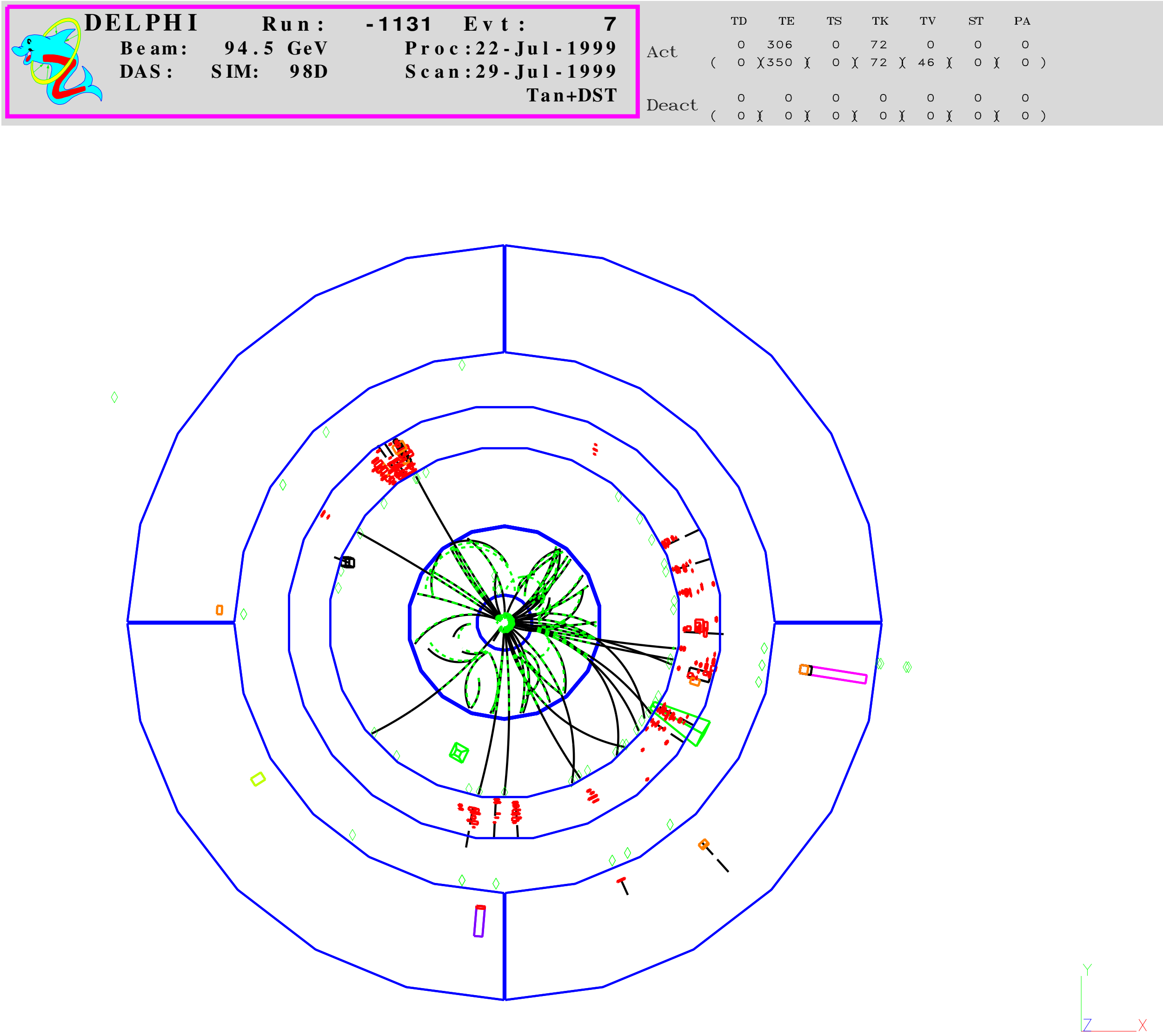

FIG. 4.8 – *Exemple dévénement supersymétrique simulé pour une énergie dans le centre de masse de 189 GeV :* $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-$ *avec* $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \nu b\bar{b}$, $m(\tilde{\chi}_1^+) = 93\ GeV/c^2$, $m(\tilde{\chi}_1^0) = 65\ GeV/c^2$. *Vue perpendiculaire au faisceau.*

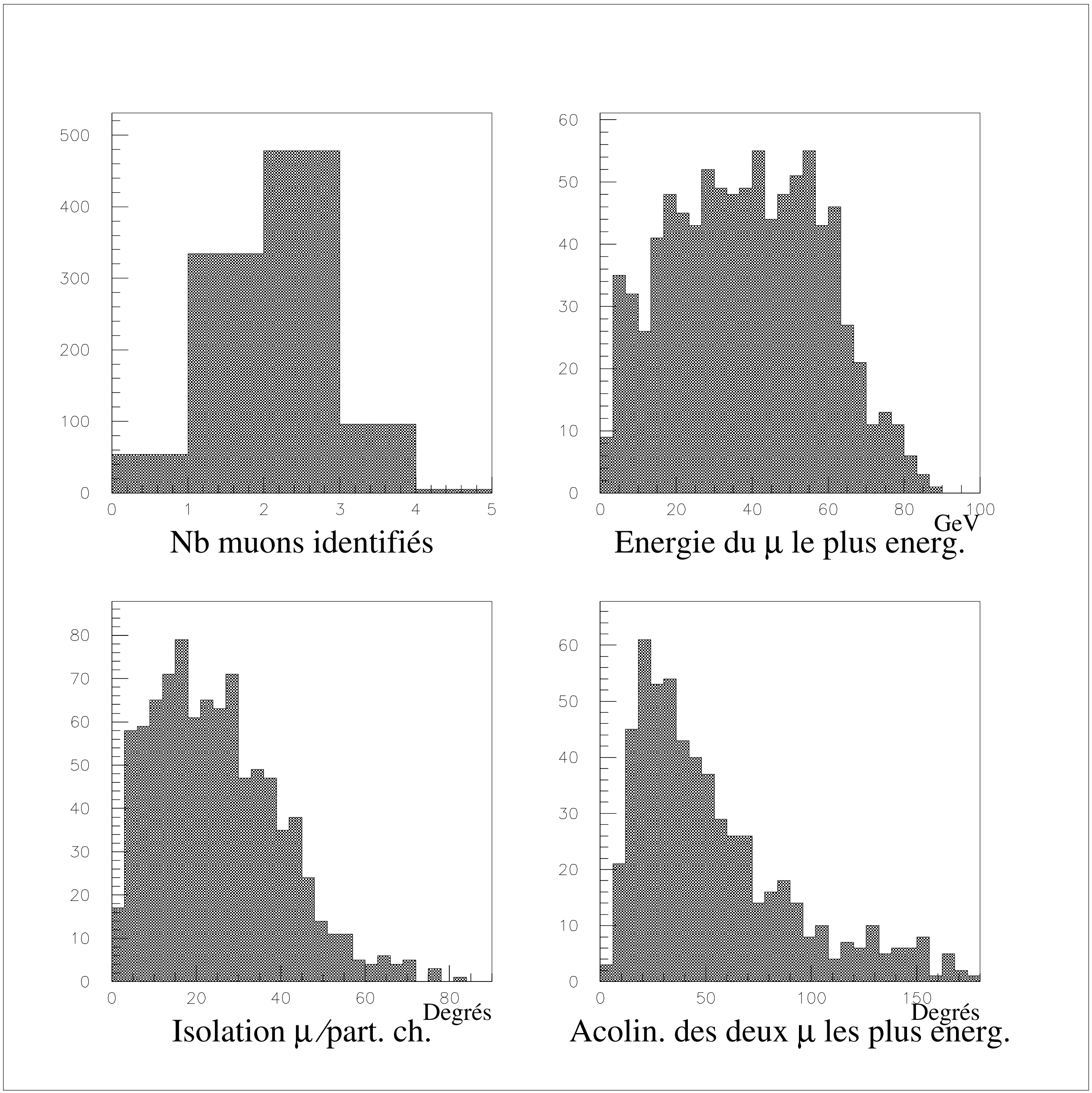

FIG. 4.9 – *Distributions du nombre de muons identifiés, de lénergie du muon le plus énergétique, de son angle d'isolation avec une particule chargée et de l'acolinéarité entre les deux muons les plus énergétiques. Le signal simulé correspond au processus* $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0$ *avec* $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \mu bq$ *et un* $\tilde{\chi}_1^0$ *de masse 40 GeV/*c^2.

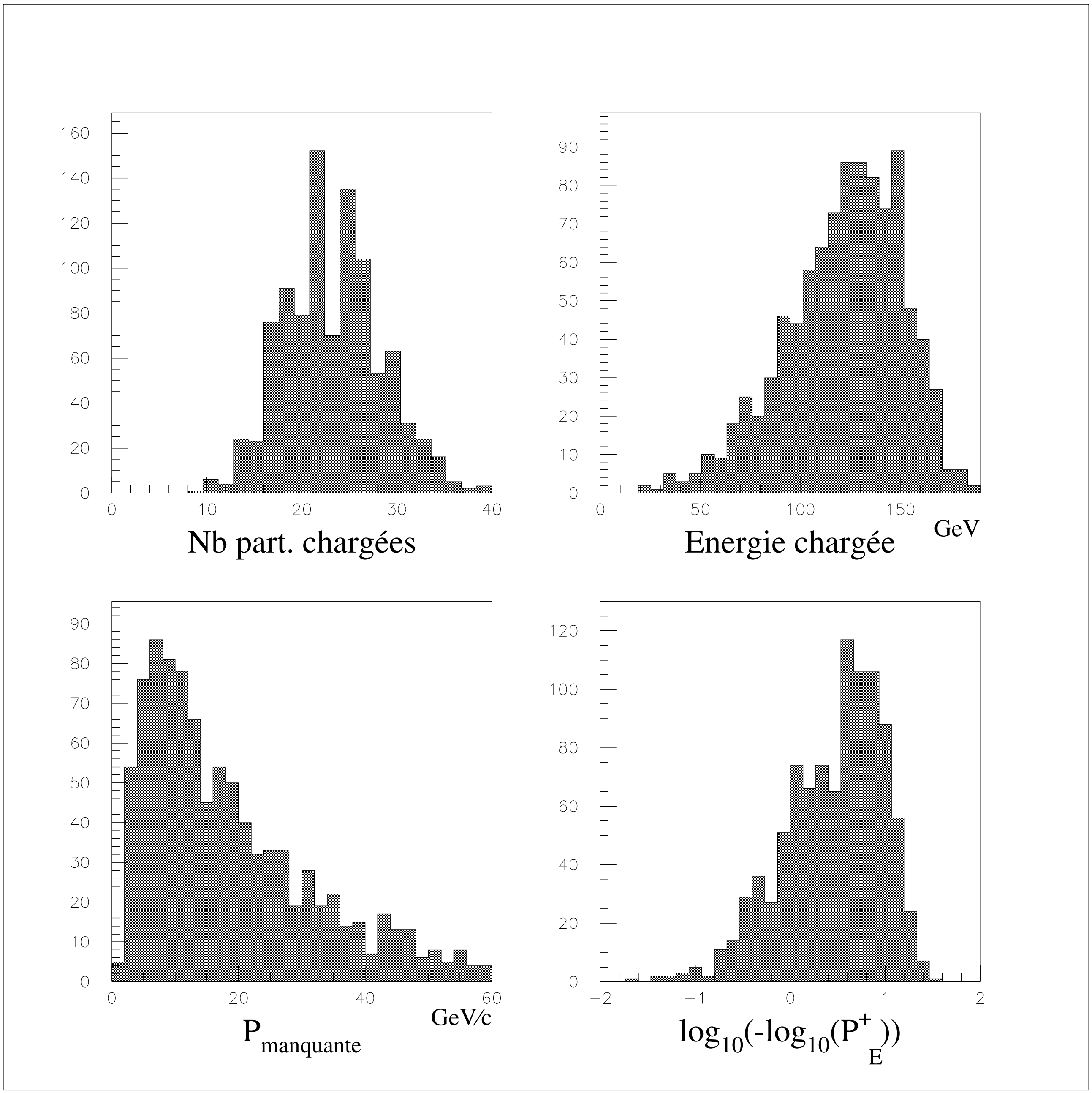

FIG. 4.10 – *Distributions du nombre de particules chargées, de l'énergie chargée, de la quantité de mouvement manquante $P_{manquante}$ et de la variable P_E^+ d'étiquetage du quark b. Le signal simulé correspond au processus $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0$ avec $\tilde{\chi}_1^0 \to \mu bq$ et un $\tilde{\chi}_1^0$ de masse 40 GeV/c^2.*

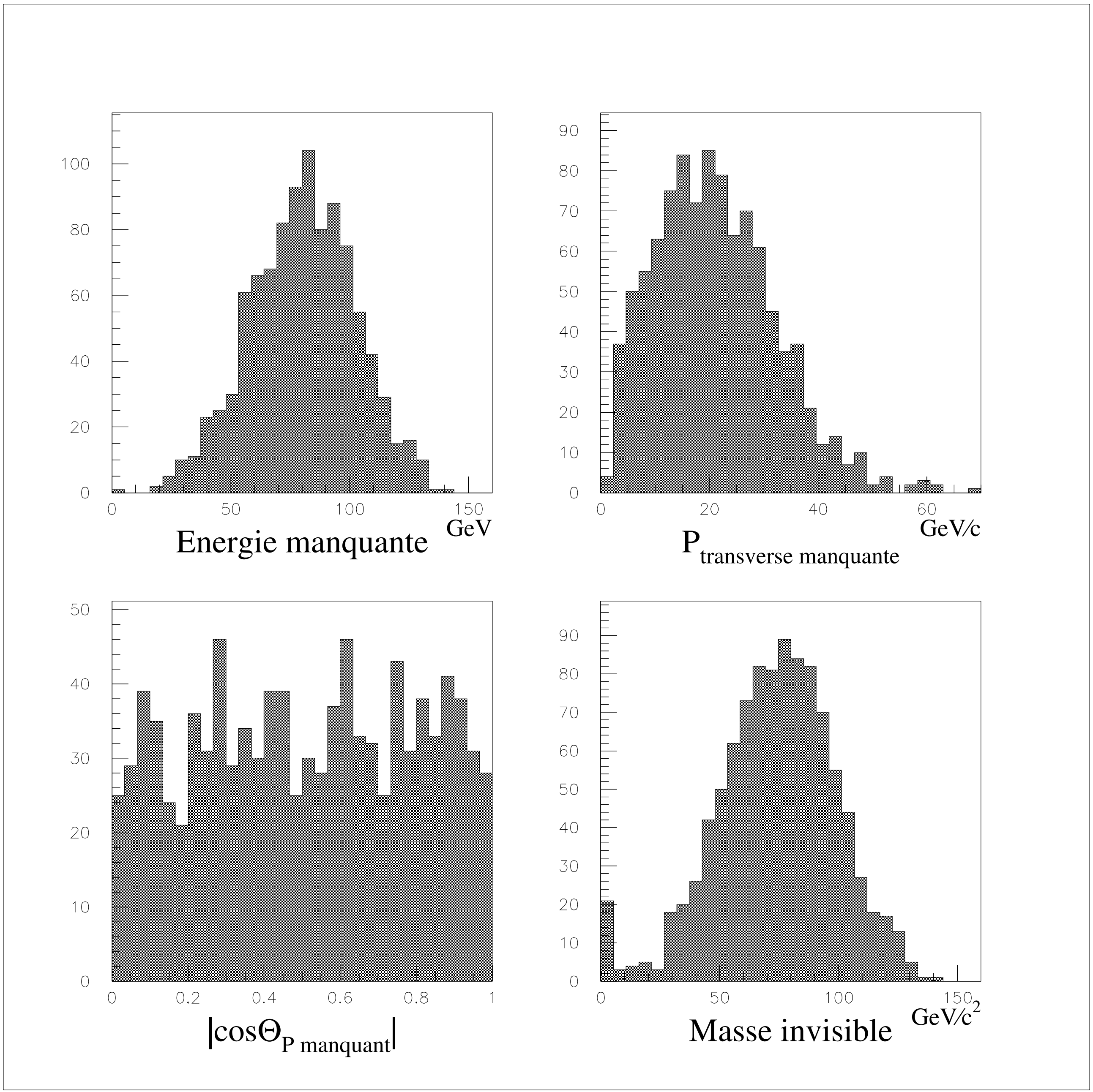

FIG. 4.11 – *Distributions de l'énergie manquante $E_{manquante}$, de la quantité de mouvement transverse manquante $Pt_{manquante}$, de l'angle polaire de la quantité de mouvement manquante $\theta_{manquant}$ et de la masse invisible $M_{invisible}$. Le signal simulé correspond au processus $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-$ avec une désintégration indirecte du chargino et $\tilde{\chi}_1^0 \to \nu q q'$. Le $\tilde{\chi}_1^+$ a pour masse 70 GeV/c^2 et le $\tilde{\chi}_1^0$ 45 GeV/c^2.*

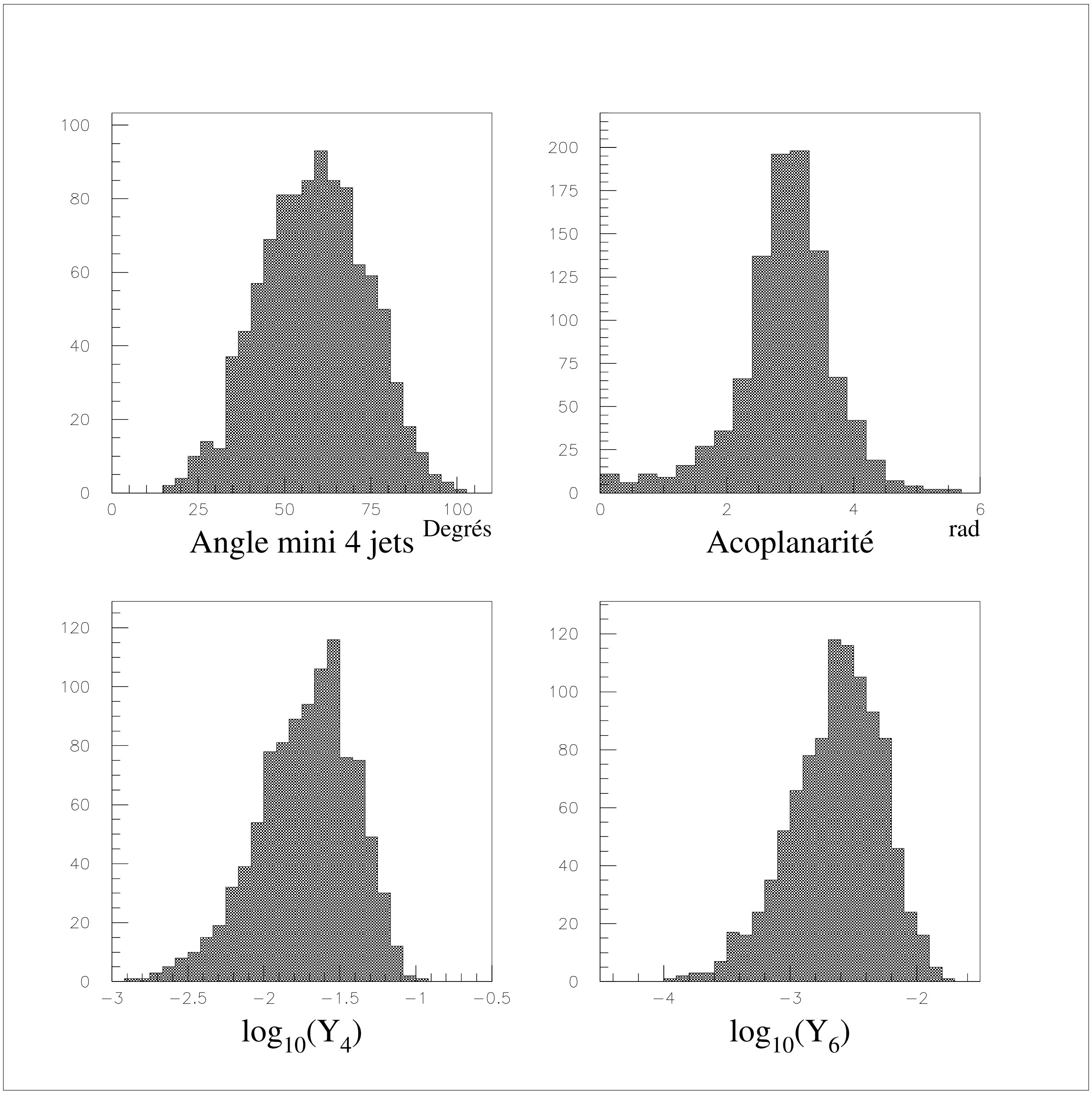

FIG. 4.12 – *Distributions de l'angle minimal entre quatre jets, de l'acoplanarité et des valeurs de Y_4 et Y_6. Le signal simulé correspond au processus $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-$ avec une désintégration indirecte du chargino et $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \nu q q'$. Le $\tilde{\chi}_1^+$ a pour masse 70 GeV/c^2 et le $\tilde{\chi}_1^0$ 45 GeV/c^2.*

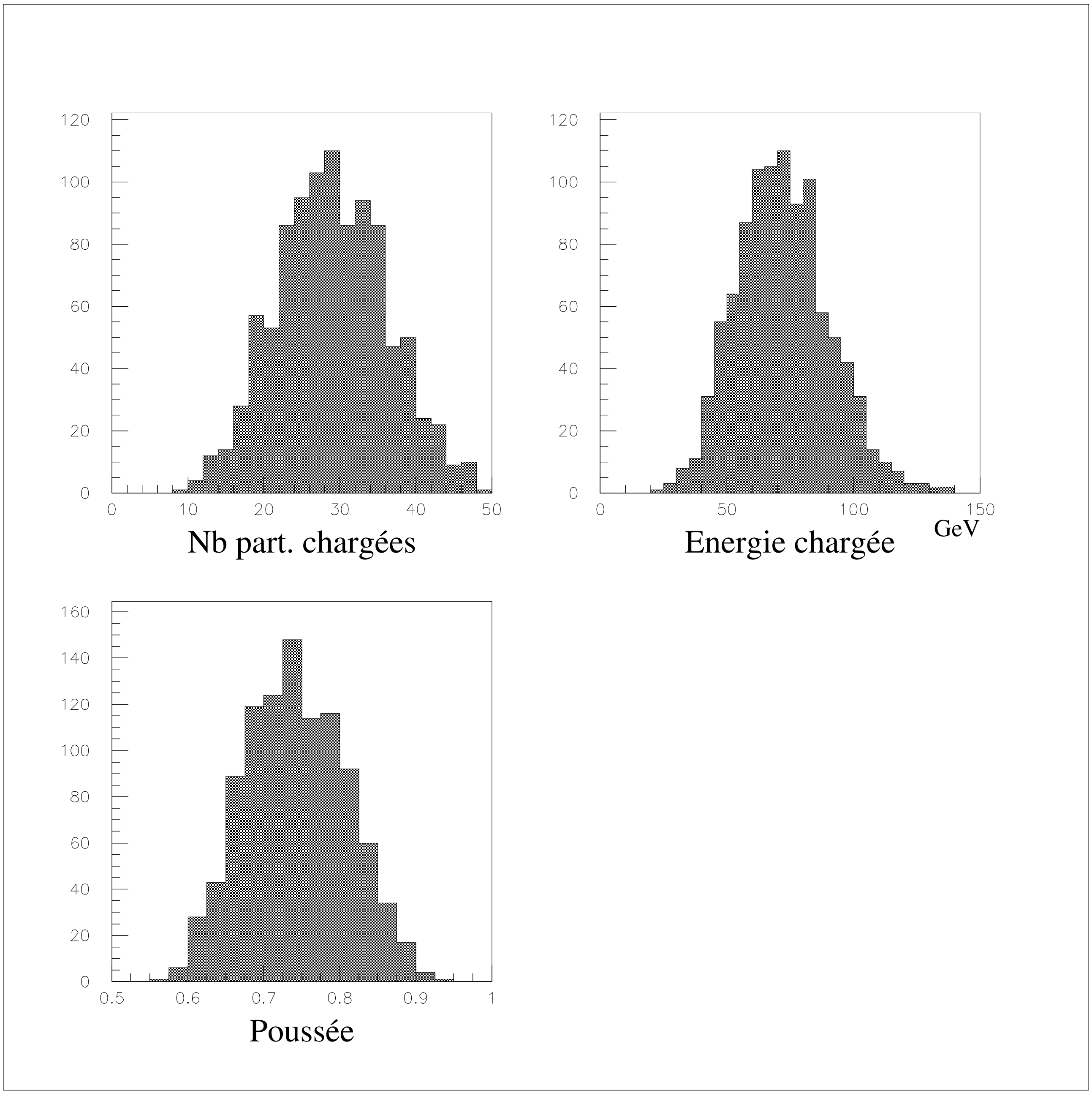

FIG. 4.13 – *Distributions du nombre de particules chargées, de l'énergie chargée et de la poussée. Le signal simulé correspond au processus* $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-$ *avec une désintégration indirecte du chargino et* $\tilde{\chi}_1^0 \to \nu q q'$. *Le* $\tilde{\chi}_1^+$ *a pour masse 70 GeV/*c^2 *et le* $\tilde{\chi}_1^0$ *45 GeV/*c^2.

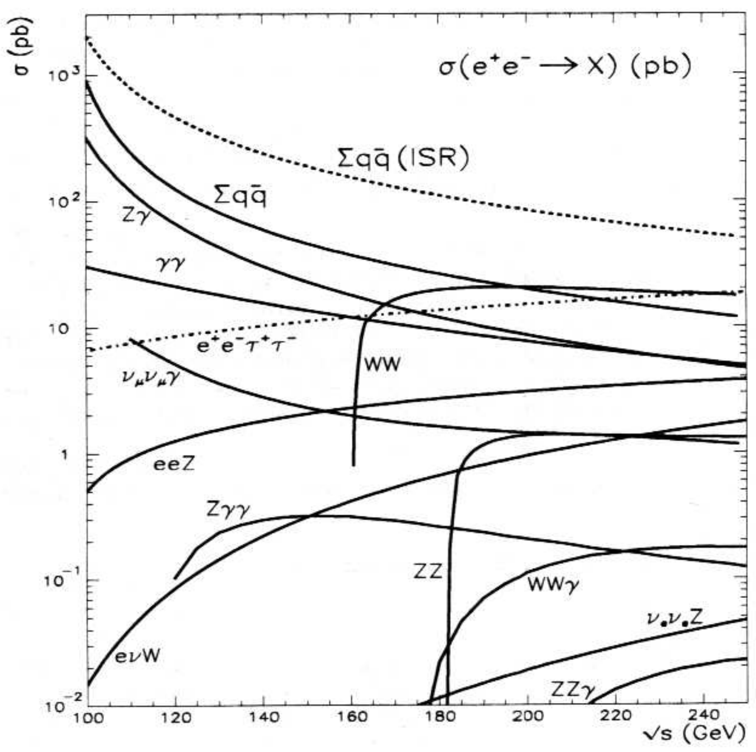

FIG. 4.14 – *Sections efficaces de quelques processus à LEP en fonction de l'énergie dans le centre de masse $\sqrt{s}$. Pour $e^+e^- \to e^+e^-Z, e\nu_eW, \nu_e\bar{\nu}_eZ$ seule la contribution dominante de la voie t est montrée. Les photons dans $Z\gamma$ et $\gamma\gamma$ sont tels que $|cos\theta_\gamma| < 0.9$. Pour $\nu_\mu\bar{\nu}_\mu\gamma$ la coupure supplémentaire $E_\gamma > 10$ GeV est appliquée. Dans $Z\gamma\gamma$, $W^+W^-\gamma$ et $ZZ\gamma$ la coupure est $p_T^\gamma > 10$ GeV et toutes les particules sont séparées avec des angles $\widehat{eV} > 15^o$, $\widehat{VV'} > 10^o$ avec $V = W, Z, \gamma$*

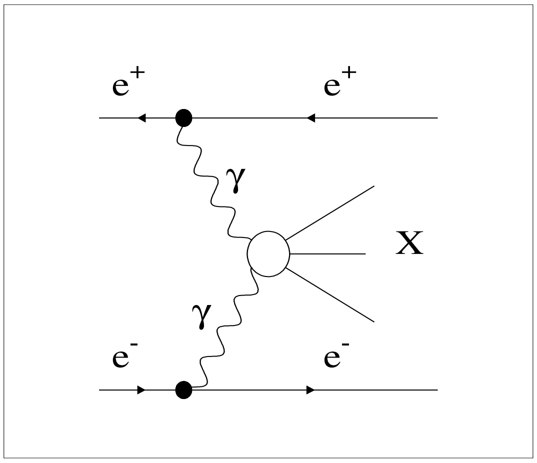

FIG. 4.15 – *Processus $\gamma\gamma$ dans le MS. X désigne des particules du MS. Le cercle représente un ensemble de diagrammes complexes non détaillés ici.*

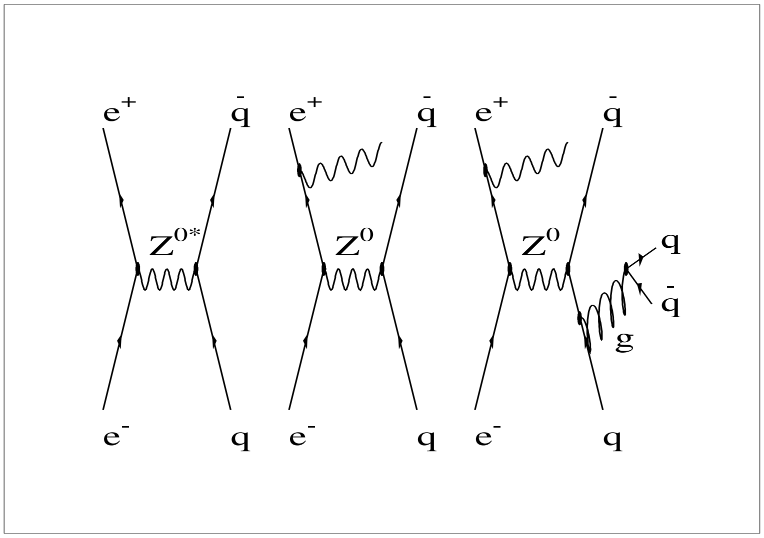

FIG. 4.16 – *Processus $Z^0(\gamma)$ avec $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$. L'émission d'un gluon par les quarks provenant du Z^{0*} est possible mais n'a pas été représentée.*

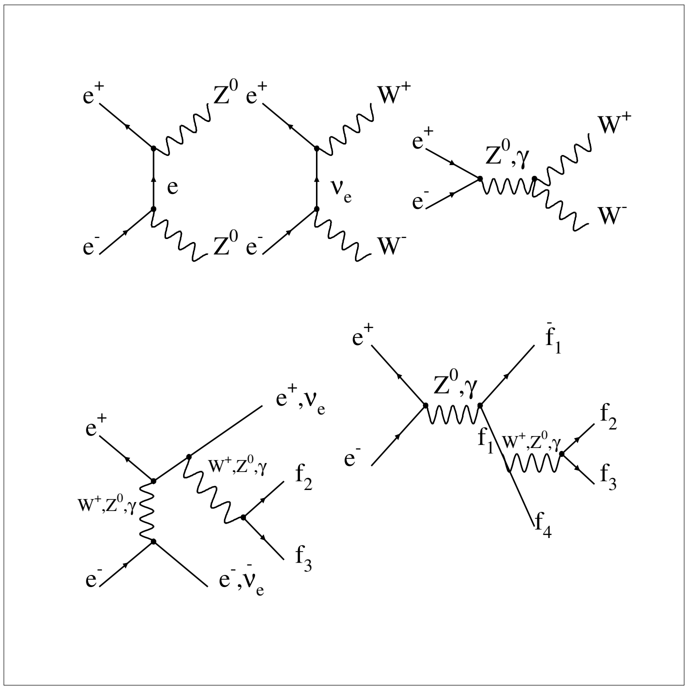

FIG. 4.17 – *Exemples de processus à quatre fermions dans le MS. Sur les trois diagrammes du haut, les désintégrations de chaque Z^0 ou $W^\pm$ donnent deux fermions qui n'ont pas été représentés pour ne pas surcharger la figure. f_i désigne un fermion du MS.*

Chapitre 5

Analyse des données collectées dans *DELPHI* à 189 GeV

Ce chapitre porte principalement sur la recherche originale dans *DELPHI* de neutralinos et de charginos dans le cadre du MSSM avec violation de la R-parité par des couplages λ'_{ijk}. Une partie du travail effectué sera utilisée pour étudier la désintégration indirecte du smuon. Le travail qui va être présenté a débuté avec les données recueillies en 1997 dans *DELPHI* à 183 GeV et était motivée par les événements de *HERA* évoqués au paragraphe 2.11.1 . Elle a été ensuite élargie et complétée avec les données de 1998 à 189 GeV. Les descriptions précises des différentes analyses dans les paragraphes 5.2, 5.3, 5.4 et 5.5 concernent les donnés de 1998 à 189 GeV. La luminosité intégrée correspondante est de 158 pb^{-1}. Les résultats pour les 51 pb^{-1} de données à 183 GeV sont reportés en annexe.

