54-2001

UNIVERSITE CLAUDE BERNARD
LYON I

FACULTE DES SCIENCES DE LA DOUA
43 Boulevard du 11 novembre 1918
69622 VILLEURBANNE Cedex

THESE DE DOCTORAT
Spécialité : Physique des Particules
présentée par

Patrice VERDIER
pour obtenir le grade de docteur de l'Université Claude Bernard de Lyon I

Recherche des squarks et des gluinos dans l'expérience DELPHI au LEP

23 Avril 2001
devant le jury composé de

M.	**J.E.**	**Augustin**	
M.	**P.**	**Binetruy**	**Rapporteur**
M.	**G.**	**Coignet**	
M.	**D.**	**Froidevaux**	**Rapporteur**
M.	**S.**	**Katsanevas**	**Directeur de thèse**
M.	**S.**	**Raby**	
M.	**G.**	**Smadja**	

A Aurélie

Table des matières

Introduction

Le Modèle Standard de la physique des particules permet la description des interactions électromagnétique, faible et forte. Il a résisté avec succès à toutes les mesures de précision effectuées à LEP1, à SLD et ailleurs. Cependant, la brique fondamentale de ce modèle, le boson de Higgs, n'a toujours pas été découverte. Cette particule est nécessaire pour générer la masse des particules élémentaires, et le mécanisme de brisure spontanée de la symétrie électrofaible par le mécanisme de Higgs est à ce jour le seul modèle satisfaisant. Le projet LEP2 s'est déroulé de 1995 à 2000. Il consistait en une montée en énergie et en luminosité du collisionneur e^+e^- LEP. Durant cette période, environ 600 pb^{-1} ont été collectées par chacune des expériences ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL à des énergie dans le centre de masse allant de 130 à 208 GeV. La recherche du boson de higgs s'est achevée par un excès d'environ 2,9 σ, ne permettant pas de conclusion sur l'existence ou non du Higgs avant le début des programmes de collisionneurs hadroniques du TEVATRON et du LHC.
Cette montée en énergie du LEP a en outre permis de rechercher une physique nouvelle au delà du Modèle Standard. Même si la validité de ce modèle a été parfaitement testée, il reste un certain nombre de problèmes, comme la divergence quadratique des corrections radiatives à la masse du Higgs. Par ailleurs, certaines questions comme l'origine du mécanisme de Higgs restent sans réponse. Le Modèle Standard ne permet pas de construire une théorie de grande unification et la gravité en est totalement absente. Ceci laisse donc penser que le Modèle Standard n'est qu'une théorie effective valable à basse énergie. La supersymétrie permet de résoudre certains de ces problèmes. Dans sa version minimale, l'extension supersymétrique du Modèle standard associe à chaque particule du Modèle Standard un partenaire supersymétrique. C'est une symétrie entre fermion et boson qui est brisée à une certaine échelle. Les masses des nouvelles particules sont relativement élevées. Cette théorie introduit donc tout un spectre de particules qui ont été activement recherchées pendant 20 ans. Les implications de la supersymétrie sont multiples et ce dans tous les secteurs de la physique des particules. Un nouveau nombre quantique, la R-parité, est défini. Si ce nombre est conservé, la particule supersymétrique la plus légère est stable et pourrait constituer la matière noire de l'univers. De plus, elle fournit un cadre de travail tout à fait naturel pour développer une théorie de grande unification et pour inclure la gravité dans une théorie quantique des champs.
Aux quarks et aux gluons, la supersymétrie associe les squarks et les gluinos. Dans plusieurs modèles, ces particules occupent un rôle particulier et elles pourraient être les premières particules supersymétriques produites en collisionneurs.
Dans le premier chapitre, le Modèle Standard et son extension supersymétrique minimale seront rapidement présentées. Le spectre des nouvelles particules sera décrit ainsi que les paramètres de certains modèles. Le deuxième chapitre sera consacré au secteur des squarks. Les effets du fort couplage de Yukawa des squarks de troisième génération stop ($\widetilde{t}_1$) et sbottom ($\widetilde{b}_1$) combiné aux équations du groupe de renormalisation peuvent donner des masses accessibles à LEP2. Les modes de désintégration de ces particules seront présentés afin de déterminer les

canaux dans lesquels ces particules seront recherchées. Dans le chapitre suivant, un modèle nouveau sera décrit dans lequel le gluino ($\tilde{g}$) est stable. Tout en conservant la R-parité, ce scénario remet en cause la signature d'énergie manquante de la particule supersymétrique la plus légère et il introduit une nouvelle phénoménologie très peu testée jusque là en collisionneurs.
Les données enregistrées par DELPHI à LEP2 de 1998 à 2000 à des énergies dans le centre de masse allant de 189 à 208 GeV ont été analysées pour rechercher les partenaires supersymétriques des quarks top et bottom. Le chapitre 4 sera donc consacré à la description du détecteur DELPHI, le chapitre 6 aux outils et le chapitre 7 à la description des processus issus du Modèle standard. Dans ce dernier chapitre, un accent particulier sera mis sur la compréhension et la simulation des interactions $\gamma\gamma$ produisant des hadrons qui constituent un fond important pour la recherche des squarks à LEP2. Les résultats des analyses de recherche des squarks dans les canaux de désintégration standard seront présentés dans le chapitre suivant. Le chapitre 8 rassemblera les résultats des analyses de recherche des squarks et des gluinos dans le cadre du modèle où le gluino est stable. Une analyse des données enregistrées à LEP1 pour rechercher le gluino dans ce scénario sera également présentée.

Chapitre 1

Du Modèle Standard au MSSM

Le Modèle Standard de la physique des particules sera tout d'abord introduit dans ce chapitre. La supersymétrie permet de résoudre un certain nombre de problèmes et est à ce jour la solution théorique la plus satisfaisante pour aller au delà du Modèle Standard. Cependant, les modèles supersymétriques sont très variés et leurs implications phénoménologiques définissent les stratégies de recherche en collisionneur.

1.1 Introduction

L'origine du Modèle Standard remonte aux premiers modèles de description de l'interaction faible. La théorie de Fermi décrit notamment la désintégration du muon $\mu^- \rightarrow \nu_\mu\ e^-\bar{\nu}_e$ par une interaction ponctuelle entre courants chargés. Le lagrangien $\mathcal{L} = G_F\ J^+_\alpha J^{-\alpha} + h.c.$ fait intervenir la constante de Fermi G_F. A haute énergie, la section efficace est proportionnelle à $G_F^2 s$ et le principe d'unitarité est violé. La solution à ce problème est l'introduction d'une particule vectorielle qui doit être chargée et massive, le W. La figure 1.1 montre comment on est passé d'une interaction ponctuelle à une interaction faisant intervenir le propagateur du boson W:

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

A faible énergie, la constante de Fermi et la masse du W sont reliées par la relation $G_F/\sqrt{2} = g^2/8M_W^2$. La faible portée de l'interaction faible s'explique par la masse élevée du boson médiateur.

Le principe des théories de jauge est ainsi posé. On associe à chaque particule un champ dont la dynamique est régit par un Lagrangien. L'invariance de jauge de ce Lagrangien impose l'introduction de champs de jauge qui correspondent à des bosons, médiateurs de l'interaction. L'introduction du W pose cependant un nouveau problème. Le processus de création de paires de W polarisés longitudinalement ne peut se faire en collisions $\mathrm{e^+e^-}$ que par échange d'un neutrino dans la voie t, et le principe d'unitarité est à nouveau violé à haute énergie. L'ajout du diagramme de production de paires de W_L par échange d'un particule neutre, le Z^0, dans la voie s annule ces divergences. Les bosons W^+, W^- et Z^0 constituent le triplet de bosons du groupe SU(2), construit dans une théorie de jauge à la Yang-Mills [1].
Glashow [2] et Salam [3] ont été les premiers à essayer d'unifier les interactions faible et

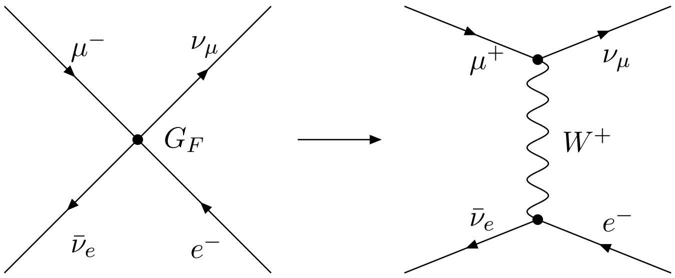


FIG. 1.1 – *Diagrammes de désintégration du muon:* $\mu^- \rightarrow \nu_\mu \, e^- \bar{\nu}_e$.

électromagnétique dans une théorie de jauge $SU(2) \otimes U(1)$. Finalement, Weinberg [4] et Salam utilisent le mécanisme de Higgs [5] pour briser la symétrie électrofaible et donner une masse aux bosons de jauge. t'Hooft montrera que les théories de jauge non abéliennes sont renormalisables [6].
En 1983, les bosons $\mathrm{W}^\pm$ et Z^0 sont découverts au CERN. En 1989, le LEP permet d'étudier le Z^0 avec une grande précision, et depuis 1995, des bosons $\mathrm{W}^\pm$ sont produits par paires. En 1995, le top est découvert au TEVATRON et en 2000, l'expérience DONUT observe le ν_τ. Le boson de Higgs est le dernier maillon manquant de la théorie électrofaible.

1.2 Le Modèle Standard

1.2.1 Contenu en champs

Le Modèle Standard décrit les interactions électromagnétique, faible et forte entre particules élémentaires. Il est basé sur le groupe de jauge non abélien $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Les 12 bosons de jauge sont les 8 gluons de $SU(3)_C$, les bosons $\mathrm{W}^\pm$ et Z^0, et le photon. Le secteur de Higgs fait intervenir un doublet de scalaires. Enfin, les fermions sont rassemblés en doublets de champs chiraux gauches et en singlets de champs chiraux droits (cf. Tab. 1.1). Leur charge est reliée à l'isospin faible I_3 et à l'hypercharge Y par la relation $Q = I_3 + Y/2$.

1.2.2 Brisure de la symétrie électrofaible

La génération des masses des champs de jauge et des champs de matière se fait lors du mécanisme de Higgs, ou mécanisme de brisure spontanée de symétrie. On introduit un champ de scalaires complexes d'hypercharge 1 et d'isospin 1/2:

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^o \end{pmatrix} \quad \left\{ \begin{array}{l} \phi^+ = \frac{\phi_1 + i\phi_2}{\sqrt{2}} \\ \\ \phi^o = \frac{\phi_3 + i\phi_4}{\sqrt{2}} \end{array} \right. \tag{1.2}$$

La dynamique de ce champ est décrite par le Lagrangien:

$$\left\{ \begin{array}{lcl} \mathcal{L}_{Higgs} & = & (D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) - V(\Phi) \\ V(\Phi) & = & \mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2 \end{array} \right. \tag{1.3}$$

multiplets	particules	Y	I	I_3	Q
doublets gauches	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L$	-1	$1/2$	$\begin{pmatrix} 1/2 \\ -1/2 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 0 \\ -1 \end{pmatrix}$
singlets droits	$(e^-)_R$ $(\mu^-)_R$ $(\tau^-)_R$	-2	0	0	-1
doublets gauches	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$	$1/3$	$1/2$	$\begin{pmatrix} 1/2 \\ -1/2 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 2/3 \\ -1/3 \end{pmatrix}$
singlets droits	$(u)_R$ $(c)_R$ $(t)_R$ $(d)_R$ $(s)_R$ $(b)_R$	$4/3$ $-2/3$	0 0	0 0	$2/3$ $-1/3$

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

Le premier terme décrit la partie d'énergie cinétique et $V(\Phi)$ est le potentiel de Higgs. Pour $\lambda > 0$ et $\mu^2 < 0$, le potentiel de Higgs possède une infinité de minima correspondant à $|\Phi|^2 = -\mu^2/2\lambda$. En choisissant un minimum, la symétrie est brisée.
On choisit la valeur particulière:

$$\Phi_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \tag{1.4}$$

où v est appelé valeur moyenne du vide (v.e.v.). et on développe le champ de Higgs au voisinage de ce minimum:

$$\Phi = e^{i\frac{\vec{\kappa}(x).\vec{\tau}}{2v}} \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+h(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \tag{1.5}$$

en réintroduisant ce champ dans le lagrangien, les termes de masse des bosons de jauge apparaissent alors:

$$\begin{cases} m_W = & \frac{1}{2}vg \\ m_Z = & \frac{1}{2}v\frac{g}{\cos\theta_W} \\ m_\gamma = & 0 \end{cases} \Longrightarrow \quad \frac{m_W}{m_Z} = \cos\theta_W \tag{1.6}$$

La masse du boson de Higgs vaut $m_H = \sqrt{2\lambda}v$ et v est la valeur moyenne du champ de Higgs dans le vide et vaut $2m_W/g$ =246 GeV.
Pour que les fermions acquièrent à leur tour une masse, il faut introduire de nouveaux termes invariants de jauge dans le lagrangien: $y_f\bar{\psi}_R(\phi^\dagger\psi_L) + (\bar{\psi}_L\phi)\psi_L$. Cette partie est appelée Lagrangien de Yukawa. Après la brisure spontanée, les champs ϕ peuvent être remplacés par leur v.e.v. v. Le couplage g_f devant ce terme du Lagrangien valant $y_f/\sqrt{2}$, la masse des fermions vaut:

$$m_f \quad = \quad y_f\frac{v}{\sqrt{2}} \tag{1.7}$$

où y_f sont les couplages de Yukawa. Ces valeurs sont obtenues expérimentalement à partir des masses des fermions. Pour les quarks, le passage d'états de masse à des états d'interaction se fait par la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa, V_{CKM}. Le couplage des fermions au boson de Higgs est donc proportionnel à leur masse. C'est pourquoi on recherche le Higgs dans des états finaux $b\bar{b}$ à LEP2.
Il est également possible d'introduire plusieurs doublets de Higgs à condition que $|Y| = 2I_3$, comme cela sera fait dans l'extension supersymétrique minimale du Modèle Standard.

1.2.3 Faiblesses du Modèle Standard

Plusieurs problèmes cependant font penser que le Modèle Standard n'est pas l'ultime théorie. Le modèle Standard ne serait qu'une théorie effective et une nouvelle physique devrait apparaître à l'échelle du TeV. Les principaux problèmes rencontrés sont:

- Le nombre de paramètres libres:
  Le Modèle Standard contient au moins 19 paramètres libres: les trois constantes de couplage, les 2 paramètres λ et μ^2 du potentiel de Higgs, les 9 couplages de Yukawa y_f, trois angles et une phase pour les quarks dans la matrice CKM, et un angle θ_{QCD} associé aux champs de gluon. L'introduction arbitraire de tous ces paramètres ne remet pas en cause la validité du Modèle Standard, mais leur nombre élevé semble peu naturel.

- Le problème de naturalité:
  Les corrections radiatives à la masse du boson de Higgs interviennent dans des diagrammes avec une boucle de fermions (cf. Fig. 1.2). La contribution la plus importante provient des quarks lourds, donc particulièrement du top. Ces corrections sont proportionnelles à Λ^2/m_f^2, où Λ est l'échelle d'énergie au delà de laquelle le Modèle Standard n'est plus valide. On associe en général ce paramètre à l'échelle de Planck $M_P = 10^{19}$ GeV où les effets gravitationnels ne sont plus négligeables. Les corrections radiatives à la masse du Higgs divergent donc quadratiquement en fonction de Λ, et il faut introduire un contre terme du même ordre de grandeur pour obtenir une masse du Higgs inférieure au TeV. Cette masse proviendrait donc de la différence de deux termes qui lui sont supérieurs de 30 ordres de grandeurs. Cet ajustement autrement appelé *fine-tuning* n'est pas naturel[1]. Le problème des corrections radiatives du Higgs est également appelé problème de hiérarchie: l'existence de deux échelles différentes, la masse de Planck et l'échelle électrofaible, semble impossible à cause des divergences quadratiques.
  Il faut noter que le problème de naturalité est spécifique aux champs scalaires. La masse des fermions est protégée par la symétrie chirale.

- La non-unification des couplages:
  Les interactions forte, faible et électromagnétique ne sont pas unifiées dans le Modèle Standard (produit direct des trois groupes de jauge) et les constantes de couplages g_1, g_2 et g_3 mesurées très précisément à LEP1, ne convergent pas en un même point à haute énergie (cf Fig. 1.3). De plus, la gravitation est totalement absente du Modèle Standard.

1. Une théorie est dite naturelle si elle est stable lorsque l'on effectue de petites variations de ses paramètres.

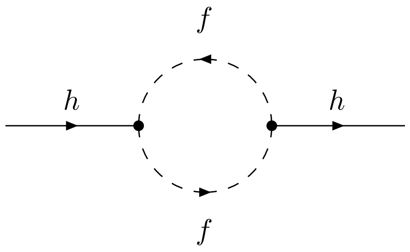


FIG. 1.2 – *Diagramme à une boucle de fermion à l'origine du problème de fine-tuning*

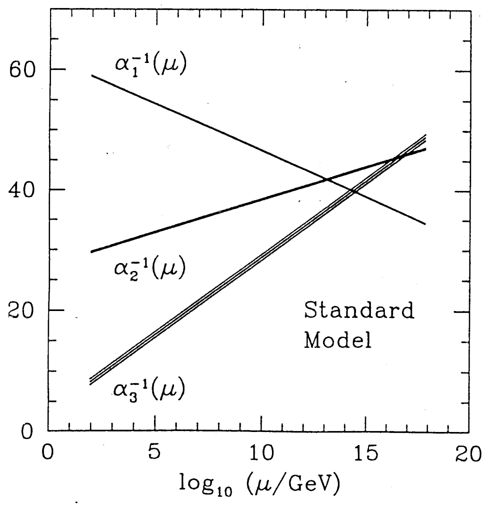


FIG. 1.3 – *Evolution des constantes de couplage dans le Modèle Standard.*

La supersymétrie permet de résoudre certains problèmes du Modèle Standard, et constitue un bon cadre de travail pour construire une théorie de grande unification(GUT).

$$\begin{array}{ccc} \left.\begin{array}{c}\gamma \\ \mathrm{W}^{\pm},\mathrm{Z}^0\end{array}\right\} & \Rightarrow & \underbrace{SU(2)_L \otimes U(1)_Y} \\ \mathrm{g} & \Rightarrow & \underbrace{GUT} \\ \text{gravité} & \Rightarrow & \text{Supergravité, Supercorde ...} \end{array} \tag{1.8}$$

1.3 Introduction de la supersymétrie

Revenons tout d'abord au problème de naturalité du Modèle Standard. Si, à chacun des fermions massifs f_L et f_R, on associe un partenaire scalaire $\tilde{f}_L$ et $\tilde{f}_R$ avec les mêmes nombres leptoniques et baryoniques, ces derniers contribuent également aux diagrammes de correction radiative à la masse du Higgs. Si la masse des scalaires introduits est égale à la masse de leur partenaire fermionique, les divergences quadratiques s'annulent. La supersymétrie permet de générer cette symétrie entre un champ de fermion et un champ scalaire, et donc de résoudre le problème de hiérarchie.