5.1 Cadre de l'analyse

Pour déterminer les critères de sélection nous permettant de rejeter le bruit de fond, et les efficacités attendues sur le signal, de nombreux points ont été simulés dans l'espace des paramètres du MSSM. Les études ont été réalisées dans des plans $\mu - M_2$: $-300 \leq \mu \leq 300$ GeV/c^2 et $0 < M_2 \leq 400$ GeV/c^2 pour différentes valeurs de $tan\beta$: 1, 1.5, 5 et 30 (pour des raisons de calcul numérique on a pris la valeur $tan\beta = 1.01$ et non pas 1) ; et de m_0 : 90, 300 and 500 GeV/c^2 . Le choix $tan\beta \geq 1$ ne nuit pas à la généralité de l'étude. En effet on peut montrer que le couplage de Yukawa Y_t du quark *top* s'écrit dans le MSSM (voir le paragraphe 7.2 de l'annexe pour la définition de g):

$$Y_t = \frac{gm_t}{\sqrt{2}m_W sin\beta}$$

Si $sin\beta$ devient trop petit, alors Y_t prend des valeurs telles que le résultat est non perturbatif. Pour éviter que Y_t ne diverge au-delà de l'échelle électrofaible, on doit avoir [27] :

$$tan\beta > \quad \sim 1.2$$

La simulation de tous les signaux générés par $SUSYGEN$ a été faite avec $DELSIM$.

Dans tout ce qui suit le $\tilde{\chi}^0_1$ est supposé être la LSP. Ceci n'est bien entendu pas vrai dans tout l'espace des paramètres du MSSM. Toutefois le cas où le chargino est plus léger que le neutralino est éliminé par les résultats de $LEP1$ (on a la limite $m(\tilde{\chi}^+_1) \geq \frac{1}{2}m(Z^0)$; nous reviendrons au paragraphe 5.7.1 sur ce sujet). La désintégration du chargino est alors indirecte et le mode dominant est $\tilde{\chi}^+_1 \rightarrow \tilde{\chi}^0_1 W^{+*}$ dans l'espace des paramètres du MSSM de cette étude.

La périphrase "les charginos les plus légers" (respectivement les plus lourds) désigne des charginos de masse $\frac{1}{2}m(Z^0)$ (respectivement 94 GeV/c^2 soit la limite cinématique pour une énergie de 189 GeV dans le centre de masse).

On suppose qu'un seul des 27 couplages λ'_{ijk} existe à la fois (ou bien est largement dominant devant les autres). La valeur commune de λ' pour générer les signaux est de 0.01. Cette valeur est inférieure aux limites données au paragraphe 2.10 à l'exception de λ'_{111} et λ'_{133}. La faible valeur de ces deux couplages a pour conséquence un temps de vol non négligeable du neutralino dans certaines zones de l'espace des paramètres du MSSM. Les analyses décrites dans la suite ne sont pas sensibles à de telles topologies où le vertex de désintégration est loin (plusieurs dizaines de cm voire plus) du vertex d'interaction. La sélection de traces appliquée est en effet pour les particules chargées :

- impulsion comprise entre 200 MeV et 1.5 fois l'énergie du faisceau et
- paramètre d'impact en $R\phi \leq$ 4cm et celui en z inférieur à $4/sin\theta$ (en cm) et
- traces présentes seulement dans le VD rejetées,

pour les particules neutres une de ces conditions doit être vérifiée :

- $E(HPC) >$ 500 MeV,
- $E(FEMC) >$ 400 MeV,
- $E(HAC) >$ 900 MeV,
- $E(STIC) >$ 300 MeV.

Dans la suite, on ne considère que les événements ayant une quantité de mouvement transverse minimale de 2 GeV/c.

Afin de couvrir le plus largement possible l'espace des paramètres du MSSM, différents processus ont été envisagés, en particulier $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}^0_1\tilde{\chi}^0_1, \tilde{\chi}^+_1\tilde{\chi}^-_1$. Pour les grandes valeurs de m_0 (300 GeV/c^2 ou plus), le processus $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}^+_1\tilde{\chi}^-_1$ est quasiment le seul accessible au LEP, avec des sections efficaces de l'ordre du pb ; les autres ($\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0$ ou $\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ par exemple) sont presque inexistants (même si l'on est loin de la limite cinématique) car leurs sections efficaces valent au plus quelques centièmes de pb environ.

Les deux types de désintégration du neutralino décrits au paragraphe 4.3.1 en un lepton chargé et deux quarks ou en un neutrino et deux quarks seront successivement examinés.

Pour les deux types d'analyse, lepton chargé ou neutrino, le processus $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_3^0$ a servi à combler une zone appelée dans la suite du texte *région* $\tilde{\chi}_3^0$ non couverte par $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0$ et $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-$, ceci pour des valeurs de $tan\beta$ inférieures ou égales à 1.5 et avec $m_0 = 90$ GeV/c^2. Cette région correspond à -40 GeV/$c^2 \leq \mu \leq -80$ GeV/c^2 et 80 GeV/$c^2 \leq M_2 \leq 130$ GeV/c^2. Dans cette région limitée, les efficacités des différentes analyses sur le processus $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_3^0$ sont sensiblement constantes.

Les zones où la section efficace du processus $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ est non négligeable sont couvertes par $\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0$, $\tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-$ ou $\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_3^0$. Aussi n'en sera-t-il pas fait mention dans la suite du texte bien qu'on obtienne une efficacité importante pour de nombreuses analyses.

Les leptons chargés étudiés sont le muon et l'électron. Dans chacun des deux cas une seule analyse est utilisée pour les différents processus $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0, \tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-$.... Les leptons chargé (voir les paragraphes 3.9.1 et 3.9.2 pour leur identification) sont pris en compte seulement si leur énergie est de 2 GeV au moins et la particule chargée la plus proche à un angle minimum de 1^o. Le cas du lepton τ n'a pas été considéré (il intervient pour les couplages λ'_{3jk} $j = 1, 2,\ k = 1, 2, 3$; j ne peut pas prendre la valeur 3 dans ce cas : nous verrons au paragraphe 5.4.1 que l'on ne peut pas obtenir de lepton chargé dans la désintégration du $\tilde{\chi}_1^0$ au *LEP* avec des couplages λ'_{i3k}).

Pour le canal $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \nu_i qq'$ deux types d'études ont été menées quand au moins l'un des quarks issus de la désintégration du neutralino est un quark b. L'une correspond au processus $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0$ et l'autre à $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-$ (avec une désintégration indirecte du chargino).

On pourrait se contenter de la première analyse réalisée pour étudier la production de neutralinos : elle est efficace également pour la production de paires de charginos. Toutefois une étude spécifique optimisée pour ce dernier processus permet de tirer parti de sa topologie plus favorable pour rejeter le bruit de fond (multiplicité plus grande par exemple) tout en gardant des efficacités comparables. Pour les λ'_{ijk} qui ne conduisent pas à un quark b dans la désintégration du $\tilde{\chi}_1^0$, le canal $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \nu_i qq'$ est plus efficacement étudié avec $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-$ et une désintégration indirecte du chargino. Le rejet du bruit de fond dans le cas de la production de paires de $\tilde{\chi}_1^0$ est en effet extrêmement difficile (d'autant plus que la masse du $\tilde{\chi}_1^0$ est faible) si un quark b au moins n'est pas présent : les événements de signal sont très semblables à un événement du type $q\bar{q}\gamma$ ou bien à un événement à quatre fermions du MS. De plus dans les zones où le rapport de branchement $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \nu_i qq'$ est important, la section efficace de production d'une paire de $\tilde{\chi}_1^+$ est le plus souvent supérieure à celle d'une paire de $\tilde{\chi}_1^0$ (sauf toutefois dans les cas des couplages du type λ'_{i3k} comme on le verra au paragraphe 5.4.1, mais on a alors un quark b au moins). Ces analyses (*i.e.* celles où l'on considère $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \nu_i q q'$) sont bien entendu insensibles à la saveur du neutrino, c'est-à-dire à la valeur de l'indice i.

Les efficacités des sélections sur le signal qui seront données aux paragraphes 5.2, 5.3 et 5.4 supposent que le neutralino se désintègre à 100 % dans le mode considéré (respectivement un muon et deux quarks ; un électron et deux quarks ; un neutrino et deux quarks). Les distributions des variables utilisées ne seront pas systématiquement montrées pour chaque analyse : l'analyse concernant le muon servira d'illustration au canal lepton chargé, il en sera de même pour le processus $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0$ avec $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \nu_i b\bar{b}$ pour le canal neutrino. Les commentaires sur les résultats de chaque analyse seront donnés de façon globale au paragraphe 5.6.

Les limites d'exclusion à 95 % de niveau de confiance, notées N_{95}, qui sont données dans les paragraphes qui suivent sont calculées selon la méthode de Feldman et Cousins [126].

5.2 Canal $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \mu q q'$

Cette désintégration intervient avec les couplages λ'_{2jk} et $j \neq 3$ (on verra au paragraphe 5.4.1 que l'on ne peut pas obtenir de lepton chargé à LEP avec les couplages de la forme λ'_{i3k} dans la production de paires de neutralinos). Supposons quelques instants que le rapport de branchement du neutralino en un muon et deux quarks est de 100%. Pour le processus $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0$ on s'attend dans l'état final à obtenir deux muons et quatre jets hadroniques, sans énergie manquante.

Commençons par décrire les critères très généraux de présélection. Afin d'éliminer tous les processus du MS à faible multiplicité (voir le paragraphe 4.5.1), on demande que l'événement contienne au moins dix particules chargées. L'énergie chargée doit être supérieure à 35 GeV. Le module de la quantité de mouvement manquante ne doit pas être trop grand : on impose qu'il soit inférieur à 40 GeV/c. Ceci permet de réduire très fortement tous les processus du MS ayant des quantités manquantes fortes, en particulier les événements $\gamma\gamma$ et dans une moindre mesure $Z^0(\gamma), Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ (on le notera dans la suite $q\bar{q}(\gamma)$) pour lesquels l'énergie des particules allant dans le tube à vide n'est pas détectée. L'énergie effective dans le centre de masse $\sqrt{s'}$ doit être plus grande ou égale à 110 GeV. On élimine ainsi le processus de retour radiatif au Z^0. Après cette première série de coupures, les fonds restant sont principalement $q\bar{q}(\gamma)$ et les quatre fermions ainsi qu'il est indiqué dans les figures 5.2 et 5.3.

Dans une deuxième étape, on demande la présence de deux muons standard (voir le paragraphe 3.9.2 pour l'identification des muons ; on rappelle par ailleurs que l'acceptance angulaire des muons est entre 20^o et 160^o d'angle polaire) au moins ; pour le signal, ces deux muons sont éloignés l'un de l'autre : leur acolinéarité doit être inférieure à 150^o. 99 % des $q\bar{q}(\gamma)$ restant et 98 % des processus à quatre fermions sont éliminés avec cette coupure, tandis que les événements de signal passent ce test dans 55 % des cas. Les deux muons du signal sont énergétiques et isolés des autres particules : on applique une contrainte sur le produit de l'énergie du muon E_μ par son angle d'isolation par rapport à la particule chargée la plus proche θ_{isol}. Les indices 1 et 2 indiquent respectivement le muon le plus énergétique et le deuxième plus énergétique (si trois muons ou plus sont détectés dans l'événement). La contrainte bidimensionnelle $log_{10}(Y_5)$ en fonction de $log_{10}(1-poussée)$ rend compte du comportement différent du signal quand on considère des neutralinos légers ou des neutralinos lourds. Les derniers donnent lieu à des topologies très sphériques (comme l'énergie de masse du $\tilde{\chi}_1^0$ est grande dans ce cas, son énergie cinétique est faible en comparaison). La valeur de la poussée s'approche de 0.5 et la variable de Durham Y_5 (rappelons que c'est la valeur de la distance à laquelle on passe de cinq à quatre jets) est grande. Pour les neutralinos légers, la situation s'inverse : on a une topologie en forme de crayon, donc une poussée proche de 1, dans les cas extrêmes, et des jets peu séparés dans chaque hémisphère, c'est-à-dire de faibles valeurs de Y_5. La représentation de $log_{10}(Y_5)$ en fonction de $log_{10}((1-poussée)$ sur la figure 5.4 pour différents types de signaux d'une part et pour le fond du MS d'autre part montre qu'ils se placent dans deux régions distinctes et qu'on peut les séparer simplement avec une droite.

Si l'un des quarks intervenant lors de la désintégration du neutralino est un quark b (λ'_{213} et λ'_{223}), on dispose d'un critère supplémentaire pour distinguer le signal du fond. On applique alors une contrainte sur la variable d'étiquetage du b : $log_{10}(-log_{10}(P_E^+))$.

L'efficacité obtenue pour le processus $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0$ est quasiment constante à 40 % si l'on applique pas la contrainte sur l'étiquetage du b (elle passe à un peu moins de 35 % dans le cas contraire) tant que la masse du $\tilde{\chi}_1^0$ est supérieure ou égale à 18 GeV/c^2. Pour des masses de plus en plus faibles, l'efficacité diminue comme indiqué sur la figure 5.1.

Cette analyse a également été appliquée à des signaux supersymétriques autres que la production de deux $\tilde{\chi}_1^0$ pour couvrir la plus grande zone possible de l'espace des paramètres du MSSM. Les processus $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-$ ainsi que $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_3^0$ dans la *région* $\tilde{\chi}_3^0$ (avec une désintégration indirecte du $\tilde{\chi}_1^+$ et du $\tilde{\chi}_3^0$) ont été envisagés. Les efficacités obtenues sont respectivement de 35 % et 45 % si l'on s'arrête à l'étape 4 du tableau 5.1 ; de 25 % et 35 % pour les couplages λ'_{213} et λ'_{223} avec le critère supplémentaire sur P_E^+ (les efficacités sont ici aussi presque constantes tant que la masse du $\tilde{\chi}_1^0$ est supérieure ou égale à 18 GeV/c^2 et diminuent ensuite mais dans une moindre mesure que pour la production de paires de neutralinos : on a une bien meilleure couverture pour les faibles masses de neutralinos, en dessous de 5 GeV/c^2, de cette manière).

Le nombre d'événements de données réelles et de Monte-Carlo après chaque série de coupure est donné dans le tableau 5.1. Sur les figures 5.2 et 5.3, 5.5, 5.6 et 5.7 sont données les distributions des variables utilisées dans l'analyse aux étapes 1, 2, 3 et 4 respectivement du tableau 5.1.

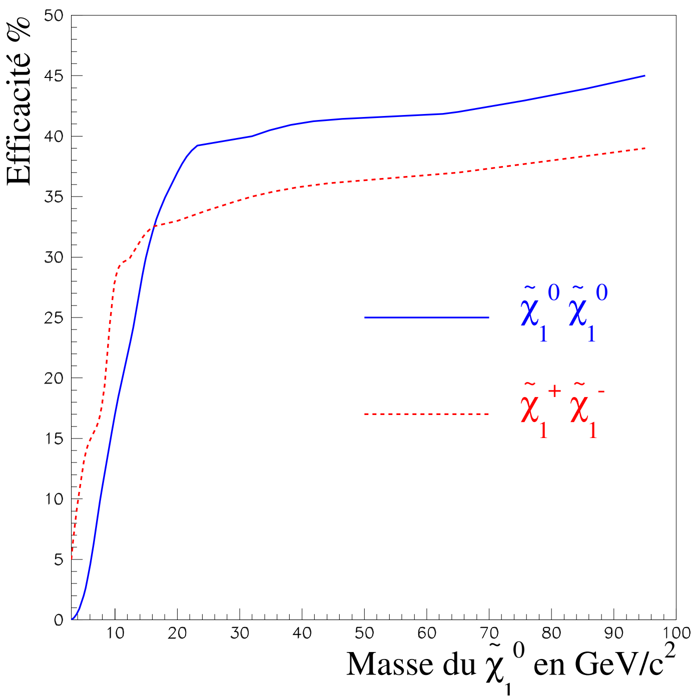

FIG. 5.1 – *Efficacités dans l'analyse où l'on considère le canal $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \mu q q'$ pour les processus $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0$ (traits pleins) et $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-$ (pointillés) en fonction de la masse du $\tilde{\chi}_1^0$. Pour $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-$, on a reporté l'efficacité minimale obtenue en faisant varier la masse du $\tilde{\chi}_1^+$ mais en gardant fixe la masse du $\tilde{\chi}_1^0$.*

5.3 Canal $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow eqq'$

Les couplages entrant en jeu sont du type λ'_{1jk} avec $j \neq 3$. L'analyse s'inspire fortement de celle développée au paragraphe 5.2. On applique dans un premier temps des critères de sélection très généraux : nombre de particules chargées au moins égal à 10, énergie chargée supérieure ou égale à 35 GeV, $\sqrt{s'}$ plus grande ou égal à 150 GeV et une quantité de mouvement manquante inférieure ou égale à 40 GeV/c. Après cette première étape, le bruit de fond se compose essentiellement de $q\bar{q}(\gamma)$ (67 %) et de processus à quatre fermions (33 %).

On demande ensuite que deux électrons soient identifiés (voir le paragraphe 3.9.1 pour l'identification des électrons) dans l'événement, avec une acolinéarité inférieure ou égale 155^o. Le plus énergétique des électrons doit être dans le baril : son angle polaire doit être dans l'intervalle $[35^o; 145^o]$. Ces deux contraintes permettent de réduire d'un facteur 20 le fond, tandis que le signal n'est diminué que d'un facteur 2.5 environ (l'efficacité atteint 30 % en moyenne à ce stade). L'électron le plus énergétique doit être étiqueté *tight* selon l'algorithme *REMCLU* (cet algorithme

Etape	Critère de sélection	Données	Fond	Efficacité %
1	Multiplicité chargée ≥ 10 $E_{chargée} \geq 35$ GeV $P_{manquant} \leq 40$ GeV/c $\sqrt{s'} \geq 110$ GeV	5508	5393.3±15.3	85
2	Au moins 2 muons standard Acolinearité des muons $\leq 150^o$	41	43.1±1.6	51
3	$log_{10}(E_{\mu 1} \times \theta_{isol1}) \geq 2$ $log_{10}(E_{\mu 2} \times \theta_{isol2}) \geq 1.6$	7	8.2±0.6	46
4	$log_{10}(Y_5) \geq$ $-2.25 + log_{10}((1 - poussée)$	1	3.4±0.4	44
$N_{95} = 2.0$				
Cas des couplages λ'_{213} et λ'_{223}				
5	$log_{10}(-log_{10}(P_E^+)) \geq 0$	0	1.6±0.3	36
$N_{95} = 1.8$				

TAB. 5.1 – *Critères de sélection appliqués dans l'analyse de la désintégration directe du $\tilde{\chi}_1^0$ avec $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \mu q q'$. L'efficacité correspond à un signal simulé $\tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$ en prenant $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 40$ GeV/c^2. La variable d'étiquetage du b, soit $log_{10}(-log_{10}(P_E^+))$, est utilisée seulement pour λ'_{213} et λ'_{223} quand un quark b est présent.*

repose sur la reconstruction de gerbes électromagnétiques). Ceci permet d'éliminer presque 75 % du fond (les $q\bar{q}(\gamma)$ sont les plus sensibles avec une réduction de 82 % à comparer avec 62 % pour les 4 fermions) sans quasiment réduire le signal.

Comme au paragraphe 5.2, on applique une contrainte sur le produit de l'énergie de l'électron le plus énergétique E_{elec1} par son angle d'isolation par rapport à la particule chargée la plus proche θ_{isol1} (on n'exige rien par contre sur le deuxième électron le plus énergétique). Pour terminer, on reprend, en la modifiant un peu la coupure bidimensionnelle $log_{10}(Y_5)$ en fonction de $log_{10}(1 - poussée)$. Dans le cas des couplages λ'_{113} et λ'_{123}, une contrainte sur la variable d'étiquetage du b permet de réduire encore le bruit de fond. Le nombre d'événements de données réelles et de Monte-Carlo après chaque série de critères de sélection est donné dans le tableau 5.2.

Sur la figure 5.8 sont données les distributions de la distance de Durham Y_5 et de la poussée aux étapes 1, 3 et 4 respectivement du tableau 5.2.

L'efficacité obtenue pour le processus $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$ est quasiment constante à 20 % si l'on applique pas la contrainte sur l'étiquetage du b (elle passe à environ 15 % dans le cas contraire) tant que la masse du $\tilde{\chi}_1^0$ est supérieure ou égale à 18 GeV/c^2. Pour des masses plus faibles, l'efficacité diminue fortement. Cette analyse a également été appliquée à d'autres signaux que la production de deux $\tilde{\chi}_1^0$. Les efficacités obtenues sont respectivement de 20 % et 25 % pour $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ et $\tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_3^0$ (dans la *région* $\tilde{\chi}_3^0$ pour ce dernier cas) si l'on s'arrête à l'étape 5 du tableau 5.2 ; de 15 %

Etape	Critère de sélection	Données	Fond	Efficacité %
1	Multiplicité chargée ≥ 10 $E_{chargée} \geq 35$ GeV $\sqrt{s'} \geq 150$ GeV $P_{manquant} \leq 40$ GeV/c	4588	4531.5±14.3	72
2	Au moins 2 électrons $\theta(élec\ le\ plus\ energ) \in [35^o; 145^o]$ Acolinéarité des électrons $\leq 155^o$	219	220.3±3.6	31
3	élec le plus energ=*tight* (identification par Remclu)	64	58.6±1.8	29
4	$log_{10}(E_{elec1} \times \theta_{isol1}) \geq 2.25$	33	32.0±1.3	28
5	$log_{10}(Y_5) \geq$ $-2 + log_{10}(1 - poussée)$	6	6.9±0.6	24
$N_{95} = 5.8$				
Cas des couplages λ'_{113} et λ'_{123}				
6	$log_{10}(-log_{10}(P_E^+)) \geq 0$	2	1.9±0.3	21
$N_{95} = 4.8$				

TAB. 5.2 – *Critères de sélection appliqués dans l'analyse de la désintégration directe du $\tilde{\chi}_1^0$ avec $\tilde{\chi}_1^0 \to e^{\pm}qq'$. L'efficacité correspond à un signal simulé $\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0$ en prenant $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 40$ GeV/c^2. La variable d'étiquetage du b, soit $log_{10}(-log_{10}(P_E^+))$ est utilisée seulement pour λ'_{113} et λ'_{123} quand un quark b est présent.*

et 20 % pour les couplages λ'_{113} et λ'_{123} avec la contrainte supplémentaire sur la variable d'étiquetage du b: P_E^+ (les efficacités sont ici aussi presque constantes tant que la masse du $\tilde{\chi}_1^0$ est supérieure ou égale à 18 GeV/c^2 et diminuent ensuite).