1.3.1 Algèbre supersymétrique

L'algèbre de la supersymétrie [7] a été définie au début des années 70. C'est une extension de l'algèbre du groupe de Poincaré, le groupe des transformations de Lorentz généralisées. Ses générateurs sont:

- Les générateurs du groupe de Poincaré: les 6 générateurs $M_{\mu\nu}$ du groupe de Lorentz et les 4 générateurs P_μ des translations d'espace-temps.
- Les générateurs des transformations supersymétriques: Q^i. On en dénombre au maximum 8 car la particule de spin le plus élevée est le graviton, S=2. Dans le cas le plus simple, le nombre de générateur Q^i est égal à 1. Les cas $N \geq 2$ ne seront pas considérés par la suite.

Les générateurs Q transforment un champ spinoriel en un champ scalaire:

$$Q|Boson>=|Fermion> \quad et \quad Q|Fermion>=|Boson> \tag{1.9}$$

Ce sont forcément des opérateurs fermioniques (i.e. opérateurs de spin demi entier) et ils vérifient la super algèbre de Poincaré, ou algèbre de Lie graduée:

$$\begin{cases} [P_\mu, P_\nu] & = & 0 \\ [M_{\mu\nu}, P_\rho] & = & i\,(g_{\nu\rho}P_\mu - g_{\mu\rho}P_\nu) \\ [M_{\mu\nu}, M_{\rho\sigma}] & = & i\,(g_{\nu\rho}M_{\mu\sigma} + g_{\mu\rho}M_{\nu\sigma} - g_{\mu\rho}M_{\nu\sigma} - g_{\nu\sigma}M_{\mu\rho}) \\ \{Q^i, \bar{Q}^j\} & = & 2\gamma^\mu P_\mu \delta_{ij} \\ \left[Q^i, P_\mu\right] & = & 0 \\ \left[Q^i, M_{\mu\nu}\right] & = & -\frac{1}{2}\left[\gamma_\mu, \gamma_\nu\right] Q^i \end{cases} \tag{1.10}$$

A partir de la quatrième relation, on voit que deux transformations supersymétriques successives correspondent à une translation d'espace-temps. Cette équation introduit donc une relation entre la supersymétrie et la gravité. En formulant la supersymétrie comme une symétrie locale, le graviton de spin 2 doit être introduit, et on aboutit à la supergravité (SUGRA) où la gravité est unifiée aux trois autres interactions. De plus, on voit que dans une théorie invariante par supersymétrie, les nombres de degrés de liberté fermioniques (n_F) et bosoniques (n_B) doivent être égaux. Le supermultiplet le plus simple vérifiant la loi d'algèbre est donc composé d'un fermion de Weyl (2 états d'hélicité, donc $n_F = 2$) et de deux scalaires réels (ayant chacun $n_B = 1$). A ce niveau, la masse d'une particule standard doit être égale à celle de la particule qui lui est associée par supersymétrie. Comme il n'existe pas, par exemple, d'électron scalaire de masse m=0,511 MeV/c^2, la supersymétrie doit forcément être brisée. Le MSSM (*Minimal Supersymmetric Standard Model*) est l'extension supersymétrique minimale du Modèle Standard où le nombre de générateurs de transformations supersymétriques est égal à 1. Dans ce cas, un seul partenaire supersymétrique est associé à chaque particule standard.

Dans ce qui suit, une présentation succincte du cadre théorique dans lequel nous étudierons la supersymétrie est faite. Une description détaillée du formalisme peut être trouvée en référence [8]. Le papier en référence [9] résume ces 20 dernières années de recherche en matière de supersymétrie.

1.3.2 Définition des superchamps

Dans sa version minimale, la supersymétrie associe à chaque particule du Modèle Standard une seule particule supersymétrique qui diffère d'une demi unité de spin. Le formalisme de superchamps permet de joindre dans un même multiplet une particule standard et son partenaire supersymétrique.

1.3.2.1 Les superchamps chiraux

On construit les supermultiplets chiraux à partir des fermions du Modèle Standard:

- $\hat{Q}_L = (Q_L, \tilde{Q}_L)$:
  Il contient le doublet de quarks gauches $Q_L = (u_L, d_L)$ et leurs partenaires scalaires $\tilde{Q}_L = (\tilde{u}_L, \tilde{d}_L)$.
- $\hat{U}_R = (u_R, \tilde{u}_R)$ et $\hat{D}_R = (d_R, \tilde{d}_R)$:
  Ils contiennent chacun le quark de chiralité droite et le scalaire droit correspondant.
- $\hat{L}_L = (L_L, \tilde{L}_L)$:
  Comme pour les quarks, ce multiplet contient le doublet de leptons gauches $L_L = (\nu, l)$ et leurs partenaires supersymétriques $\tilde{L}_L = (\tilde{\nu}, \tilde{l})$.
- $\hat{E}_R = (e_R, \tilde{e}_R)$:
  Enfin, ce multiplet contient le lepton droit e_R et son partenaire scalaire $\tilde{e}_R$.

Bien sûr, il existe un de ces multiplets pour chacune des trois générations de quarks et de leptons.

1.3.2.2 Les superchamps vectoriels

Les supermultiplets vectoriels contiennent les bosons du Modèle Standard. Ils vérifient $V^\dagger = V$. On trouve donc les superchamps:

- $\hat{W}^a = (W^a_\mu, \tilde{W}^a)$:
  Aux champs de jauge W^a_μ de SU(2), on associe les champs fermioniques $\tilde{W}^a$ (winos).
- $\hat{B} = (B_\mu, \tilde{B})$:
  Au champ de jauge B_μ de U(1), on associe le champ fermionique $\tilde{B}$ (bino).
- $\hat{G}^a = (G^a_\mu, \tilde{G}^a)$:
  Aux gluons de couleurs G^a_μ, on associe les gluinos $\tilde{G}^a$.

1.3.2.3 Deux doublets de Higgs

Comme le Higgs est une particule scalaire, il doit résider dans un supermultiplet chiral. Cependant, un seul doublet de Higgs n'est pas suffisant dans l'extension supersymétrique minimale du Modèle Standard.

- Tout d'abord, si on introduit un seul doublet de Higgs $H_1 = (H_1^0, H_1^-)$, son partenaire supersymétrique, le higgsino $\tilde{H}_1 = (\tilde{H}_1^0, \tilde{H}_1^-)$ est un champ de fermions d'hypercharge $Y = -1$ et il intervient dans le calcul des anomalies triangulaires. Ses anomalies disparaissent si la somme de toutes les hypercharges des fermions est égale à 0 [2]. Il est donc nécessaire dans le MSSM d'introduire d'autres fermions avec une hypercharge $Y = 1$

2. Cette condition est réalisée plus ou moins miraculeusement dans le Modèle Standard, et l'anomalie est donc nulle.

pour compenser la contribution des fermions du premier doublet aux anomalies. Ceci est réalisé en introduisant un deuxième doublet de Higgs $H_2 = (H_2^+, H_2^0)$ dont le partenaire supersymétrique est le champ fermionique $\tilde{H}_2 = (\tilde{H}_2^+, \tilde{H}_2^0)$.

– De plus, le MSSM a besoin d'un superchamp chiral de Higgs d'hypercharge $Y = 1$ pour donner leurs masses aux quarks de types up, et d'un superchamp chiral de Higgs d'hypercharge $Y = -1$ pour donner leurs masses aux quarks de type down.

Le tableau 1.2 résume le contenu en superchamps de l'extension supersymétrique minimale du Modèle Standard.

Supermultiplet	$SU(3)_C$	$SU(2)_L$	$U(1)_Y$	Standard	Partenaire SUSY
$\hat{Q}_L$	3	2	+1/3	$Q_L = (u_L, d_L)$	$\tilde{Q}_L = (\tilde{u}_L, \tilde{d}_L)$
$\hat{U}_R$	3	1	+4/3	$U_R = (u_R)$	$\tilde{U}_R = (\tilde{u}_R)$
$\hat{D}_R$	3	1	-2/3	$D_R = (d_R)$	$\tilde{D}_R = (\tilde{d}_R)$
$\hat{L}_L$	1	2	-1	$L_L = (\nu_L, e_L)$	$\tilde{L}_L = (\tilde{\nu}_L, \tilde{e}_L)$
$\hat{E}_R$	1	1	-2	$E_R = (e_R)$	$\tilde{E}_R = (\tilde{e}_R)$
$\hat{G}^a$	8	1	0	G_μ^a	$\tilde{G}^a$
$\hat{W}^a$	1	3	0	W_μ^a	$\tilde{W}^a$
$\hat{B}$	1	1	0	B_μ	$\tilde{B}$
$\hat{H}_1$	1	2	-1	$H_1 = (H_1^0, H_1^-)$	$\tilde{H}_1 = (\tilde{H}_1^0, \tilde{H}_1^-)$
$\hat{H}_2$	1	2	+1	$H_2 = (H_2^+, H_2^0)$	$\tilde{H}_2 = (\tilde{H}_2^+, \tilde{H}_2^0)$

TAB. 1.2 – *Composition des supermultiplets dans l'extension supersymétrique minimale du modèle standard*

1.3.3 Brisure de la supersymétrie

Les limites sur les masses des particules supersymétriques montrent que la supersymétrie est brisée. En 1974, Fayet et Iliopoulos [10] introduisent la brisure spontanée de la supersymétrie. Dans cette théorie, le vide a moins de degrés de liberté que le Lagrangien et n'est pas invariant sous la supersymétrie. L'énergie du vide est donc strictement positive. La hiérarchie des masses dans ce modèle de brisure n'est cependant pas satisfaisante: le gluino notamment aurait une masse nulle [11].
Afin de conserver la solution au problème de hiérarchie et de naturalité dans une théorie supersymétrique, la brisure doit être douce et ne pas réintroduire de nouvelles divergences. L'idée est donc de repousser l'origine de la brisure de la supersymétrie dans un secteur dit caché. Différentes possibilités existent alors pour transmettre cette brisure au secteur observable. Le lagrangien peut être séparé en deux parties:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{SUSY} + \mathcal{L}_{soft} \tag{1.11}$$

$\mathcal{L}_{SUSY}$ est invariant par supersymétrie, et $\mathcal{L}_{soft}$ contient de manière explicite les termes brisant la supersymétrie. On distingue principalement deux types de modèles:

– Le modèle de supergravité minimale (mSUGRA):
La brisure de la supersymétrie est transmise au secteur observable par interaction gravitationnelle.

Particules standards	Particules supersymétriques			
	États propres d'interactions		États propres de masse	
q = u,d,c,s,t,b	$\tilde{q}_L, \tilde{q}_R$	squark	$\tilde{q}_1, \tilde{q}_2$	squark
$\ell = e, \mu, \tau$	$\tilde{\ell}_L, \tilde{\ell}_R$	slepton	$\tilde{\ell}_1, \tilde{\ell}_2$	slepton
$\nu = \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$	$\tilde{\nu}$	sneutrino	$\tilde{\nu}$	sneutrino
g	$\tilde{g}$	gluino	$\tilde{g}$	gluino
$W^\pm$	$\widetilde{W}^\pm$	wino		
H_1^-	$\widetilde{H}_1^-$	higgsino	$\tilde{\chi}_{1,2}^\pm$	charginos
H_2^+	$\widetilde{H}_2^+$	higgsino		
γ	$\tilde{\gamma}$	photino		
Z	$\widetilde{Z}$	zino		
H_1^0	$\widetilde{H}_1^0$	higgsino	$\tilde{\chi}_{1,2,3,4}^0$	neutralinos
H_2^0	$\widetilde{H}_2^0$	higgsino		

TAB. 1.3 – *Champs et particules de l'extension supersymétrique minimale du Modèle Standard.*

– Le modèle GMSB: *Gauge Mediated Supersymmetry Breaking.*
  Dans ces modèles, la brisure de la supersymétrie est effectuée par interaction de jauge, elle est transmise du secteur caché au secteur visible par des champs messagers.

1.4 Le Modèle Standard Supersymétrique Minimal (MSSM)

On note par MSSM l'extension supersymétrique la plus simple du Modèle Standard. Dans ce cadre, la supersymétrie est une symétrie globale. Le contenu en particules du MSSM est rappelé dans le tableau 1.3. Il est important de voir que les états de masse des particules supersymétriques après brisure de la supersymétrie proviennent, dans la plupart des cas, d'un mélange des états d'interaction.

1.4.1 Le lagrangien du MSSM

La partie $\mathcal{L}_{SUSY}$ du lagrangien peut être décomposée de la manière suivante:

$$\mathcal{L}_{SUSY} = \mathcal{L}_{lepton} + \mathcal{L}_{quark} + \mathcal{L}_{jauge} + \mathcal{L}_{higgs} + \mathcal{W}_R \tag{1.12}$$

où $\mathcal{L}_{lepton}$, $\mathcal{L}_{quark}$ et $\mathcal{L}_{jauge}$ sont respectivement les termes d'interaction des leptons, des quarks et de jauge. $\mathcal{L}_{higgs}$ est le Lagrangien de Higgs et $\mathcal{W}_R$ est le lagrangien rassemblant les derniers termes violant la conservation des nombres leptonique ou baryonique.

La partie $\mathcal{L}_{soft}$ du lagrangien brisant la supersymétrie prend la forme suivante:

$$\begin{array}{rcllll}
\mathcal{L}_{soft} & = & \frac{1}{2}M_1\bar{\tilde{B}}\tilde{B} & +\frac{1}{2}M_2\bar{\tilde{W}}^a\tilde{W}_a & +\frac{1}{2}M_3\bar{\tilde{G}}^a\tilde{G}_a & \\
& + & M^2_{\tilde{Q}^i}\tilde{Q}^{i\dagger}\tilde{Q}^i & +M^2_{\tilde{U}^i}\tilde{U}^{i\dagger}\tilde{U}^i & +M^2_{\tilde{D}^i}\tilde{D}^{i\dagger}\tilde{D}^i & \\
& + & M^2_{\tilde{L}^i}\tilde{L}^{i\dagger}\tilde{L}^i & +M^2_{\tilde{E}^i}\tilde{E}^{i\dagger}\tilde{E}^i & & \\
& + & m_1^2H_1^\dagger H_1 & +m_2^2H_2^\dagger H_2 & & \\
& + & \multicolumn{4}{l}{\frac{g_2}{\sqrt{2}M_W}(\frac{m_{di}}{\cos\beta}A_{d^i}H_1\tilde{Q}^i\tilde{D}^{i\dagger}+\frac{m_{ui}}{\sin\beta}A_{u^i}H_2\tilde{Q}^i\tilde{U}^{i\dagger}+\frac{m_{ei}}{\cos\beta}A_{e^i}H_1\tilde{L}^i\tilde{E}^{i\dagger})} \\
& - & B\mu H_1H_2 & & & \\
& + & \text{h.c.} & & &
\end{array} \tag{1.13}$$

On reconnaît dans cette formule:

- Les termes de masses des gauginos: M_1, M_2 et M_3.
- Les termes de masses des sfermions: $M_{\tilde{Q}^i}$, $M_{\tilde{U}^i}$, $M_{\tilde{D}^i}$, $M_{\tilde{L}^i}$, $M_{\tilde{E}^i}$.
- Les termes de masse des bosons de Higgs: m_1 et m_2.
- Les couplages trilinéaires entre les sfermions et les champs de Higgs: A_{d^i}, A_{u^i} et A_{e^i}.
- Un terme de mélange des champs de Higgs paramètré par le paramètre μ.