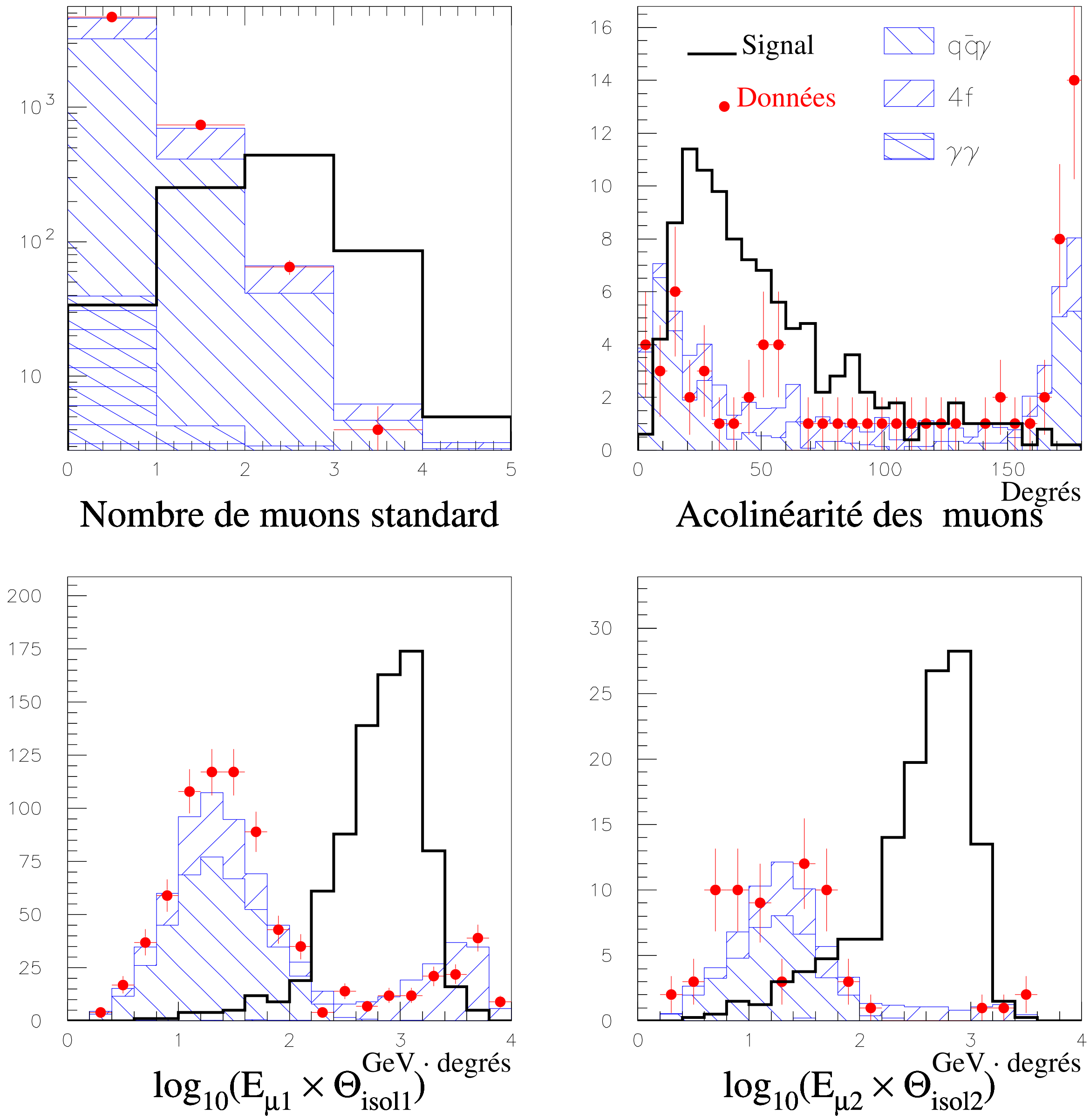

FIG. 5.2 – *Distributions des variables utilisées dans l'analyse où l'on considère le canal $\tilde{\chi}_1^0 \to \mu q q'$ à l'étape 1 du tableau 5.1. Les histogrammes différemment hachurés représentent les diverses contributions du MS, les données sont les cercles et le signal les histogrammes en trait plein. Le signal, dont la normalisation est arbitraire, correspond à une paire de $\tilde{\chi}_1^0$ de masse 40 GeV/c^2.*

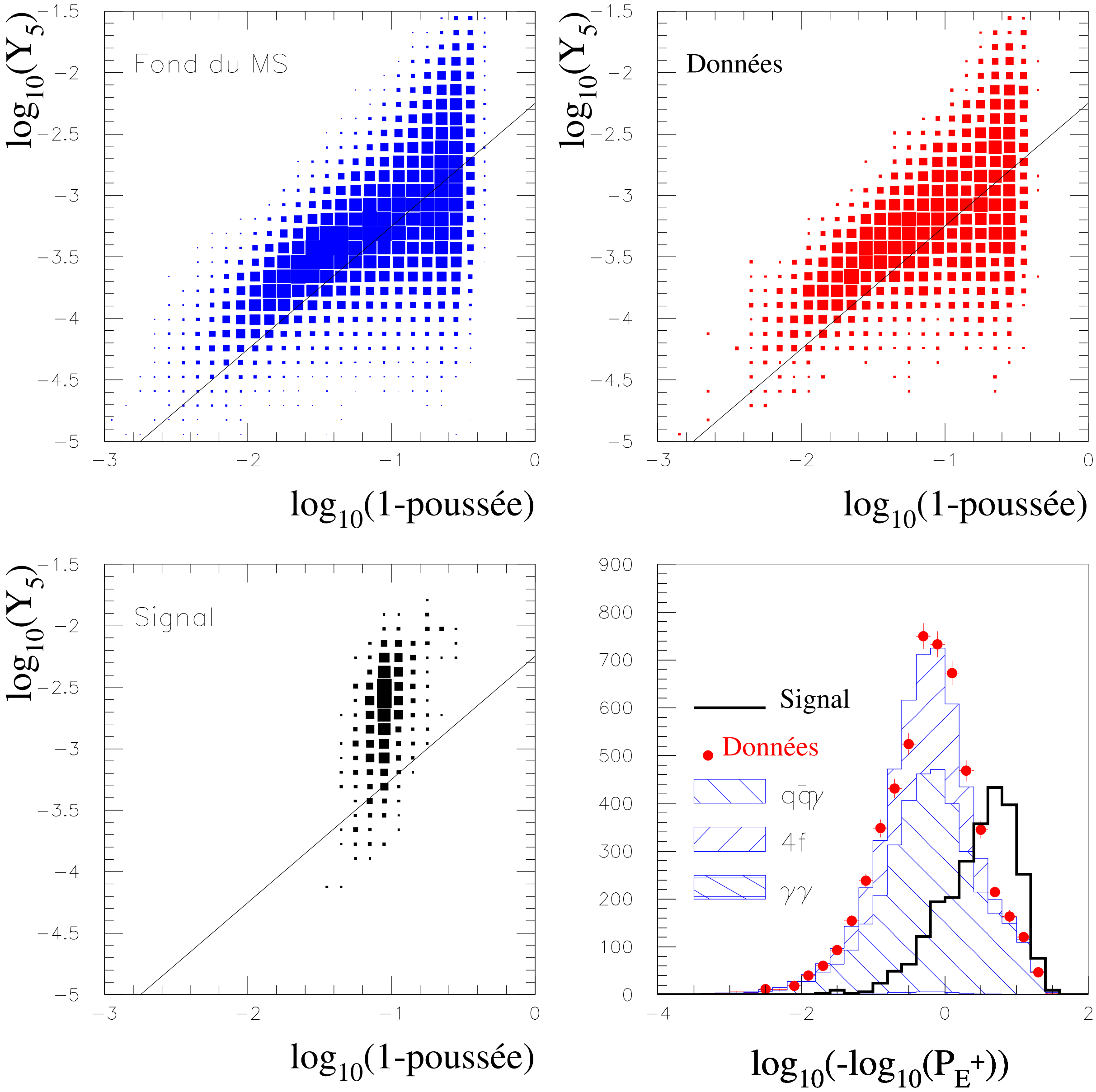

FIG. 5.3 – *Distributions des variables utilisées dans l'analyse où l'on considère le canal $\tilde{\chi}^0_1 \rightarrow \mu q q'$ à l'étape 1 du tableau 5.1. La ligne tracée sur les histogrammes bidimensionnels représente la frontière de sélection : les événements se situant au dessus sont gardés. Pour le cas monodimensionnel, les histogrammes différemment hachurés représentent les diverses contributions du MS, les données sont les cercles et le signal les histogrammes en trait plein. Le signal, dont la normalisation est arbitraire, correspond à une paire de $\tilde{\chi}^0_1$ de masse 40 GeV/c^2.*

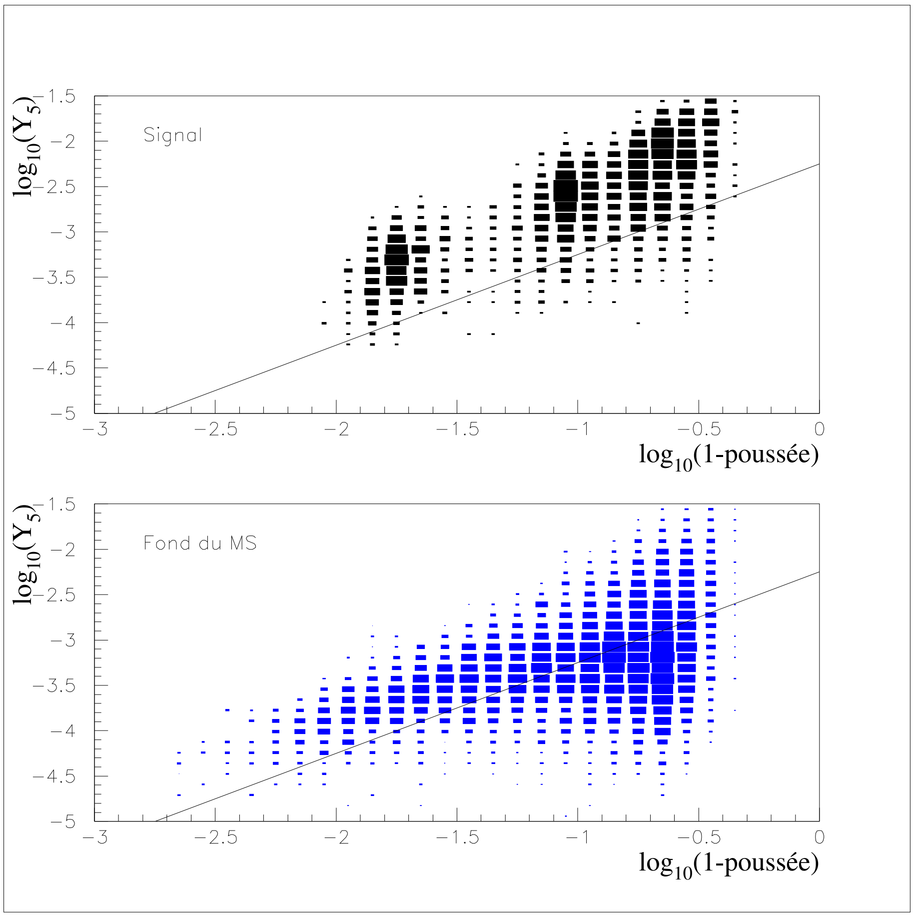

FIG. 5.4 – *Distribution de la variable de Durham Y_5 en fonction de la poussée pour des signaux $e^+e^- \longrightarrow \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0$ avec $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \mu qq'$ (graphique du haut) et pour les processus du MS (graphique du bas). Les masses des $\tilde{\chi}_1^0$ se situent entre 20 et 80 GeV/c^2 (on a pris trois masses différentes ce qui explique la division en trois populations du graphique du haut).*

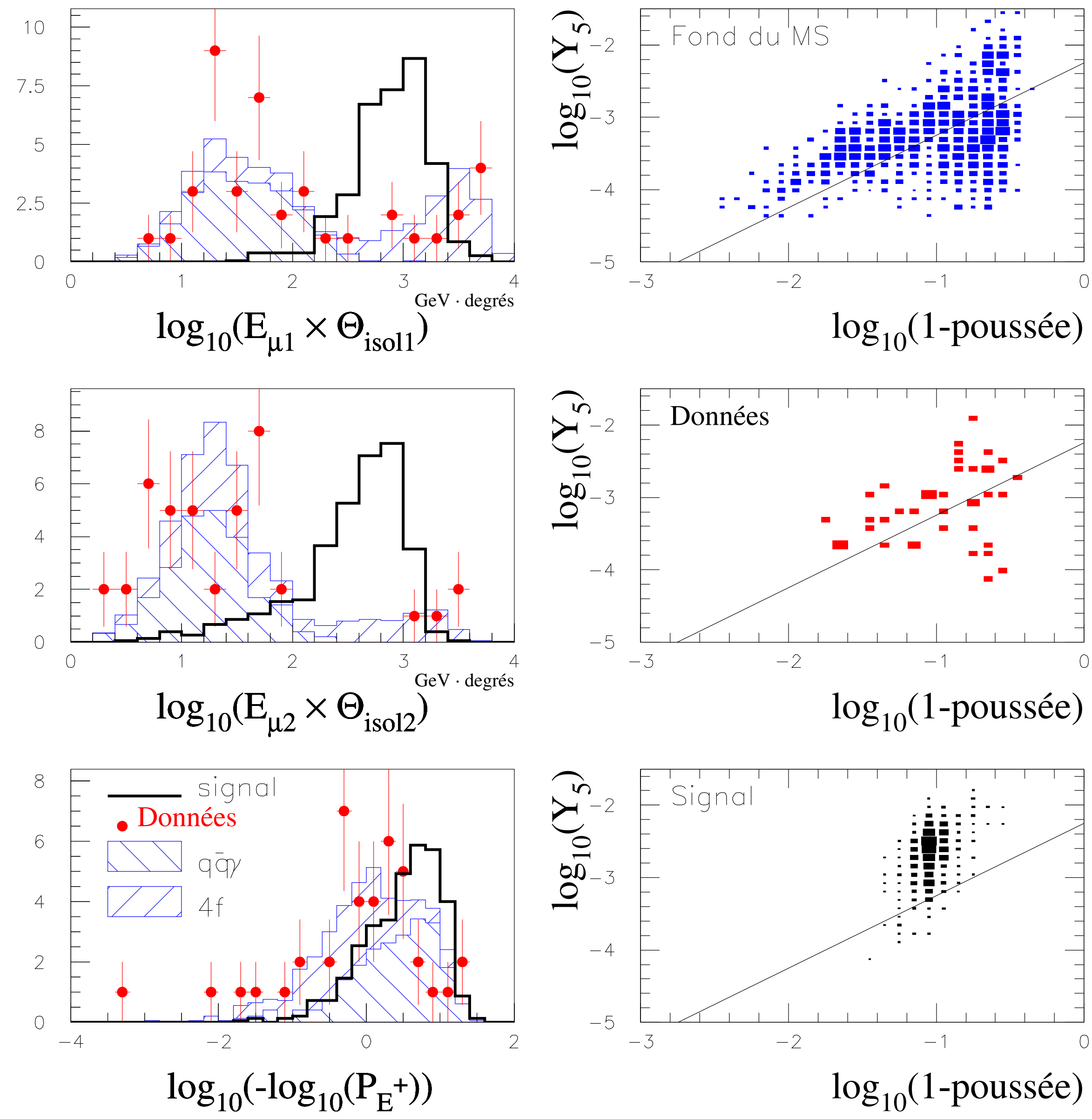

FIG. 5.5 – *Distributions des variables utilisées dans l'analyse où l'on considère le canal $\tilde{\chi}^0_1 \to \mu q q'$ à l'étape 2 du tableau 5.1. La ligne tracée sur les histogrammes bidimensionnels représente la frontière de sélection : les événements se situant au dessus sont gardés. Pour le cas monodimensionnel, les histogrammes différemment hachurés représentent les diverses contributions du MS, les données sont les cercles et le signal les histogrammes en trait plein. Le signal, dont la normalisation est arbitraire, correspond à une paire de $\tilde{\chi}^0_1$ de masse 40 GeV/c^2.*

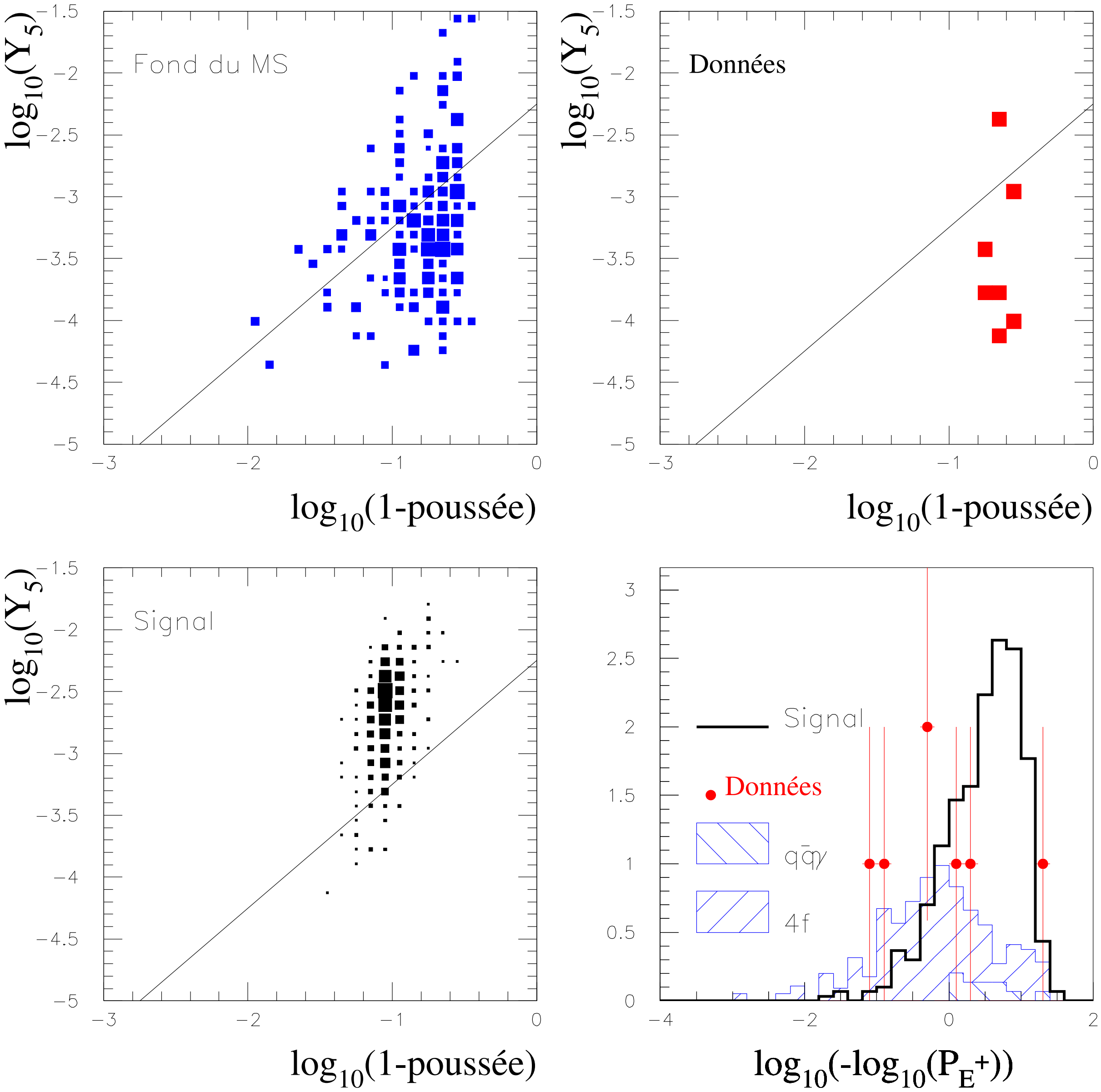

FIG. 5.6 – *Distributions des variables utilisées dans l'analyse où l'on considère le canal $\tilde{\chi}_1^0 \to \mu q q'$ à l'étape 3 du tableau 5.1. La ligne tracée sur les histogrammes bidimensionnels représente la frontière de sélection : les événements se situant au dessus sont gardés. Pour le cas monodimensionnel, les histogrammes différemment hachurés représentent les diverses contributions du MS, les données sont les cercles et le signal les histogrammes en trait plein. Le signal, dont la normalisation est arbitraire, correspond à une paire de $\tilde{\chi}_1^0$ de masse 40 GeV/c^2.*

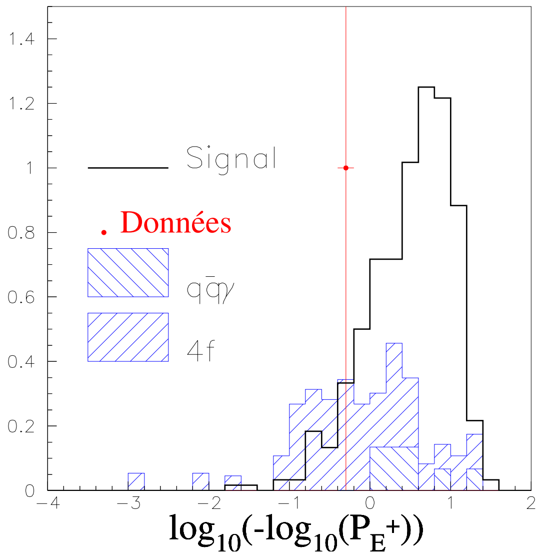

FIG. 5.7 – *Distribution de la variable d'étiquetage du b utilisée dans l'analyse où l'on considère le canal $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \mu q q'$ à l'étape 4 du tableau 5.1. Les histogrammes différemment hachurés représentent les diverses contributions du MS, l'événement réel est le cercle et le signal les histogrammes en trait plein. Le signal, dont la normalisation est arbitraire, correspond à une paire de $\tilde{\chi}_1^0$ de masse 40 GeV/c^2.*

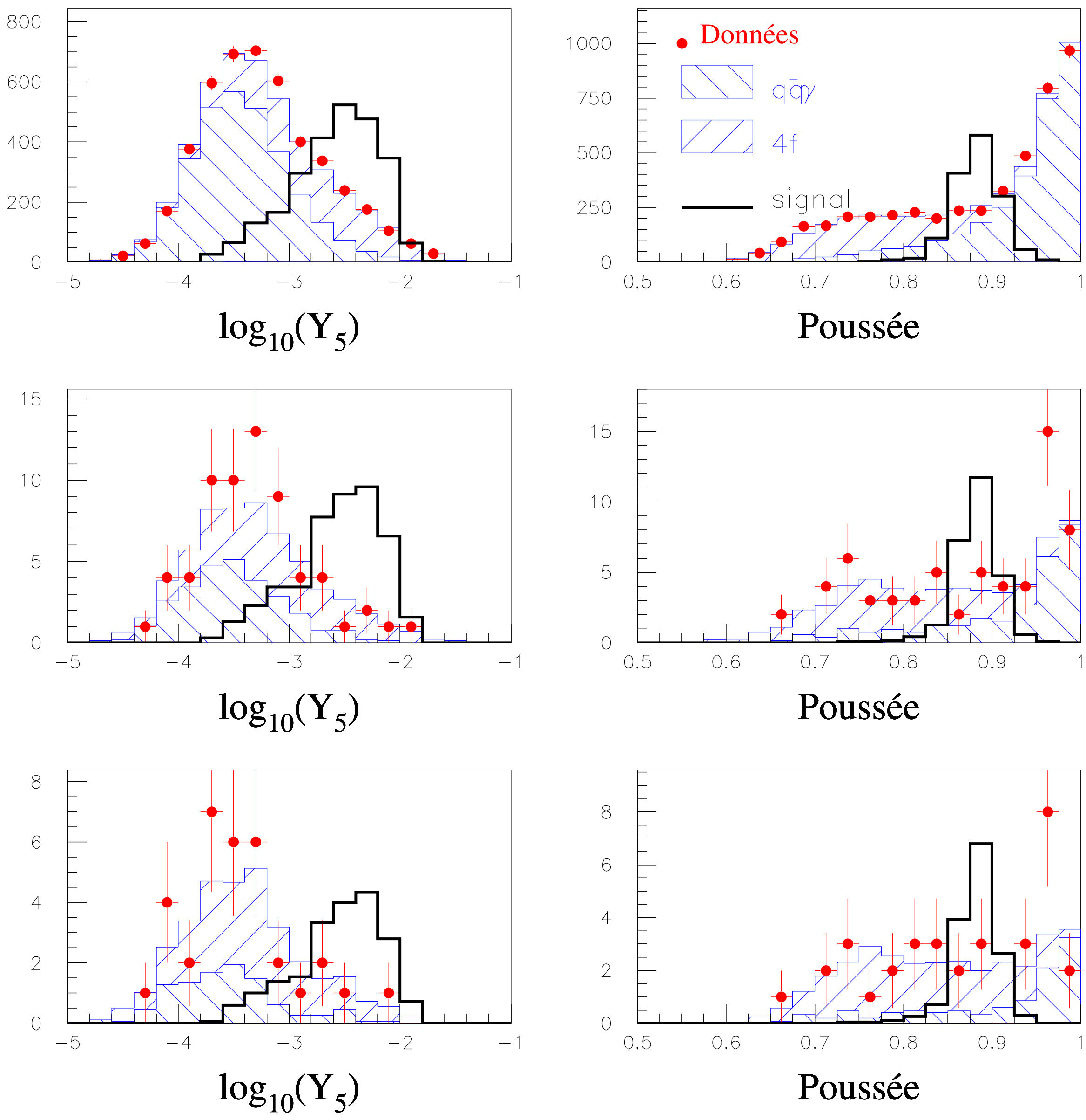

FIG. 5.8 – *Distributions de la distance de Durham Y_5 et de la poussée dans l'analyse où l'on considère le canal $\tilde{\chi}^0_1 \to eqq'$ aux étapes 1, 3 et 4 (de haut en bas respectivement) du tableau 5.2. Les histogrammes différemment hachurés représentent les diverses contributions du MS, les données sont les cercles et le signal les histogrammes en trait plein. Le signal, dont la normalisation est arbitraire, correspond à une paire de $\tilde{\chi}^0_1$ de masse 35 GeV/c^2.*

5.4 Canal $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \nu_i q q'$

5.4.1 Processus $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0$

Ce processus est étudié comme on l'a dit au paragraphe 5.1, seulement dans le cas où un quark b au moins est présent. Les couplages qui entrent en jeu sont :

- λ'_{i3k} , $i = 1,2,3$, $k = 1,2,3$
- λ'_{ij3}, $i = 1,2,3$, $j = 1,2$.

Remarquons que les λ'_{i3k} , $i = 1,2,3$, $k = 1,2,3$ sont un cas à part au LEP. En effet avec de tels couplages seule la désintégration $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \nu_i bq$, $q \neq b$ ou $q = b$ est autorisée au LEP. Dans la désintégration du neutralino, le lepton chargé serait accompagné d'un quark *top* (plus un deuxième quark bien sûr). Ceci exige que le neutralino ait une masse plus grande que celle du quark *top*. Or les neutralinos seraient produits par paires au LEP. Pour que le canal $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow e_i\ t\ q$ soit cinématiquement possible, il faudrait disposer d'une énergie dans le centre de masse au minimum égale à deux fois la masse du quark *top* : ce n'est pas le cas.

Puisque deux neutrinos sont présents, les quantités manquantes vont jouer un rôle central dans l'analyse. On demande dans un premier temps que la quantité de mouvement transverse manquante $Pt_{manquante}$ ne soit pas trop petite : on la choisit supérieure à 5 GeV/c. La plupart des $\gamma\gamma$ sont éliminés avec cette exigence. La quantité de mouvement manquante ne doit pas pointer vers l'avant. Plus précisément on veut que son angle polaire $\theta_{manquant}$ ait un cosinus dont la valeur absolue est inférieure ou égale à 0.9. Une grande fraction des événements $q\bar{q}(\gamma)$ est ainsi éliminée. Les cas où la masse invisible est petite (inférieure à 40 GeV/c^2) sont également exclus. On diminue encore le nombre des $q\bar{q}(\gamma)$ ainsi que celui des processus à quatre fermions. Quatre jets hadroniques, dont deux jets de b au moins, sont présents par événement dans le signal. On demande donc une multiplicité chargée minimale élevée (au moins 10 particules chargées). Ceci a pour effet de supprimer tous les processus du MS à basse multiplicité, la diffusion Bhabha par exemple. L'énergie chargée doit être supérieure à 25 GeV. La plupart des $\gamma\gamma$ restant disparaissent avec cette exigence. Après cette présélection les processus $q\bar{q}(\gamma)$ et à quatre fermions sont les fonds majoritaires comme on le voit sur la figure 5.9.

On applique ensuite une contrainte bidimensionnelle dans le plan masse visible en fonction de l'énergie chargée : on demande que la masse visible soit inférieure ou égale à 120 GeV/c^2 avec la condition supplémentaire :
Masse visible$\leq$ 1.5$\times$Energie chargée+10 GeV. La figure 5.9 montre que l'on sépare ainsi efficacement le signal du bruit. Puisque l'on s'intéresse ici aux états finaux contenant des quarks b, les événements sont sélectionnés aussi avec la variable d'étiquetage du b, soit $log_{10}(-log_{10}(P_E^+)) \geq -0.2$. Une analyse discriminante de Fisher, détaillée au paragraphe 7.3 de l'annexe, permet de réduire encore fortement les fonds restant. La combinaison des diverses variables entrant dans la variable de Fisher avec leurs poids se trouve dans le tableau 5.4. Deux cas ont été traités :

- λ'_{i3k}, $i = 1,2,3$, $k = 1,2$, λ'_{ij3}, $i = 1,2,3$, $j = 1,2$ où un seul quark b est présent dans la désintégration du neutralino. Le calcul des différents poids affectés aux variables composant la variable de Fisher s'est fait sur un échantillon de 2187 événements de signal (représentant des $\tilde{\chi}_1^0$ de masse 30, 50, 60 et 80 GeV/c^2) et 3788 événements de bruit de fond du MS (2638 événements $q\bar{q}(\gamma)$ et 1150 du type 4 fermions) .

- λ'_{i33}, $i = 2, 3$ où deux quarks b sont présents dans la désintégration du neutralino. Ici 2075 événements de signal (pour des $\tilde{\chi}_1^0$ de masse 35, 60 et 80 GeV/c^2) et 3788 événements de bruit de fond du MS (les mêmes que ci-dessus) ont été utilisés dans l'analyse de Fisher.

Le contenu en quark b d'un événement n'est pas le même dans les deux cas : les coefficients de Fisher vont être différents. Ce contenu en quark b plus important pour λ'_{i33}, $i = 2, 3$ permet de diminuer encore le fond par rapport au cas où un seul b est présent. Bien entendu l'analyse faite quand on suppose un seul quark b s'applique parfaitement pour les λ'_{i33}, $i = 2, 3$, les efficacités étant même supérieures pour des masses de neutralinos identiques. Le tableau 5.3 donne la comparaison numérique entre la simulation Monte-Carlo du fond et le nombre de données réelles. Les figures 5.9, 5.10, 5.11 et 5.12 représentent les distributions des grandeurs servant dans l'analyse pour le cas des couplages λ'_{i33}, $i = 2, 3$.

Etape	Critère de sélection	Données	Fond	Efficacité %
1	Multiplicité chargée ≥ 10 $E_{chargée} \geq 25$ GeV Masse invisible$\geq$ 40 GeV/c^2 $Pt_{manquant} \geq 5$ GeV/c $\lvert cos(\theta_{manquant})\rvert \leq 0.9$	3220	3098±14.2	83
2	Masse visible $\leq$ 120 GeV/c^2 Masse visible $\leq 1.5 \times E_{chargée} + 10$	1615	1529.0±11.2	64
3	$log_{10}(-log_{10}(P_E^+)) \geq -0.2$	685	680.8±7.3	57
4	Variable de Fisher $u_1 \geq -1.7$ (λ'_{i3k}, $i = 1, 2, 3$, $k = 1, 2$; λ'_{ij3}, $i = 1, 2, 3$, $j = 1, 2$) $u_2 \geq -1.4$ (λ'_{i33}, $i = 2, 3$)	17 6	18.7±1.4 5.4±0.6	22 26
λ'_{i3k}, $i = 1, 2, 3$, $k = 1, 2$; λ'_{ij3}, $i = 1, 2, 3$, $j = 1, 2$; $N_{95} = 9.0$ λ'_{i33}, $i = 2, 3$; $N_{95} = 7.3$				

TAB. 5.3 – *Critères de sélection appliqués dans l'analyse du processus* $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0$ *avec* $\tilde{\chi}_1^0 \to \nu bq$, $q \neq b$ *ou* $q = b$. *L'efficacité correspond à un signal simulé* $\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0$ *en prenant* $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 60$ *GeV/*c^2.

L'efficacité obtenue pour le processus $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0$ est de quelques pourcent quand le neutralino commence à se désintégrer (vu que le quark b est relativement massif, cela se produit d'après le programme $SUSYGEN$ quand le $\tilde{\chi}_1^0$ a une masse de 13 GeV/c^2 environ; cela est sans doute susceptible de varier un peu suivant

λ'_{ijk}	Variable de Fisher	Pouvoir discriminant
$i = 1,2,3,\ j = 3,\ k = 1,2$ $i = 1,2,3,\ j = 1,2\ k = 3$	$u_1 = 0.774 \times log_{10}(-log_{10}(P_E^+)) + 0.479 \times log_{10}(Y_4)$ $+0.393 \times log_{10}(\lvert\pi - acoplanarite\rvert)$ $+0.516 \times log_{10}(Y_6) - 0.641 \times log_{10}(1 - pouss\acute{e}e)$	0.405
$i = 2,3,\ j = 3,\ k = 3$	$u_2 = 1.09 \times log_{10}(-log_{10}(P_E^+)) + 0.724 \times log_{10}(Y_6)$ $+0.201 \times log_{10}(\lvert\pi - acoplanarit\acute{e}e\rvert)$ $-0.456 \times \lvert cos(\theta_{manquant})\rvert$	0.550

TAB. 5.4 – *Contenu de la variable de Fisher pour l'analyse $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0$ avec $\tilde{\chi}_1^0 \to \nu bq$. $q \neq b$ ou $q = b$. P_E^+ est la variable d'étiquetage du b et Y_i les distances de l'algorithme de recherche de jets de Durham. Le pouvoir discriminant, compris par définition entre 0 et 1 mesure l'efficacité de la séparation entre le signal et le bruit de fond : plus le pouvoir discriminant est proche de 1, meilleure est la séparation.*

la valeur que l'on a fixée dans le programme pour la masse du quark b) et de 35 % environ quand on se situe près de la limite cinématique ($m(\tilde{\chi}_1^0) \sim 94$ GeV/c^2). Notons que dans le cas des très basses masses, le $\tilde{\chi}_1^0$ ne se désintègre pas : la situation est identique au cas où la R-parité est conservée. Les analyses effectuées avec cette hypothèse excluent des neutralinos de masse inférieure ou égale à 29 GeV/c^2 [127]. Cette zone de masse de neutralinos (*i.e.* quand le $\tilde{\chi}_1^0$ ne peut pas cinématiquement se désintégrer avec violation de la R-parité) est donc déjà exclue par les analyses où l'on suppose la R-parité conservée.

Pour compléter la zone couverte par $\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0$, cette analyse a été appliquée directement au processus $\tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-$ avec des efficacités minimales variant entre 15 % pour les charginos les plus légers (ceci permet une meilleure couverture de la zone où le $\tilde{\chi}_1^0$ est léger et commence à se désintégrer) et 45 % pour les plus massifs. Dans la *région* $\tilde{\chi}_3^0$, les efficacités obtenues sur $\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_3^0$ sont de l'ordre de 35 %.

5.4.2 Processus $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-$

Discutons maintenant spécifiquement de la production de paires de charginos. Nous avons dit au paragraphe 5.1 que ce processus était quasiment le seul accessible au *LEP* dans certaines zones de l'espace des paramètres du MSSM. En outre, le chargino se désintégrant indirectement, on a dans l'état final plus de particules que pour $\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0$ et le rejet du bruit de fond s'en trouve facilité. Il est donc doublement intéressant d'étudier $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-$. Commençons par le cas très général où aucune hypothèse n'est faite sur la nature des quarks dans la désintégration $\tilde{\chi}_1^0 \to \nu_i qq$. Des coupures très générales de sélection seront décrites. Ces mêmes critères seront ensuite réutilisés quand un ou deux quarks b sont présents.

• **Cas des couplages** λ'_{ijk} **,** $i = 1, 2, 3$ **,** $j, k = 1, 2$

Aucun quark b n'est présent dans la désintégration du neutralino pour ces couplages (cela revient aussi à dire que l'on étudie tous les λ'_{ijk} sans supposer quoi que ce soit sur la nature des quarks). L'analyse ressemble beaucoup à celle présentée pour les neutralinos au paragraphe 5.4.1. On formule les mêmes exigences sur la quantité de mouvement transverse manquante $Pt_{manquante}$ (supérieure à 5 GeV/c) sur $\theta_{manquant}$ (la valeur absolue de son cosinus est inférieure ou égale à 0.9) et sur la multiplicité chargée minimale (au moins 10 particules chargées). La contrainte sur la masse invisible est relâchée (elle doit être supérieure à 20 GeV/c^2 et non plus 40 GeV/c^2) mais celle sur l'énergie chargée augmentée (on la veut supérieure à 35 GeV). Après cette première sélection les $q\bar{q}(\gamma)$ et les processus à quatre fermions sont les fonds majoritaires (65 % de $q\bar{q}(\gamma)$, 35 % de quatre fermions, et moins de 1 % de $\gamma\gamma$).

Viennent ensuite des coupures topologiques. Comme les événements $\tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-$ sont relativement étalés dans l'espace, leur poussée n'est pas proche de un (on demande *poussée* $\leq$ 0.93). Environ 50 % des $q\bar{q}(\gamma)$ restant sont ainsi éliminés, les processus à quatre fermions sont peu affectés car beaucoup plus sphériques. Pour la même raison, si l'on force un événement à quatre jets avec l'algorithme de Durham, les jets ne vont pas être trop proches les uns des autres pour le signal : l'angle minimum doit être supérieur à 20^o. La diminution du fond est ici aussi plus sensible pour les $q\bar{q}(\gamma)$ (35 % de moins) que pour les quatre fermions (20 % de moins). Enfin pour une valeur donnée de la distance de Durham (Y=0.0024), le nombre de jets doit être de six au minimum (on utilise l'algorithme de Durham suivant la première façon décrite au paragraphe 4.4.2). Les $q\bar{q}(\gamma)$ et les quatre fermions qui ont naturellement des topologies ayant moins de six jets sont fortement supprimés (respectivement un sixième et un tiers des événements seulement subsistent). A ce niveau de sélection le bruit de fond se compose des processus à quatre fermions (c'est la contribution dominante avec 70 %) et des processus $q\bar{q}(\gamma)$ (dans une proportion de 30 %).

On applique maintenant une analyse discriminante de Fisher dont les variables et les poids sont donnés dans le tableau 5.6. Le calcul des différents poids affectés aux variables composant la variable de Fisher s'est fait sur un échantillon de 2878 événements de signal (représentant des couples ($\tilde{\chi}_1^+$, $\tilde{\chi}_1^0$) de masse (50,25), (70,50), (85,50) et (92,65) GeV/c^2) et 2793 événements de bruit de fond du MS (938 événements $q\bar{q}(\gamma)$ et 1855 du type 4 fermions). Le tableau 5.5 donne le nombre de données réelles trouvées et le nombre attendu de fonds du MS par la simulation Monte-Carlo.

Les figures 5.13 et 5.14 montrent quelques unes des variables (la poussée, l'angle minimal entre jets quand on reconstruit l'événement en quatre jets, le nombre de jets pour une distance de Durham Y valant 0.0024 et l'énergie manquante) utilisés dans l'analyse qui vient d'être décrite.

Evidement, l'analyse que nous venons de décrire est valable pour les couplages λ'_{ijk} conduisant à un ou deux quarks b dans la désintégration du neutralino puisque

Etape	Critère de sélection	Données	Fond	Efficacité %
1	Multiplicité chargée ≥ 10 $E_{chargée} \geq 35$ GeV Masse invisible ≥ 20 GeV $/c^2$ $Pt_{manquant} \geq 5$ GeV/c $\lvert cos(\theta_{manquant})\rvert \leq 0.9$	4327	4410±14.7	84
2	Poussée ≤ 0.93	2976	3006±12.1	84
3	Angle minimum entre 4 jets $\geq 20^o$	2143	2198.5±10.7	83
4	Au moins 6 jets pour la distance Y=0.0024	513	503.8±5.5	74
5	Variable de Fisher $u_3 \geq$ -0.7	22	21.1±1.2	37
$N_{95} = 10.7$				

TAB. 5.5 – *Critères de sélection appliqués dans l'analyse du processus $\tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-$ avec une désintégration indirecte du chargino via un neutralino et $\tilde{\chi}_1^0 \to \nu q q'$. L'efficacité correspond à un signal simulé $\tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-$ en prenant $m_{\tilde{\chi}_1^+} = 70$ GeV/c^2 et $m_{\tilde{\chi}_1^0} =$ 45 GeV/c^2. Aucune hypothèse n'est faite sur la nature des quarks.*

nous n'avons utilisé aucune information sur la nature des quarks jusqu'à présent.

• Cas des couplages donnant un quark b au moins lors de la désintégration du neutralino.

Bien qu'une analyse ait déjà été faite pour ces couplages, nous avons dit au paragraphe 5.1 que l'on pouvait diminuer le bruit de fond en considérant spécifiquement le processus $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-$.

La présence d'un quark b au moins va permettre un meilleur rejet du fond par rapport au tableau 5.5. A cet effet, on introduit la variable d'étiquetage du b, P_E, dans la variable de Fisher. Toutes les coupures utilisées dans le tableau 5.5 jusqu'à l'étape 4 sont reproduites. Comme dans le paragraphe 5.4.1 une distinction est faite entre les couplages :

- λ'_{i3k}, $i = 1,2,3$, $k = 1,2$, λ'_{ij3}, $i = 1,2,3$, $j = 1,2$ où un seul quark b est présent dans la désintégration du neutralino. L'application de la méthode de Fisher s'est faite sur un échantillon de 2290 événements de signal (pour des couples ($\tilde{\chi}_1^+$, $\tilde{\chi}_1^0$) de masse (50,15), (70,30), (80,45) et (90,65) GeV/c^2) et 2793 événements de bruit de fond du MS (938 événements $q\bar{q}(\gamma)$ et 1855 du type 4 fermions) ;
- λ'_{i33}, $i = 2,3$ où deux quarks b sont présents dans la désintégration du neutralino. On utilise ici 2528 événements de signal (pour des couples ($\tilde{\chi}_1^+$, $\tilde{\chi}_1^0$) de masse (50,20), (70,50), et (92,55) GeV/c^2) et 2793 événements de bruit de fond du MS pour appliquer la méthode de Fisher ;

λ'_{ijk}	Variable de Fisher	Pouvoir discriminant
$i = 1,2,3$, $j,k = 1,2$	$u_3 = 0.949 \times log_{10}(Y_6) + 0.0329 \times E_{manquante}$ $-1.12 \times Masse\ invisible/Masse\ visible$ $+0.184 \times log_{10}(\lvert\pi - acoplanarit\acute{e}\rvert)$	0.473

TAB. 5.6 – *Contenu de la variable de Fisher pour l'analyse $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-$ avec $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \nu qq'$. Y_6 est la distance de l'algorithme de recherche de jets de Durham. Le pouvoir discriminant, compris par définition entre 0 et 1 mesure l'efficacité de la séparation entre le signal et le bruit de fond : plus le pouvoir discriminant est proche de 1, meilleure est la séparation.*

Les résultats sont présentés dans le tableau 5.7 et la composition des variables de Fisher dans le tableau 5.8.

Etape	Critère de sélection	Données	Fond	Efficacité %
4	cf tableau 5.5	513	503.8±5.5	74
5	Variable de Fisher			
	$u_4 \geq 0$ (λ'_{i3k}, $i = 1,2,3$, $k = 1,2$; λ'_{ij3}, $i = 1,2,3$, $j = 1,2$)	5	7.2±0.7	29
	$u_5 \geq -0.65$ (λ'_{i33}, $i = 2,3$)	5	6.1±0.6	35
λ'_{i3k}, $i = 1,2,3$, $k = 1,2$, λ'_{ij3}, $i = 1,2,3$, $j = 1,2$; $N_{95} = 4.4$ λ'_{i33}, $i = 2,3$; $N_{95} = 5.3$				

TAB. 5.7 – *Critères de sélection appliqués dans l'analyse du processus $\tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-$avec une désintégration indirecte du chargino via un neutralino et $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \nu bq$, $q \neq b$ ou $q = b$. L'efficacité correspond à un signal simulé $\tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-$ en prenant $m_{\tilde{\chi}_1^+} = 70$ GeV /c^2 et $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 45$ GeV/c^2.*

5.5 Désintégration indirecte du smuon

On s'intéresse à la production de paire de smuons $e^+e^- \rightarrow \tilde{\mu}^+\tilde{\mu}^-$ avec une désintégration $\tilde{\mu}^\pm \rightarrow \mu^\pm\tilde{\chi}_1^0$, le neutralino se désintégrant quant à lui via un couplage λ'_{ijk} en lepton (chargé ou neutre) et deux jets. La situation est très proche de celle du paragraphe 5.2 : on obtient un état final avec deux muons (de signes opposés), des jets et éventuellement d'autres leptons suivant le mode de désintégration du neutralino.

L'analyse présentée ci-dessus est valide dans le cas où le smuon et le $\tilde{\chi}_1^0$ sont non dégénérés en masse : $m(\tilde{\mu}) - m(\tilde{\chi}_1^0) \geq 4$ GeV/c^2. Elle est indépendante du couplage λ'_{ijk}, mais les efficacités varient un peu suivant le couplage étudié. Les plus faibles sont obtenues dans le cas $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \nu qq'$, bien que n'étant pas très différentes du cas où

λ'_{ijk}	Variable de Fisher	Pouvoir discriminant
$i=1,2,3,\ j=3,\ k=1,2$ $i=1,2,3,\ j=1,2\ k=3$	$u_4 = 0.505 \times log_{10}(-log_{10}(P_E))$ $+0.0274 \times E_{manquante} + 0.734 \times log_{10}(Y_6)$ $-0.746 \times Masse\ invisible/Masse\ visible$	0.551
$i=2,3,\ j=3,\ k=3$	$u_5 = 0.638 \times log_{10}(-log_{10}(P_E))$ $+0.755 \times log_{10}(Y_6) + 0.0113 \times E_{manquante}$	0.700

TAB. 5.8 – *Contenu de la variable de Fisher pour l'analyse* $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-$ *avec* $\tilde{\chi}_1^0 \to \nu bq$*,* $q \neq b$ *ou* $q = b$*.* P_E *est la variable d'étiquetage du b,* Y_6 *est la distance de l'algorithme de recherche de jets de Durham. Le pouvoir discriminant, compris par définition entre 0 et 1, mesure l'efficacité de la séparation entre le signal et le bruit de fond: plus le pouvoir discriminant est proche de 1, meilleure est la séparation.*

un lepton chargé est présent (dans le cas où ce lepton est un muon, on a bien sûr des efficacités bien meilleures). Elles sont typiquement de l'ordre de 40 % . On a représenté sur la figure 5.15 les efficacités de ce cas le plus défavorable dans le plan masse du smuon / masse du $\tilde{\chi}_1^0$. Elles ont été calculées à l'aide de *SGV* et vérifiées sur de nombreux points où une simulation complète a été effectuée avec *DELSIM*. *SGV* donne une efficacité légèrement optimiste de 15 à 20 % (relatif), quel que soit le point considéré: un facteur correctif 0.8 a donc été appliqué.

L'ensemble des critères appliqués est résumé dans le tableau 5.9.

Etape	Critère de sélection	Données	Fond	Efficacité %
1	Multiplicité chargée ≥ 7 $E_{chargée} \geq 40$ GeV $\sqrt{s'} \geq 110$ GeV $\lvert cos(\theta_{manquant})\rvert \leq 0.95$ 6 jets au moins pour $Y_c = 5 \times 10^{-3}$	2825	2702.9±10.9	91
2	Au moins 2 muons standard avec des charges opposées Acolinéarité des muons $\leq 150^o$	17	16.8±1.0	58
3	$E_{\mu 2}/E_{\mu 1} \geq 0.2$	14	12.2±0.8	58
4	$log_{10}(E_{\mu 2} \times \theta_{isol2}) \geq 1.6$	5	4.8±0.5	57
$N_{95} = 6.3$				

TAB. 5.9 – *Critères de sélection appliqués dans l'analyse du processus* $e^+e^- \to \tilde{\mu}^+\tilde{\mu}^-$ *avec une désintégration indirecte du smuon* $\tilde{\mu}^\pm \to \mu^\pm\tilde{\chi}_1^0$*. Le neutralino se désintègre quant à lui via un couplage* λ'_{ijk} *en lepton (chargé ou neutre) et deux jets. L'efficacité correspond à un signal simulé* $\tilde{\mu}^+\tilde{\mu}^-$ *en prenant un smuon de masse 85 GeV/*c^2 *et un neutralino de masse 40 GeV/*c^2 *avec* $\tilde{\chi}_1^0 \to \nu qq'$ *.*

5.6 Combinaison des résultats à 183 GeV et 189 GeV

Il est intéressant de combiner les résultats obtenus à 183 et 189 GeV afin de bénéficier de plus de statistique (il y a un facteur trois entre les données collectées à 189 GeV et celles à 183 GeV). Leur combinaison se fait simplement en ajoutant les nombres d'événements (aussi bien pour les données, que pour le bruit de fond attendu ou les signaux) dans chaque canal considéré car les prises de données à des énergies différentes sont totalement indépendantes (on n'a ainsi pas à se préoccuper d'éventuels événements qui pourraient être communs). Le nombre total d'événements sur les deux énergies est donné dans le tableau 5.10. On l'obtient en regroupant les résultats des tableaux 5.1, 5.2, 5.3, 5.5 et 5.7 pour une énergie de 189 GeV, ainsi que les résultats donnés en annexe pour une énergie de 183 GeV.

Canal	Nombre de données	Fond	N_{95}
$\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \mu q q'\,;\, q, q' \neq b$			
Analyse 5.2	5	5.0±0.6	$N_{95} = 6.2$
$\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \mu b q$			
Analyse 5.2	2	2.3±0.4	$N_{95} = 4.4$
$\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow e q q'\,;\, q, q' \neq b$			
Analyse 5.3	9	10.2±0.8	$N_{95} = 6.7$
$\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow e b q$			
Analyse 5.3	2	3.3±0.6	$N_{95} = 3.6$
$\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \nu q q'\,;\, q, q' \neq b$			
Analyse 5.4.2	37	36.7±1.9	$N_{95} = 13.9$
$\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \nu b q\,;\, q \neq b$			
Analyse 5.4.1	27	30.8±2.0	$N_{95} = 10.0$
Analyse 5.4.2	8	13.9±1.3	$N_{95} = 3.3$
$\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \nu b \bar{b}$			
Analyse 5.4.1	6	7.5±0.9	$N_{95} = 5.4$
Analyse 5.4.2	5	8.7±0.9	$N_{95} = 3.3$

TAB. 5.10 – *Combinaison des résultats obtenus à 183 et 189 GeV dans les différents canaux étudiés au cours de ce travail. Les nombres indiqués après le mot analyse renvoient au paragraphe correspondant.*

Il y a accord avec les prévisions du MS, ceci pour les nombres d'événements obtenus dans les différentes analyses comme pour les distributions de variables présentées au long du chapitre ; aucun excès n'a été mis en évidence. Voyons à présent comment en tirer parti. Les conclusions des paragraphes 5.7 et 5.8 sont obtenues en considérant les résultats combinés de 183 et 189 GeV.

5.7 Exploitation des résultats en termes de zones d'exclusion du MSSM

Les analyses décrites aux paragraphes 5.2, 5.3 et 5.4 et celles menées à 183 GeV couvrent la production de paires de neutralinos et de charginos pour les couplages λ'_{2jk} ($j = 1, 2$, $k = 1, 2, 3$), λ'_{1jk} ($j = 1, 2$, $k = 1, 2, 3$) et λ'_{i3k} ($i = 1, 2, 3$, $k = 1, 2, 3$). La valeur commune de ces couplages est de 0.01. Aucun excès de données n'a été observé par rapport aux prédictions du MS dans tous les canaux étudiés, aucun signal n'est apparent. Certaines zones de l'espace des paramètres du MSSM vont donc être exclues par les résultats obtenus. Décrivons la procédure adoptée.

On se place en un point donné du MSSM, c'est-à-dire pour une valeur de μ, M_2, $tan\beta$ et m_0. Les contributions (*i.e.* les sections efficaces multipliées par les efficacités et pondérés par les éventuels rapports de branchement) des différents canaux d'une analyse (par exemple $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0, \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_3^0, \tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-$ dans l'étude $\tilde{\chi}_1^0 \to \mu q q'$) sont ajoutées pour obtenir le nombre d'événements supersymétriques attendus. Si ce nombre est plus grand que la limite d'exclusion à 95 % de niveau de confiance calculée pour cette analyse, le point du MSSM est exclu à 95 % de niveau de confiance. Dans le cas contraire, le point n'est pas exclu.

Chaque analyse donne une zone d'exclusion. Pour un couplage λ'_{ijk}, ou un ensemble de couplages, le domaine exclu est la réunion de toutes les zones d'exclusion des analyses portant sur ce couplage. Ainsi le domaine exclu pour λ'_{213} et λ'_{223} est l'union de la zone exclue par l'analyse traitant de $\tilde{\chi}_1^0 \to \mu b q$, $q \neq b$ et de celle exclue par l'analyse couvrant $\tilde{\chi}_1^0 \to \nu b q$, $q \neq b$. Les résultats sont présentés dans des plans $\mu - M_2$ pour les valeurs de $tan\beta$ et m_0 données au paragraphe 5.1

5.7.1 Contribution de $LEP1$ aux domaines d'exclusion

La très grande précision des résultats obtenus à $LEP1$ et à SLD sur la largeur Γ du Z^0 permettent de donner des limites sévères sur la largeur de désintégration du Z^0 en nouvelles particules hors du MS. On montre [68] :

$$\Gamma(Z^0 \to nouvelles\ particules) < 6.3\ MeV \tag{5.1}$$

On connaît la formule donnant la section efficace σ du processus $f_1\bar{f}_2 \to B \to f_3\bar{f}_4$ où f_1, f_2, f_3, f_4 sont des fermions de spin 1/2 et B un boson de spin J et de masse M :

$$\sigma = 4\pi(2J+1)\frac{\Gamma_{12}\Gamma_{34}}{(s^2 - M^2) + M^2\Gamma_{totale}^2} \tag{5.2}$$

avec s le carré de l'énergie disponible dans le centre de masse, Γ_{12} et Γ_{34} les largeurs partielles de respectivement $B \to f_1\bar{f}_2$, et $B \to f_3\bar{f}_4$ et Γ_{totale} la largeur totale du boson B. Dans le cas de la production du Z^0 à LEP à la résonance et avec une désintégration en particules hors du MS on a :

$$\sigma = 4\pi \times 3 \times \frac{\Gamma_{ee}\Gamma_{nouv}}{M_Z^2\Gamma_z^2} \tag{5.3}$$

Ceci donne avec l'inégalité 5.1 une limite supérieure de 150 pb sur la section efficace de processus nouveaux.

Nous avons vu au paragraphe 4.2 que la production de neutralinos et de charginos à LEP se faisait entre autres avec un Z^0 dans la voie s. Or ce canal est de beaucoup supérieur aux autres à la résonance du Z^0. On s'en assure en donnant une très grande masse au sélectron et au sneutrino électron. Il suffit de donner à m_0 une valeur élevée typiquement 500 GeV/c^2 à 1 TeV/c^2 : la voie t est alors complètement supprimée. On constate que les sections efficaces calculées par $SUSYGEN$ sont quasiment inchangées. Tous les points de l'espace des paramètres du MSSM tels que la somme des sections efficaces des processus $e^+e^- \to \tilde{\chi}_i^0\tilde{\chi}_j^0, \tilde{\chi}_i^+\tilde{\chi}_j^-$ est supérieure à 150 pb quand l'énergie dans le centre de masse vaut $m(Z^0)$ sont donc exclus par les résultats de $LEP1$ (ces zones d'exclusion sont identiques pour m_0 variant entre 90 GeV/c^2 et 1 TeV/c^2). Les points où le $\tilde{\chi}_1^+$ est plus léger que le $\tilde{\chi}_1^0$ sont tous contenus dans ces zones. C'est pourquoi on a considéré que la LSP à $LEP2$ est le $\tilde{\chi}_1^0$. De plus, on exclut de cette manière des charginos de masse inférieure à 45.5 GeV/c^2 [128]. Aucune limite ne peut par contre être mise sur les neutralinos.

5.7.2 Cas des couplages λ'_{i3k} ($i = 1, 2, 3,\ k = 1, 2, 3$)

Dans le cas général, un neutralino se désintègre avec un couplage λ'_{ijk} soit en un lepton chargé et deux quarks, soit en un neutrino et deux quarks avec des rapports de branchement variables dans l'espace des paramètres du MSSM. Comme on l'a vu au paragraphe 5.4 la désintégration du neutralino avec λ'_{i3k} au LEP ne conduit qu'au seul état final (neutrino, deux quarks) ; le rapport de branchement est de 100 % sur tout l'espace des paramètres du MSSM. On n'a donc pas à s'en préoccuper dans la procédure décrite en introduction de cette partie. Les contours d'exclusion obtenus pour $tan\beta = 1$, $tan\beta = 1.5$, $tan\beta = 5$, $tan\beta = 30$ et $m_0 = 90$ GeV/c^2, $m_0 = 500$ GeV/c^2 sont représentés sur les figures 5.16 et 5.17.

5.7.3 Cas des couplages λ'_{2jk} ($j = 1, 2,\ k = 1, 2, 3$) et λ'_{1jk} ($j = 1, 2,\ k = 1, 2, 3$)

Prenons l'exemple de λ'_{2jk}. En chaque point de l'espace des paramètres du MSSM, le neutralino va se désintégrer soit en un muon et deux quarks avec un rapport de branchement BR, soit en un neutrino et deux quarks dans la proportion 1-BR. Dans la production d'une paire de neutralinos ou de charginos (avec une désintégration indirecte via un $\tilde{\chi}_1^0$ dans ce dernier cas), on considère que les désintégrations des deux $\tilde{\chi}_1^0$ sont indépendantes. On obtient donc l'efficacité en un point où le rapport de branchement est quelconque en multipliant l'efficacité de l'analyse décrite au paragraphe 5.2 (ou 5.4) par BR^2 (ou $(1-BR)^2$). Rappelons que les efficacités données dans ces deux paragraphes, ainsi qu'en 5.3, supposent des rapports de branchement de 100 % dans le canal considéré.

Les zones d'exclusion trouvées pour $tan\beta = 1$, $tan\beta = 1.5$, $tan\beta = 5$, $tan\beta = 30$ et $m_0 = 90$ GeV/c^2 sont présentées sur la figure 5.18. Celles correspondant à $m_0 = 500$ GeV/c^2 sont identiques à celles des couplages λ'_{i3k} de la figure 5.17. Les figures correspondantes pour λ'_{1jk} n'ont pas été représentées pour ne pas multiplier le nombre de contours d'exclusion assez semblables les uns aux autres.

5.7.4 Cas de la désintégration indirecte du smuon

Nous pouvons procéder pour les résultats du paragraphe 5.5 de manière analogue aux résultats concernant la recherche de neutralinos et de charginos à ceci près que nous présenterons la zone d'exclusion dans le plan masse du smuon / masse du $\tilde{\chi}^0_1$, les deux paramètres influant dans cette étude. Deux cas se présentent : soit l'on a $e^+e^- \to \tilde{\mu}^+_R\tilde{\mu}^-_R$, soit l'on a $e^+e^- \to \tilde{\mu}^+_L\tilde{\mu}^-_L$. Le premier cas est le plus pessimiste en ce sens qu'il possède la plus petite section efficace pour un point donné (*i.e.* pour une masse de $\tilde{\mu}$ et de $\tilde{\chi}^0_1$). Nous nous placerons donc dans cette hypothèse pour tracer la zone exclue par l'analyse du paragraphe 5.5. Le résultat est représenté sur la figure 5.19.

5.8 Exploitation des résultats en termes de limites de masse

Les résultats donnés dans le paragraphe 5.8 sont à 95 % de niveau de confiance.

5.8.1 Neutralinos et charginos

Nous allons pouvoir maintenant déduire des limites inférieures sur les masses des $\tilde{\chi}^0_1$ et $\tilde{\chi}^+_1$ à partir des contours d'exclusion. En effet, si une ligne isomasse M de $\tilde{\chi}^0_1$ par exemple est entièrement contenue dans une zone exclue, et avec elle toutes les isomasses correspondant à des masses inférieures, alors on peut dire que le $\tilde{\chi}^0_1$ a une masse supérieure à M. La limite inférieure sur la masse du $\tilde{\chi}^0_1$ sera la plus grande valeur de M ainsi déterminée. Si l'on fait l'exercice on s'aperçoit que la limite est toujours donnée par les grandes valeurs de m_0 à $tan\beta$ fixée où la section efficace de $e^+e^- \to \tilde{\chi}^0_1\tilde{\chi}^0_1$ est quasiment nulle. Dans le cas du $\tilde{\chi}^0_1$, la limite trouvée varie avec $tan\beta$, les plus faibles valeurs correspondant à $tan\beta$ proche de 1. La figure 5.20, qui regroupe tous les couplages de cette étude illustre ce propos.