1.4.2 Brisure spontanée de la symétrie électrofaible

Dans le MSSM, le mécanisme de brisure de la symétrie électrofaible $SU(2)_L\otimes U(1)_Y$ en une symétrie résiduelle $U(1)$ est semblable à celui du Modèle Standard. Deux termes contribuent au potentiel de Higgs V_H. Le premier provient du lagrangien $\mathcal{L}_{soft}$ et contient un terme de masse pour chaque Higgs scalaire et un terme de mélange. Le second provient d'une partie du lagrangien $\mathcal{L}_{higgs}$ appelé superpotentiel. L'expression du potentiel de Higgs est:

$$\begin{aligned}
V_H &= (m_1^2+|\mu|^2)H_1^\dagger H_1+(m_2^2+|\mu|^2)H_2^\dagger H_2-B\mu(\bar{H}_1H_2-\bar{H}_2H_1) \\
&\quad +\frac{(g_1^2+g_2^2)}{8}\left(H_1^\dagger H_1-H_2^\dagger H_2\right)^2+\frac{g_2^2}{2}|H_1^\dagger H_2|^2
\end{aligned} \tag{1.14}$$

La symétrie électrofaible est brisée spontanément lorsque les champs de Higgs ont des valeurs moyennes non nulles dans le vide:

$$\langle H_1\rangle=\begin{pmatrix} v_1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad \langle H_2\rangle=\begin{pmatrix} 0 \\ v_2 \end{pmatrix} \tag{1.15}$$

On introduit ici un paramètre fondamental du MSSM qui est le rapport des deux valeurs moyennes dans le vide:

$$\tan\beta = \frac{v_2}{v_1} \tag{1.16}$$

Le potentiel de Higgs est décrit par 4 paramètres libres: $m_1^2+|\mu|^2$, $m_2^2+|\mu|^2$, $B\mu$ et $\tan\beta$. Pour que le potentiel ait un minimum, les relations suivantes doivent être satisfaites:

$$\left\{\begin{array}{rcl}
(m_1^2+|\mu|^2)v_1 &=& (B\mu)^2v_2-\frac{1}{4}(g_1^2+g_2^2)(v_1^2+v_2^2)v_1 \\
(m_2^2+|\mu|^2)v_2 &=& (B\mu)^2v_1-\frac{1}{4}(g_1^2+g_2^2)(v_1^2+v_2^2)v_2
\end{array}\right. \tag{1.17}$$

On passe donc de quatre à deux paramètres libres dans le potentiel de Higgs. Sur les 8 degrés de liberté des champs initiaux, trois sont des bosons de Goldstone de masses nulles absorbés par les $W^{\pm}$ et le Z^0. Les bosons du Modèle Standard acquièrent alors leurs masses:

$$\left\{ \begin{array}{lcc} m_W^2 & = & \frac{(g_1^2+g_2^2)}{2}(v_1^2+v_2^2) \\ m_Z^2 & = & \frac{g_1^2}{2}(v_1^2+v_2^2) \\ m_\gamma & = & 0 \end{array} \right. \tag{1.18}$$

Les 5 degrés de liberté restant constituent les champs physiques de Higgs qui obtiennent leur masse via les termes d'autocouplage. Sur ces 5 champs, on compte deux Higgs neutres scalaires h^0 et H^0, un Higgs neutre pseudo-scalaire A^0 et deux bosons de Higgs chargés $H^{\pm}$. Les masses des 5 bosons de Higgs sont:

$$\left\{ \begin{array}{lcl} M_{A^0}^2 & = & m_1^2+m_2^2+2\mu^2 \\ M_{H^\pm}^2 & = & m_{A^0}^2+M_W^2 \\ M_{h^0}^2 & = & \frac{1}{2}[M_{A^0}^2+M_Z^2-\sqrt{(M_{A^0}^2+M_Z^2)^2-4M_{A^0}^2M_Z^2\cos^2 2\beta}] \\ M_{H^0}^2 & = & \frac{1}{2}[M_{A^0}^2+M_Z^2+\sqrt{(M_{A^0}^2+M_Z^2)^2-4M_{A^0}^2M_Z^2\cos^2 2\beta}] \end{array} \right. \tag{1.19}$$

A l'arbre, la masse du boson de Higgs scalaire neutre le plus léger h^0 doit être inférieure à $< M_Z \cos 2\beta$, donc inférieure à la masse du Z^0. En incluant les corrections radiatives, la limite obtenue est de 130 GeV/c^2.
Les deux paramètres généralement choisis pour décrire le secteur de Higgs du MSSM sont le rapport des deux *v.e.v.* $\tan\beta$ et la masse du Higgs pseudo-scalaire M_{A^0}.
Les termes restant dans le lagrangien de Higgs sont:

$$\hat{W}_Y \;\; = \;\; \lambda_L^{ij}\hat{H}\hat{L}_i\hat{E}_j + \lambda_D^{ij}\hat{H}\hat{Q}_i\hat{D}_j + \lambda_U^{ij}\hat{\bar{H}}\hat{Q}_i\hat{U}_j \tag{1.20}$$

où i et j sont les indices de famille de fermions. Cette partie est donc une généralisation du lagrangien de Yukawa standard au cas supersymétrique. Les paramètres λ_L, λ_D et λ_U sont des matrices 3×3, où l'on fait souvent l'approximation que seuls les fermions de la troisième famille ont une contribution non nulle:

$$\lambda_U = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & y_t \end{pmatrix} \lambda_D = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & y_b \end{pmatrix} \lambda_L = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & y_\tau \end{pmatrix} \tag{1.21}$$

$$y_t = \frac{g_2 m_t}{\sqrt{2}m_W \sin\beta},\; y_b = \frac{g_2 m_b}{\sqrt{2}m_W \cos\beta},\; y_\tau = \frac{g_2 m_\tau}{\sqrt{2}m_W \cos\beta} \tag{1.22}$$

1.4.3 Définition de la R-parité

La dernière partie du lagrangien est:

$$\mathcal{W}_R \;\; = \;\; \frac{1}{2}\lambda^{ijk}\hat{L}_i\hat{L}_L\hat{\bar{E}}_k + \lambda'^{ijk}\hat{L}_i\hat{Q}_j\hat{\bar{D}}_k + \frac{1}{2}\lambda''^{ijk}\hat{\bar{D}}_i\hat{\bar{D}}_j\hat{\bar{U}}_k \tag{1.23}$$

Les deux premiers termes ne conservent pas le nombre leptonique et le dernier ne conserve pas le nombre baryonique. Ils n'ont a priori aucune raison d'être supprimés, et ils introduisent au total 45 nouveaux couplages: 9 λ^{ijk}, 27 λ'^{ijk} et 9 λ''^{ijk}. De nombreuses contraintes aussi bien théoriques qu'expérimentales existent sur ces couplages (comme la durée de vie du proton). Un moyen de supprimer ces contributions est d'imposer une nouvelle symétrie. La R-symétrie était présente dans les premiers résultats de P. Fayet [11] pour obtenir la brisure spontanée de la supersymétrie. Cependant, la masse du gluino était nulle à tous les ordres de la théorie des perturbations. On est donc passé à une symétrie discrète appelée R-parité définie comme:

$$R_p = (-1)^{3B+L+2S} \tag{1.24}$$

où B et L sont les nombres baryonique et leptonique et S le spin. Les particules du Modèle Standard ont donc $R_p = 1$ et leurs partenaires supersymétriques $R_p = -1$. En supposant que ce nouveau nombre quantique est conservé, on obtient $\mathcal{W}_R = 0$.
Par la suite, on supposera que la R-parité est conservée. Ceci a de nombreuses conséquences:

- Tout d'abord, les particules supersymétriques sont toujours produites par paires.
- La particule supersymétrique la plus légère (LSP, *Lightest Supersymmetric Particle*) est stable. Compte tenu des contraintes cosmologiques, cette particule devrait être neutre et c'est un candidat pour expliquer la matière noire de l'univers.
- Dans pratiquement tous les cas, la LSP interagit très faiblement avec la matière et sa présence dans une collision e^+e^- est signalée par une quantité importante d'énergie manquante.

1.4.4 Spectre physique

1.4.4.1 Les charginos

Aux bosons $W^\pm$, on a associé les winos $\tilde{W}^\pm = (\tilde{W}_1 \pm i\tilde{W}_2)/\sqrt{2}$ et aux deux Higgs chargés, les higgsinos $\tilde{H}_1^-$ et $\tilde{H}_2^+$. Les états propres de masse sont les charginos, notés $\tilde{\chi}^\pm_{1,2}$, provenant du mélange des états d'interaction. Ils proviennent de la diagonalisation de la matrice:

$$\mathcal{M}_\pm = \begin{pmatrix} 0 & X^T \\ X & 0 \end{pmatrix} \qquad X = \begin{pmatrix} M_2 & \sqrt{2}M_W \sin\beta \\ \sqrt{2}M_W \cos\beta & \mu \end{pmatrix} \tag{1.25}$$

On utilise deux matrices U et V (2×2) pour la diagonaliser: $U^* X V^{-1} = \mathcal{M}_{\tilde{\chi}^\pm}$. Les masses des charginos obtenues sont:

$$\begin{aligned} m^2_{\tilde{\chi}^\pm_{1,2}} &= \frac{1}{2}\{M_2^2 + \mu^2 + 2m_{\mathrm{W}}^2 \\ &\mp \sqrt{(M_2^2 - \mu^2)^2 + 4m_{\mathrm{W}}^2 cos^2 2\beta + 4m_{\mathrm{W}}^2(M_2^2 + \mu^2 + 2M_2\mu sin2\beta)}\Big\} \end{aligned} \tag{1.26}$$

La nature du mélange Wino-Higgsino est très importante car elle modifie les interactions du chargino avec les autres particules.

1.4.4.2 Les neutralinos

Les neutralinos proviennent du mélange entre les partenaires supersymétriques des bosons de jauges neutres ($\tilde{B}$,$\tilde{W}$) et des partenaires supersymétriques des bosons de Higgs neutres

($\tilde{H}_1^0$,$\tilde{H}_2^0$). Les quatre neutralinos obtenus sont rangés par ordre de masse croissante: $\widetilde{\chi}_1^0$, $\widetilde{\chi}_2^0$, $\widetilde{\chi}_3^0$ et $\widetilde{\chi}_4^0$. Leurs masses sont obtenues après diagonalisation de la matrice $\mathcal{M}_{\widetilde{\chi}^0}$ suivante:

$$\begin{pmatrix} M_1 & 0 & -M_Z\cos\beta\sin\theta_W & M_Z\sin\beta\sin\theta_W \\ 0 & M_2 & M_Z\cos\beta\cos\theta_W & -M_Z\sin\beta\cos\theta_W \\ -M_Z\cos\beta\sin\theta_W & M_Z\cos\beta\cos\theta_W & 0 & -\mu \\ M_Z\sin\beta\sin\theta_W & -M_Z\sin\beta\cos\theta_W & -\mu & 0 \end{pmatrix} \tag{1.27}$$

Cette diagonalisation s'effectue avec une matrice 4×4 unitaire: $N = Z^*\mathcal{M}_0 Z^{-1} = \mathcal{M}_{\widetilde{\chi}^0}$. Dans la plus grande partie de l'espace des paramètres, le neutralino le plus léger $\widetilde{\chi}_1^0$ est la LSP.

1.4.4.3 Les sfermions

Les états de masse des sfermions ($\tilde{f}_1$,$\tilde{f}_2$) proviennent d'un mélange des états de chiralité gauche et droite ($\tilde{f}_L$,$\tilde{f}_R$). Ce mélange est limité aux sfermions de même saveur. La matrice de masse des sfermions dépend des couplages trilinéaires A_i et de la masse des fermions associés à travers les couplages de Yukawa. Dans la base ($\tilde{f}_L$,$\tilde{f}_R$), la matrice de masse des sfermions est:

$$\mathcal{M}^2_{\tilde{f}} = \begin{pmatrix} m^2_{\tilde{f}_L} & a_{\tilde{f}} m_f \\ a_{\tilde{f}} m_f & m^2_{\tilde{f}_R} \end{pmatrix} \tag{1.28}$$

Les termes $a_{\tilde{f}}$ dépendent des sfermions considérés et de leurs couplages trilinéaires. Pour les squarks, on a :

$$a_{\tilde{f}} = \begin{cases} A_U - \mu/\tan\beta & pour\ \tilde{f} = (\tilde{u},\tilde{c},\tilde{t}) \\ A_D - \mu\times\tan\beta & pour\ \tilde{f} = (\tilde{d},\tilde{s},\tilde{b}) \end{cases} \tag{1.29}$$

Les masses $m_{\tilde{q}_L}$ et $m_{\tilde{q}_R}$ des quarks up et down sont données par:

$$\left.\begin{aligned} m^2_{\tilde{u}_L,\tilde{d}_L} &= M^2_{\tilde{Q}_L} + C_{u_L} \\ m^2_{\tilde{u}_R} &= M^2_{\tilde{U}_R} + C_{u_R} \\ m^2_{\tilde{d}_R} &= M^2_{\tilde{D}_R} + C_{d_R} \end{aligned}\right\} C_f = m_f^2 + m_Z^2\left(I_q^3 - Q_f\sin^2\theta_W\right)\cos 2\beta \tag{1.30}$$

On obtient le même genre de relation pour les sleptons. On paramètrise le mélange entre les états droit et gauche par un angle de mélange $\theta_{\tilde{f}}$:

$$\begin{cases} \tilde{f}_1 = \tilde{f}_L\cos\theta_{\tilde{f}} + \tilde{f}_R\sin\theta_{\tilde{f}} \\ \tilde{f}_2 = -\tilde{f}_L\sin\theta_{\tilde{f}} + \tilde{f}_R\cos\theta_{\tilde{f}} \end{cases} \tag{1.31}$$

Les termes non-diagonaux étant proportionnels à la masse du fermion correspondant, on voit qu'il n'y a pratiquement pas de mélange pour les sfermions de la première et de la deuxième génération. En revanche, ces termes non-diagonaux sont élevés pour les sfermions de la troisième génération. A lui seul, le mélange peut donc donner une grande différence de masse entre les deux états $\tilde{f}_1$ et $\tilde{f}_2$, et des états de masse $\tilde{f}_1$ légers. Les masses de ces deux sfermions est:

$$m^2_{\tilde{f}_{1,2}} = \frac{1}{2}\left[(M^2_{\tilde{f}_L} + M^2_{\tilde{f}_R}) \mp \sqrt{(M^2_{\tilde{f}_L} - M^2_{\tilde{f}_R})^2 + 4a^2_{\tilde{f}} m^2_f}\right] \tag{1.32}$$

1.5 Théorie de grande unification et supergravité

1.5.1 Le modèle Supersymétrique phénoménologique

Il reste cependant 105 paramètres libres dans le MSSM. Certaines hypothèses supplémentaires permettent de réduire ce nombre de paramètres. On suppose que les masses des squarks et des leptons des deux premières génération sont égales. De plus comme les masses des fermions des deux premières familles sont très faibles, on suppose que leurs couplages trilinéaires sont nuls: A_e, A_μ, A_u, A_d, A_c et A_s.
Il reste donc 19 paramètres dans le MSSM en plus de ceux du Modèle Standard:

- Les 3 masses de gauginos: M_1,M_2 et M_3.
- La masse du Higgs pseudo-scalaire: M_{A^0}.
- Le rapport $\tan\beta$ des deux *v.e.v.* des champs de Higgs neutres.
- Le paramètre de mélange des champs de Higgs μ
- Les masses des sfermions de première et deuxième génération: $M_{\tilde{Q}}$, $M_{\tilde{U}}$, $M_{\tilde{D}^i}$, $M_{\tilde{L}}$ et $M_{\tilde{E}}$
- Les masses des sfermions de troisième génération: $M_{\tilde{Q}^3}$, $M_{\tilde{U}^3}$, $M_{\tilde{D}^3}$, $M_{\tilde{L}^3}$ et $M_{\tilde{E}^3}$.
- Les couplages trilinéaires de la troisième génération de sfermions: A_t, A_b et A_τ.

1.5.2 Vers une théorie de grande unification

L'origine de la brisure de la supersymétrie reste une inconnue et elle est contrôlée par un grand nombre de paramètres. Cependant, de nombreuses indications laissent penser qu'un principe d'organisation existe. Les équations du groupe de renormalisation à une boucle des constantes de couplage du modèle standard g_1, g_2 et g_3 sont données par:

$$\left\{ \begin{array}{lcl} \frac{d}{dt} g_a & = & \frac{1}{16\pi^2} b_a g_a^3 \\ \\ \frac{d}{dt} \alpha_a^{-1} & = & -\frac{b_a}{2\pi} \end{array} \right. \qquad (a = 1, 2, 3) \tag{1.33}$$

avec, $b_a = (33/5, 1, -3)$ dans le MSSM. La normalisation de g_1 est choisie de manière à ce qu'elle obéisse à une dérivée covariante pour obtenir la grande unification de $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ en un groupe SU(5) ou SO(10). La figure 1.4 montre que les constantes de couplage de jauge s'unifie à une échelle $M = 2 \times 10^{16}$ GeV dans le MSSM.

Cette unification est prédite par les théories de supercordes. Le fait qu'elle soit réalisée dans le MSSM indique que l'on peut vraissemblablement appliquer le même schéma d'unification avec les équations du groupe de renormalisation pour les autres couplages du MSSM et pour les masses des gauginos. On suppose donc l'égalité à l'échelle de grande unification:

- des masses des gauginos M_i en une masse $m_{1/2}$. Elles obéissent alors à la relation:

$$\frac{M_1}{\alpha_1} = \frac{M_2}{\alpha_2} = \frac{M_3}{\alpha_3} \tag{1.34}$$

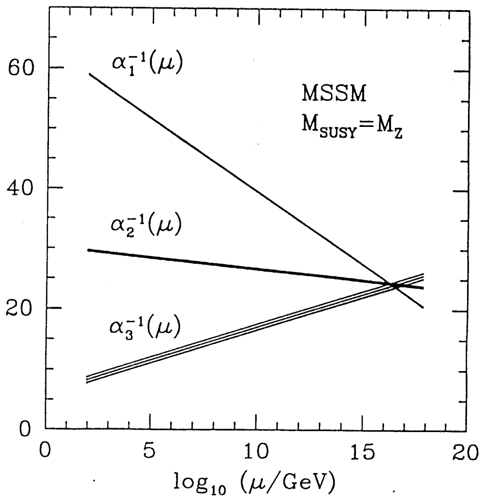


FIG. 1.4 – *Evolution des constantes de couplage dans le MSSM.*

et leurs évolutions dans les équations du groupe de renormalisation donne la relation suivante à l'echelle électrofaible:

$$M_1 = \frac{5}{3} M_2 \tan^2\theta_W \; , \; M_3 = \frac{\alpha_s}{\alpha_{em}} M_2 \sin^2\theta_W$$
$$M1 : M2 : M3 \sim 1 : 2 : 7 \tag{1.35}$$

– des masses des sfermions et des Higgs en une masse m_0.

– des couplages trilinéaires en une valeur A_0.