Pour avoir un résultat indépendant de $tan\beta$ et de m_0, il faudra donc conserver la plus petite des limites. Le $\tilde{\chi}^+_1$ est par contre quasiment insensible à l'influence de $tan\beta$ et la limite obtenue est proche de la limite cinématique. Numériquement les résultats sont, pour l'ensemble des couplages de ce travail, soit λ'_{2jk} ($j = 1, 2$, $k = 1, 2, 3$), λ'_{1jk} ($j = 1, 2$, $k = 1, 2, 3$) et λ'_{i3k} ($i = 1, 2, 3$, $k = 1, 2, 3$)

- $m(\tilde{\chi}^0_1) \geq 30$ GeV/c^2,
- $m(\tilde{\chi}^+_1) \geq 89$ GeV/c^2.

5.8.2 Smuon

On utilise pour le smuon la méthode décrite au paragraphe précédent. Elle se simplifie ici considérablement puisque notre plan d'étude est le plan m($\tilde{\mu}$) / m($\tilde{\chi}^0_1$) : il suffit de regarder la plus faible abscisse des points de la zone montrée en 5.19. On obtient les valeurs suivantes pour le $\tilde{\mu}_R$ et le $\tilde{\mu}_L$, quel que soit le couplage λ'_{ijk} envisagé (si $m(\tilde{\mu}) - m(\tilde{\chi}^0_1) \geq 4$ GeV /c^2 et $m(\tilde{\chi}^0_1) \geq 15$ GeV /c^2) :

- $m(\tilde{\mu}_R) \geq 78$ GeV/c^2,
- $m(\tilde{\mu}_L) \geq 79$ GeV/c^2.

Si l'on prend en compte le résultat du paragraphe 5.8.1 sur la masse minimale du neutralino, les limites s'améliorent légèrement et on a pour les couplages λ'_{ijk} couverts par la recherche de neutralinos et de charginos (si $m(\tilde{\mu}) - m(\tilde{\chi}^0_1) \geq 4$ GeV /c^2 et $m(\tilde{\chi}^0_1) \geq 30$ GeV/c^2) :

- $m(\tilde{\mu}_R) \geq 81$ GeV/c^2,
- $m(\tilde{\mu}_L) \geq 82$ GeV/c^2.

5.9 Comparaison avec d'autres expériences

Les limites obtenues ci-dessus sont sensiblement identiques aux résultats récents des quatre expériences *LEP* donnés pour la conférence *ICHEP*'99 à Tampere en Finlande [129], [130], [131], [132]. *L*3 donne ainsi une masse limite de 30.6 GeV/c^2 pour le $\tilde{\chi}^0_1$; la limite sur la masse du $\tilde{\chi}^+_1$ est toujours proche de la limite cinématique et celle sur le smuon aux environs de 80 GeV/c^2.

5.10 Erreurs statistiques et stabilité des résultats

Les erreurs statistiques ont été calculées de la manière suivante. Si N_t est le nombre total d'événements simulés, N_{as} le nombre restant après une sélection donnée, l'erreur statistique $\Delta\epsilon$ sur l'efficacité $\epsilon = N_{as}/N_t$ est :

$$\Delta\epsilon = \sqrt{\frac{\epsilon(1-\epsilon)}{N_t}}$$

Prenons un exemple sur une simulation de 1000 événements de signal sur lesquels l'efficacité de sélection ϵ est 25 % .On obtient avec ces chiffres $\Delta\epsilon = 1.4$ %.

Les erreurs systématiques n'ont pas été étudiées. Cependant, on a étudié la stabilité des limites en masse avec une possible variation du fond attendu du MS. On a procédé de la manière suivante : le nombre d'événements de bruit de fond a été artificiellement multiplié par des facteurs 0.8 ; 0.9 ; 1.1 et 1.2 (ceci correspond à des différences de -20 %, -10 %, +10 % et +20 %). Le nombre d'événements observés a par contre été maintenu constant. On a alors calculé les nouvelles valeurs de N_{95} et les limites en masse qui en résultent. La limite obtenue sur la masse du $\tilde{\chi}_1^0$ s'est ainsi avérée extrêmement stable : aucun changement appréciable ne s'est produit même pour des erreurs conséquentes sur le bruit de fond de ±20 %. La limite sur le $\tilde{\chi}_1^+$ est un peu plus sensible, sans toutefois une différence radicale sur la valeur obtenue : la variation est de ±0.7 GeV/c^2 (resp. ±1.0 GeV/c^2) si le bruit de fond du MS change de ±10 % (resp. ±20 %). La limite en masse la moins stable est celle du smuon. Ici encore les variations restent tout de même très faibles : ±1.0 GeV/c^2 (resp. ±2.0 GeV/c^2) si le nombre d'événements attendus du MS change de ±10 % (resp.±20 %).

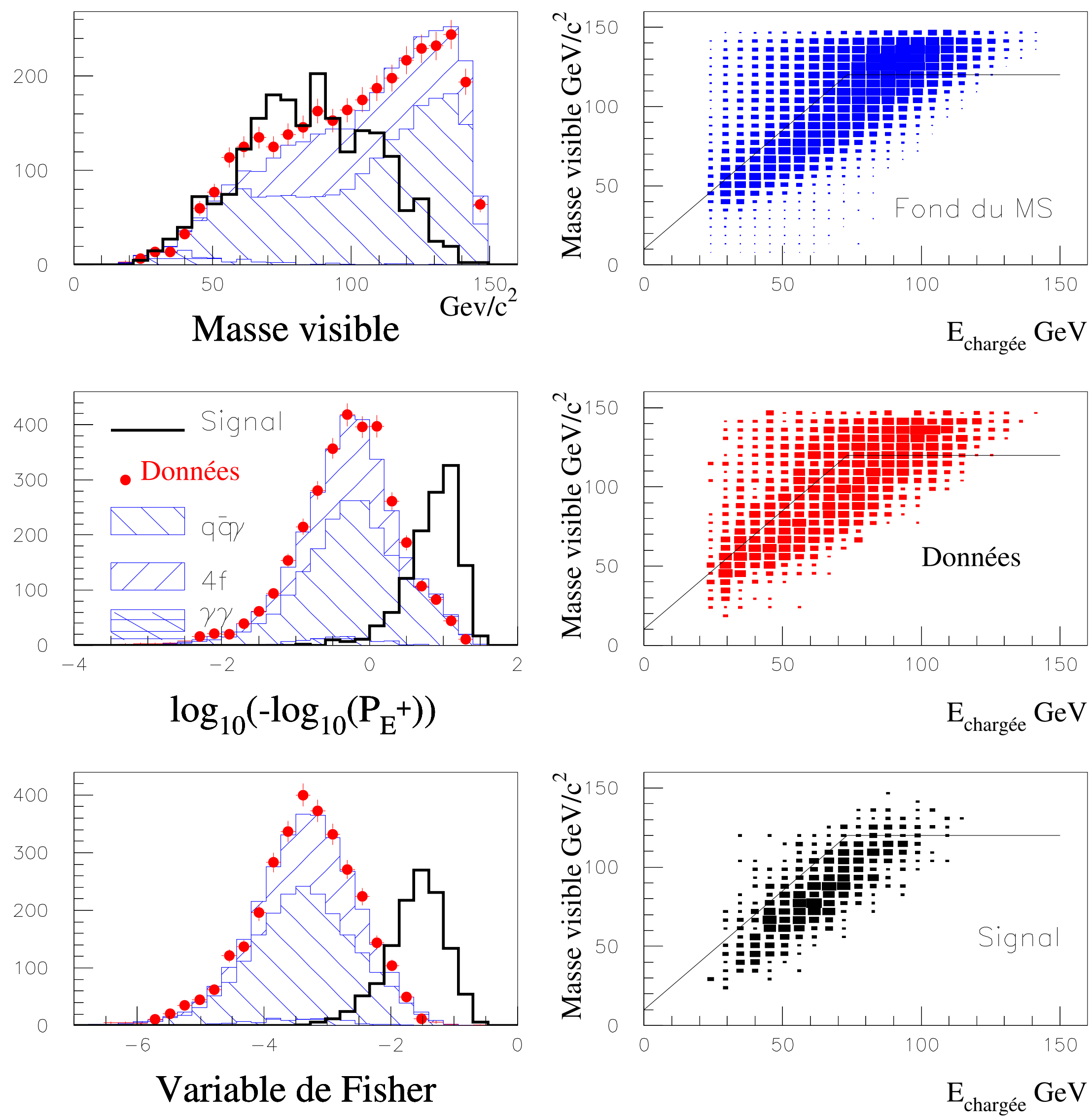

FIG. 5.9 – *Distributions des variables utilisées dans l'analyse où l'on considère le processus* $e^+e^- \longrightarrow \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0$ *avec* $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \nu b\bar{b}$ *à l'étape 1 du tableau 5.3. La ligne tracée sur les histogrammes bidimensionnels représente la frontière de sélection : les événements se situant en dessous sont gardés. Pour le cas monodimensionnel, les histogrammes différemment hachurés représentent les diverses contributions du MS, les données sont les cercles et le signal les histogrammes en trait plein. Le signal, dont la normalisation est arbitraire, correspond à un* $\tilde{\chi}_1^0$ *de masse 60* GeV/c^2. $log_{10}(-log_{10}(P_E^+))$, $log_{10}(Y_6)$, $log_{10}(|\pi - acoplanarité|)$ *et* $|cos(\theta_{manquant})|$ *sont les quatre variables composant la variable de Fisher.*

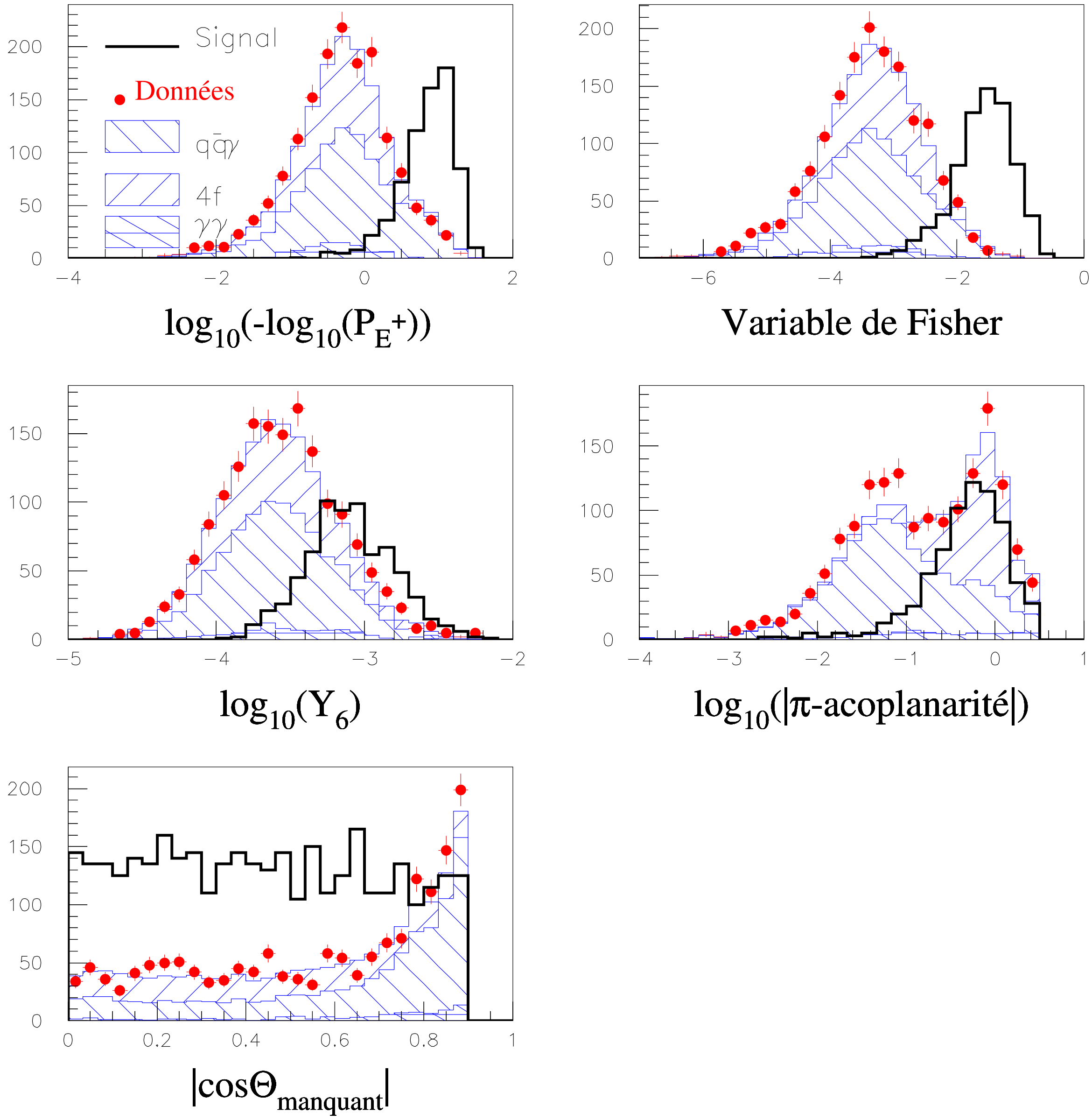

FIG. 5.10 – *Distributions des variables utilisées dans l'analyse où l'on considère le processus $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0$ avec $\tilde{\chi}_1^0 \to \nu b\bar{b}$ à l'étape 2 du tableau 5.3. Les histogrammes différemment hachurés représentent les diverses contributions du MS, les données sont les cercles et le signal les histogrammes en trait plein. Le signal, dont la normalisation est arbitraire, correspond à un $\tilde{\chi}_1^0$ de masse 60 GeV/c^2. $log_{10}(-log_{10}(P_E^+))$, $log_{10}(Y_6)$, $log_{10}(|\pi - acoplanarité|)$ et $|cos(\theta_{manquant})|$ sont les quatre variables composant la variable de Fisher.*

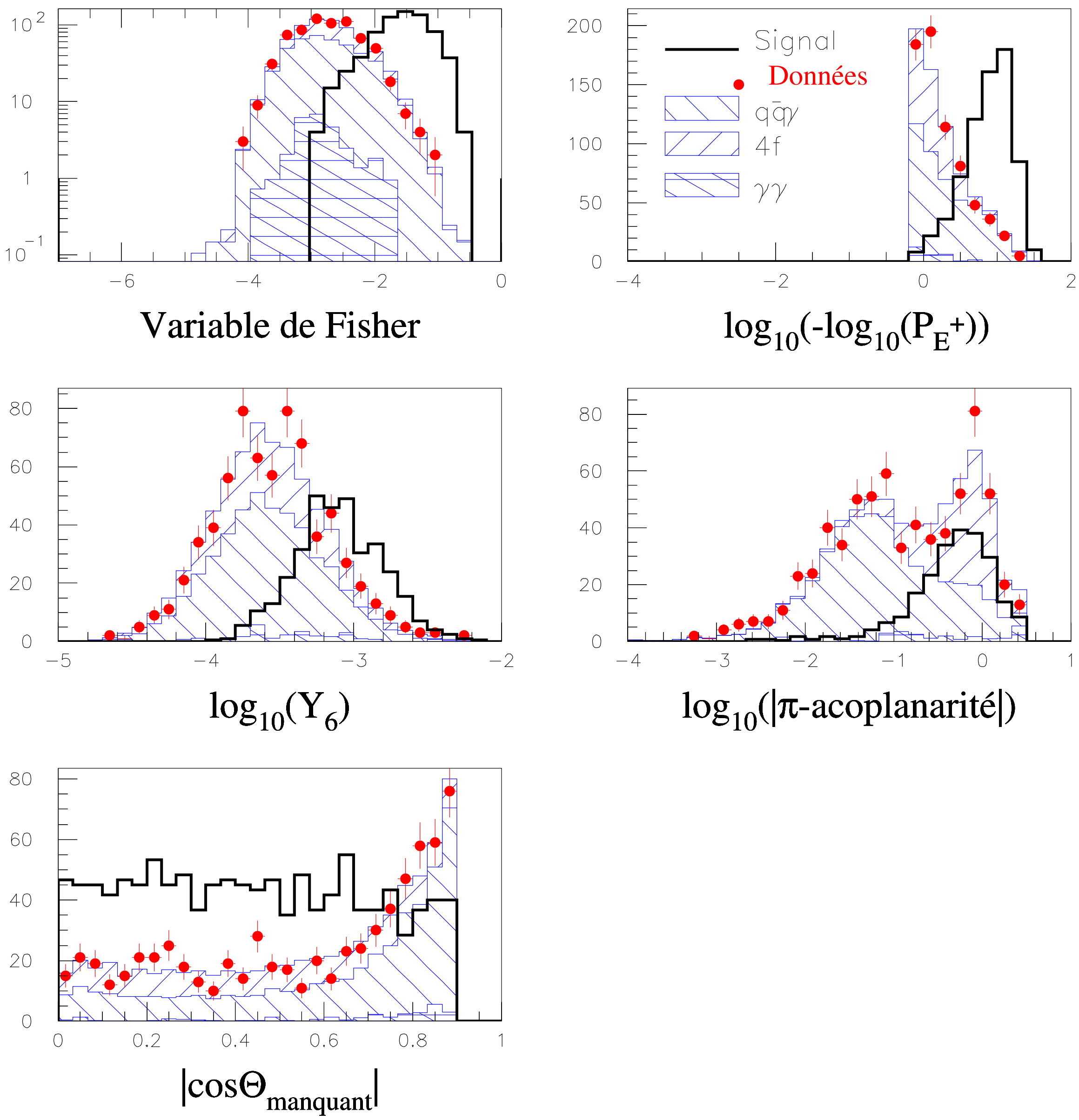

FIG. 5.11 – *Distributions des variables utilisées dans l'analyse où l'on considère le processus* $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0$ *avec* $\tilde{\chi}_1^0 \to \nu b\bar{b}$ *à l'étape 3 du tableau 5.3. Les histogrammes différemment hachurés représentent les diverses contributions du MS, les données sont les cercles et le signal les histogrammes en trait plein. Le signal, dont la normalisation est arbitraire, correspond à un* $\tilde{\chi}_1^0$ *de masse 60 GeV/*c^2*.* $log_{10}(-log_{10}(P_E^+))$ *,* $log_{10}(Y_6)$ *,* $log_{10}(|\pi - acoplanarit\acute{e}|)$ *et* $|cos(\theta_{manquant})|$ *sont les quatre variables composant la variable de Fisher.*

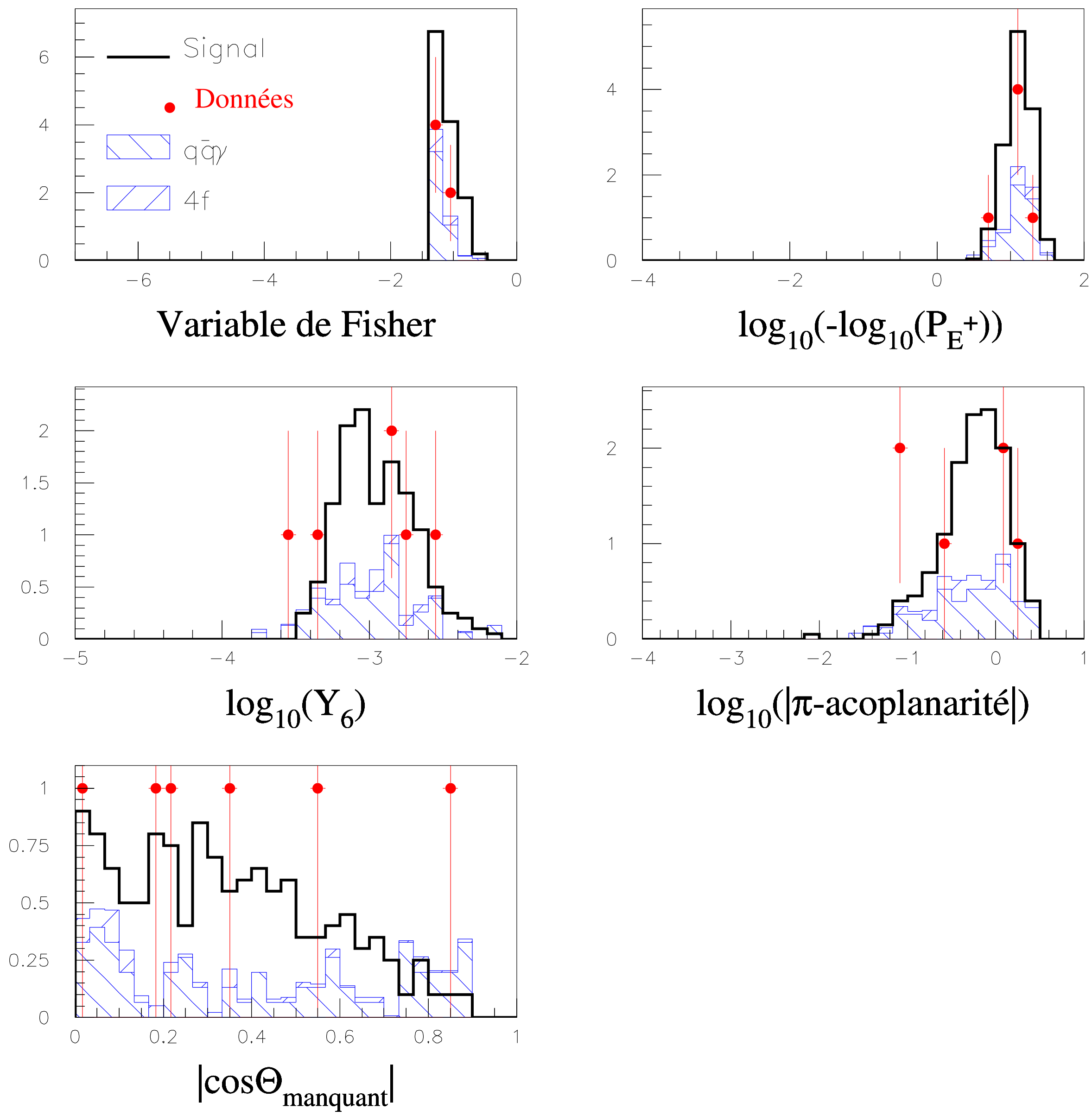

FIG. 5.12 – *Distributions des variables utilisées dans l'analyse où l'on considère le processus $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0$ avec $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \nu b\bar{b}$ à l'étape 4 du tableau 5.3. Les histogrammes différemment hachurés représentent les diverses contributions du MS, les données sont les cercles et le signal les histogrammes en trait plein. Le signal, dont la normalisation est arbitraire, correspond à un $\tilde{\chi}_1^0$ de masse 60 GeV/c^2. $log_{10}(-log_{10}(P_E^+))$, $log_{10}(Y_6)$, $log_{10}(|\pi - acoplanarité|)$ et $|cos(\theta_{manquant})|$ sont les quatre variables composant la variable de Fisher.*

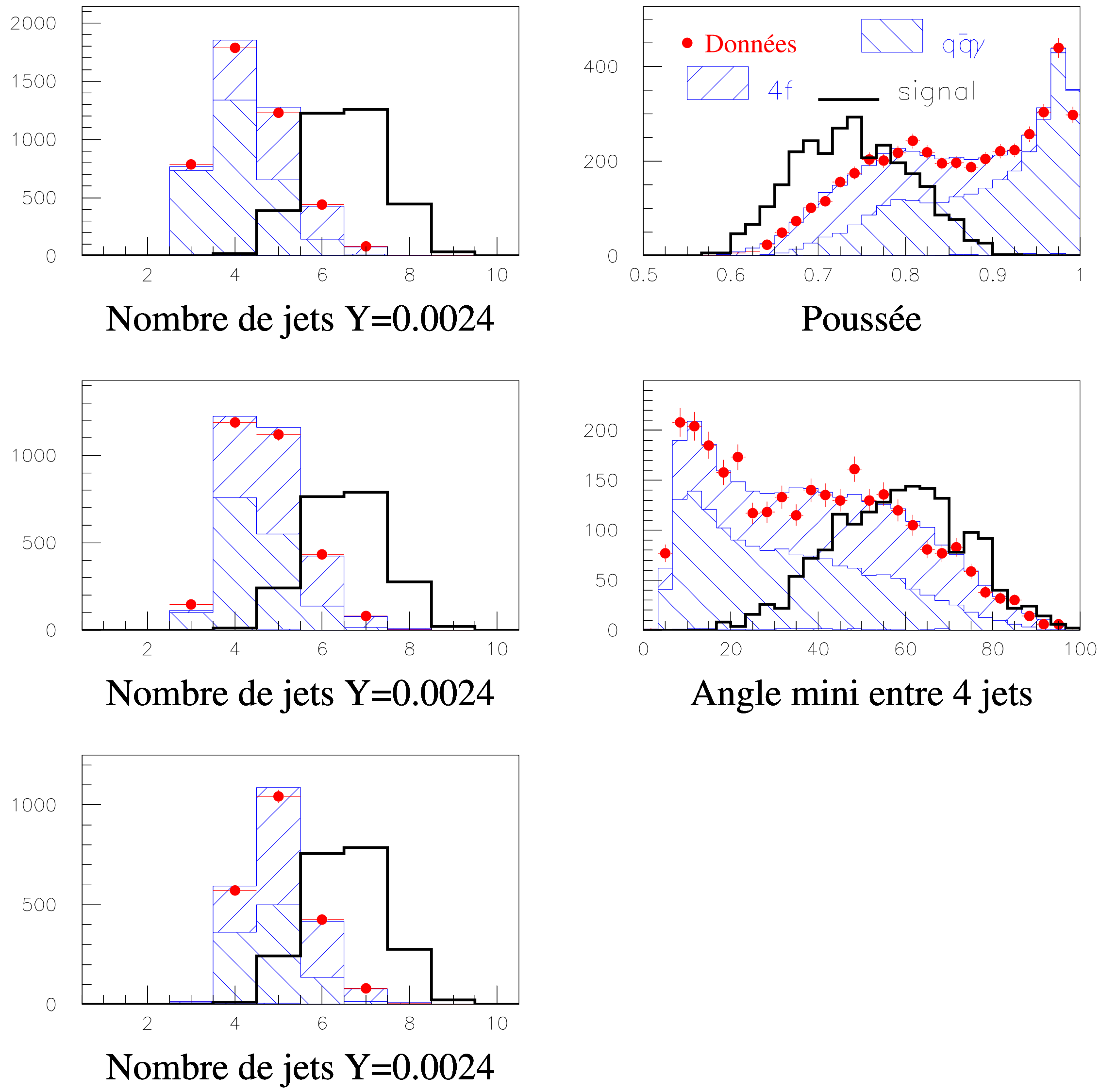

FIG. 5.13 – *Distributions de la poussée, de l'angle minimal entre jets (quand on reconstruit l'événement en quatre jets) et du nombre de jets pour une distance de Durham Y valant 0.0024 utilisées dans l'analyse où l'on considère le processus* $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^+$ *avec une désintégration indirecte du* $\tilde{\chi}_1^+$ *et* $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \nu q q'$ *aux étapes 1, 2 et 3 (de haut en bas resp.) du tableau 5.5. Les histogrammes différemment hachurés représentent les diverses contributions du MS, les données sont les cercles et le signal les histogrammes en trait plein. Le signal, dont la normalisation est arbitraire, correspond à un* $\tilde{\chi}_1^+$ *de masse 70 GeV/*c^2 *et un* $\tilde{\chi}_1^0$ *de masse 50 GeV/*c^2.

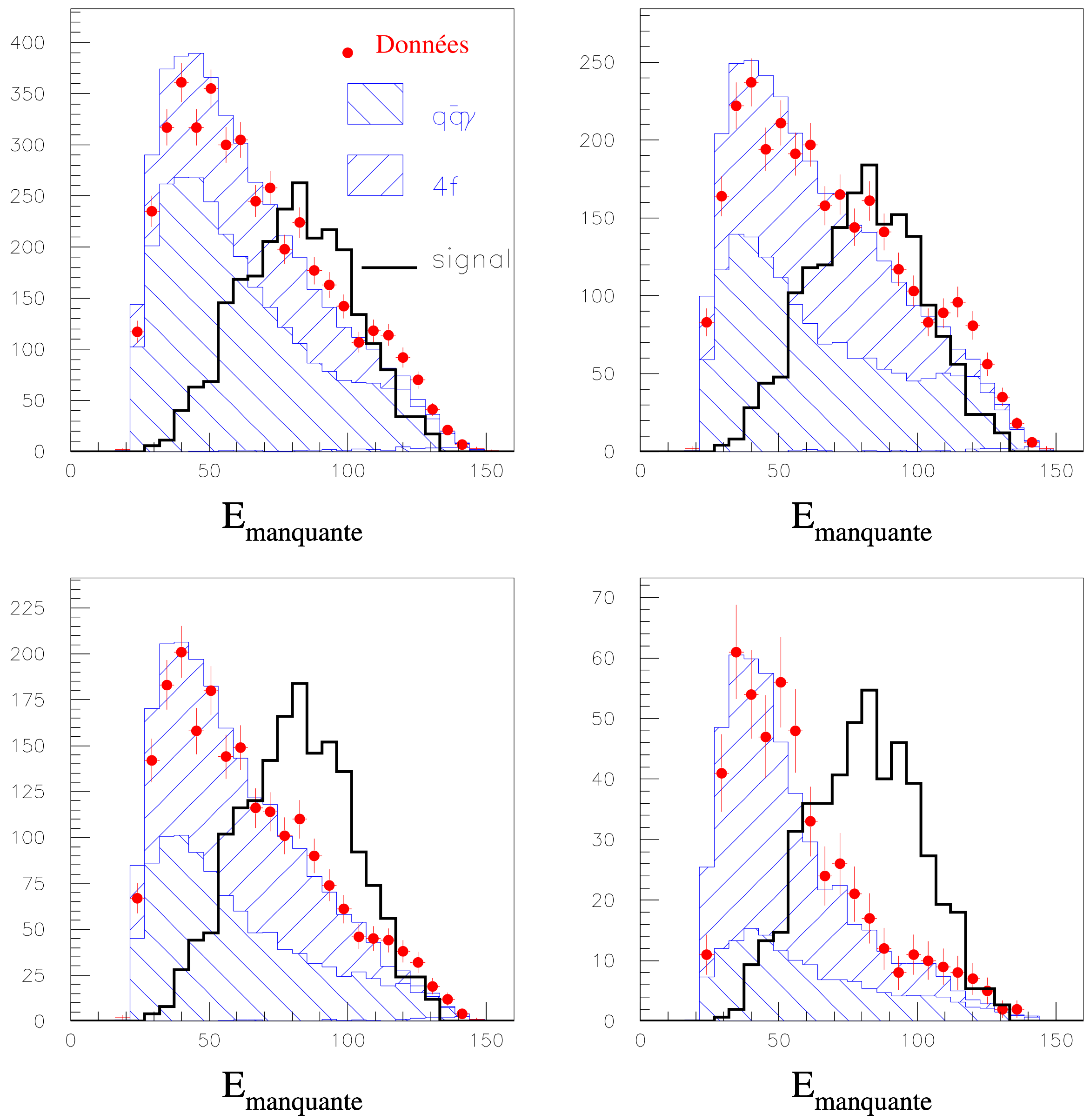

FIG. 5.14 – *Distributions de l'énergie manquante dans l'analyse où l'on considère le processus* $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^+$ *avec une désintégration indirecte du* $\tilde{\chi}_1^+$ *et* $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \nu q q'$ *aux étapes 1, 2, 3 et 4(de gauche à droite et de haut en bas resp.) du tableau 5.5. Les histogrammes différemment hachurés représentent les diverses contributions du MS, les données sont les cercles et le signal les histogrammes en trait plein. Le signal, dont la normalisation est arbitraire, correspond à un* $\tilde{\chi}_1^+$ *de masse 70 GeV/*c^2 *et un* $\tilde{\chi}_1^0$ *de masse 50 GeV/*c^2.