En rendant la supersymétrie locale, la gravitation est naturellement introduite dans les théories supersymétriques. De tels modèles sont appelés supergravité. Le modèle le plus fréquemment utilisé est celui de supergravité minimale [12]. La brisure de la supersymétrie est transmise au secteur visible par interactions gravitationelles. La brisure de la supersymétrie s'effectue dans un secteur caché par une *v.e.v* $\langle F \rangle$. Les termes de brisure douce du lagrangien $\mathcal{L}_{soft}$ sont alors environ égales à:

$$m_{soft} \;\sim\; \frac{\langle F \rangle}{M_P} \tag{1.36}$$

Pour des termes m_{soft} inférieurs au TeV, la brisure de la supersymétrie intervient à une échelle $\sqrt{\langle F \rangle}$ de l'ordre de 10^{10} GeV. Le spectre des particules supersymétriques est alors entièrement déterminé à partir des paramètres:

$$m_{1/2} \quad m_0 \quad \tan\beta \quad A_0 \quad \mu/|\mu| \tag{1.37}$$

Une alternative est la transmission de la brisure de la supersymétrie par interactions de jauges dans les modèle GMSB [13]. Un secteur de messagers transmet la brisure de la supersymétrie. Les termes de brisure douce apparaissent dans des diagrammes en boucles faisant intervenir des champs messagers dont la masse caractéristique est M_{mess}.

$$m_{soft} \;\sim\; \frac{\alpha_a}{4\pi} \frac{\langle F \rangle}{M_{mess}} \tag{1.38}$$

Si $M_{mess} \sim \sqrt{\langle F \rangle}$, l'échelle de brisure de la supersymétrie vaut environ $\sqrt{\langle F \rangle} = 10^4$ GeV et est donc beaucoup plus faible que dans le modèle mSUGRA. Le spectre des particules supersymétrique est complètement déterminé à partir des paramètres:

$$m_{1/2} \quad \tan\beta \quad \mu \quad A_0 \quad N_{5,10} \tag{1.39}$$

où $N_{5,10}$ dépend du nombre de champs messagers.

1.5.2.1 Où est le gravitino?

Dans les modèles de supergravité, le graviton de spin 2 a un partenaire supersymétrique de spin 3/2, le gravitino ($\tilde{G}$). Tant que la supersymétrie n'est pas brisée, le graviton et le gravitino ont une masse nulle. La brisure spontanée de la supersymétrie impose l'existence d'un fermion de masse nulle, le goldstino. Lors de la brisure de la supersymétrie, le goldstino est absorbé par le gravitino. Ce dernier acquiert alors une masse $m_{3/2}$ lors de ce processus connu sous le nom de mécanisme de super-Higgs. La masse du gravitino est donnée par la relation:

$$m_{3/2} = \frac{\langle F \rangle}{\sqrt{3} M_P} \tag{1.40}$$

Elle dépend fortement du mécanisme envisagé pour briser la supersymétrie. Dans le modèle mSUGRA, $m_{3/2}$ est du même ordre de grandeur que les masses des gauginos. Dans les modèles GMSB, la brisure de la supersymétrie ayant lieu à une échelle d'énergie beaucoup plus faible, le gravitino a une masse très petite, inférieure à 1 keV. Dans ce modèle, le gravitino est la LSP ce qui modifie complètement les signatures expérimentales dans les recherches de particules supersymétriques en collisionneurs.

1.6 Conclusion

La supersymétrie introduit une symétrie entre bosons et fermions et permet de résoudre un certain nombre de problèmes du Modèle Standard. Dans sa version locale, elle fournit également un cadre de travail très intéressant pour construire une théorie de grande unification et aboutit à la supergravité. Le nombre de paramètres libres est alors fortement réduit. La brisure de la supersymétrie est cependant mal connue. Elle se produit dans un secteur caché et est transmise au secteur visible soit par interaction gravitationelle (mSUGRA), soit par interactions de jauge (GMSB). Les désintégrations des particules supersymétriques et la nature de la LSP dépendent pourtant très fortement des modèles envisagés.

Dans le chapitre suivant, le secteur des squarks dans le modèle mSUGRA est détaillé. Dans le chapitre 3, des modèles de types GMSB et mSUGRA seront présentés où le gluino est soit la LSP soit la NLSP, et dans tous les cas stable. Ces modèles donnent de nouvelles signatures expérimentales pour la recherche de la supersymétrie en collisionneur.

Bibliographie

[1] C. Yang et R. Mills, Phys. Rev. **D96** (1954) 191.

[2] S.L. Glashow, Nucl. Phys. **22** (1961) 579.

[3] A. Salam et J.C. Ward, Phys. Rev. **D13** (1964) 168.

[4] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19** (1967) 1264.

[5] P.W. Higgs, Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 508.

[6] G. t'Hooft, Nucl. Phys. **B33** (1971) 173.

[7] YU. A. Gol'fand et E.P. Likhtman, JETP Lett. **13** (1971) 323.
D.V. Volkov et V.P. Akulov, Phys. Lett. **B46** (1973) 109.
J. Wess et B. Zumino, Nucl. Phys. **B70** (1974) 109.

[8] S.P. Martin, *A Supersymetry Primer*, hep-ph/9709356.

[9] P. Fayet, hep-ph/9912413.

[10] P. Fayet et J. Iliopoulos, Phys. Lett. **B51** (1974) 461.

[11] P. Fayet, Nucl. Phys. **B78** (1974) 14.
P. Fayet, Phys. Lett. **B58** (1975) 67.
P. Fayet, Phys. Lett. **B64** (1976) 159.
P. Fayet, Phys. Lett. **B69** (1977) 489.

[12] H.P. Nilles, Phys. Rep. **110** (1984) 1.

[13] M. Dine et A. Nelson, Phys. Rev. **D48** (1993) 1277.

Chapitre 2

Le secteur des squarks

La phénoménologie des squarks dans le modèle de supergravité minimale (mSUGRA)est exposée dans ce chapitre. Dans un premier temps les motivations théoriques pour des squarks de troisième génération légers sont rappelées. Les canaux de désintégration de ces particules sont ensuite énumérés dans les cas où la R-parité est conservée. Enfin, le générateur STOPGEN est présenté. Ce programme est un générateur d'événements Monte-Carlo simulant l'hadronisation du stop. Il a été développé au cours des travaux de cette thèse.

2.1 Des squarks légers?

Dans l'extension supersymétrique minimale du modèle standard, le stop ou le sbottom pourrait être la particule supersymétrique chargée la plus légère. Dans le modèle mSUGRA, les masses de ces squarks, et particulièrement du stop, sont réduites comparées à celles des autres squarks à cause de l'évolution plus importante des couplages de Yukawa dans les équations du groupe de renormalisation. De plus, après brisure de la symétrie électro-faible, des termes non-diagonaux importants dans la matrice de masse des squarks peuvent donner des états de masse de squarks légers.
En regardant les termes non-diagonaux de la matrice de masse des squarks (Eq. 1.29), un état de stop léger pourrait exister pour les faibles valeurs de $\tan\beta$, alors que c'est le sbottom qui pourrait être la NLSP à grand $\tan\beta$.

2.2 Production des squarks

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

$$\theta_{\tilde{q}} = acos\left(\sqrt{\frac{Q_{\tilde{q}}\sin^2\theta_W}{I_3^q}}\right) \qquad (2.1)$$

Cet angle vaut 56° pour le stop et 68° pour le sbottom.

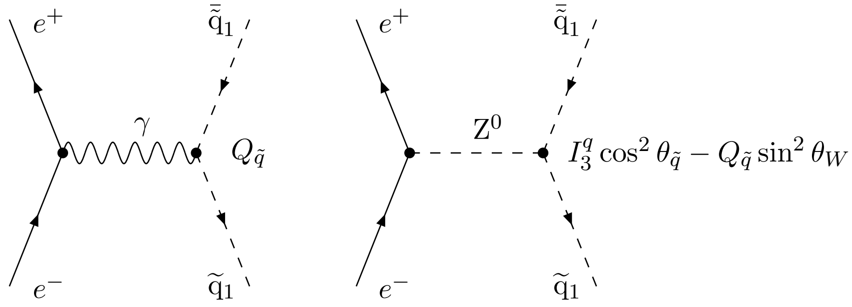


FIG. 2.1 – *Production de paire de squarks en collisionneur* e^+e^-.

A l'arbre, la section efficace de production de paire de squarks s'écrit [1]:

$$\begin{aligned}\sigma_{Born}[e^+e^- \to \tilde{q}_1\bar{\tilde{q}}_1] &= \tfrac{\pi\alpha_{em}^2}{s}\beta^3 \left[Q_{\tilde{q}}^2 + \frac{(v_e^2 + a_e^2)\, Q_Z^2}{16 \sin^4\theta_W \cos^4\theta_W} \frac{s^2}{(s - M_Z^2)^2 + M_Z^2\Gamma_Z^2} \right. \\ &\qquad \left. - \frac{v_e Q_{\tilde{q}} Q_Z}{2\sin^2\theta_W \cos^2\theta_W} \frac{s\,(s - M_Z^2)}{(s - M_Z^2)^2 + M_Z^2\Gamma_Z^2} \right] \qquad (2.2)\end{aligned}$$

avec les définitions standards, $v_e = 4\sin^2\theta_W - 1$ et $a_e = -1$. Le premier terme correspond à l'échange d'un photon, le deuxième à l'échange d'un Z^0, et le troisième aux interférences $\gamma - Z^0$. $Q_{\tilde{q}}$ et Q_Z sont les charges associées aux vertex $\gamma\tilde{q}_1\tilde{q}_1$ et $Z^0\tilde{q}_1\tilde{q}_1$:

$$\left\{ \begin{array}{lcl} Q_{\tilde{q}} &=& e_q \\ Q_Z &=& I_3^q \cos^2\theta_{\tilde{q}} - e_q \sin^2\theta_W \end{array} \right. \qquad (2.3)$$

La section efficace est minimale pour:

$$\left.\cos^2\theta_{\tilde{q}}\right)_{min} = \frac{e_q}{I_3^q}\sin^2\theta_W \left[1 + \left(1 - \frac{m_Z^2}{s}\right) \frac{v_e}{4(v_e^2 + a_e^2)} \cos^2\theta_W \right] \qquad (2.4)$$

Ce minimum dépend de $\sqrt{s}$. Pour le domaine d'énergie de LEP2, il est obtenu pour des valeurs de l'angle de mélange des squarks pratiquement égales à celles donnant le découplage des squarks du Z^0. La section efficace différentielle possède la forme caractéristique en $\sin^2\theta$, où θ est l'angle de diffusion des squarks:

$$\frac{d\sigma_{Born}}{d\theta} = \frac{3}{4}\sin^2\theta \times \sigma_{Born} \qquad (2.5)$$

Les squarks sont donc produits de manière centrale.

Les corrections QCD provenant des boucles de gluons ont été calculées [2, 3, 4, 5]. Elles sont factorisables, et la section efficace de production des squarks devient:

$$\sigma_{QCD}[e^+e^- \to \tilde{q}_1\bar{\tilde{q}}_1(g)] = \sigma_{Born}\left[1 + \frac{4}{3}\frac{\alpha_s}{\pi} f(\beta)\right] \qquad (2.6)$$

La fonction $f(\beta)$ décrivant ces corrections a une forme relativement compliquée[1], et une approximation à 1,5% près est:

$$f(\beta) = \frac{\pi^2}{2\beta} - \frac{1+\beta}{2}\left(\frac{\pi^2}{2} - 3\right) \qquad (2.7)$$

1. Elle sera explicitement décrite dans les sections suivantes.

Les corrections QCD augmentent la section efficace. Quand β tend vers 1, cette augmentation est de l'ordre de 15%.
Les corrections provenant de boucles de particules supersymétriques comme le gluino ont également été calculées [4, 6]. Elles dépendent de la masse des particules supersymétriques entrant dans les boucles et de l'angle de mélange des squarks. Pour le domaine de masse accessible à LEP2, ces corrections augmentent la section efficace d'environ 1,5% quel que soit l'angle de mélange. Elles ne sont pas inclues dans les calculs de sections efficaces présentées dans ce document.

Les dernières corrections appliquées à la section efficace sont les émissions de photons dans l'état initial (ISR, *Initial State Radiation*). Dans les différents générateurs utilisés, elles sont prises en compte par la méthode de Kleiss [11]. Les effets des corrections QED sont négatives pour des masses de squarks proches du seuil cinématique, et positives pour des faibles masses de squarks.
La figure 2.2 montre les sections efficaces de productions du stop et du sbottom pour $\sqrt{s}$ = 200 GeV. Au découplage du Z^0, elles sont faibles, particulièrement pour le sbottom.

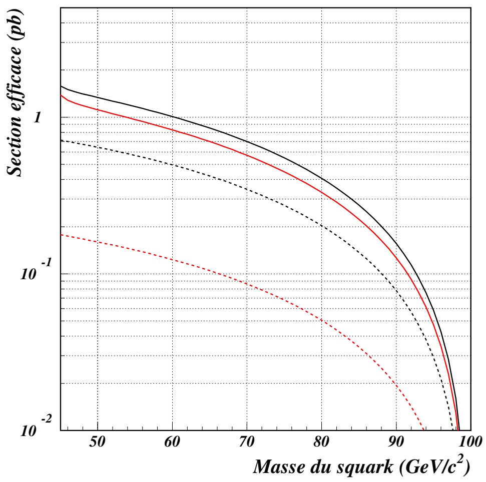


FIG. 2.2 – *Sections efficaces de productions de paires de stop et de paires de sbottom pour $\sqrt{s}$ =200 GeV. Les deux traits pleins correspondent à un angle de mélange nul, et les traits en pointillé à l'angle de mélange donnant le découplage au Z^0. La section efficace du stop est toujours supérieure à celle du sbottom.*

2.3 Les désintégrations du stop

On recherche à LEP2 un stop plus léger que le top. Les désintégrations du stop en $t\tilde{\chi}_1^0$ et en $t\tilde{g}$ sont donc impossibles. D'autres canaux de désintégration doivent ainsi être envisagés.

2.3.1 La désintégration $\tilde{t}_1 \to c\tilde{\chi}_1^0$

La désintégration $\tilde{t}_1 \to c\tilde{\chi}_1^0$ intervient dans les corrections en boucles. Trois types de diagrammes sont possibles: énergie propre du stop (Fig. 2.3a), énergie propre du quark (Fig. 2.3b) et le vertex effectif (Fig. 2.3c). Les différents diagrammes sont rappelés dans la figure 2.4.

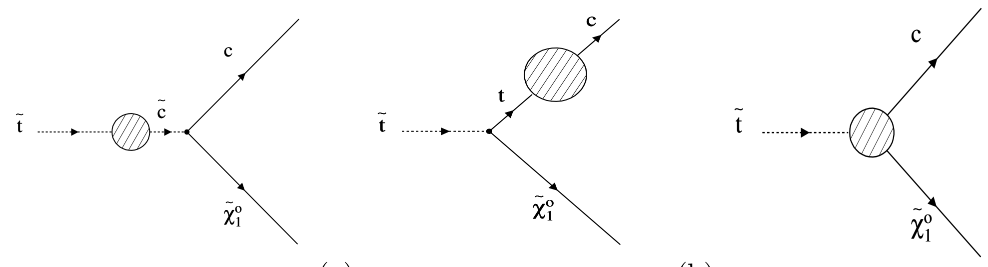


FIG. 2.3 – *Désintégration du stop en $c\widetilde{\chi}_1^0$: (a) énergie propre du stop, (b) énergie propre du quark, (c) vertex effectif.*

Il a été montré en référence [1] que la désintégration $\widetilde{\mathrm{t}}_1 \rightarrow \mathrm{c}\widetilde{\chi}_1^0$ passe par la composante en s-charm gauche ($\tilde{c}_L$) de l'état $\widetilde{\mathrm{t}}_1$. Un paramètre ϵ est introduit pour décrire cette partie:

$$\epsilon = \frac{\Delta_L \cos\theta_{\widetilde{\mathrm{t}}} - \Delta_R \sin\theta_{\widetilde{\mathrm{t}}}}{m_{\tilde{c}_L}^2 - m_{\tilde{t}_1}^2} \tag{2.8}$$

où Δ_L et Δ_R dépendent des éléments de la matrice de Cabibbo-Kobbayashi-Maskawa V_{tb} et V_{cb}:

$$\left\{\begin{array}{lcl} \Delta_L &=& \frac{\alpha}{4\pi s_W^2}\log\left(\frac{\Lambda_{\mathrm{GUT}}^2}{M_W^2}\right)\frac{V_{tb}^* V_{cb}\, m_b^2}{2M_W^2\cos^2\beta}\left(m_{\tilde{c}_L}^2 + m_{\tilde{b}_R}^2 + m_{H_1}^2 + A_b^2\right) \\ \Delta_R &=& \frac{\alpha}{4\pi s_W^2}\log\left(\frac{\Lambda_{\mathrm{GUT}}^2}{M_W^2}\right)\frac{V_{tb}^* V_{cb}\, m_b^2}{2M_W^2\cos^2\beta} m_t A_b \end{array}\right. \tag{2.9}$$

La largeur de désintégration $\Gamma(\widetilde{\mathrm{t}}_1 \rightarrow c\widetilde{\chi}_1^0)$ s'écrit alors:

$$\Gamma(\widetilde{\mathrm{t}}_1 \rightarrow c\widetilde{\chi}_1^0) = \frac{\alpha_{em}}{4}|\epsilon|^2 |f_{L1}|^2 m_{\tilde{t}_1}\left(1 - \frac{m_{\tilde{\chi}_1^0}^2}{m_{\tilde{t}_1}^2}\right)^2 \tag{2.10}$$

où f_{L1} dépend des éléments de la matrice de masse unitaire qui diagonalise celle des neutralino, N_{ij}:

$$\begin{aligned} f_{L1} = & \frac{2\sqrt{2}}{3}(\cos\theta_W N_{11} + \sin\theta_W N_{12}) \\ & +\sqrt{2}\left(\frac{1}{2} - \frac{2}{3}\sin\theta_W^2\right)\frac{-\sin\theta_W N_{11} + \cos\theta_W N_{12}}{\cos\theta_W \sin\theta_W} \end{aligned} \tag{2.11}$$

Une estimation du paramètre ϵ est $(1-4) \times 10^{-4}$, ce qui donne une durée de vie au stop de $10^{-15} - 10^{-16}$ s. Par conséquent, la durée de vie $\tau_{\tilde{t}_1}$ est nettement plus grande que l'échelle de temps de l'interaction forte ($\tau_{QCD} = 10^{-23}s$): le stop s'hadronise avant de se désintégrer dans le canal $\widetilde{\mathrm{t}}_1 \rightarrow \mathrm{c}\widetilde{\chi}_1^0$.