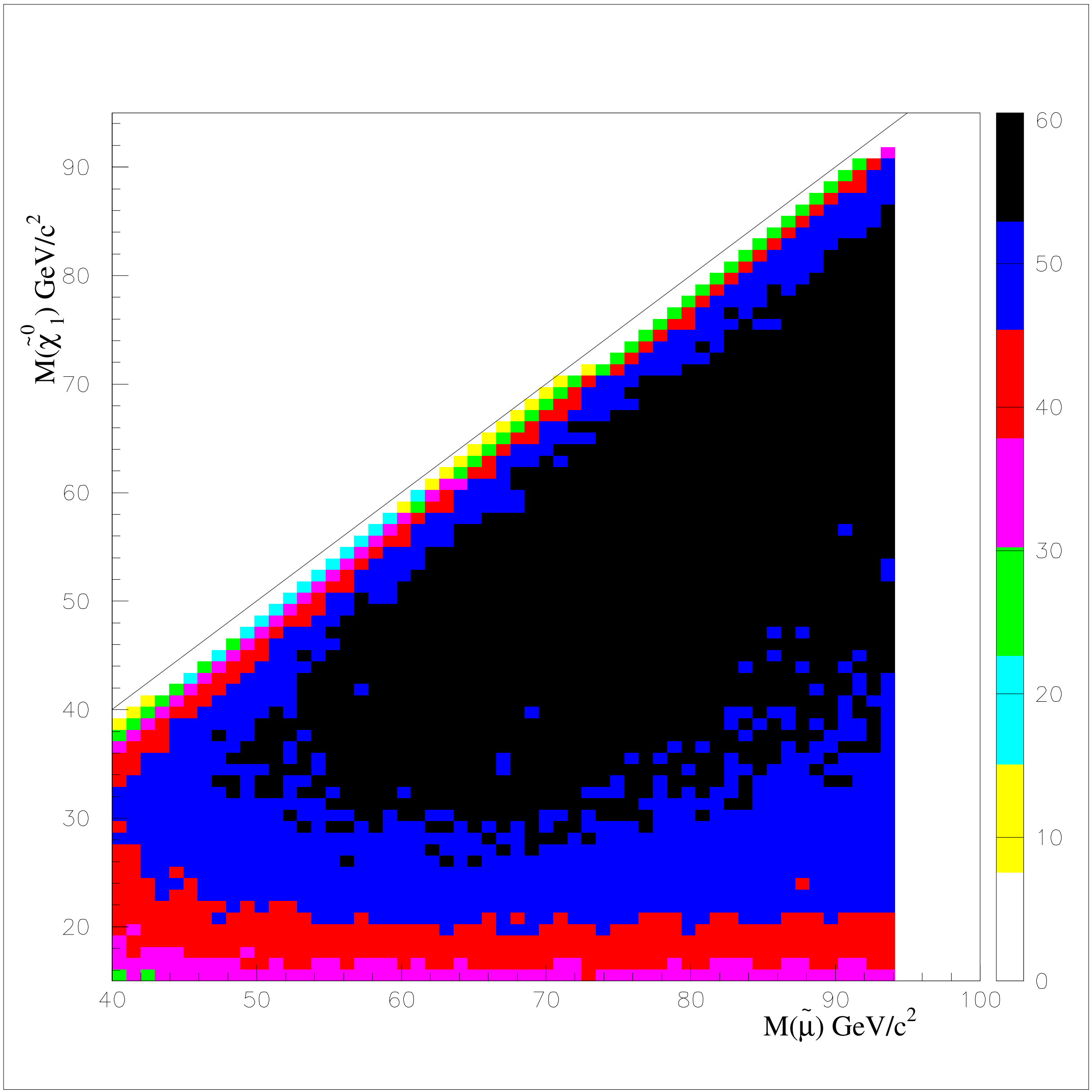

FIG. 5.15 – *Efficacités (%) minimales obtenues dans le plan masse du smuon / masse du $\tilde{\chi}^0_1$ pour le processus $e^+e^- \to \tilde{\mu}^+\tilde{\mu}^-$ avec une désintégration indirecte $\tilde{\mu}^\pm \to \mu^\pm\tilde{\chi}^0_1$, le $\tilde{\chi}^0_1$ se désintégrant de façon directe avec l'un quelconque des couplages λ'_{ijk}. Le minimum d'efficacité correspond au cas où le neutralino se désintègre en un neutrino et deux quarks.*

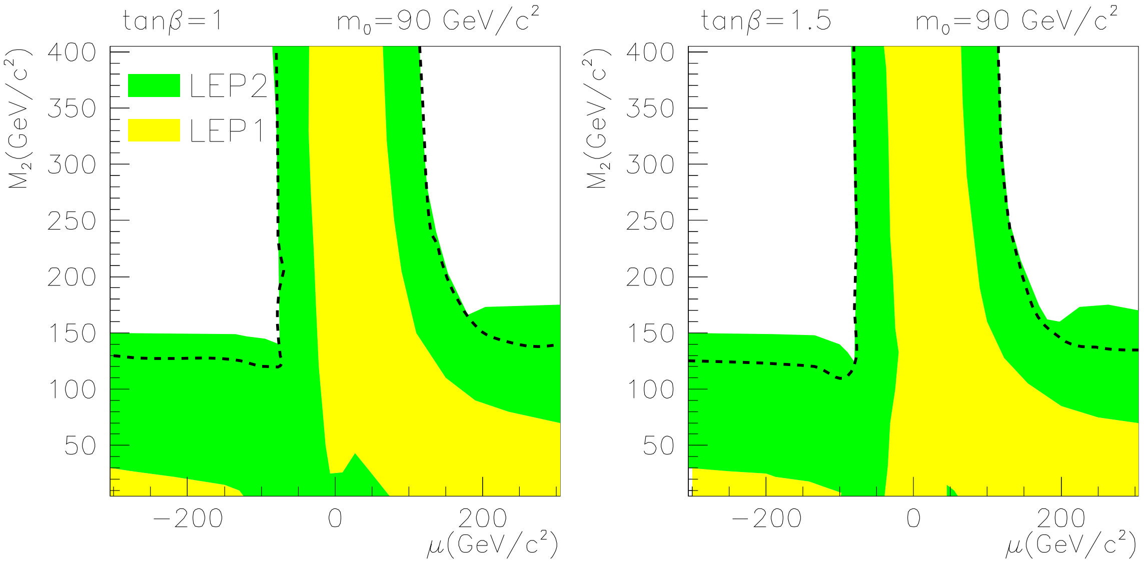

FIG. 5.16 – *Zones d'exclusion à 95 % de niveau de confiance obtenues lors de la recherche de neutralinos et de charginos pour les couplages* λ'_{i3k} *(*$i = 1, 2, 3$, $k = 1, 2, 3$*) avec* $tan\beta = 1$, $tan\beta = 1.5$, $tan\beta = 5$, $tan\beta = 30$ *et* $m_0 = 90$ GeV/c^2 *(résultats combinés à 183 et 189 GeV). La zone en gris clair (jaune en couleur) est exclue par les résultats de* $LEP1$ *comme expliqué au paragraphe 5.7.1, la zone en gris foncé (verte en couleur) est exclue par la présente analyse. Les limites en traits pointillés sont celles obtenues en considérant seulement les résultats pour une énergie de 183 GeV.*

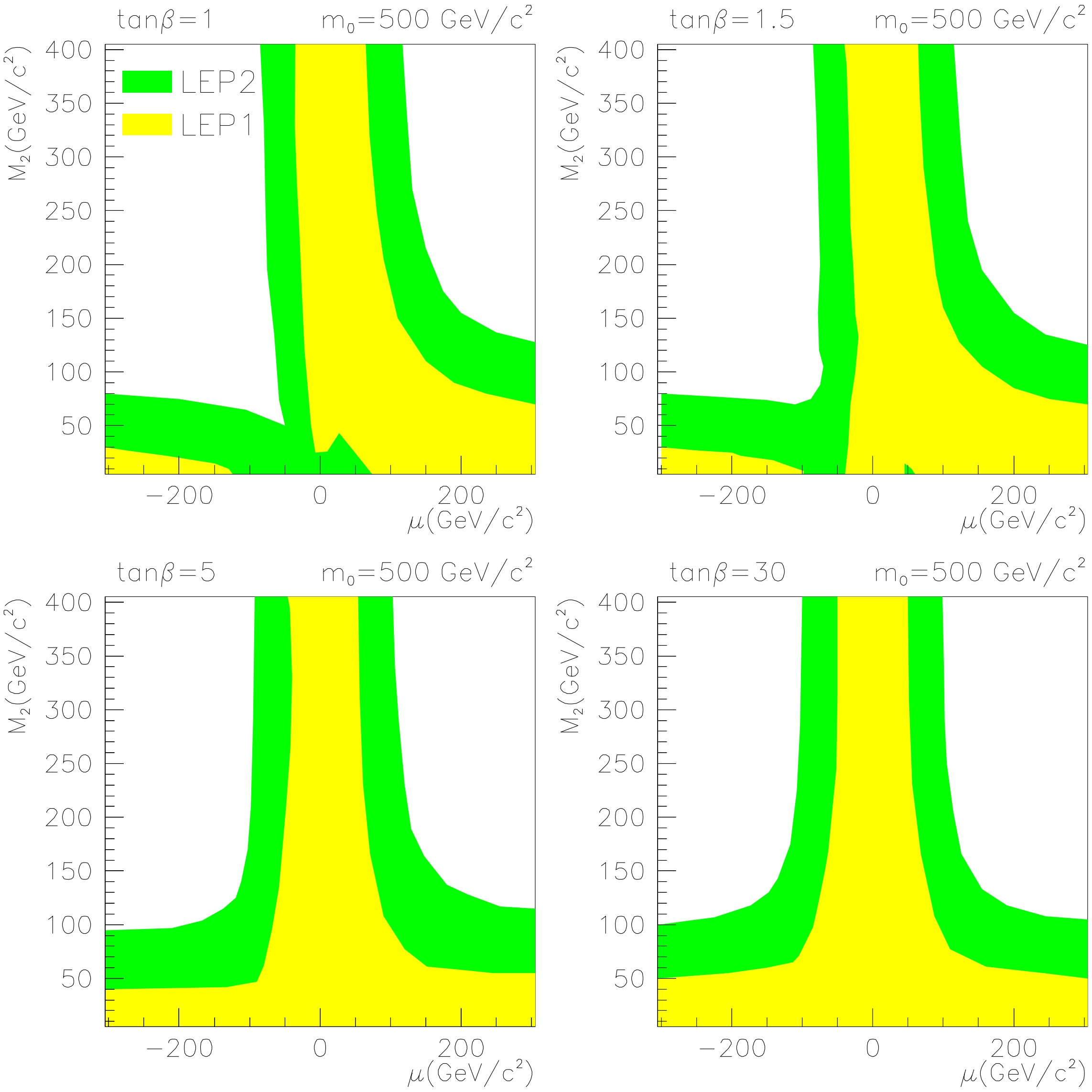

FIG. 5.17 – *Zones d'exclusion à 95 % de niveau de confiance obtenues lors de la recherche de neutralinos et de charginos pour les couplages λ'_{i3k} ($i = 1,2,3$, $k = 1,2,3$) avec $\tan\beta = 1$, $\tan\beta = 1.5$, $\tan\beta = 5$, $\tan\beta = 30$ et $m_0 = 500$ GeV/c^2 (résultats combinés à 183 et 189 GeV). La zone en gris clair (jaune en couleur) est exclue par les résultats de LEP1 comme expliqué au paragraphe 5.7.1, la zone en gris foncé (verte en couleur) est exclue par la présente analyse. Les limites obtenues en considérant seulement les résultats pour une énergie de 183 GeV, quasiment confondues sur ces schémas avec celles de la combinaison 183 et 189 GeV, n'ont pas été représentées.*

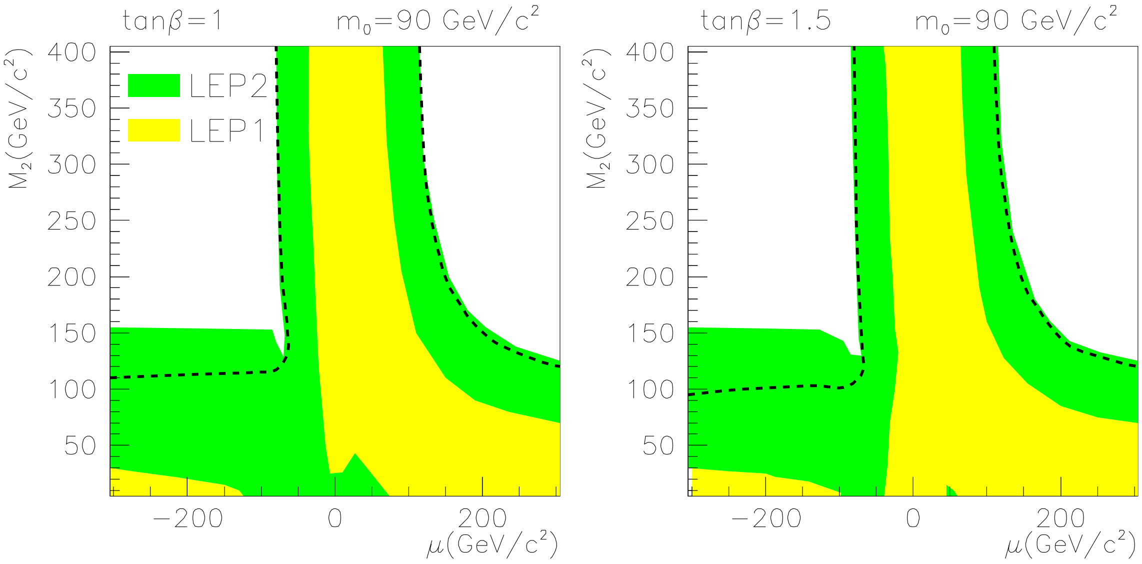

FIG. 5.18 – *Zones d'exclusion à 95 % de niveau de confiance obtenues lors de la recherche de neutralinos et de charginos pour les couplages* λ'_{2jk} *(*$j = 1, 2$*,* $k = 1, 2, 3$*) avec* $tan\beta = 1$*,* $tan\beta = 1.5$*,* $tan\beta = 5$*,* $tan\beta = 30$ *et* $m_0 = 90$ GeV/c^2 *(résultats combinés à 183 et 189 GeV). La zone en gris clair (jaune en couleur) est exclue par les résultats de* $LEP1$ *comme expliqué au paragraphe 5.7.1, la zone en gris foncé (verte en couleur) est exclue par la présente analyse. Les limites en traits pointillés sont celles obtenues en considérant seulement les résultats pour une énergie de 183 GeV.*

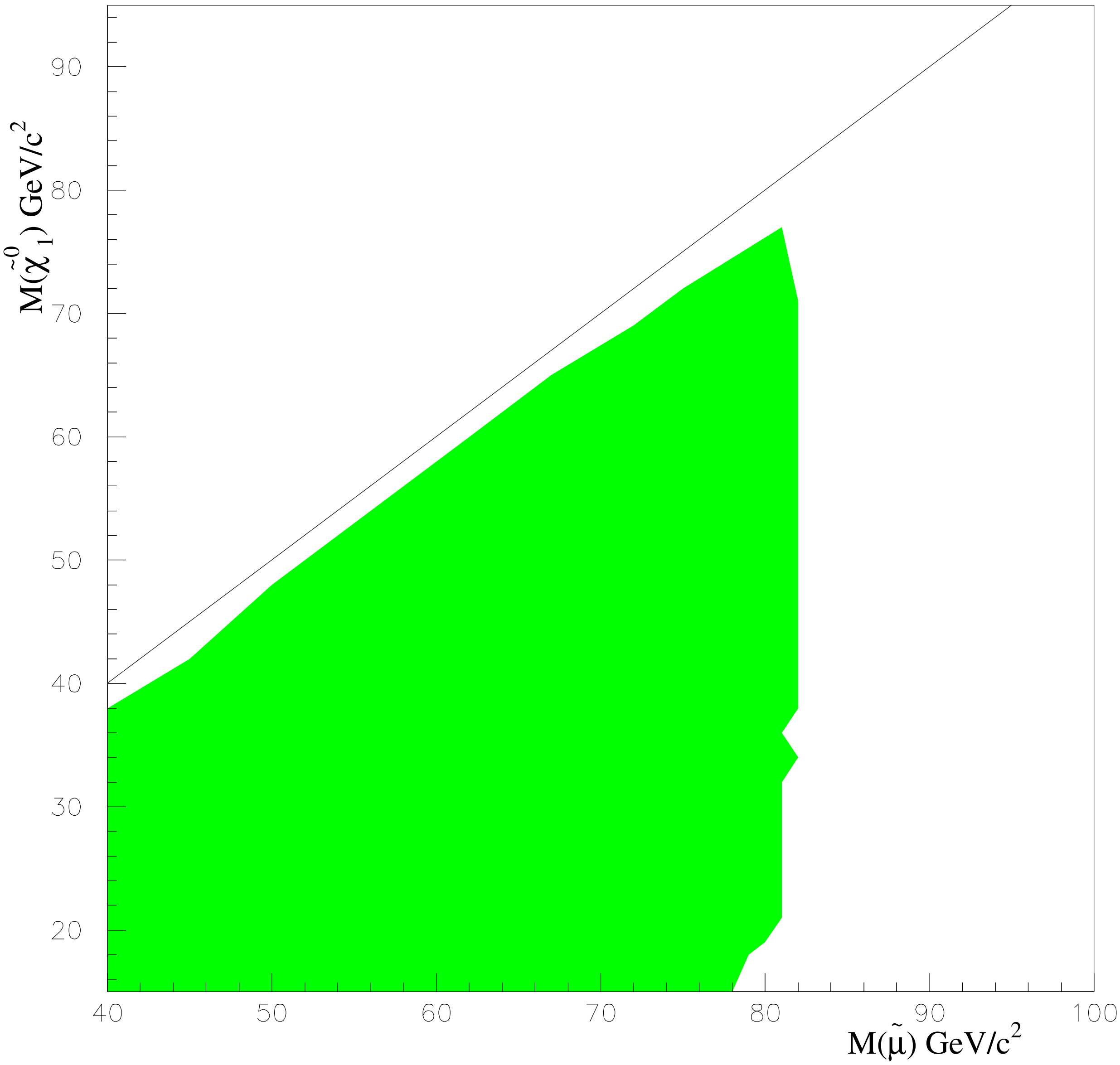

FIG. 5.19 – *Zone d'exclusion à 95 % de niveau de confiance pour le processus* $e^+e^- \to \tilde{\mu}_R^+\tilde{\mu}_R^-$ *avec une désintégration indirecte* $\tilde{\mu}^\pm \to \mu^\pm\tilde{\chi}_1^0$. *Le* $\tilde{\chi}_1^0$ *se désintègre de façon directe avec l'un quelconque des couplages* λ'_{ijk}.

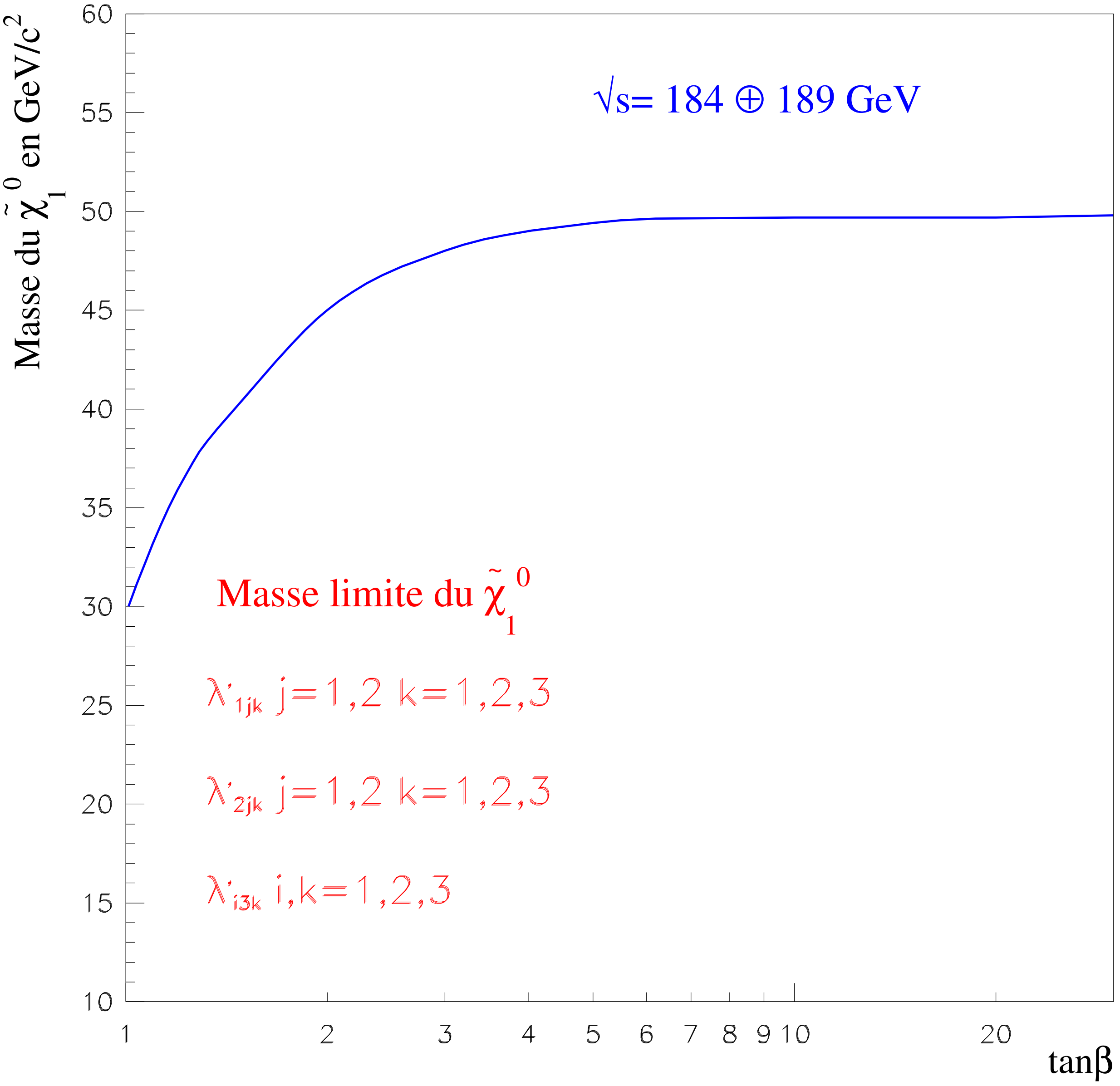

FIG. 5.20 – *Masse limite du $\tilde{\chi}_1^0$ à 95 % de niveau de confiance en fonction de tanβ indépendamment de m_0 ($m_0 \geq 90$ GeV $/c^2$).*

Chapitre 6

Conclusions et perspectives

6.1 Résumé des résultats obtenus dans ce travail

La recherche de particules supersymétriques, neutralinos, charginos et smuons, décrite ici a été faite dans le cadre du MSSM avec violation de la R-parité par des couplages trilinéaires. Elle a été entreprise au sein de l'expérience $DELPHI$ au LEP du $CERN$. Les couplages du type $\lambda'_{ijk}L_iQ_j\bar{D}_k$ ont été étudiés, ceci pour la première fois dans $DELPHI$ en ce qui concerne les neutralinos et les charginos (le cas des smuons a déjà été traité mais pour une désintégration directe seulement [146]). Les couplages bilinéaires n'ont pas été envisagés. L'utilisation des résultats de LEP1 a permis de considérer que le $\tilde{\chi}^0_1$ était la particule supersymétrique la plus légère. On a supposé son temps de vie négligeable.

L'étude de la production de paires de neutralinos et de charginos a été menée aux énergies de 183 et 189 GeV ; les couplages pris en compte sont ceux conduisant à :

- $\tilde{\chi}^0_1 \rightarrow \mu q q'$,
- $\tilde{\chi}^0_1 \rightarrow e q q'$,
- $\tilde{\chi}^0_1 \rightarrow \nu q q'$,

c'est-à-dire λ'_{1jk} ($j = 1, 2$, $k = 1, 2, 3$), λ'_{2jk} ($j = 1, 2$, $k = 1, 2, 3$), et λ'_{i3k} ($i = 1, 2, 3$, $k = 1, 2, 3$) à l'exception toutefois de λ'_{111} et λ'_{133} comme on l'a précisé au paragraphe 5.1. Le lepton τ n'a pas été considéré (c'est le cas des couplages λ'_{3jk} $j = 1, 2$, $k = 1, 2, 3$). Nous avons dit au paragraphe 5.4.1 que l'on ne peut pas obtenir de lepton chargé dans la désintégration du $\tilde{\chi}_1^0$ au LEP avec des couplages λ'_{i3k}). En d'autres termes l'ensemble des 27 couplages λ'_{ijk} sauf λ'_{111}, λ'_{133}, λ'_{311}, λ'_{312}, λ'_{313}, λ'_{321}, λ'_{322} et λ'_{323} a été couvert pour la production de paires de charginos et de neutralinos. Aucun excès par rapport aux prédictions du Modèle Standard n'a été mis en évidence. Ce résultat a permis de restreindre l'espace des paramètres du Modèle Standard Supersymétrique Minimal. Des limites inférieures ont été déduites sur la masse du $\tilde{\chi}_1^0$ et du $\tilde{\chi}_1^+$ (à 95 % de niveau de confiance) :

- $m(\tilde{\chi}_1^0) \geq 30$ GeV/c^2,
- $m(\tilde{\chi}_1^+) \geq 89$ GeV/c^2,

La recherche de la désintégration indirecte du smuon $\tilde{\mu}^\pm \to \tilde{\chi}_1^0 \mu^\pm$ a quant à elle été traitée pour tout couplage λ'_{ijk}(avec la même restriction quant à λ'_{111} et λ'_{133}). Aucune déviation par rapport au Modèle Standard n'a été constatée. On a alors obtenu les limites en masse suivantes (si $m(\tilde{\mu}) - m(\tilde{\chi}_1^0) \geq 4$ GeV/c^2 et $m(\tilde{\chi}_1^0) \geq 15$ GeV/c^2 et à 95 % de niveau de confiance) :

- $m(\tilde{\mu}_R) \geq 78$ GeV/c^2,
- $m(\tilde{\mu}_L) \geq 79$ GeV/c^2,

et pour les couplages λ'_{ijk} couverts par la recherche de neutralinos et de charginos pour lesquels on a $m(\tilde{\chi}_1^0) \geq 30$ GeV/c^2 (toujours avec $m(\tilde{\mu}) - m(\tilde{\chi}_1^0) \geq 4$ GeV/c^2 et à 95 % de niveau de confiance) :

- $m(\tilde{\mu}_R) \geq 81$ GeV/c^2,
- $m(\tilde{\mu}_L) \geq 82$ GeV/c^2.