2.3.2 La désintégration $\widetilde{\mathrm{t}}_1 \rightarrow c\widetilde{\mathrm{g}}$

Comme pour la désintégration du stop en $c\widetilde{\chi}_1^0$, le changement de saveur de la désintégration $\widetilde{\mathrm{t}}_1 \rightarrow c\widetilde{\mathrm{g}}$ fait intervenir le paramètre ϵ décrit précédemment. La largeur de cette désintégration

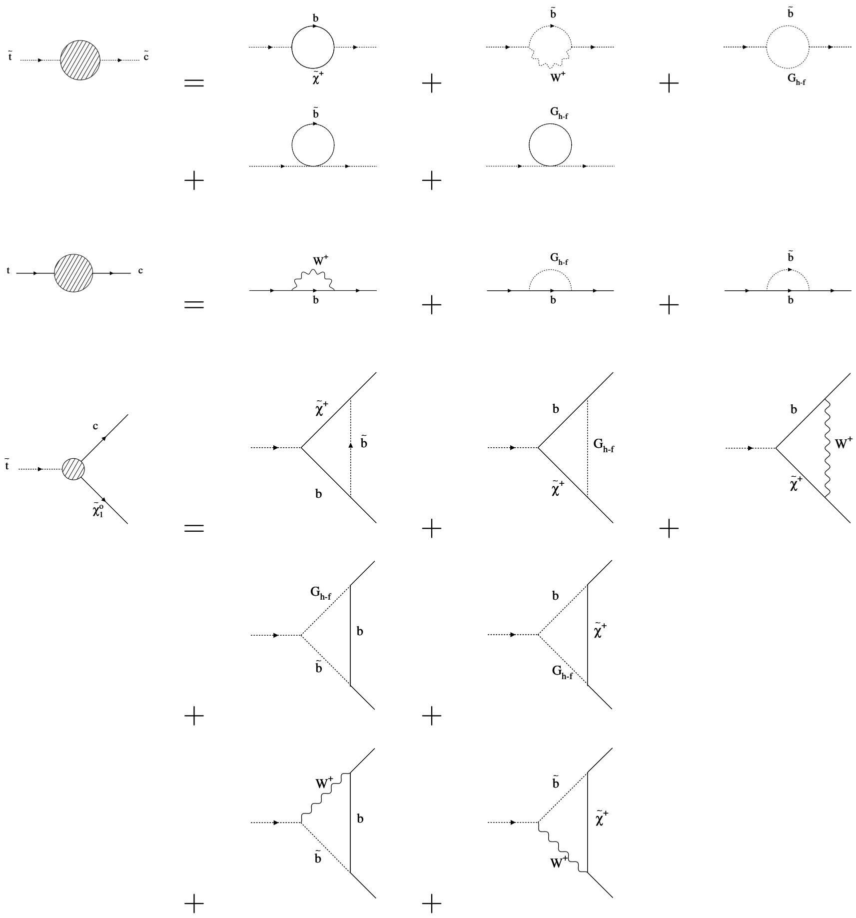


FIG. 2.4 – *Diagrammes contribuant à la désintégration* $\widetilde{\mathrm{t}}_1 \to c\ \widetilde{\chi}_1^0$. G_{h-f} *est le scalaire chargé non-physique utilisé dans les jauges renormalisables (jauge de t'Hooft-Feynman).*

est:

$$\Gamma(\widetilde{\mathrm{t}}_1 \to c\widetilde{\mathrm{g}}) \quad = \quad \frac{2}{3}\alpha_s|\epsilon|^2 m_{\tilde{t}_1}\left(1 - \frac{m^2_{\tilde{\chi}^0_1}}{m^2_{\tilde{t}_1}}\right)^2 \tag{2.12}$$

Dans la plus grande partie de l'espace des paramètres, cette largeur est environ 10 fois supérieure à celle de la désintégration $\widetilde{\mathrm{t}}_1 \to c\widetilde{\chi}_1^0$. Mais, la durée de vie du stop est toujours très supérieure à l'échelle de temps des interactions fortes. Dans ce canal également, le stop s'hadronise avant de se désintégrer.
Dans le chapitre suivant, on développera un scénario où le gluino est soit la LSP, soit stable. On envisagera donc des masses de gluino inférieures à celle du stop. La désintégration du stop dominante pour ce scénario sera donc celle en $c\widetilde{\mathrm{g}}$.

2.3.3 Les désintégrations à quatre corps dans l'état final

Les largeurs de désintégration du stop en 4 corps $\widetilde{\mathrm{t}}_1 \to b\widetilde{\chi}_1^0 f f'$ ont été calculées et étudiées [1, 8, 9]. La figure 2.5 montre les diagrammes de désintégration du stop en $b\widetilde{\chi}^\pm$, $\widetilde{\mathrm{b}}_1 H^+$, $t\widetilde{\chi}_1^0$ et $\widetilde{\mathrm{b}}_1 W^+$. Aux énergies accessibles à LEP2, seule la désintégration en $b\widetilde{\chi}_1^\pm$ faisant

intervenir le chargino le plus léger est possible, compte tenu de la masse du top et des limites sur les autres particules, H^+, $\widetilde{\mathrm{b}}_1$.
Une approximation de la largeur de désintégration du stop en $b\widetilde{\chi}_1^{\pm}$ est:

$$\Gamma(\widetilde{\mathrm{t}}_1 \to b\widetilde{\chi}_1^{\pm}) = \frac{\alpha_{em}}{4} m_{\tilde{t}_1} \left((l_{1j}^{\tilde{t}})^2 + (k_{1j}^{\tilde{t}})^2\right) \left(1 - \frac{m^2_{\tilde{\chi}_1^+}}{m^2_{\tilde{t}_1}}\right)^2 \tag{2.13}$$

où $l_{1j}^{\tilde{t}}$ et $k_{1j}^{\tilde{t}}$ sont fonction de l'angle de mélange du stop et des matrices U_{ij} et V_{ij} diagonalisant la matrice de masse des charginos.
Les états finaux $b\widetilde{\chi}_1^0 ff'$ dépendent de la désintégration du chargino. Les désintégrations suivantes sont possibles par échange d'un chargino réel ou virtuel:

- $\widetilde{\mathrm{t}}_1 \to b\widetilde{\chi}_1^+ \to b\tilde{l}^+\nu$ et $\widetilde{\mathrm{t}}_1 \to b\widetilde{\chi}_1^+ \to bl^+\widetilde{\nu}$
  Si $m_{\tilde{\mathrm{t}}_1} > m_{\tilde{\mathrm{l}}} + m_b$ dans le premier cas ou $m_{\tilde{\mathrm{t}}_1} > m_{\tilde{\nu}} + m_b$ dans le second, ces canaux de désintégration sont ouverts. Même par échange d'un chargino virtuel, la contribution de ces canaux de désintégration peut être importante. La désintégration du stop en $bl^+\widetilde{\nu}$ a été recherchée à LEP2 dans les 4 expériences. Dans ce canal, le sneutrino peut soit être la LSP, soit la NLSP. Dans ce dernier cas, le sneutrino se désintègre en $\nu\widetilde{\chi}_1^0$, ce qui ne change pas la topologie des événements. Les auteurs de la référence [9] ont montré que les canaux faisant intervenir notamment des sleptons pouvaient concurrencer la désintégration du stop en $c\widetilde{\chi}_1^0$.
- $\widetilde{\mathrm{t}}_1 \to b\widetilde{\chi}_1^{\pm} \to bW^+\widetilde{\chi}_1^0$
  Si $m_{\tilde{\mathrm{t}}_1} > m_W + m_b + m_{\tilde{\chi}_1^0}$, ce canal est ouvert. Dans ce cas, il domine largement la désintégration du stop $c\widetilde{\chi}_1^0$.

Ces désintégrations du stop en 4 corps sont possibles à LEP2. Elles sont cependant fortement contraintes par les limites expérimentales obtenues sur les masses des chargino, des sleptons chargés et du sneutrino [10]. A LEP2, ces désintégrations doivent donc intervenir par échange d'un chargino virtuel. La largeur du stop en $b\widetilde{\chi}_1^{\pm}$ en est donc réduite, et le stop s'hadronise aussi dans ces canaux de désintégration.

2.4 Les désintégrations du sbottom

La désintégration du sbottom est plus simple que celle du stop car le quark b est beaucoup plus léger que le top. Les largeurs du sbottom dans les canaux de désintégrations $b\widetilde{\chi}_1^0$ et $b\widetilde{\mathrm{g}}$ sont:

$$\Gamma(\widetilde{\mathrm{b}}_1 \to b\widetilde{\chi}_1^0) = \frac{\alpha_{em}}{4} \left(a_{11}^2 + b_{11}^2\right) m_{\tilde{b}_1} \left(1 - \frac{m^2_{\tilde{\chi}_1^0}}{m^2_{\tilde{b}_1}}\right)^2 \tag{2.14}$$

$$\Gamma(\widetilde{\mathrm{b}}_1 \to b\widetilde{\mathrm{g}}) = \frac{2}{3}\alpha_s m_{\tilde{b}_1} \left(1 - \frac{m^2_{\tilde{\chi}_1^0}}{m^2_{\tilde{b}_1}}\right)^2 \tag{2.15}$$

où a_{11}^2 et b_{11}^2 dépendent de l'angle de mélange du sbottom et de la nature du neutralino.
La désintégration du sbottom en $b\widetilde{\mathrm{g}}$ (interaction forte) devrait donc dominer la désintégration en $b\widetilde{\chi}_1^0$. Dans le cadre du modèle mSUGRA, le gluino a été recherché en collisionneur hadronique dans le canal de désintégration $q\bar{q}\widetilde{\chi}_1^0$. la limite sur la masse du gluino obtenue est

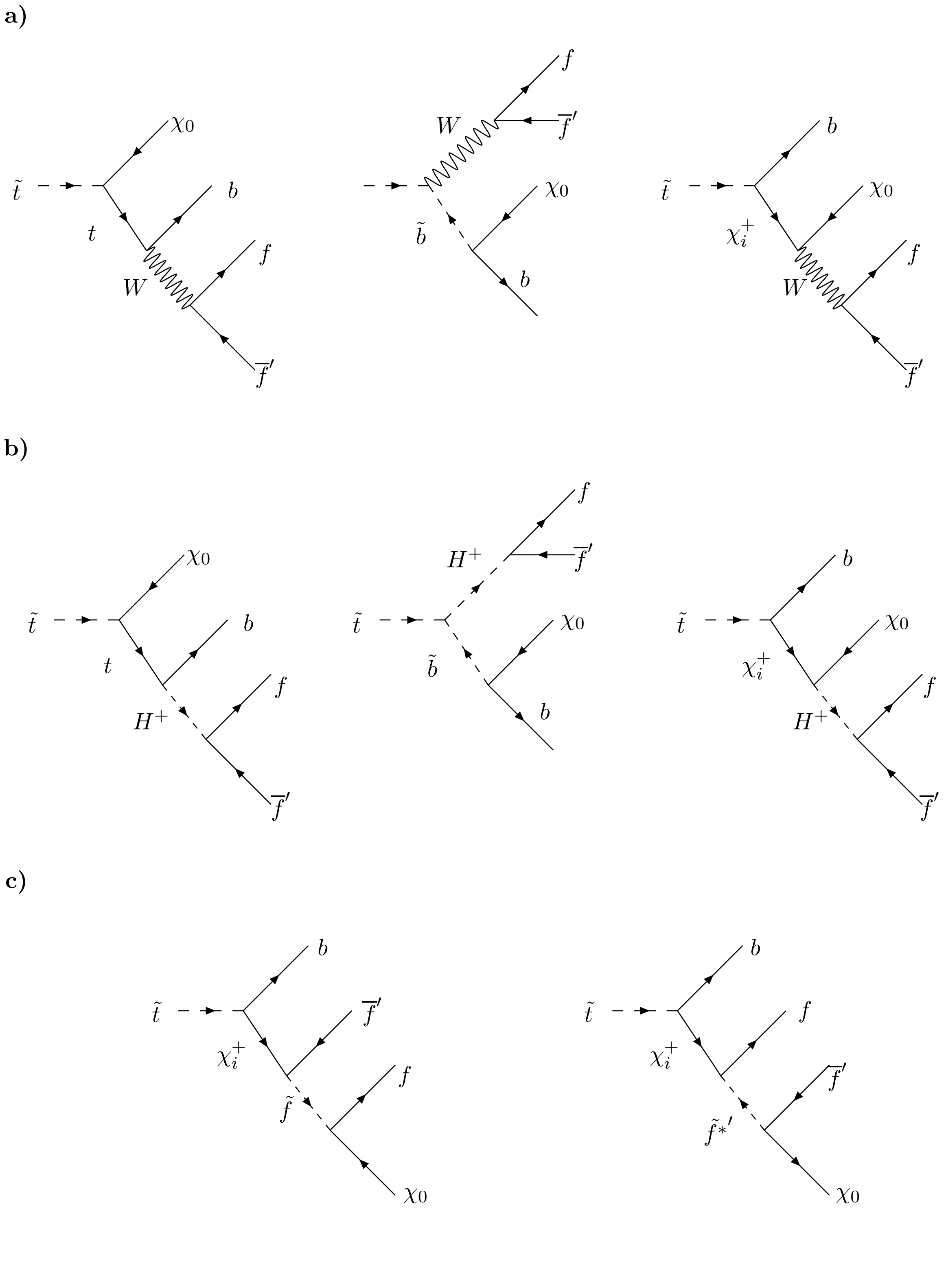


FIG. 2.5 – *Désintégration du stop en 4 corps [9].*

$m_{\tilde{g}} \geq 230$ GeV/c^2. La désintégration du sbottom en $b\tilde{g}$ est donc interdite à LEP2 pour ce modèle.
La durée de vie du sbottom dans le canal de désintégration $b\tilde{\chi}_1^0$ est légèrement inférieure à l'échelle de temps de l'interaction forte.

2.5 Le générateur STOPGEN

Un générateur d'événements Monte-Carlo simulant l'hadronisation du stop a été écrit dans le cadre de cette thèse. Des travaux similaires ont été effectués par les collaborations ALEPH, DELPHI et OPAL [11]. Ce générateur est basé sur des résultats récents permettant une séparation des processus $e^+e^- \to \tilde{t}_1\bar{\tilde{t}}_1$ et $e^+e^- \to \tilde{t}_1\bar{\tilde{t}}_1 g$. L'hadronisation du stop est alors effectuée de manière non-perturbative.

2.5.1 Les corrections QCD sur la production du stop

Introduction des corrections virtuelles (Fig. 2.6b) :
Les boucles de gluons modifient la section efficace. En utilisant la définition $w = (1-\beta)/(1+\beta)$, les corrections virtuelles sont exprimées par le facteur de forme suivant [2]:

$$\begin{aligned} F(s) \;=\; & \tfrac{4}{3}\tfrac{\alpha_s}{\pi}\left\{ \frac{s-2m^2_{\tilde{t}_1}}{s\beta}\left[2Li_2(w) + 2\log(w)\log(1-w) - \frac{1}{2}\log^2(w) + \right.\right. \\ & \left.\left. \frac{2}{3}\pi^2 - 2\log(w) - \log(w)\log\left(\frac{\lambda^2}{m^2_{\tilde{t}_1}}\right)\right] - 2 - \log\left(\frac{\lambda^2}{m^2_{\tilde{t}_1}}\right)\right\} \end{aligned} \tag{2.16}$$

avec la fonction de Spence: $Li_2(x) = -\int_0^x dt ln(1-t)/t$. Un cut-off λ a été introduit sur la masse du gluon car ce facteur de forme est divergent infrarouge.

Introduction de l'émission de gluon mou (Fig. 2.6c) :
Un cut-off $\epsilon_g = 2E_g^{min}/\sqrt{s} \ll 1$ doit être introduit pour séparer les contributions provenant de l'émission de gluons mous et durs. En intégrant sur l'énergie du gluon émis, la divergence infrarouge disparaît lorsque l'on ajoute les corrections virtuelles et les corrections provenant de l'émission de gluon mou.
A ce niveau, la section efficace de production est:

$$\begin{aligned} \sigma_{V+S} \;=\; & \sigma_{Born}\,\frac{4}{3}\frac{\alpha_s}{\pi}\left\{\frac{s-2m^2_{\tilde{t}_1}}{s\beta}\left[4Li_2(w) - 2\log(w)\log(1+w) + 4\log(w)\log(1-w)\right.\right. \\ & \left.\left. +\frac{1}{3}\pi^2 - 2\log(w)\log(\epsilon_g)\right] + \frac{4M^2_{\tilde{t}_1} - 3s}{s\beta}\log(w) + \log\left(\frac{m^2_{\tilde{t}_1}}{s}\right) - 2\log(\epsilon_g) - 2\right\} \end{aligned} \tag{2.17}$$

Introduction de l'émission de gluon dur (Fig. 2.6c) :
La dépendance en ϵ_g est éliminée dans la formule analytique de la section efficace totale qui prend alors la forme compacte suivante:

$$\sigma_{QCD}[e^+e^- \to \tilde{t}_1\bar{\tilde{t}}_1(g)] \;=\; \sigma_{Born}\left[1 + \frac{4}{3}\frac{\alpha_s}{\pi}f(\beta)\right] \tag{2.18}$$

où

$$\begin{aligned} f(\beta) = & \frac{1+\beta^2}{\beta}\Big[4Li_2(w) + 2Li_2(-w) + 2\log(w)\log(1-w) + \log(w)\log(1+w)\Big] \\ & -4\log(1-w) - 2\log(1+w) + \log(w)\Big[3 + \frac{1}{\beta^3}(2 - \frac{5}{4}(1+\beta^2)^2)\Big] + \frac{3}{2}\frac{1+\beta^2}{\beta^2} \end{aligned} \quad (2.19)$$

2.5.2 Séparation des processus $e^+e^- \rightarrow \widetilde{t}_1\bar{\widetilde{t}}_1$ et $e^+e^- \rightarrow \widetilde{t}_1\bar{\widetilde{t}}_1 g$

Pour la conception d'un générateur d'événements Monte-Carlo, il est important de séparer les contributions des deux processus : $e^+e^- \rightarrow \widetilde{t}_1\bar{\widetilde{t}}_1$ et $e^+e^- \rightarrow \widetilde{t}_1\bar{\widetilde{t}}_1 g$. Le processus $e^+e^- \rightarrow \widetilde{t}_1\bar{\widetilde{t}}_1$ est alors définit comme étant l'approximation de Born avec les corrections virtuelles et les corrections provenant de l'émission de gluon mou.
Les amplitudes $\gamma\widetilde{t}_1\bar{\widetilde{t}}_1 g$ et $Z^0\widetilde{t}_1\bar{\widetilde{t}}_1 g$ ont déjà été calculées en référence [3, 4, 5]. Dans un papier plus récent [12], l'élément de matrice du processus $e^+e^- \rightarrow \widetilde{t}_1\bar{\widetilde{t}}_1 g$ a été prśeneté, permettant une implémentation facile dans un générateur d'événements:

$$\left|\overline{\mathcal{M}}\left(e^+(p_1)e^-(p_2) \rightarrow \widetilde{t}_1(k_1)\tilde{t}_1^*(k_2)g(q)\right)\right|^2 = 4\frac{\alpha_s^2 e^4}{s^2}\left(|A|^2+|B|^2\right)\left|\tilde{\mathcal{M}}\right|^2 \quad (2.20)$$

$$\begin{aligned} \left|\tilde{\mathcal{M}}\right|^2 = & \; 4s - 2m_{\tilde{t}_1}^2\left[\frac{(4k_1\cdot p_1)(k_1\cdot p_2) - s\ m_{\tilde{t}_1}^2}{(k_2\cdot q)^2} + \frac{(4k_2\cdot p_1)(k_2\cdot p_2) - s\ m_{\tilde{t}_1}^2}{(k_1\cdot q)^2}\right] \\ & + \frac{(k_1\cdot q)+(k_2\cdot q)+(k_1\cdot k_2)}{(k_1\cdot q)(k_2\cdot q)}\left[s\ (k_1\cdot k_2) - 2\Big((p_1\cdot k_1)(p_2\cdot k_2) + (p_2\cdot k_1)(p_1\cdot k_2)\Big)\right] \end{aligned} \quad (2.21)$$

$$\left\{\begin{array}{lcl} A & = & q_{\tilde{t}} - \tilde{Q}_Z \cdot \frac{(1-4\sin^2\theta_W)}{2\sin^2 2\theta_W} \cdot \frac{s}{s - M_Z^2 + iM_Z\Gamma_Z} \\ B & = & \tilde{Q}_Z \cdot \frac{1}{2\sin^2 2\theta_W} \cdot \frac{s}{s - M_Z^2 + iM_Z\Gamma_Z} \end{array}\right. \quad (2.22)$$

La section efficace s'écrit alors:

$$\sigma_H[e^+e^- \rightarrow \widetilde{t}_1\bar{\widetilde{t}}_1{}^* g] = \frac{\alpha_s\alpha_{em}^2}{\pi s^3}\left(|A|^2+|B|^2\right)\int dE_g\ d\cos\theta_g\ dE_{\tilde{t}}\ d\phi_{\tilde{t}}\ \left|\tilde{\mathcal{M}}\right|^2 \quad (2.23)$$

où E_g et θ_g sont respectivement l'énergie et l'angle polaire du gluon émis. $E_{\tilde{t}_1}$ et $\phi_{\tilde{t}}$ sont l'énergie du stop et l'angle qui détermine la direction du stop dans le référentiel où le gluon n'a pas de composante $|x|$: $\vec{q} = E_g(0, \sin\theta_g, \cos\theta_g)$.
On a défini les sections efficaces σ_{V+S} (Eq. 2.17) et σ_H (Eq. 2.23) correspondant respectivement aux processus $e^+e^- \rightarrow \widetilde{t}_1\widetilde{t}_1$ et $e^+e^- \rightarrow \widetilde{t}_1\bar{\widetilde{t}}_1 g$. Un cut-off E_g^{min} sur l'énergie du gluon émis a été introduit afin de séparer les contributions provenant de l'émission de gluons mous et durs.

2.5.3 Processus d'hadronisation

Pour les canaux de désintégration étudiés à LEP2, le $\widetilde{t}_1$ a une durée de vie longue. Il va s'hadroniser pour former des mésons stop notés $\tilde{t}_M$, donnant également lieu à des jets de fragmentation (Fig. 2.9).

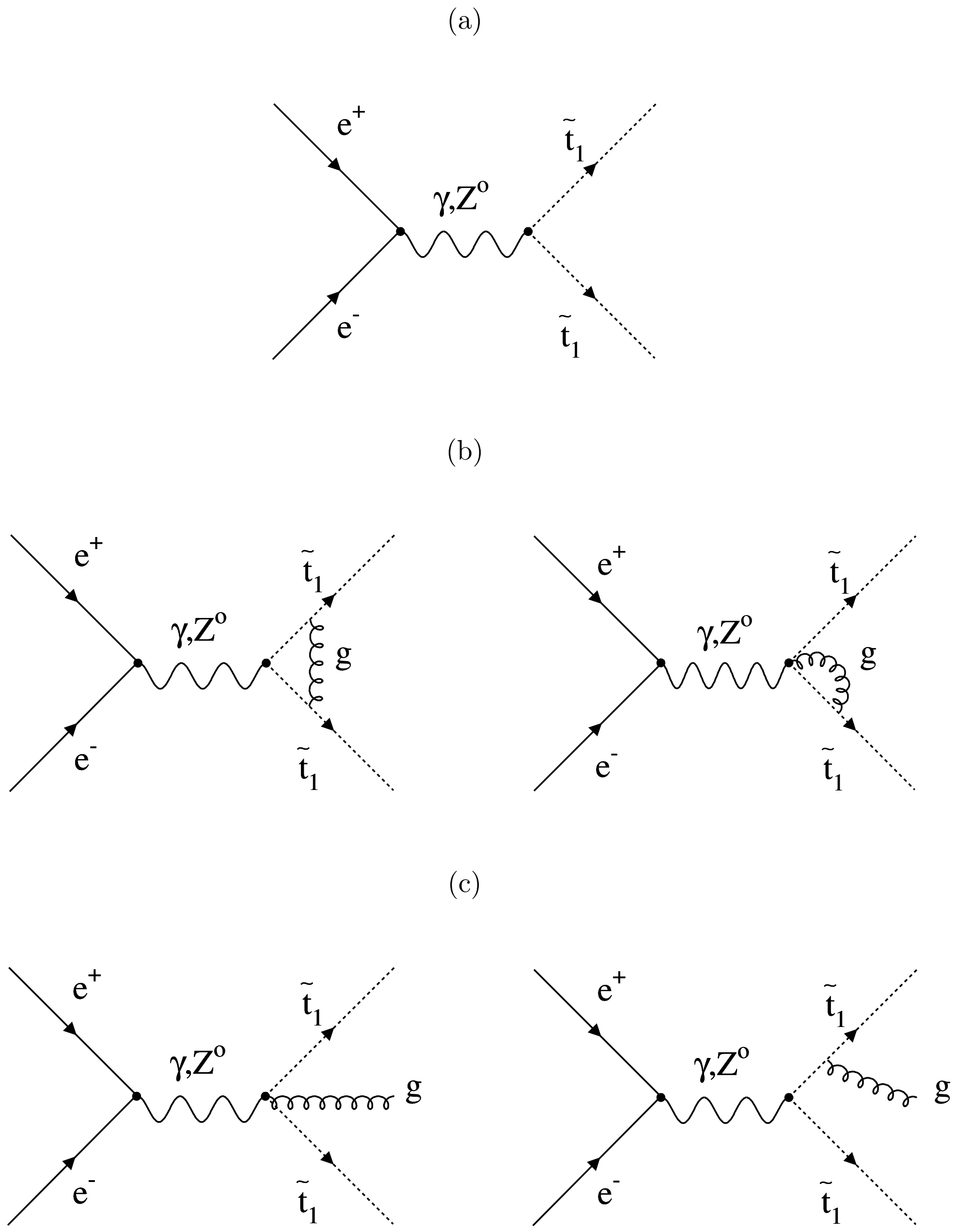


FIG. 2.6 – *Production de paires de stop auprès de collisionneurs* e^+e^-. *(a) Approximation de Born, (b) corrections QCD virtuelles, (c) émission de gluons.*

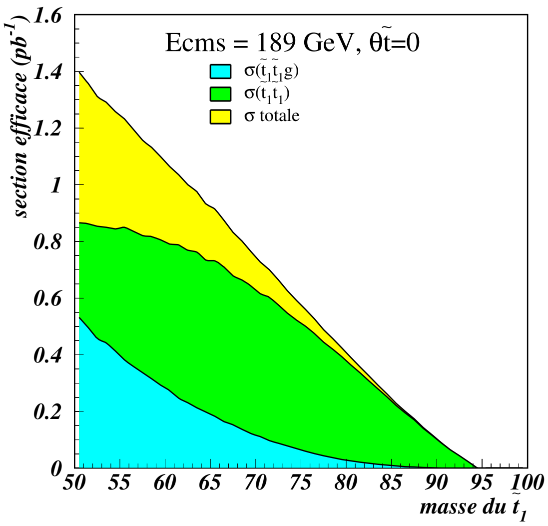


FIG. 2.7 – *Section efficace de production de paires de stop à* $\sqrt{s} = 189$ *GeV en fonction de la masse du stop.*

2.5.3.1 Définition de la fonction de fragmentation

La fragmentation du stop peut être modélisée en utilisant la fonction non-pertubative de Peterson [13]:

$$D_{\tilde{t}}(x,\epsilon) = \frac{1}{N}\frac{1}{x\left(1-\frac{1}{x}-\frac{\epsilon_{\tilde{t}}}{1-x}\right)^2} \quad ,avec \quad \epsilon_{\tilde{t}} = \frac{\epsilon}{m^2_{\tilde{t}_1}} \tag{2.24}$$

où $x = E_{\tilde{t}_M}/E_{\tilde{t}_1}$ représente la fraction d'énergie du stop initial emportée par le méson stop. L'ajustement du paramètre ϵ peut être réalisé en extrapolant la valeur de ϵ_b mesurée à LEP1 :

$$\epsilon_b\, m_b^2 \quad = \quad \epsilon_{\tilde{t}}\, m^2_{\tilde{t}_1} \tag{2.25}$$

La valeur naturelle de ϵ est donc 0,0875. Dans les analyses de recherche du stop dans le canal de désintégration $c\tilde{\chi}^0_1$, on étudiera les variations de ϵ entre 0.05 et 0.5 GeV/c^2. N est une fonction de normalisation: $\int_{x_{min}}^1 dx\, xD_{\tilde{t}}(x) = 1$, où x_{min} correspond à la limite cinématique.

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

La figure 2.8 montre que la fonction de Peterson tend vers une fonction de Dirac si $\epsilon_{\tilde{t}}$ tend vers 0. En effet, la fragmentation devient plus dure si ϵ est petit ou si la masse du stop est trop importante et les effets dus à l'hadronisation du stop deviennent faibles. D'un point de vue expérimental, lorsque l'on augmente la valeur de ϵ, l'énergie emportée par les jets de fragmentation croît, ce qui permet d'augmenter l'énergie visible des événements. Cet effet sera très important pour les faibles différences de masse entre le stop et le neutralino où l'énergie visible est faible.

(a) (b)

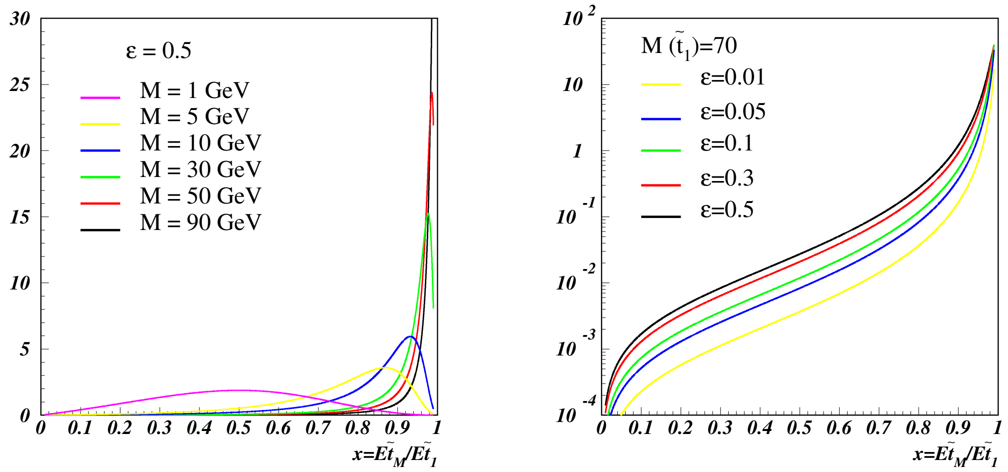


FIG. 2.8 – *Distributions de Peterson: (2.8a) pour différentes valeurs de masse du stop avec* ϵ*=0.5* GeV/c^2*, (2.8b) pour différentes valeurs de* ϵ *avec* $m_{\tilde{t}_1}$*=70* GeV/c^2.

2.5.3.2 Introduction des fonctions de fragmentation au niveau des sections efficaces différentielles

Les sections efficaces σ_2 σ_3 correspondant aux deux processus $e^+e^- \rightarrow \tilde{t}_1\bar{\tilde{t}}_1$ et $e^+e^- \rightarrow \tilde{t}_1\bar{\tilde{t}}_1 g$ peuvent être réécrites à partir des définitions de σ_{V+S} (Eq. 2.17) et σ_H (Eq. 2.23) en faisant intervenir les distributions de Peterson:

$$\sigma_2 = \int_{-1}^{+1}\int_{x_1^m}^{1}\int_{x_2^m}^{1} \frac{3}{2}\sin^2\theta D(x_1,\epsilon)D(x_2,\epsilon)\frac{(1-x_1^m)(1-x_2^m)}{N(x_1^m,\epsilon)N(x_2^m,\epsilon)} \cdot \sigma_{V+S}\ d\cos\theta\, dx_1\, dx_2 \quad (2.27)$$

$$\sigma_3 = \int_{x_1^m}^{1}\int_{x_2^m}^{1} D(x_1,\epsilon)D(x_2,\epsilon)\frac{(1-x_1^m)(1-x_2^m)}{N(x_1^m,\epsilon)N(x_2^m,\epsilon)} \cdot \sigma_H\ dx_1\, dx_2 \quad (2.28)$$

2.5.3.3 Désintégration du stop en un méson stop et un jet de fragmentation

Un problème apparaît lorsque l'on essaie de désintégrer le stop ($m_{\tilde{t}_1}$) en un méson stop ($m_{\tilde{t}_M} \geq m_{\tilde{t}_1}$) et en un jet de fragmentation ($m_{frag.jet} = 0$). La cinématique est fixée par la masse des particules et il est impossible d'effectuer cette désintégration tout en respectant la conservation de l'énergie et de l'impulsion. Une solution est de considérer que le stop est hors couche de masse. En supposant une désintégration colinéaire, on définit la distribution où m^2 est la masse du stop hors couche de masse:

$$m^2(x) = m_{\tilde{t}_1}^2 + 2E_{\tilde{t}_1}^2(1-x)\left(1-\sqrt{1-\frac{m_{\tilde{t}_1}^2}{E_{\tilde{t}_1}^2}}\right) \quad (2.29)$$

où x est distribué selon la distribution de Peterson et $E_{\tilde{t}_1}$ est l'énergie du stop considéré. L'impulsion du stop doit être recalculée après cette étape afin de conserver l'énergie-impulsion.

La masse des mésons stop n'étant pas connue, on donne au quark spectateur une impulsion p provenant d'une distribution gaussienne qui simule les effets de mouvement de Fermi:

$$\phi(p) \quad = \quad \frac{2}{\sqrt{\pi}\; P_f} \exp\left(-p^2/P_f^2\right) \tag{2.30}$$

où P_f peut prendre des valeurs entre 0.1 and 0.35 GeV/c. La masse du méson stop peut alors être écrite comme:

$$m_{\tilde{t}_M} \quad = \quad m_{\tilde{t}_1}\sqrt{1+\frac{p^2}{m^2_{\tilde{t}_1}}} \;+\; p \tag{2.31}$$

La fragmentation du stop est alors effectuée en désintégrant le stop hors couche de masse en un méson stop de masse $m_{\tilde{t}_M}$ et un jet de fragmentation dans le référentiel du centre de masse du méson stop.
La différence de masse entre le méson stop et le stop initial contribue également à la variation de l'énergie visible des événements, mais cet effet peut être négligé par rapport à la variation du paramètre ϵ de la fonction de Peterson.

2.5.3.4 Désintégration du méson stop

Le méson stop est alors désintégré en un stop et un quark spectateur. On suppose que la masse du stop final est égale à la masse du stop initial. La désintégration du stop est alors effectuée.