6.2 Recherches à venir sur la violation de R-parité

Les expériences auprès des collisionneurs ou bien celles effectuées dans des expériences souterraines comme $EDELWEISS$, ou encore l'expérience AMS embarquée dans la navette américaine n'ont jusqu'à présent pas mis en évidence de signal supersymétrique, que l'on considère la R-parité conservée ou non. Bien entendu ceci est loin d'exclure la supersymétrie ou bien l'hypothèse de la violation de la R-parité. Une première étape sera la découverte ou non du boson de Higgs. S'il n'est trouvé ni au LEP, ni au $TEVATRON$, ni au LHC, c'est tout le secteur de Higgs du Modèle Standard et le mécanisme de brisure électrofaible qu'il faudrait revoir. Dans le cas d'une découverte, la valeur de sa masse sera un paramètre important. Si celle-ci est supérieure à 130 GeV/c^2, il faudra sinon abandonner la supersymétrie du moins l'adapter. Plaçons nous donc dans le cas favorable d'une découverte du Higgs ne remettant pas en cause la supersymétrie et intéressons nous aux études futures sur la violation de la R-parité.

6.2.1 Le *LEP*

La montée en énergie du *LEP* probablement jusqu'à 205 GeV permettrait de rendre cinématiquement possibles certains processus. Imaginons par exemple que la masse du $\tilde{\chi}_1^+$ soit de 101 GeV/c^2 : les charginos seraient alors produits si l'énergie disponible est de 205 GeV avec des sections efficaces typiques de l'ordre de 0.5 pb. Supposons que la luminosité délivrée par expérience soit comme en 1998 d'environ 150 pb^{-1}. Extrapolons les chiffres obtenus dans ce travail : on obtiendrait alors de l'ordre de 15 événements de bruit de fond du MS. Si un signal se manifestait, 20 événements supersymétriques environ seraient présents après les critères de sélection. Le signal serait donc nettement visible et l'effet encore plus marqué en combinant les résultats des quatre expériences *LEP*.

Un autre effet impressionnant serait, comme on l'a déjà mentionné au paragraphe 2.4.1, la production résonante d'un sneutrino (avec des couplages λ_{ijk}). Comme on ne produit qu'une seule particule dans ce cas, un signal serait détectable pour des masses allant jusqu'à 205 GeV/c^2. Grâce à l'ISR et au fait que ce processus se produit dans la voie t, on est en fait être sensible à des masses un peu supérieures à 205 GeV/c^2 : on verrait alors s'amorcer un pic de résonance.Bien entendu, l'augmentation de l'énergie disponible dans le centre de masse (la luminosité sera vraisemblablement encore de l'ordre de 150 pb^{-1} par année de prise de données) est favorable à tous les canaux examinés au paragraphe 2.11.3.

6.2.2 *HERA*

La collaboration $H1$ a publié en 1998 des résultats montrant des événements avec un lepton énergétique isolé et de l'impulsion transverse manquante pouvant difficilement s'interpréter dans le cadre du MS [133]. Si ceci se confirme, un tel signal pourrait provenir entre autres de la production résonante d'un squark avec λ'_{ijk} et de sa désintégration indirecte via un couplage λ_{ijk} en un état final à plusieurs leptons et de l'énergie manquante. Il faut toutefois se garder de conclure trop hâtivement car une autre explication à ces événements est peut-être une sous-estimation du taux de leptons isolés (deux leptons très proches sont vus comme un seul par le dispositif de reconstruction de traces) [134].

La prochaine amélioration de *HERA* (énergie du faisceau de protons portée à 920 GeV contre 820 GeV actuellement, celle du faisceau d'électrons (ou de positrons) de 27.5 GeV à 30 GeV et luminosité multipliée par un facteur 5) permettra sans doute de conclure quant à l'origine des écarts constatés avec les prévisions du MS : simples fluctuations statistiques ou bien nouvelle physique hors du MS.

6.2.3 *TEVATRON RUN* 2

Dans la phase *RUN* 2, qui doit débuter à l'été 2000, l'énergie sera portée de 1.8 à 2 TeV mais le gain sera surtout sensible sur la luminosité intégrée qui devrait atteindre 2 fb^{-1} contre 100 pb^{-1} actuellement (une phase RUN 3 prévoit même de passer à 20 fb^{-1}, voire plus). Cet accroissement de luminosité étend beaucoup le domaine d'étude de la supersymétrie.

La production résonante est possible au $TEVATRON$ également. On peut par exemple produire des sneutrinos ou des sleptons via λ'_{ijk} ou bien des squarks avec λ''_{ijk}. Dans le cas de la production simple d'un stop, la zone de découverte s'étend jusqu'à des masses de 325 GeV/c^2 [135].

Si l'on considère la production de jauge (c'est-à-dire que la violation de la R-parité intervient seulement dans la désintégration des particules) les particules supersymétriques produites avec les plus grandes sections efficaces sont les squarks et les gluinos (voir le paragraphe 2.11.2). Ils vont soit subir une cascade de désintégration jusqu'à la LSP qui à son tour se désintégrera avec les couplages λ_{ijk}, λ'_{ijk} ou λ''_{ijk}, soit se désintégrer directement par violation de la R-parité. Dans le premier cas on pourra par exemple étudier, comme au RUN 1, les états finals avec deux leptons de même signe et des jets. On devrait ainsi tester des masses de $\tilde{\chi}_1^+$, $\tilde{\chi}_1^0$, $\tilde{q}$ et $\tilde{g}$ jusqu'à 140, 70, 450 et 500 GeV/c^2 respectivement [136]. Ceci est à comparer, pour les squarks et les gluinos, à la limite de 250 GeV/c^2 environ du RUN 1 (voir le paragraphe 2.11.2 pour plus de détails). On trouvera dans la référence [137] un panorama des recherches possibles au RUN 2 du $TEVATRON$ dans le cadre de la violation de R-parité.

6.2.4 *LHC*

Le scénario supersymétrique avec conservation de la R-parité a été largement étudié pour le futur LHC. Dans ce cas la LSP est stable et le signal se caractérise par une grande énergie manquante transverse, ce qui permet de rejeter le bruit de fond hadronique [138]. La présence de termes ne conservant pas la R-parité va modifier cette signature, en particulier si la LSP se désintègre hadroniquement. On peut toutefois montrer que la sensibilité du LHC s'étend jusqu'à des masses de gluinos et de squarks de 1 TeV/c^2 même dans ce canal défavorable [139]. Le canal à deux leptons de même signe pourra être étudié comme au $TEVATRON$ que ce soit pour le couplages λ_{ijk}, λ'_{ijk} ou λ''_{ijk} (dans ce dernier cas les leptons proviennent des cascades de désintégration) [140].

La plus grande luminosité et la plus grande énergie disponibles au LHC devraient permettre en cas de découverte de la supersymétrie et de la violation de la R-parité de produire de nombreuses particules supersymétriques. On peut alors penser à regarder des distributions de masses invariantes de leptons et/ou de jets pour ces événements de signal et reconstruire de cette manière les masses des différentes particules : neutralinos, charginos, squarks et gluinos [141].

Chapitre 7

Annexes

7.1 Interactions dans le MS

Les interactions sont décrites par des échanges de particules, les bosons vecteurs. Ces particules médiatrices résultent de l'exigence de l'invariance locale des lois physiques sous certaines opérations de symétrie (plus précisément on demande l'invariance du Lagrangien sous le groupe $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$). Voyons en le mécanisme sur un exemple simple .

7.1.1 Invariance de jauge globale

En mécanique quantique, seul le module au carré d'une fonction d'onde ψ soit $|\psi|^2$ a un sens, la phase n'étant pas en elle même une grandeur mesurable (attention, une différence de phase peut l'être). Il est donc raisonnable de demander l'invariance du Lagrangien $\mathcal{L}$ décrivant l'évolution d'une particule sous la transformation [9] :

$$\psi \rightarrow \psi' = e^{-i\alpha}\psi \tag{7.1}$$

α est une constante réelle. Le Lagrangien d'un fermion de masse nulle représenté par le spineur ψ s'écrit :

$$\mathcal{L} = \bar{\psi} i \gamma^\mu \partial_\mu \psi \tag{7.2}$$

γ^μ sont les matrices de Dirac. On constate immédiatement que l'expression de $\mathcal{L}$ donnée par 7.2 est inchangée sous la transformation 7.1. Le théorème de Noether permet de trouver le courant conservé

$$J^\mu = \bar{\psi}\gamma^\mu\psi \tag{7.3}$$

7.1.2 Invariance de jauge locale

Prenons maintenant pour α une fonction réelle $\alpha(x^\mu)$ quelconque au lieu d'une constante dans 7.1 : on autorise une variation locale de la phase en chaque point de l'espace :

$$\psi \to \psi' = e^{-i\alpha(x^\mu)}\psi \tag{7.4}$$

On a alors :

$$\partial_\mu\psi = e^{-i\alpha(x^\mu)}(\partial_\mu\psi' + i(\partial_\mu\alpha)\psi')$$

et $\mathcal{L}$ devient sous la transformation 7.4 :

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}' - J^\mu(\partial_\mu\alpha) \tag{7.5}$$

Le Lagrangien n'est plus invariant, le terme supplémentaire $-J^\mu(\partial_\mu\alpha)$ apparaît et il n'est pas une quadri-divergence : une quadri-divergence aurait été permise car elle ne contribue pas à l'action. Si 7.4 est une bonne symétrie, c'est-à-dire si le Lagrangien doit rester invariant quand on l'applique, il faut ajouter un nouveau terme à $\mathcal{L}$. On suppose que ce terme est proportionnel au courant J^μ qui est conservé par transformation de jauge locale et à un champ vectoriel A_μ :

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}i\gamma^\mu\partial_\mu\psi + aJ^\mu A_\mu \tag{7.6}$$

a est une constante de couplage. L'équation 7.6 est formellement identique à celle décrivant l'interaction d'un fermion chargé avec le champ électromagnétique. On prendra donc $a = e$ avec e la charge électrique élémentaire. Déterminons à présent la loi de transformation de A_μ. Ecrivons que les deux expressions du Lagrangien en fonction de ψ et ψ' doivent coïncider :

$$\bar{\psi}i\gamma^\mu\partial_\mu\psi + eJ^\mu A_\mu = \bar{\psi}'i\gamma^\mu\partial_\mu\psi' - J^\mu(\partial_\mu\alpha) + eJ^\mu A'_\mu$$

où A'_μ est le nouveau champ après la transformation 7.4. Pour avoir un Lagrangien invariant il faut :

$$e(A'_\mu - A_\mu) = \partial_\mu\alpha$$

A_μ se transforme donc selon :

$$A'_\mu - A_\mu = \frac{1}{e}\partial_\mu\alpha \tag{7.7}$$

On obtient finalement :

$$\mathcal{L} \ = \bar{\psi}i\gamma^\mu(\partial_\mu - ieA_\mu)\psi \tag{7.8}$$

On pose :

$$D_\mu = \partial_\mu - ieA_\mu \tag{7.9}$$

D_μ est appelée dérivée covariante. Le Lagrangien prend dans ces conditions la forme simple :

$$\mathcal{L} = \bar{\psi} i \gamma^\mu D_\mu \psi \tag{7.10}$$

$\mathcal{L}$ décrit un fermion ψ de masse nulle en interaction avec un champ vetoriel A_μ lui aussi de masse nulle (un terme de masse pour le boson vecteur ne serait pas invariant sous 7.4 [9]). Le Lagrangien d'interaction $\mathcal{L}_{int}$ est :

$$\mathcal{L}_{int} = eJ^\mu A_\mu \tag{7.11}$$

Notons que les équations de Maxwell conduisent aux mêmes lois de transformation. Elles s'écrivent en effet en fonction des champs électrique $\vec{E}$ et magnétique $\vec{B}$ du courant $\vec{\jmath}$ et de la densité de charge ρ :

$$\overrightarrow{rot}\vec{E} + \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \vec{0} \tag{7.12}$$

$$div\vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0} \tag{7.13}$$

$$\overrightarrow{rot}\vec{B} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \mu_0 \vec{\jmath} \tag{7.14}$$

$$div\vec{B} = 0 \tag{7.15}$$

L'équation 7.15 assure l'existence d'un vecteur $\vec{A}$ tel que :

$$\overrightarrow{rot}\vec{A} = \vec{B} \tag{7.16}$$

En remplaçant dans 7.12 on obtient :

$$\overrightarrow{rot}(\vec{E} + \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}) = \vec{0}$$

$\vec{E} + \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}$ est à circulation conservative : il existe une fonction V telle que :

$$\vec{E} + \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} = -\overrightarrow{\nabla} V$$

Nous écrirons plutôt :

$$\vec{E} = -\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - \vec{\nabla} V \tag{7.17}$$

Les potentiels vecteur $\vec{A}$ et scalaire V ne sont pas uniques. Cherchons à quelles conditions $\vec{A'}$ et V' distincts de $\vec{A}$ et V conduisent aux mêmes champs $\vec{E}$ et $\vec{B}$. 7.16 donne $\overrightarrow{rot}(\vec{A'} - \vec{A}) = 0$ donc il existe une fonction f telle que :

$$\vec{A'} - \vec{A} = -\vec{\nabla} f \tag{7.18}$$

7.17 impose alors :

$$V' - V = \frac{\partial f}{\partial t} \tag{7.19}$$

Les deux conditions 7.18 et 7.19 sont identiques à 7.7 en posant $f = \frac{1}{e}\alpha$ puisque l'on a : $A_\mu = (\vec{A}, -V)$.

Cet exemple, celui du groupe $U(1)$ associé aux transformations 7.1 ou 7.4, montre que demander l'invariance locale sous une symétrie entraîne l'apparition d'interactions portées par des particules appelées bosons de jauge. Pour des groupes du type $SU(N)$ l'invariance du Lagrangien conduit à introduire $N^2 - 1$ bosons de jauge [9].

7.2 Mécanisme de Higgs

Examinons pour le cas du groupe $U(1)$ le mécanisme proposé entre autres par P.Higgs pour briser spontanément une symétrie. On suppose l'existence d'un champ scalaire complexe ϕ (au moins : il peut y en avoir plusieurs) avec :

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_1 + i\phi_2) \tag{7.20}$$

ϕ_1 et ϕ_2 étant réels. Le Lagrangien décrivant le scalaire de Higgs s'écrit :

$$\mathcal{L}_{Higgs} = (D_\mu\phi)(D^\mu\phi)^\dagger - V(\phi) \tag{7.21}$$

où

$$V(\phi) = -\frac{m}{2}|\phi|^2 + \frac{a}{4}|\phi|^4 \tag{7.22}$$

$V(\phi)$ décrit l'auto-interaction du Higgs et $(D_\mu\phi)(D^\mu\phi)^\dagger$ est un terme cinétique. On montre que la condition sur m et a pour avoir une symétrie brisée spontanément est $a > 0$ et $m > 0$. Dans ce cas tous les points du cercle $|\phi| = \sqrt{\frac{m}{2a}}$ ou encore

$\phi_1^2 + \phi_2^2 = \sqrt{\frac{m}{a}}$ sont des minima de $V(\phi)$, mais un seul est réalisé dans la nature. On choisit en général $\phi_2 = 0$ et $\phi_1 = v$ avec

$$v^2 = \frac{m}{a} \tag{7.23}$$

On effectue un développement près du minima et on pose :

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}}(v + \eta(x) + i\zeta(x)) \tag{7.24}$$

Après calcul on obtient :

$$V(\phi) = \frac{1}{2}m\eta^2 + \frac{1}{4}a(\eta^4 + \zeta^4 + 2\eta^2\zeta^2) + av\eta^3 + av\eta\zeta^2 + constante$$

De la même manière on aboutit à :

$$(D_\mu\phi)(D^\mu\phi)^\dagger = \frac{1}{2}(\partial_\mu\eta)(\partial^\mu\eta) + \frac{1}{2}(\partial_\mu\zeta)(\partial^\mu\zeta) + \frac{1}{2}\frac{me^2}{a}A_\mu A^\mu + autres\ termes$$

Finalement :

$$\mathcal{L}_{Higgs} = \frac{1}{2}(\partial_\mu\eta)(\partial^\mu\eta) + \frac{1}{2}m\eta^2 + \frac{1}{2}(\partial_\mu\zeta)(\partial^\mu\zeta) + \frac{1}{2}\frac{me^2}{a}A_\mu A^\mu + autres\ termes \tag{7.25}$$

Ce Lagrangien décrit une particule scalaire η de masse m, une particule scalaire ζ de masse nulle appelée boson de Goldstone et une particule vectorielle A de masse $\sqrt{\frac{me^2}{a}}$ (les termes cinétiques pour cette dernière existent bien qu'ils n'aient pas été écrits dans $\mathcal{L}_{Higgs}$). Le boson de Goldstone peut être éliminé par un choix de jauge approprié [142]. Il reste alors une particule scalaire massive, le boson de Higgs, et une particule vectorielle massive.

Les mécanismes pour le groupe $SU(2)_L \times U(1)_Y$ est analogue. On suppose l'existence d'un doublet ϕ (au moins : il peut y en avoir plusieurs) de champs scalaires complexes de $SU(2)_L$ avec :

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \tag{7.26}$$

où $\phi^+ = \frac{\phi_1 + i\phi_2}{\sqrt{2}}$ et $\phi^0 = \frac{\phi_3 + i\phi_4}{\sqrt{2}}$; ϕ_1, ϕ_2, ϕ_3 et ϕ_4 étant réels. $\mathcal{L}_{Higgs}$ est inchangé mais la dérivée covariante a une nouvelle forme :

$$D_\mu = \partial_\mu + i\frac{g}{2}W_\mu^a\tau^a + i\frac{g'}{2}YB_\mu \tag{7.27}$$

Les champs W_μ^a, $a = 1, 2, 3$ et B_μ sont les bosons vectoriels de respectivement $SU(2)_L$ et $U(1)_Y$ avant la brisure spontanée de symétrie ; g et g' sont les constantes de couplage de $SU(2)_L$ et $U(1)_Y$; τ^a, $a = 1, 2, 3$ et Y sont les générateurs de $SU(2)_L$ et $U(1)_Y$. Au minimum du potentiel on choisit :

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \tag{7.28}$$

avec v toujours donné par 7.23. Les champs résultants de la brisure spontanée de symétrie sont

– deux champs chargés massifs $W^{\pm} = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp W_\mu^2)$ de masse $m(W^{\pm}) = \frac{vg}{2}$,

– un champ neutre massif $Z^0 = cos\theta_W W_\mu^3 - sin\theta_W B_\mu$ de masse $m(Z^0) = \frac{v}{2}\sqrt{g^2 + g'^2}$,

– un champ neutre de masse nulle, le photon $A_\mu = sin\theta_W W_\mu^3 + cos\theta_W B_\mu$.

θ_W est l'angle de mélange faible. Il est défini par :

$$cos\theta_W = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \tag{7.29}$$

On a de plus la relation :

$$e = gsin\theta_W \tag{7.30}$$

où e est la charge élementaire. Remarquons pour conclure que $m(W^{\pm})$ et $m(Z^0)$ ne sont pas indépendants puisque :

$$m(W^{\pm}) = cos\theta_W m(Z^0) \tag{7.31}$$

7.3 Discrimination linéaire de Fisher

La méthode d'analyse dite séquentielle, dans laquelle on cherche variable après variable quelle coupure élimine le maximum de bruit en préservant le plus de signal, donne en général de bons résultats mais montre ses limites quand on doit traiter des hautes luminosités. Il faut donc essayer de l'améliorer. La discrimination linéaire consiste à associer linéairement des variables entre elles pour en former une seule nouvelle qui sépare au mieux le signal du bruit de fond, ou de façon plus générale sépare un lot d'événements en un certain nombre de classes prédéfinies. Pour cela on associe à chaque événement un point dans un espace à p dimension, une dimension pour chaque variable. Faire une combinaison linéaire des p variables revient à projeter le rayon vecteur des points représentatifs sur un axe $\vec{u}$. On cherche alors à ce que les projections pour le signal et le bruit de fond soient aussi distantes que possible. En d'autres mots, on cherche $\vec{u}$ qui maximise la variance interclasse B (comme between) et minimise la variance intraclasse W (comme within). Mathématiquement les expressions des matrices B et W sont [143], [144] :

$$B_{jk} = \sum_{l=1}^{q} \frac{n_l}{n} (\bar{x}_j^l - \bar{x}_j)(\bar{x}_k^l - \bar{x}_k) \tag{7.32}$$

$$W_{jk} = \frac{1}{n} \sum_{l=1}^{q} \sum_{i=1}^{n_l} (x_{ij} - \bar{x}_j^l)(x_{ik} - \bar{x}_k^l) \tag{7.33}$$

On définit également la matrice T de variance-covariance par $T = B + W$ et l'on a :

$$T_{jk} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^{n} (x_{ij} - \bar{x}_j)(x_{ik} - \bar{x}_k) \tag{7.34}$$

avec :

- q le nombre de classes à séparer ; ici $q = 2$ (d'un côté le signal et de l'autre le fond),
- n_l le nombre d'objets de la classe l,
- n le nombre total d'objets quelle que soit la classe,
- x_{ij} le tableau des n données, i étant l'indice de l'objet et j celui de la variable,
- $\bar{x}_j^l$ la moyenne sur la classe l de la variable j : $\bar{x}_j^l = \frac{1}{n_l} \sum_{i=1}^{n_l} x_{ij}$,
- $\bar{x}_j$ la moyenne sur l'ensemble des objets de la variable j : $\bar{x}_j = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^{n} x_{ij}$.

On montre que le vecteur $\vec{u}$ est le vecteur propre de $T^{-1}B$ associé à la valeur propre λ appelée pouvoir discriminant [143] :

$$T^{-1} B \vec{u} = \lambda \vec{u} \tag{7.35}$$

λ est un nombre compris entre zéro et un qui quantifie la plus ou moins bonne séparation des classes. Il vaut zéro si les classes ne sont pas séparées, et un si elles sont complètement distinctes.

Dans notre cas, on veut seulement deux classes : on parle de méthode de Fisher. Les calculs se simplifient. $\vec{u}$ et λ sont donnés par [143] :

$$\vec{u} = T^{-1} c \tag{7.36}$$

$$\lambda = {}^t c T^{-1} c \tag{7.37}$$

où c est un vecteur valant :

$$c_j = \frac{\sqrt{n_1 n_2}}{n} (\bar{x}_j^1 - \bar{x}_j^2) \tag{7.38}$$

On utilise la méthode de la manière suivante : on se donne un ensemble de p variables qui vont nous permettre de séparer le signal du fond. On calcule le pouvoir discriminant de chaque variable et on garde celle qui donne la valeur la plus élevée. Dans cette première étape, $\vec{u}$ n'a qu'une seule dimension. On associe alors la variable en question successivement aux $p - 1$ variables restant et on conserve à nouveau la combinaison de plus grand pouvoir discriminant. $\vec{u}$ est maintenant un vecteur à deux composantes. On répète l'opération jusqu'à avoir une saturation sur λ : λ augmente si on ajoute des variables mais cette augmentation est très faible à partir d'un certain rang et n'apporte plus rien à la discrimination.

7.4 Résumé des résultats obtenus à 183 GeV

Les analyses effectuées à une énergie de 183 GeV sont presque similaires à celles décrites au chapitre 5. Seuls les résultats sont donnés ici dans le tableau 7.1 pour le canal $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \mu qq'$, dans les tableau 7.2 pour les canaux $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow eqq'$ $(q, q' \neq b)$ et dans le tableau 7.3 pour le canal $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \nu qq'(q, q' \neq b)$. Les canaux $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow ebq$ $(q \neq b)$, $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \nu bq(q \neq b)$ et $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \nu bb$ (avec les processus $\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0$ et $\tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-$ pour les deux derniers canaux) sont dans la note $DELPHI$ 98-171 reproduite ci après.

Etape	Critère de sélection	Données	Fond
1	Multiplicité chargée ≥ 10 $E_{char} \geq 35$ GeV Au moins un lepton $P_{manquant} \leq 40$ GeV/c	1658	1554.4±16.0
2	Au moins 2 muons standard Acolinéarité des muons $\leq 150^o$	24	14.7±1.5
3	$log_{10}(E_{\mu1} \times \theta_{isol1}) \geq 2$ $log_{10}(E_{\mu2} \times \theta_{isol2}) \geq 1.6$	5	2.5±0.4
4	$log_{10}(Y_5) \geq$ $-2.25 + log_{10}((1 - poussée)$	4	1.7±0.4
$N_{95} = 8.1$			
Cas des couplages λ'_{213} et λ'_{223}			
5	$log_{10}(-log_{10}(P_E^+)) \geq 0$	2	0.7±0.3
$N_{95} = 6.0$			

TAB. 7.1 – *Désintégration directe du $\tilde{\chi}_1^0$ avec $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \mu qq'$. La variable d'étiquetage du b soit $log_{10}(-log_{10}(P_E^+))$ est utilisée seulement pour λ'_{213} et λ'_{223} quand un quark b est present. Ces résultats ont été présentés dans la référence [145].*

Etape	Critère de sélection	Données	Fond
1	Multiplicité totale ≥ 15 Multiplicité chargée ≥ 8 Au moins un électron	1366	1376.5±15.9
2	$E_{elec1} \times \theta_{isol1} \geq$ 190 GeVdeg	102	96.8±4.0
3	$\sqrt{s\prime} \geq 155$ GeV	19	21.0±2.7
4	$log_{10}(Y_5) \geq log_{10}(1 - poussée) - 2.$	5	3.7±0.6
5	$P_{manquant} \leq 40$ GeV/c	3	3.3±0.6
$N_{95} = 3.5$			

TAB. 7.2 – *Analyse $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow eqq'$ à 183 GeV. Aucune hypothèse n'est faite sur la nature des quarks. Ces résultats ont été présentés dans la référence [146].*

Etape	Critère de sélection	Données	Fond
1	Multiplicité chargée ≥ 10 $E_{char} \geq 35$ GeV Masse invisible ≥ 20 GeV $Pt_{manquant} \geq 5$ GeV/c $\lvert cos(\theta_{manquant})\rvert \leq 0.85$	1242	1201.6±13.6
2	Poussée ≤ 0.93	822	806.0±10.6
3	$log_{10}(Y_5) \geq -2.7$	179	177.7±4.3
4	$log_{10}(Y_6) \geq -3$	99	89.3±3.1
5	$log_{10}(Y_4) \geq -2$	68	61.6±2.3
6	$M_{invis}/M_{vis} \geq 0.5$	15	15.6±1.5
$N_{95} = 8.8$			

TAB. 7.3 – *Analyse du processus $\tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-$ avec une désintégration indirecte du chargino via un neutralino et $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \nu qq$ à 183 GeV. Aucune hypothèse n'est faite sur la nature des quarks. Ces résultats ont été présentés dans la référence [146].*

Chapitre 8

Abréviations

- BCO : Bunch Cross-Over ou croisement de faisceaux.
- BRICH : Barrel RICH ou RICH du baril, voir RICH.
- CC : Courant Chargé.
- CKM (matrice): matrice de Cabbibo-Kobayashi-Maskawa.
- CN : Courant Neutre.
- DAS : Data Acquisition System ou système d'acquisistion de données.
- FCA : Forward Chamber A ou chambre avant A.
- FCB : Forward Chamber B ou chambre avant B.
- FCNC : Flavour Changing Neutral Currents ou courants neutres avec changement de saveur.
- FEMC : Forward ElectroMagnetic Calorimeter ou calorimètre électromagnétique avant.
- FRICH Forward RICH ou RICH avant, voir RICH.
- GEB : Global Event Buffer.
- GES : Global Event Supervisor.
- HCAL : Hadron CALorimeter ou calorimètre hadronique. Il est composé en deux parties le calorimètre avant et le calorimètre du baril.

- HOF : HOdoscope Forward ou détecteur à scintillateur avant.
- HPC : High density Projection Chamber ou chambre à projection à haute densité.
- ID : Inner Detector ou détecteur interne.
- ISR : Initial State Radiation ou rayonnement dans l'état initial.
- LEP : Large Electrons Positrons collider ou grand collisionneur à électrons et positrons.
- LES : Local Event Supervisor.
- LHC : Large Hadron Collider ou grand collisionneur à hadrons ; le futur collisionneur du $CERN$.
- LSP : Lightest Supersymmetric Particle ou particule supersymétrique la plus légère.
- MBM : Model Buffer Manager.
- MEB : Multi-Event Buffer.
- MS : Modèle Standard.
- MSSM : Modèle Standard Supersymétrique Minimal.
- MUB : MUon Barrel chamber ou chambre à muons du baril.
- MUF : MUon Forward chambers ou des chambres à muons avant
- OD : Outer Detector ou détecteur externe.
- QCD : Quantum ChromoDynamic ou chromodynamique quantique.
- RICH : Ring Imaging CHerenkov detector ou imageur à anneaux Čerenkov.
- R_p : R-parité.
- $\not{R}_p$: violation de R_p. peut aussi être utilisé comme verbe : "des termes $\not{R}_p$" signifie ainsi "des termes qui violent la R-parité".
- SMC : Surrounding Muon Chambers ou chambres à muons supplémentaires.
- SEB : Spy Event Buffer.
- SMI : State Management Interface ou interface de gestion des états.
- STIC : Small Angle Tile Calorimeter ou calorimètre à petit angle.

- TOF : Time Of Flight ou détecteur à temps de vol à scintillateur du baril.
- TPC : Time Projection Chamber ou chambre à échantillonnage temporel.
- VD : Vertex Detector ou détecteur de vertex.
- VFT : Very Forward Tracker ou dispositif de traçage à l'avant.
- VSAT : Very Small Angle Tagger ou calorimètre à très petit angle.
- WIMP : Weakly Interacting Massive Particle ou particule massive interagissant faiblement.

Bibliographie

[1] Dynamics of the Standard Model. J.F. Donoghue, E. Golowich, B.R. Holstein ; Cambridge University Press, 1992.

[2] The Irresistible Rise of the Standard Model. Nucl.Phys. B (Proc.Suppl) 65 (1998).