2.5.3.5 Identification des singlets de couleurs

L'identification des singlets de couleur est donnée ici pour la désintégration du stop en $c\widetilde{\chi}^0_1$. Elle peut être généralisée aux autres canaux de désintégration.
Tous les jets de fragmentation et tous les quarks spectateurs sont traités comme des quarks de types "up". Les mésons stop sont des singlets de $SU(3)_C$ et comme le neutralino ne porte pas de charge de couleur, le quark c (respectivement $\bar{\mathrm{c}}$) provenant de la désintégration du stop (anti-stop) et l'anti-quark spectateur u ($\bar{\mathrm{u}}$) forment un singlet de couleur. Ils sont liés par une corde de couleur dans le programme JETSET [14] qui réalisera l'hadronisation finale des partons. Les deux jets de fragmentation et l'éventuel gluon provenant d'un des deux stops forment également un singlet de couleur. La figure 2.9 schématise le processus d'hadronisation.

2.5.4 Description de la carte d'entrée du générateur

Plusieurs désintégrations du stop ont été implémentées dans STOPGEN: $\widetilde{\mathrm{t}}_1 \to c\widetilde{\chi}^0_1$, $\widetilde{\mathrm{t}}_1 \to c\widetilde{\mathrm{g}}$ dans le scénario d'un gluino LSP ou stable, $\widetilde{\mathrm{t}}_1 \to b\tau^+$ qui est un canal où la R-parité est violée, et $\widetilde{\mathrm{t}}_1 \to bl^+\widetilde{\nu}$.
Les valeurs d'entrée des différents paramètres sont données au programme par une carte externe (cf. Tab. 2.1).

• **SEED**	:	Nombre entier pour initialiser les générateurs de nombres aléatoires
• **MODES**	:	=1, désintégration du stop en $c\widetilde{\chi}_1^0$
	:	=2, désintégration du stop en $c\widetilde{\mathrm{g}}$
	:	=3, désintégration du stop en $b\tau^+$
	:	=4, désintégration du stop en $bl^+\widetilde{\nu}$
• **ISR**	:	Pour allumer(1) ou éteindre(0) les ISR
• **IJOIN**	:	(= 1) Génère $\widetilde{\mathrm{t}}_1\bar{\widetilde{\mathrm{t}}}_1$ et $\widetilde{\mathrm{t}}_1\bar{\widetilde{\mathrm{t}}}_1\mathrm{g}$ proportionellement aux sections efficaces
		(= 2) Génère seulement $\widetilde{\mathrm{t}}_1\bar{\widetilde{\mathrm{t}}}_1$
		(= 3) Génère seulement $\widetilde{\mathrm{t}}_1\bar{\widetilde{\mathrm{t}}}_1\mathrm{g}$
• **ECM**	:	Energie dans le centre de masse
• **MSTOP**	:	masse du $\widetilde{\mathrm{t}}_1$(en GeV/c^2)
• **MNEUT**	:	masse de la LSP ($\widetilde{\chi}_1^0$, $\widetilde{\mathrm{g}}$ ou $\widetilde{\nu}$) (en GeV/c^2)
• **STOM**	:	Angle de mélange (en degrés)
• **EGLUMIN**	:	Cut-off sur l'énergie du gluon émis
• **FRAGFAC**	:	Paramètre ϵ de la fonction de fragmentation
• **EXPO**	:	Nombre entre 0. et 1. pour accélérer l'intégration Monte-Carlo
• **PFERMI**	:	Largeur de la gaussienne (en GeV) pour traiter la masse des stops off-shell
• **MCEVT**	:	Nombre d'événements Monte-Carlo utilisés pour calculer les sections efficaces. Cinq boucles sur MCEVT sont effectuées pour chaque calcul
• **GENER**	:	Pour générer(1) ou non (0) des événements
• **EVENTS**	:	Nombre dévénements Monte-Carlo non pondérés à génerer
• **DEBUG**	:	Afficher (1) ou non (0) la liste de tous les événements sur le terminal
• **LUWRIT**	:	Ecrire (TRUE) ou non (FALSE) dans un fichier externe les événements générés
• **LUFOR**	:	Format d'écriture des événements: (0) toutes les particules sont écrites, (1) uniquement les particules dans l'état final
• **BOSON**	:	Masse et largeur du Z^o, masse du W
• **FERMI**	:	masse du top, bottom, charm et tau.
• **SMIN**	:	Couplage de Yukawa V_{bt}, constante de Fermi, $1/\alpha(m_{Z^0})$,$1/\alpha_o$, α_s

TAB. 2.1 – *paramètres de la carte d'entrée du générateur STOPGEN.*

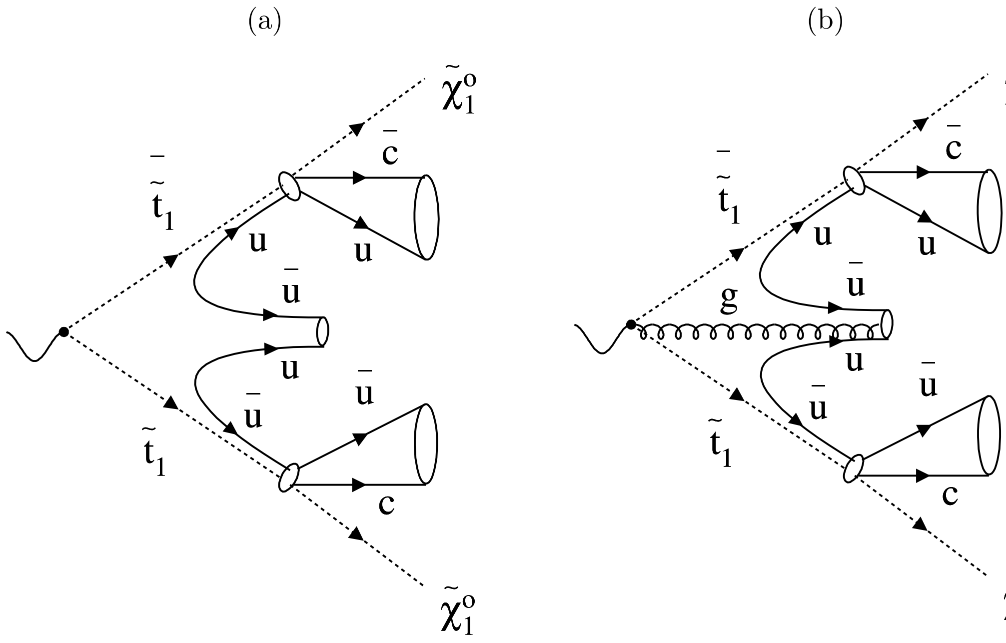


FIG. 2.9 – *Schématisation de l'hadronisation du stop: (a)* $e^+e^- \to \tilde{t}_1\bar{\tilde{t}}_1$ *(b)* $e^+e^- \to \tilde{t}_1\bar{\tilde{t}}_1 g$. *Les ellipses indiquent les singlets de couleur SU(3).*

2.6 Description du générateur stop de DELPHI

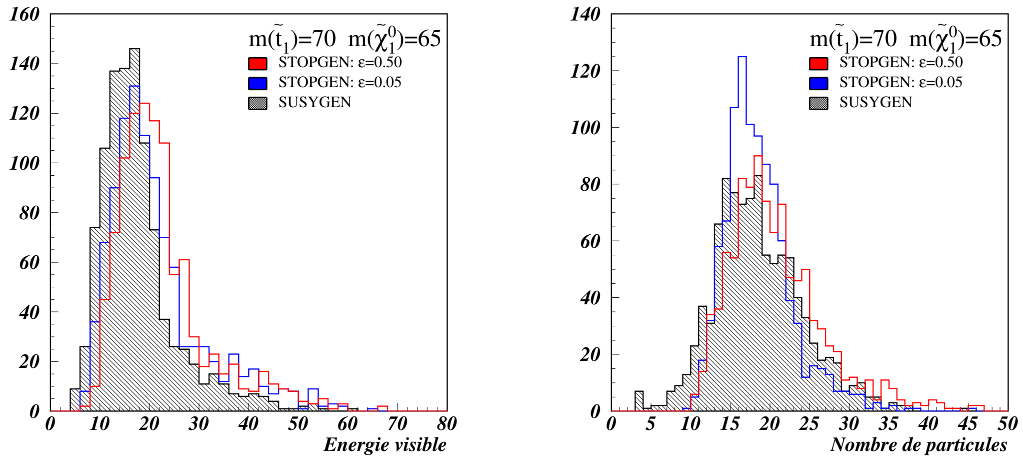
Un générateur d'événements Monte-Carlo simulant l'hadronisation du stop a été écrit dans DELPHI. Il est utilisé pour simuler les événements stop dans l'analyse de recherche du stop en $c\tilde{\chi}_1^0$.
Dans ce générateur, la fonction de fragmentation du stop est une fonction de Dirac $\delta(x)$. Une attention particulière a été donnée à l'émission de gluons du stop. Le stop étant un scalaire, sa fonction de splitting est différente de celle des quarks. Le programme génère ensuite une paire de quarks $u\bar{u}$ pour chaque stop. La distribution de l'impulsion transverse de ces quarks (l'un étant le squark spectateur et l'autre le quark de fragmentation) est une gaussienne de largeur 0,35 GeV. Le hadron $\tilde{t}_M$ est alors formé à partir du stop et d'un de ces quarks. Les gluons émis par les deux stops et les deux quarks restants sont liés par une corde dans le programme JETSET.
Le générateur STOPGEN a donc été écrit pour pouvoir étudier les variations du paramètre ϵ sur l'hadronisation du stop, chose qui n'était pas possible avec le générateur de DELPHI.

2.7 Etude des effets de l'hadronisation du stop

Plusieurs lots d'événements ont été générés à l'aide de deux générateurs: SUSYGEN [15] où l'hadronisation du stop n'est pas effectuée, et STOPGEN où l'on a fait varier le paramètre ϵ de la fonction de Peterson. La figure 2.10 montre les effets de l'hadronisation du stop sur les distributions en énergie visible et en nombre de particules pour ces différents cas. On vérifie que l'énergie visible augmente lorsque l'on introduit l'étape d'hadronisation et que cette énergie croît lorsque ϵ augmente. On voit également que les effets sont plus importants lorsque la différence de masse entre le stop et le neutralino est faible. Sans hadronisation, le programme

SUSYGEN utilise JETSET pour tirer une corde entre les partons c et $\bar{c}$, ce qui a pour effet d'augmenter considérablement la multiplicité en trace des événements dès que cette différence de masse augmente. L'émission de gluon dur permet également d'augmenter l'énergie des événements stop, mais cet effet est moindre comparé aux effets de la fragmentation.
STOPGEN permet donc de générer différents lots d'événements où l'on peut faire varier simplement le paramètre ϵ qui régule l'étape de fragmentation. Ceci permet d'étudier les systématiques dues à la modélisation de l'hadronisation du stop dans les analyses LEP.

(a)



(b)

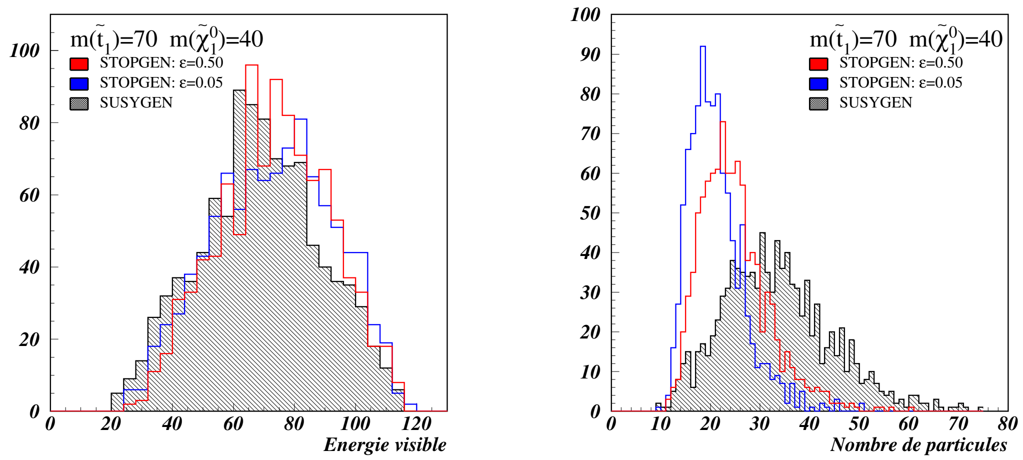


FIG. 2.10 – *Energie visible et nombre de particules par événement (a) pour le cas dégénéré ($m_{\tilde{t}_1}$=70* GeV/c^2,*$m_{\tilde{\chi}_1^0}$=65* GeV/c^2*), et (b) pour le cas non dégénéré ($m_{\tilde{t}_1}$=70* GeV/c^2,*$m_{\tilde{\chi}_1^0}$=40* GeV/c^2*). La zone hachurée correspond à des événements générés avec SUSYGEN, tandis que les deux courbes correspondent à des événements générés avec STOPGEN pour ϵ=0.05* GeV/c^2 *et 0.5* GeV/c^2.

2.8 Conclusion

Le modèle de supergravité minimale est tout d'abord étudié lorsque la R-parité est conservée. Dans les domaines d'énergies et de masses accessibles à LEP2, le stop et le sbottom se désintègrent respectivement en $c\widetilde{\chi}_1^0$ et en $b\widetilde{\chi}_1^0$. La topologie de ces événements est donc deux jets acoplanaires avec énergie manquante. Les désintégrations faisant intervenir les neutralino $\widetilde{\chi}_2^0$, $\widetilde{\chi}_3^0$ et $\widetilde{\chi}_4^0$ ne sont pas considérées compte tenu des limites existantes [10]. Le changement de saveur intervenant dans la désintégration du stop augmente sa durée de vie. Contrairement au sbottom, le stop s'hadronise avant de se désintégrer. Un générateur d'événements Monte-Carlo simulant l'hadronisation du stop a donc été écrit. Le code fortran est disponible à l'URL suivante: http://home.cern.ch/verdier/. Le traitement de ce processus est différent dans ce générateur comparé au générateur utilisé dans DELPHI. STOPGEN a permis d'étudier les systématiques dans l'analyse de recherche du stop dans DELPHI.
Il a également été montré que si le gluino est plus léger que les squarks, les désintégrations dominantes sont $\widetilde{\mathrm{t}}_1 \to c\widetilde{\mathrm{g}}$ et $\widetilde{\mathrm{b}}_1 \to b\widetilde{\mathrm{g}}$. Un tel scénario est exclu par la recherche du gluino dans le canal de désintégration $q\bar{q}\widetilde{\chi}_1^0$ en collisionneurs hadroniques. Ce n'est pas le cas, en revanche si le gluino est stable.

Bibliographie

[1] K. Hikasa et M.Kobayashi, Phys. Rev. **D36** (1987) 724.

[2] M. Drees et K. Hikasa, Phys. Lett. **B252** (90) 127.

[3] W. Beenakker, R. Hopker, M. Spira et P.M. Zerwas, Phys. Lett. **B349** (95) 463.

[4] A. Arhrib, M. Capdequi-Peyranere et A. Djouadi, Phys. Rev. **D52** (1995) 1404.

[5] K. Hikasa et J. Hisano, Phys. Rev. **D54** (96) 1908.

[6] H. Eberl, A. Bartl, et W. Majerotto, Nucl. Phys. **B472** (1996) 481.

[7] A. Bartl *et al.*, hep-ph/9603410.

[8] S. Kraml *et al.*, Phys. Lett. **B386** (1996) 175.

[9] C. Boehm, A. Djouadi et Y. Mambrini, Phys. Rev. **D61** (2000) 95006.

[10] DELPHI collaboration, DELPHI note 2001-010 CONF 451.

[11] G. Altarelli *et al.*, *"Physics at LEP2"*, Yellow Report CERN 96-01, vol. 2.

[12] M. Drees et J.P. Eboli, E. Phys. J. **C10** (1999) 337.

[13] C. Peterson, D. Schatter, I. Scmitt et P.M. Zerwas, Phys. Rev. **D27** (83) 105.

[14] T. Sjöstrand, Comp. Phys. Comm. **82** (94) 74;
T. Sjöstrand, CERN-TH/7111-93 (1993, rev. 1994).

[15] S. Katsanevas et P. Morawitz, Comp. Phys. Comm. **112** (98) 227-269.

[16] C. Boehm, A. Djouadi et M. Drees, Phys. Rev. **D62** (2000) 35012.

Chapitre 3

Le gluino LSP

On présente dans ce chapitre un nouveau contexte théorique dans lequel le gluino est stable et plus léger que les autres particules supersymétriques. Un tel scénario a de nombreuses conséquences sur la phénoménologie du MSSM. La principale est qu'il remet en cause la signature d'énergie manquante de la LSP lorsque la R-parité est conservée.

3.1 Introduction

On a vu dans le premier chapitre que l'on peut construire une théorie de grande unification incluant la gravité dans les modèles conventionnels type mSUGRA ou GMSB. Pour cela, on impose l'unification des masses des gauginos M_i à une échelle de grande unification Λ_{GUT}. Dans ce cas, les M_i sont proportionnelles aux constantes de couplages correspondantes α_i et on a la relation, valable à toutes les échelles d'énergie:

$$\frac{M_1}{\alpha_1} = \frac{M_2}{\alpha_2} = \frac{M_3}{\alpha_3} \tag{3.1}$$

En utilisant les équations du groupe de renormalisation, on trouve que le rapport entre les M_i à l'échelle électrofaible est environ:

$$M1 : M2 : M3 \sim 1 : 2 : 7 \tag{3.2}$$

Le gluino est donc sensiblement plus lourd que les autres gauginos dans ces modèles.
L'origine de la masse élevée des gluinos remonte aux premiers pas effectués pour obtenir une brisure spontanée de la supersymétrie. Il est déjà très difficile d'obtenir un gluino lourd dans une supersymétrie globale. Dans les premiers modèles de supergravité de P. Fayet, le gravitino acquiert une masse $m_{3/2}$ lorsque la supersymétrie locale est spontanément brisée. Le gravitino brise la R-symétrie U(1) présente dans les premiers modèles de brisure spontanée de la supersymétrie, et nous oblige à passer à une symétrie discrète, la R-parité. L'introduction du gravitino, et donc de la supergravité, permet alors l'introduction des termes de masses du gluino $M_3\bar{\tilde{G}}^a\tilde{G}_a$ (et des autres gauginos). La masse du gluino peut alors être élevée.
Dans ce qui suit, le modèle d'un gluino léger sera tout d'abord présenté. Par léger, on entend de l'ordre de 1,5 GeV/c^2. Il ne faut donc pas confondre ce scénario avec celui auquel on s'intéressera tout particulièrement et qui sera ensuite introduit: un gluino stable LSP ou NLSP de masse supérieure à 2 GeV/c^2.