[3] Unification and Supersymmetry. The Frontiers of Quark-Lepton Physics. R.N.Mohapatra ; seconde édition, Springer, 1996. On y trouvera de nombreuses références sur des sujets très variés.

[4] Experimental Observation of Isolated Large Transverse Energy Electrons with Associated Missing Energy at $\sqrt{s} = 540$ GeV. G.Arnison et al, collaboration UA1 ; Phy.Lett. 122B, 103(1983).
Observation of Single Isolated Electrons of High Transverse Momentum in Events with Missing Transverse Energy at the CERN $p\bar{p}$ Collider. M.Banner et al., collaboration UA2 ; Phy.Lett. 122B, 476(1983).

[5] Observation of the Top Quark. S.Abachi et al., collaboration $D\emptyset$; Phys.Rev.Lett. 74(1995) 2632-2637.
Observation of Top Quark production in $p\bar{p}$ Collisions. F.Abe et al., collaboration CDF ; Phys.Rev.Lett. 74 2626-2631(1995)

[6] A Combination of Preliminary Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model. The LEP Collaboration $ALEPH$, $DELPHI$, $L3$, $OPAL$, the LEP Electroweak Working Group and the SLD Heavy Flavour and Electroweak Groups ; CERN-EP/99-15, 8 février 1999.

[7] The European Physical Journal C, volume 3, numéro 1-4 (1998) Review of Particle Physics.

[8] Introduction to High Energy Physics. D.H.Perkins ; Addison Wesley Publishing Company.

[9] Particle Physics and Gauge Theories. A.Morel ; Ecole de Cargèse 1984 “Particules et Cosmologie”.

[10] Superstrings, Black Holes and Gauge Theories. Y.Oz ; Bulletin du $CERN$ vol 39, numéro 3 (1999), 13-16.

[11] Evidence for Oscillation of Atmospheric Neutrino. Y.Fukuda et al., collaboration Super-Kamiokande ; Phys.Rev.Lett. 81 : 1562-1567 (1998).

[12] Implications of Precision Electroweak Experiment for m_t, ρ_0, $sin^2(\theta_W)$ and Grand Unification. P.Langacker, M.Luo ; Phys.Rev. D vol 44(1991), numéro 3, 817-822.

[13] Beyond the Standard Model. M.Carena ; 30^e Ecole d'été de physique des particules de Gif, Marseille, 7-11 septembre 1998.

[14] Introduction à quelques aspects des modèles composites. M.Perrottet ; Ecole de Gif 1985, tome 1, La Physique au delà du TeV.

[15] Calorimétrie électromagnétique et recherche de neutrinos droits de Majorana dans l'expérience $ATLAS$. A.Ferrari thèse de doctorat de l'Université Joseph Fourier-Grenoble 1, 23 avril 1999.

[16] Unity of all Elementary-Particle Forces. H.Georgi et S.Glashow ; Phys.Rev.Lett. 32(1974),438 .

[17] Superstring Theory, volume 1 et 2. M.B.Green, J.H.Schwarz, E.Witen ; Cambridge University Press 1987.

[18] Supersymmetric Gauge Field Theory and String Theory. D.Bailin et A.Love ; Institute of Physics Publishing, éditeur D.F Brewer, 1994.

[19] Conférence donnée par I.Antoniadis, réunion du Groupe De Recherche sur la Supersymétrie 25/11/98-27/11/98, CEA Saclay. On trouvera le site internet du GDR à l'adresse suivante http://info.in2p3.fr/susy/.

[20] Supersymmetry. P.Fayet, S.Ferrara ; Phys.Rep. 32(1977), numéro 5, 249-334.

[21] Recherche de particules supersymétriques dans l'expérience H1. E.Perez ; thèse de doctorat de l'université Paris VI, 17 juin 1996.

[22] Recherche de particules supersymétriques avec violation de R-Parité. M.Jacquet ; thèse de doctorat de l'université Paris VI, 15 décembre 1995.

[23] Supersymmetry, Supergravity and Particle Physics. H.P. Nilles ; Phys.Rep. 110, numéro 1-2(1984), 1-162.

[24] The Search for Supersymmetry : probing Physics beyond the Standard Model. H.E.Haber et G.L.Kane, Phys.Rep. 117, numéro 2-4(1985),75-263.

[25] Absence of Anomalous Magnetic Moment in a Supersymmetric Abelian Gauge Field Theory. S.Ferrara, E.Remidi ; Phy.Lett. 53 B(1974), 347-350.

[26] R-Parity, The Supersymmetric Standard Model and the Phenomenology of Supersymmetry. P.Fayet ; International Conference on the History of Original Ideas and Basic Discoveries in Particle Physics, Erice 29 juillet-4 août 1994.

[27] A Supersymmetry Primer. S.P.Martin dans Perspectives on Supersymmetry ; edité par G.L.Kane, World Scientific, 1998.

[28] Supersymmetric Theories of Particles and Interactions. P.Fayet, Phys.Rep. 105 numéros 1,2 (1984), 21-51.

[29] Spontaneous Symmetry Breaking for Chiral Scalar Superfields. L.O'Raifeartaigh, Nucl.Phys. B 96(1975), 331-352.

[30] Radiative Symmetry Breaking in Minimal N=1 Supergravity with Large Yukawa Couplings. M.Drees, M.Nojiri ; Nucl.Phys. B 369(1992), 54-98

[31] Implications of SUSY Model Building. M.Drees, S.P. Martin, hep-ph/9504324 et dans Electroweak Symmetry Breaking and Beyond the Standard Model édité par T.Barklow, S.Dawson, H.Haber, S.Siegrist editions World Scientific, Singapour.

[32] Precision Study of Supersymmetry at Future Linear Colliders. T.Tsukamoto et al. ; Phys.Rev. D vol 51, numéro 7, 3153-3171.

[33] Symmetry Breaking through Bell-Jackiw Anomalies. G. 't Hooft ; Phys.Rev.Lett. 37(1976), 8-11.

[34] Baryogenesis, 30 Years Later. A.D.Dolgov, hep-ph/9707419.

[35] The Supersymmetric Extension of the Standard Model with Bilinear R-Parity Violation. C-H Chang, T-F Feng ; hep-ph/9901260.

[36] Radiative Decay of the Lightest Neutralino in an R-Parity Violating Supersymmetric Theory. B.Mukhopadhyaya, S.Roy ; hep-ph/9903418.

[37] Search for Supersymmetry in Toponium Decays. J. Ellis, S.Rudaz ; Phy.Lett. 128 B, numéro 3 et 4, 248-252.

[38] Implication of Precision Electroweak Measurements for Physics Beyond the SM. J.Erler, hep-ph/9903449.

[39] Precision Corrections in the Minimal Supersymmetric Standard Model. D.M.Pierce et al. ; Nucl.Phys. B 491(1997), 3-67.

[40] Precise Prediction for the Mass of the Lightest Higgs Boson in the MSSM. S.Heinemeyer, W.Hollik, G.Weiglen ; Phy.Lett. B 440(1998), 296-304.

[41] A Review of Minimal Supersymmetric Electroweak Theory. I.Simmonsen ; hep-ph 9506369.

[42] An Introduction to Supersymmetry. M.Drees, hep-ph/9611409

[43] Analytic Formulas for the Neutralino Masses and the Neutralino Mixing Matrix. M.M El Kheishen, A.A Shafik, A.A. Aboshousha ; Phys.Rev. D vol 45(1992), numéro 11, 4345-4348.

[44] An Introduction to Explicit R-Parity Violation. H.Dreiner dans Perspectives on Supersymmetry edité par G.L. Kane, World Scientific, 1998.

[45] Limits on R-Parity Violation from Cosmic Rays Anti-Protons. E.A.Batz, P.Gondolo ; Phys.Rev. D 57(1998), 7601-7606.

[46] Search for SUSY with Spontaneously Broken R-Parity at $\sqrt{s} = 183$ GeV and $\sqrt{s}$ =189 GeV. Collaboration $DELPHI$; note DELPHI 99-94 CONF 281 présentée à $ICHEP$'99, Tampere, Finlande.

[47] R-Parity Violating Supersymmetric Yukawa Couplings : a Mini Review. G.Bhattacharyya ; Nucl.Phys. B (Proc.Supp.) 52 A(1997), 83-88.

[48] Some New Aspects of Supersymmetry R-Parity Violating Interactions. V.Barger, G.F.Giudice, T.Han ; Phys.Rev. D 40(1989), 2987-2996.

[49] Indirect Limites on SUSY R_p Violating Couplings λ and λ'. F.Ledroit, G.Sajot ; GDR-S-008, note du Groupe de Recherche sur la supersymétrie. On trouvera le site internet du GDR à l' adresse suivante : http://info.in2p3.fr/susy/.

[50] D and τ Decays : Placings New Bounds on R-Parity Violating Supersymmetric Couplings. G.Bhattacharyya, D.Choudhury ; Modern Physics Letter A10(1995), 1699-1704.

[51] New Constraints on Lepton Non-Conserving R-Parity Violating Couplings. D.Choudhury, P.Roy ; Phy.Lett. B 378(1996), 153-158.

[52] More on R-Parity and Lepton Family Number Violating Couplings from Muon(ium) conversion and τ and π^0 Decays. J.E.Kim, P.Ko, D.G.Lee, Phys.Rev. D volume 56 numéro 1 (1997), 100-106.

[53] Susy in Rare and CP-Violating B-Decays. A.Masiero, L.Silbestrini ; Proccedings of the 2^{nd} Conference on B-Physics and CP-Violation, Honolulu, HI, USA, 24-27 mars 1997, hep-ph/9709244.

[54] Constraints on the R-Parity and Lepton-Flavour-Violating Couplings from B^0 Decays to Two Charged Leptons. J.H. Jang, J.K. Kim, J.S. Lee ; Phys.Rev. D 55(1997), 7296-7299.

[55] Constraints on the R-Parity Violating Couplings from $B^{\pm} \to l^{\mp}\nu$ Decays. S.Baek, Y.G.Kim ; hep-ph/9906385, soumis à Phys.Rev. D.

[56] $B \to X_S l_i^+ l_J^-$ Decays with R-Parity Violation. J.H.Jang, Y.G.Kim, J.S.Lee ; Phys.Rev. D58(1998), 35006-35015.

[57] R-Parity Violation and Semileptonic Decays of B-Meson. J.H.Jang, Y.G.Kim, J.S.Lee ; Phy.Lett. B 408(1997), 367-372.

[58] New Constraints on R-Parity Violation from K and B systems. G.Bhattacharyya, A.Raychaudhuri ; Phys.Rev. D, 57(1998), 3837-3841.

[59] CP-Violating B-Decays with R-Parity Violation. J.H.Jang, hep-ph/9908406.

[60] Effects of R-Parity Violating Couplings on CP Asymmetries in Neutral B Decays. D.Guetta ; Phys.Rev. D 58(1998), 116008.

[61] Effects of R-Parity Violation on Direct CP Violation in B Decays and extraction of γ. G.Bhattacharyya, A.Datta ; hep-ph/9903490.

[62] Bound on R-Parity Violating Couplings from Non-Leptonic B-Decay. C.D. Lü, D.X. Zhang ; Phy.Lett. B 392(1997), 193-197.

[63] R-Parity Violation and Quark Flavor Violation. B. de Carlos, P.L White, Phys.Rev. D, 55(1997), 4222-4239.

[64] Bounds from $t-\bar{t}$ Production on R-Parity Violating Models of Supersymmetry. D.K.Gosh, S.Raychaudhuri, K.Shridar ; Phy.Lett. B 396(1997), 177-182.

[65] R-Parity Violation in Flavour Changing Neutral Currents and Top Quark Decays. K. Agashe, M.Graesser ; Phys.Rev. D 54(1996), 4445-4452.

[66] Wide Scalar Neutrino Resonance and $b\bar{b}$ Production at the CERN Collider LEP. J.Erler, J.L. Feng, N.Polonski ; Phys.Rev.Lett. 78, numéro 16(1997), 3063-3066.

[67] R_b Bounds On R-Parity Violating SUSY. J.M.Yang ; hep-ph/9905486.

[68] Model Independant Limit of the Z-Decay-Width into Unknown Particle. K.Mönig ; note $DELPHI$ 97-174 PHYS 748, 15 décembre 1997.

[69] New LEP Constraints on some Supersymmetric Yukawa Interactions that violates R-Parity. G. Bhattacharyya, J. Ellis, K. Shridar ; Modern Physics Letter A : 10(1995) 1583-1592.

[70] Upper Bound on all Product of R-Parity Violating Couplings λ' and λ'' from Proton Decay. A.Yu.Smirnov, F.Vissani ; Phy.Lett. B 380(1996), 317-323.

[71] Upper Bound on all R-Parity Violating $\lambda\lambda''$ Combination from Proton Stability. G.Bhattacharyya, P.B.Pal ; Phys.Rev. D 59(1999), 097701.

[72] Constraints on R-Parity and B Violating Couplings in gauge mediated Supersymmetry Breaking Models. K.Choi, K.Hwang, J.S.Lee ; Phy.Lett. B428(1998) 129-135.

[73] Bounds on $\Delta B = 1$ Couplings in the Supersymmetric Standard Model. J.L.Goity, M.Sher ; Phy.Lett. B 346(1995), 69-74.

[74] New Constraints on R-Parity Broken Supersymmetry from Neutrinoless Double Beta Decay. M.Hirsch, H.V. Klapdor-Kleingrothaus, S.G.Kovalenko ; Phys.Rev.Lett. volume 75, numéro 1 (1995), 17-20.

[75] Dominance of Pion Exchange in R-Parity Violating Supersymmetric Contributions to Neutrinoless Double Beta Decay. A. Fässler, S.Kovalenko, F.Šimkovic, J.Schwieger ; Phys.Rev.Lett. volume 78(1997), numéro 2, 183-186.

[76] Neutrino Mass and Magnetic Moment in Supersymmetry without R-Parity in the Light of Recent Data. G.Bhattacharyya, H.V. Klapdor-Kleingrothaus, H.Päs ; hep-ph/9907432.

[77] Constraints on R-Parity Violating Interactions from $\mu \to e\gamma$. M.Chaichian, K.Huitu ; Phy.Lett. B 384(1996), 69-74.

[78] New Constraints on R-Parity Violation from $\mu - e$ Conversion in Nuclei. K.Huitu et al. ; Phy.Lett. B430(1998), 355-362.

[79] Constraints on R-Parity Supersymmetry from $\mu^- - e^-$ Nuclear Conversion. A.Faessler et al. ; hep-ph/9904335.

[80] Observation of Events at Very High Q^2 in ep Collisions at HERA. C.Adloff et.al. ; Collaboration H1 ; Zeit.Phys. C74(1997), 191-205.
Comparison of ZEUS Data with Standard Model Predictions for $e^+p \to e^+X$ Scattering at High x and Q^2. J.Breitweg et.al. ; Collaboration ZEUS ; Zeit.Phys. C74(1997) 207-220.

[81] Pursuing Interpretation of the HERA Large-Q^2 Data. G.Altarelli et.al. ; Nucl.Phys. B 506(1997), 3-28.

[82] Searches for Supersymmetry at $HERA$. Z.Zhang ; exposé présenté à ICHEP'98, Vancouver Canada, 23-29 juillet 1998, note LAL 98-70 septembre 1998.

[83] Searches for new Bosons Couplings to $e-q$ Pairs at HERA and Other Colliders. Y.Sirois ; hep-ph/9905526, à paraître dans le compte-rendu de la conférence WEIN 98.

[84] High Q^2 Physics at $HERA$ and Searches for New Particles. T.matsushita, E.Perez, R.Rückl ; contribution à 3^{rd} UK Phenomenology Workshop on $HERA$ Physics, Durham 20-25 septembre 1998, hep-ph/9812481.

[85] Search for R-Parity Violating Supersymmetry using Like-Sign Dielectrons in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s}$=1.8 TeV. F.Abe et. al., Collaboration CDF ; CDF-PUB-EXOTIC-CDFR-4704 à paraître dans Phys.Rev.Lett..

[86] Search for R-Parity Violating Supersymmetry in the Dielectron Channel. Collaboration $D\emptyset$, hep-ph/9907219 présenté à XXIX International Conference on High Energy Physics-ICHEP 98, 23-29 juillet 1998, Vancouver,Canada ; à paraître dans Phys.Rev.Lett.

[87] On trouvera une description de l'analyse à l'adresse suivante : http://www-ekp.physik.uni-karlsruhe.de/ koen/ana/nor.html

[88] Search for SUSY with R-Parity Violating $LL\bar{E}$ Couplings at $\sqrt{s}$ =189 GeV. Collaboration $DELPHI$; note DELPHI 99-79 CONF 266 présentée à $ICHEP$'99, Tampere, Finlande.

[89] Search for supersymmetry with a dominant R-parity violating $LL\overline{E}$ coupling in e^+e^- collisions at centre-of-mass energies of 130 GeV to 172 GeV. R.Barate et.al. Collaboration $ALEPH$; Eur.Phys.J. C volume 4 (1998) 433-451.
Search for Supersymmetry with a dominant R-Parity violating $LQ\overline{D}$ Coupling in e^+e^- Collisions at centre-of-mass energies of 130 GeV to 172 GeV. R.Barate et.al. Collaboration $ALEPH$; Eur.Phys.J. C volume 7(1999), 383-405.

[90] Search for supersymmetry with R-parity violating $LL\overline{E}$ couplings at $\sqrt{s} = 183$ GeV. P.Abreu et.al. Collaboration $DELPHI$; soumis à Eur.Phys.J. C.

[91] Search for R-parity Violating Chargino and Neutralino Decays in e^+e^- Collisions up to $\sqrt{s}$= 183 GeV. M.Acciari et.al Collaboration $L3$; Phy.Lett. B 459(1999), 354-366.

[92] Search for R-Parity Violating Decays of Scalar Fermions at LEP. G.Abbiendi et.al. Collaboration $OPAL$; soumis à Eur.Phys.J. C.
Searches for R-Parity Violating Decays of Gauginos at 183 GeV at LEP. G.Abbiendi et.al. Collaboration $OPAL$; soumis à Eur.Phys.J. C.

[93] Combined Preliminary Data on Z Parameters from the LEP Experiments. The LEP Collaboration $ALEPH$, $DELPHI$, $L3$, $OPAL$ and the LEP Electroweak Working Group ; CERN-PPE/94-187.

[94] Performance of the *DELPHI* Detector. Collaboration *DELPHI* ; Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 378(1996), 57-100.

[95] Site internet de *DELPHI* décrivant les sous détecteurs : *http : //delonline.cern.ch/delphi$www/public/detectors/www_det.html*

[96] The *DELPHI* Detector at *LEP*. Collaboration *DELPHI* ; Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 303(1991), 233-276.

[97] Mesure de la masse du méson B_S par la reconstruction de ses modes de désintégration exclusifs à l'aide du détecteur *DELPHI*. Y.Arnoud, thèse de doctorat de l'université Paris XI Orsay, 1^{er} juin 1995.

[98] Recherche de bosons de Higgs neutres dans les événements à deux leptons isolés à *LEP*2 et mise au point d'un détecteur de contrôle du bruit de fond dans l'expérience *DELPHI*. M.Lethuillier, thèse de doctorat de l'université Paris VII, 21 avril 1999.

[99] The *DELPHI* Silicon Tracker at LEP2. P.Chochula et al., *DELPHI* Silicon Tracker Group ; Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 412(1998), 304-328.

[100] Proposal for the *DELPHI* Surround Muon Chambers. Collaboration *DELPHI* ; note *DELPHI* 92-139, 21 octobre 1992.

[101] Electron Identification in *DELPHI*. P.Ronchese, F.Simonetto ; note *DELPHI* 93-6, 18 janvier 1993.

[102] Electron Identification for Electro-Weak b, c Physics. K.D.Brand, I.Roncagliolo, F.Simonetto ; note *DELPHI* 96-23, 4 mars 1996.

[103] Photon and Electron Identification in the Very Forward Region of DELPHI. P.Ferrari, V.Hedberg ; note *DELPHI* 98-49, 18 mai 1998.

[104] *MUCFIX*-Refining the Muon Chamber Information on the DST. G.Wilkinson, P.Collins ; note *DELPHI* 93-13, 4 mars 1993.

[105] *MUFLAG* : a Framework for Muon Identification. H. De Boeck, G.Wilkinson ; note *DELPHI* 93-14, 1^{er} avril 1993.

[106] Performance of Muon Identification in *DELPHI* for the 93 and 94 Data. F.Stichelbaut, G.Wilkinson ; note *DELPHI* 95-140, 30 août 1995.

[107] Lifetime Tag of $Z^0 \to b\bar{b}$ with the *DELPHI* Detector AABTAG Program. G.Borisov ; note *DELPHI* 94-125, 11 août 1994.

[108] Fine Tuning of Track Impact Parameter Resolution of the $DELPHI$ Detector. G.Borisov, C.Mariotti ; Nuclear Instruments and Methode in Physics Research A 372(1996), 181-187.

[109] Combined b-Tagging. G.Borisov ; note CEA Saclay, Dapnia/SPP 97-28, novembre 1997.

[110] The $DELPHI$ Trigger System at LEP 200. V.Canale et.al. ; note $DELPHI$ 99-7, 22 février 1999.

[111] Production and Decays of Neutralinos in e^+e^- annihilation. A.Bartl, H.Fraas, W.Majoretto ; Nucl.Phys. B 278(1986), 1-25.

[112] Signatures of Chargino Production in e^+e^- Collisions. A.Bartl, H.Fraas, W.Majoretto ; Zeit.Phys. C 30(1986), 441-449.

[113] Neutralinos Decays in the Minimal Supersymmetric Standard Model. S.Ambrosiano, B.Mele ; Phys.Rev. D53(1996) numéro 5, 2541-2562.

[114] Chargino Production at LEP 200. A.Bartl, H.Fraas, W.Majoretto, B.Mösslacher ; Zeit.Phys. C 55(1992), 257-264.

[115] Neutralino Production as a SUSY Discovery Process at CERN LEP2. S.Ambrosiano, B.Mele ; Phys.Rev. D 52(1995) numéro 7, 3900-3918.

[116] New Clustering Algorithm for Multijet Cross Section in e^+e^- Annihilation. S.Catani et al. ; Phy.Lett. B 269(1991), 432-438.

[117] Physics at LEP2, volume 1. Editeurs G.Altarelli, T.Sjöstrand, F.Zwirner ; CERN 96-01, Divisions physique théorique et expériences de physique des particules, 1996.

[118] Pythia : the Lund Monte-Carlo for Hadronics processes. H.U. Bengtsson, T.Sjöstrand ; Computer Physics Communications 39(1986) 347.

[119] The Monte-Carlo Program Koralz, Version 4.0, for the Lepton or Quark Pair Production at LEP / SLC Energies. S. Jadach, B.F.L Ward and Z. Was ; Computer Physics Communications 79(1994) 503.

[120] Monte-Carlo Simulation of two Photons Processes. F.A. Berends, P.H. Daverveit, R. Kleiss ; Computer Physics Communications 40 (1986) 271.

[121] Monte-Carlo Event Generator for Two Photons Physics. S. Nova, A. Olchevski, T. Todorov, note $DELPHI$ 90-35 PROG 512.

[122] Excalibur : a Monte-Carlo Program to Evaluate all Four Fermion Processes at LEP-200 and Beyond. F.A. Berends, R. Pittau, R. Kleiss ; Computer Physics Communications 85 (1995) 437.

[123] SUSYGEN 2.2 : a Monte-Carlo Event Generator for MSSM Sparticle Production at e^+e^- colliders. S. Katsanevas P. Morawitz ; Computer Physics Communications 112 (1998) 227.

[124] *DELSIM*, *DELPHI* Event Generation and Detector Simulation, Reference Manual. Collaboration *DELPHI* ; note *DELPHI* 89-68, 1^{er} septembre 1989.

[125] On peut trouver la notice d'utilisation de *SGV* et le logiciel complet à l'adresse suivante http://home.cern.ch/ berggren/sgv.html

[126] Unified Approach to the Classical Statistical Analysis of Small Signals. G.J.Feldman, R.D.Cousins ; Phys.Rev. D 57, numéro 7 (1998), 3873-3889.

[127] Search for Charginos, Neutralinos and Gravitinos in e^+e^- interactions at $\sqrt{s} = 183$ GeV. P.Abreu et. al., collaboration *DELPHI* ; Phy.Lett. B 446(1999), 75-91.

[128] Search for Supersymmetry with a Dominant R-Parity Violating $LQ\bar{D}$ Coupling in e^+e^- Collisions at Centre-of-Mass Energies of 130 GeV to 172 GeV. R.Barate et al., Collaboration *ALEPH* ; Eur.Phys.J. C 7(1999), 383-405.

[129] Search for R-parity Violating Decays of Supersymmetric Particles in e^+e^- Collisions at Centre-of-Mass Energies of $\sqrt{s} = 189$ GeV. Collaboration *ALEPH* ; note ALEPH 99-012 CONF 99-007, contribution aux conférences d'hiver 1999.

[130] Search for SUSY with R-Parity Violating $LL\bar{E}$ Couplings at $\sqrt{s}$ =189 GeV. Collaboration *DELPHI* ; note DELPHI 99-79 CONF 266 présentée à *ICHEP*'99, Tampere, Finlande.
Search for Charginos, Neutralinos and Smuons in R-Parity Violating Scenario with $\lambda' LQD$ Couplings at $\sqrt{s} = 189$ GeV. Collaboration *DELPHI* ; note DELPHI 99-93 CONF 280 présentée à *ICHEP*'99, Tampere, Finlande.
Search for R-Parity Violation with a $\bar{U}\bar{D}\bar{D}$ Coupling at $\sqrt{s} = 189$ GeV. Collaboration *DELPHI* ; note DELPHI 99-96 CONF 283, présentée à *ICHEP*'99, Tampere, Finlande.

[131] Search for R-Parity Violating Chargino, Neutralino and Scalar Top Decays in e^+e^- Collisions at $\sqrt{s}$ =189 GeV. Collaboration *L*3 ; Note *L*3 2410, présentée à *ICHEP*'99, Tampere, Finlande.

[132] Searches for R-Parity Violating Decays of Supersymmetric Particles with λ Couplings at 189 GeV at LEP. Collaboration *OPAL* ; note *OPAL* PN-394 présentée à *ICHEP*'99, Tampere, Finlande.
Searches for R-Parity Violating Decays of Sfermions and Gauginos via λ' and λ'' Couplings at E(cms)=189 GeV at LEP. Collaboration *OPAL* ; note *OPAL* présentée à *ICHEP*'99, Tampere, Finlande.

[133] Observation of events with an isolated high Energy Lepton and Missing Transverse Momentum at HERA. C.Adloff et. al. ; Eur.Phys.J. C 5(1998), 575-584.

[134] Is a Standard Model Interpretation of the Isolated High Energy Lepton and Missing Transverse Momentum HERA events disfavoured? M.W.Krasny, hep-ph/9812223.

[135] Single-Top-Quark Production via R-Parity-Violating Supersymmetric Couplings in hadron Collisions. E.L.Berger, B.W.Harris, Z.Sullivan ; $hep-ph/9903549$

[136] Search for R-Parity Violating SUSY in Run 2 at $D\emptyset$. S.Banerje, N.Parua, N.K. Mondal, V.S.Narasimham ; hep-ph/9904397.

[137] Searching for R-Parity Violation at Run-II of the Tevatron. B.Allanach et. al. ; $hep-ph/9906224$ et compte-rendu édité par G Landsberg de : "Physics at Run II : QCD and Weak Boson Physics Workshop" Batavia, IL ; 4 - 6 Mars 1999.

[138] Discovery Potential for Supersymmetry in CMS. S.Abdullin et.al., collaboration CMS ; $hep-ph/9806366$ note CMS 1998-006.
ATLAS Detector and Physics Performance Technical Design Report volume II, CERN/LHCC/99-15.

[139] Impact of Hadronic Decays of the Lightest Neutralino on the Reach of the $CERN\ LHC$. H.Baer ; C.H.Chen, X.Tata ; Phys.Rev. D 55(1997), 1466-1470.

[140] Like Sign Dilepton Signature at the CERN LHC with or without R Conservation. H.Dreiner, M.Guchait, D.P.Roy ; Phys.Rev. D 49(1994) ; 3270-3282.

[141] Study of the Determination of the SUGRA Parameters Using the Atlas Detector in the Case of L-Violating R-Parity Breaking. A,Mirea, E.Nagy ; $hep-ph/9904354$.

[142] Quarks & Leptons : an Introductory Course in Modern Particle Physics. F.Halzen, A.D.Martin ; editions John Wiley and Sons 1984.

[143] Un exemple d'analyse multidimensionnelle : l'analyse discriminante. P.Lutz, Ecole d'été de physique des particules de Gif 88, Lyon 12-16 septembre 1988 ; A la recherche du plasma de quarks et gluons : les collisions d'ions lourds ultra-relativistes, analyse multidimensionnelle.

[144] The Advanced Theory of Statistics, volume 3, 1976. M.Kendall, A.Stuart ; éditions Charles Griffin et co.

[145] Search for Charginos and Neutralinos in R-Parity Violating Scenario with $\lambda' LQD$ Couplings at $\sqrt{s} = 189$ GeV. C.Mulet-Marquis ; note DELPHI 99-28 CONF 227 présentée aux Rencontres de Moriond 99, les Arcs, France.

[146] Search for R-Parity Violating Effects at $\sqrt{s} = 183 GeV$. Collaboration $DELPHI$; note DELPHI 98-138 CONF 199 présentée à $ICHEP$'98, Vancouver, Canada.