3.2 La fenêtre du gluino léger

Dans le modèle de supergravité soutenu par G. Farrar [1], la brisure de la supersymétrie est transmise par la gravité. Après brisure de la supersymétrie, la R-symétrie, qui est une symétrie du Lagrangien, est également brisée et la masse $m_{1/2}$ des gauginos est proportionnelle à $m^2_{\widetilde{Q}}/M_{Planck}$: elle est donc pratiquement nulle. A l'échelle électrofaible, les masses des gauginos reçoivent la contribution des diagrammes en boucles. Les gauginos acquièrent donc leurs masses uniquement par correction radiative. La masse du gluino et du neutralino le plus léger sont alors typiquement de masse inférieure à 1 GeV/c^2. Un des chargino est plus léger que le W et les trois neutralinos restants sont plus légers que le Z^0. Le neutralino a une masse comprise entre 100 et 900 MeV/c^2, et le gluino entre 100 et 600 MeV/c^2.
A cause du confinement de la couleur, le gluino ne peut pas être observé dans un état libre. Il s'hadronise pour former des R-hadrons dont le plus léger serait le glueballino (R^0), un état neutre $\widetilde{\mathrm{g}}\mathrm{g}$. Le domaine de masse et de durée de vie préféré pour cette particule est [2]:

$$m_{R^0} = 1,5 \pm 0,2 \text{ GeV/c}^2 \quad et \quad \tau_{R^0} \in [3 \times 10^{-11} - 10^{-4}]s \tag{3.3}$$

Ce R^0 se désintègre alors en $\widetilde{\chi}^0_1 + X$, (X=π^0, $\pi^+\pi^-$ ...). L'existence des R-hadrons, et notamment la charge du R-hadron le plus léger, est contrainte par des considérations cosmologiques et nucléaires: si le R-hadron le plus léger était chargé, on l'aurait certainement déjà observé dans des expériences d'astrophysique. Un R-hadron pourrait également s'attacher à des noyaux lourds et former de nouveaux isotopes facilement identifiables. On montrera dans les sous-sections suivantes comment le gluino peut échapper à de telles contraintes qui s'appliquent aussi dans les scénarios où il est plus lourd et stable.
Ce modèle est donc pratiquement toujours rejeté car il donne des masses de gauginos trop petites. L'argument de G. Farrar est de montrer que la phénoménologie du gluino est fortement modifiée dans ce scénario et donc peu contrainte par les limites expérimentales en collisionneur. Il présente de plus un certain nombre de réponse à des problèmes ou des observations existantes:

- Ce modèle prédit l'existence d'un R-hadron pseudo-scalaire singlet de saveur. Or, les expériences MARKIII [3] et DM2 [4] auraient mis en évidence deux pseudoscalaires singlets de saveur dans la région du $\eta(1440)$ alors que la QCD en prédit un seul.

- Dans ce scénario, le neutralino est un excellent candidat pour expliquer la matière noire froide.

- Enfin, les rayons cosmiques d'ultra hautes énergies (UHECR), $E > 10^{20}\ eV$, pourraient provenir d'un R-hadron, le S^0 (uds$\widetilde{\mathrm{g}}$). Les UHECR observés sont en effet compatibles avec un proton ou un noyau primaire, et pas avec un photon ou un neutrino. Le principe GZK [5] limite l'énergie des UHECR hadroniques, et donne une limite de 50 Mpc sur leur origine. Une telle source devrait produire une quantité importante de rayon X, mais aucun candidat n'est observé dans cette limite de 50 Mpc. Deux de ces UHECR pourraient provenir de sources situées à 240 Mpc et 1000 Mpc. La longueur d'interaction du R-hadron S^0 est plus grande que celle des nucléons et peut expliquer l'observation des UHECR jusqu'à une distance de 1000 Mpc.

La figure 3.1 issue des références [7] et [1] montre les masses de gluino exclues en fonction de la masse des squarks et de sa durée de vie.

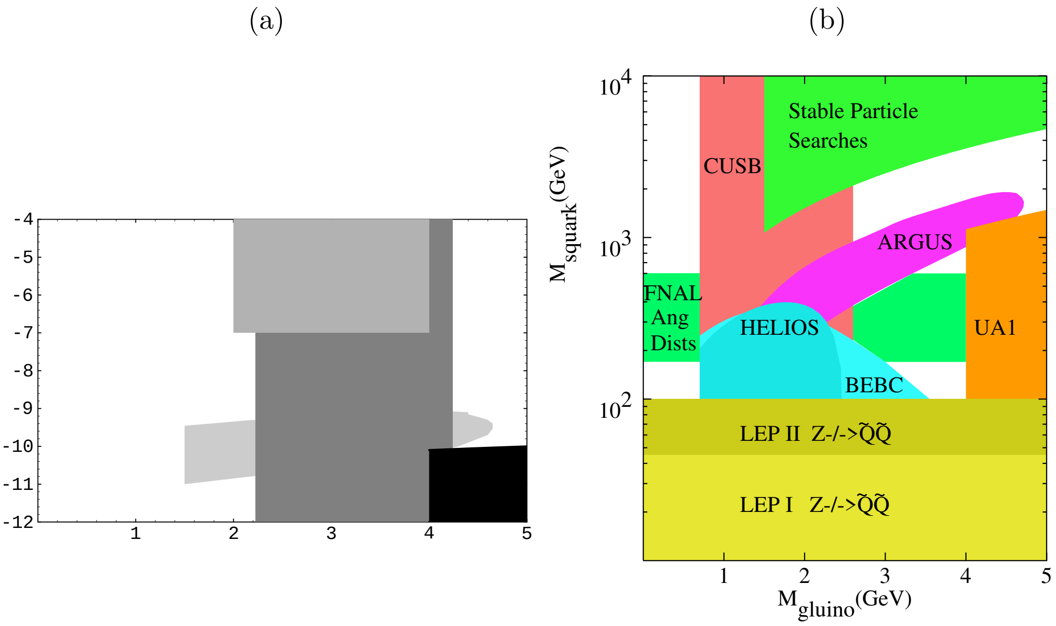


FIG. 3.1 – *Région exclue dans les plans (a) Durée de vie du R^0 (échelle logarithmique) en fonction de sa masse m_{R^0}, (b) masse des squarks en fonction de la masse du gluino*

Les mesures de α_s au LEP doivent permettre de donner une réponse claire sur la validité de ce modèle. ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL ont mesuré les rapports C_A/C_F et N_C/C_A, et les résultats sont en bon accord avec les prédictions du Modèle Standard [8]. Le gluino léger perturbe cette mesure par le processus $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g \rightarrow q\bar{q}\tilde{g}\tilde{g}$. DELPHI, L3 et OPAL n'ont pas interprété leurs résultats dans le cadre du scénario d'un gluino léger, mais concluent que cette mesure n'est pas favorable à cette hypothèse. ALEPH est la seule expérience à avoir explicitement inclue la production de gluino léger dans leurs mesures. Ils ont alors exclu une masse de gluino inférieure à 6,3 GeV/c^2. Cependant, G. Farrar remet en cause la validité de cette limite [6] en considérant les erreurs systématiques obtenues par ALEPH et la méthode statistique (bayésienne) utilisée. Une combinaison des résultats des quatre expériences du LEP devrait permettre d'exclure définitivement ce scénario.

3.3 Un gluino lourd LSP

Des études récentes ont permis de développer la phénoménologie d'un nouveau scénario. Le gluino serait la LSP ou la NLSP et, dans tous les cas, stable pour la physique effectuée en collisionneur. Chacun des modèles de supergravité, GMSB et mSUGRA, peut aboutir à de telles conclusions. Dans cette section, ces deux sortes de modèles sont d'abord présentées. La phénoménologie qui en est issue est alors décrite. Ces résultats proviennent des références [9] et [10].

3.3.1 Modèle type GMSB

Dans les modèles GMSB standards, la supersymétrie est brisée dans un secteur caché et elle est transmise au secteur visible par interaction de jauge via des champs messagers. A une échelle M, les masses sont alors données par:

$$M_i(M) = \frac{\alpha_i(M)}{4\pi}\Lambda \quad , \quad \Lambda = \frac{\langle F \rangle}{M} \tag{3.4}$$

où $\langle F \rangle$ est l'échelle de brisure de la supersymétrie et M est la masse des messagers. Λ est de l'ordre de 10^5 GeV. Le gravitino a alors une masse très petite (entre 10 eV et 10 keV) et est la LSP.

S. Raby a développé récemment un modèle GMSB [11] basé sur le groupe de grande unification $SO(10)$ où la R-parité est conservée. La masse du gluino est réduite par rapport à celle des autres gauginos à cause d'un mélange entre les champs de Higgs et les champs messagers. Les masses des gauginos obéissent alors aux relations suivantes:

$$\left\{ \begin{array}{lcl} M_1 & = & \frac{3}{5}\frac{\alpha_1}{4\pi}\Lambda\left(1+4b^2\right) \\ M_2 & = & \frac{\alpha_2}{4\pi}\Lambda\left(1+\frac{28}{9}b^2\right) \\ M_3 & = & \frac{\alpha_3}{4\pi}\Lambda b^2 \end{array} \right. \tag{3.5}$$

où le paramètre b est de l'ordre de $0,1 - 0,01$. Selon les paramètres du modèle, le gluino est soit la LSP soit la NLSP avec un gravitino LSP. Dans ce dernier cas, la largeur $\Gamma(\tilde{g} \to \tilde{G}g)$ est très faible [12], et la durée de vie du gluino est d'environ 100 ans. Il faut noter que le paramètre b peut être varié pour obtenir à peu près n'importe quelle masse de gluino.

Ce modèle permet de résoudre en outre certains problèmes des théories supersymétriques qui n'ont pas été mentionnés au premier chapitre.

- Le problème de μ [13]:
  Dans le MSSM, le paramètre μ caractérisant le mélange entre les champs de Higgs est donné par:

  $$\mu^2 = -\frac{M_Z^2}{2} + \frac{m_{h1}^2 - m_{h2}^2 \tan^2\beta}{\tan^2\beta - 1} \tag{3.6}$$

  A priori, ce paramètre μ peut être aussi grand que l'échelle de grande unification ou que l'échelle de Planck. Or, le terme de droite montre qu'il est de l'ordre de grandeur de l'échelle électrofaible. Ceci est appelé le problème de μ.
  Il faut donc trouver un moyen d'interdire de trop grandes valeurs de μ. A l'échelle de grande unification, la théorie est invariante sous une symétrie U(1) de Peccei-Quinn et par R-symétrie. Cette dernière est spontanément brisée à l'échelle Λ_{GUT}, alors que la symétrie de Peccei-Quinn ne l'est pas et interdit à l'arbre la présence du terme μ dans le lagrangien. Quand le singlet de SO(10) acquiert une *v.e.v.* non-nulle, la supersymétrie et la symétrie de Peccei-Quinn sont toutes les deux brisées et permet la génération du terme μ.

- L'introduction de cette symétrie de Peccei-Quinn permet également de résoudre le problème de CP fort dans le cadre du MSSM.

3.3.2 Modèle type mSUGRA

D'un autre point de vue, J. Gunion [9] a montré que pour certains modèles de types mSUGRA, provenant du modèle de super-corde O-II, les masses des gauginos M_i n'obéissent pas à la relation de l'équation 3.1 . Elles apparaissent dans des diagrammes à une boucle et sont ainsi déterminées par les équations du groupe de renormalisation et par le paramètre de Green Schwartz δ_{GS}. Dans cette limite, les masses des gauginos deviennent:

$$M_3 \, : \, M_2 \, : \, M_1 \, \sim -(3+\delta_{GS}) : (1-\delta_{GS}) : (\frac{33}{5} - \delta_{GS}) \tag{3.7}$$

et pour des valeurs de $\delta_{GS} \sim -3$, le gluino est la LSP.

3.3.3 Phénoménologie d'un gluino stable

Dans tout ce qui suit on considère que la R-parité est conservée. Le gluino est stable, et comme il porte une charge de couleur, il va s'hadroniser pour former des R-hadrons. La "zoologie" de ces particules est la suivante:

$$\begin{array}{lllll}
R^0 = & \widetilde{\mathrm{g}}\mathrm{g} & & \text{singlet d'isospin:} & \textit{glueballino} \\
\tilde{\rho} = & \left\{ \begin{array}{lll} \tilde{\rho}^+ & = & \widetilde{\mathrm{g}}u\bar{d} \\ \tilde{\rho}^+ & = & (\widetilde{\mathrm{g}}u\bar{u} - \widetilde{\mathrm{g}}d\bar{d})/\sqrt{2} \\ \tilde{\rho}^- & = & \widetilde{\mathrm{g}}d\bar{u} \end{array} \right. & & \text{Isospin} = 1\text{:} & \textit{gluemesino} \\
S_o = & \widetilde{\mathrm{g}}uds & & \text{Singlet de saveur:} & \textit{gluebarino} \\
n\widetilde{\mathrm{g}} = & \widetilde{\mathrm{g}}\widetilde{\mathrm{g}} & & & \textit{gluinoball}
\end{array} \tag{3.8}$$

La différence de masses entre le $\tilde{\rho}$ et le R^0 a été calculée et vaut 47±90 MeV/c^2. La détermination du R-hadron de plus basse masse n'est pas possible. Différents scénarios sont donc envisageables:

- $m_{\tilde{\rho}} - m_{R^0} > m_\pi$: Le $\tilde{\rho}$ a une durée de vie de l'ordre de l'échelle de temps des interactions QCD. Il se désintègre selon: $\tilde{\rho} \to R^0\pi$.

- $m_{\tilde{\rho}} - m_{R^0} < m_\pi$: La durée de vie du $\tilde{\rho}$ est beaucoup plus longue. Les états chargés peuvent se désintégrer en $R^0 l^\pm \nu$ et l'état neutre en $R^0\gamma$. Cependant la durée de vie du $\tilde{\rho}$ peut être suffisamment élevée pour que ces désintégrations n'aient pas lieu dans le détecteur.

Pour la suite, on introduit deux états génériques: les R-hadrons chargés notés $R^\pm$, et les R-hadrons neutres notés R^0. Le glueballino ($R^0 = \widetilde{\mathrm{g}}\mathrm{g}$) est le meilleur candidat pour l'état R-hadron neutre de plus basse masse. On supposera donc que le R^0 est le glueballino. Quand au $R^\pm$, il rassemble tous les états possibles de R-hadrons chargés. On introduit également le paramètre P pour décrire la probabilité que le gluino fragmente vers un état $R^\pm$:

$$P \quad = \quad Prob(\widetilde{\mathrm{g}} \to R^\pm) \tag{3.9}$$

La recherche expérimentale d'un gluino LSP dépendra fortement de la manière dont ce dernier va s'hadroniser, la fragmentation donnant lieu soit à des états R^0, soit à des états $R^\pm$ beaucoup plus faciles à identifier dans des détecteurs à cause de leur dE/dx anormal.

3.3.4 Contraintes Expérimentales

Dans ce scénario, le gluino (stable) peut avoir n'importe quelle masse. Un tel gluino est très peu contraint par les résultats des différentes expériences en collisionneurs. En effet, les expériences UA1, UA2, CDF, D0, kTeV ... ont recherché un gluino se désintégrant rapidement en $q\bar{q}\widetilde{\chi}_1^0$. Leurs résultats ne peuvent pas s'appliquer au cas d'un gluino stable.
Les auteurs de l'article en référence [9] ont montré que le glueballino ($R^0 = \widetilde{\text{g}}\text{g}$) n'est pas un candidat de matière noire car la section efficace d'annihilation est trop élevée. Le rapport entre les abondances de R^0 et de baryons dans l'univers est donc trop faible pour pouvoir exclure ce scénario.
Enfin, des contraintes très fortes existent sur l'existence de nouveaux isotopes de noyaux lourds [14]. Si le R^0 se lie à l'hydrogène, un R^0 de masse supérieure à 2 GeV/c^2 est exclu. De plus, si la concentration de R^0 dans l'oxygène est supérieure à 10^{-16}, un R^0 est également exclu. Cependant, ces contraintes ne sont pas valables dans le scénario de S. Raby où le gluino est la NLSP et le gravitino la LSP.

3.4 Interactions des R-hadrons avec la matière

L'enjeu expérimental est de décrire les interactions des R-hadrons avec la matière pour simuler leurs interactions dans un détecteur. Nous allons montrer dans cette section qu'un R^0 interagit moins qu'un hadron standard, et qu'il dépose peu d'énergie dans les calorimètres d'un détecteur. La simulation des R-hadrons chargés pose moins de problèmes car l'analyse qui sera développée au chapitre 8 pour les R-hadrons chargés est basée essentiellement sur la mesure du dE/dx dans les détecteurs de traces. La figure 3.2 schématise les différentes interactions possibles:

- (a) P=1: Le gluino s'hadronise en un état $R^\pm$. Cette particule est lourde et produit une ionisation anormale pour son impulsion dans les détecteurs de traces.
- (b) P=0: Un R^0 interagit seulement dans les calorimètres du détecteur. Sa probabilité d'interaction est faible, comme l'énergie qu'il y dépose. De plus, cette énergie sera majoritairement déposée dans le calorimètre hadronique et non pas dans les calorimètres électromagnétiques.
- (c) La collision d'un R^0 avec la matière d'un calorimètre peut produire un $R^\pm$. On observe alors une ionisation anormale dans ce sous-détecteur. En se basant sur l'énergie déposée par un muon dans le calorimètre hadronique de DELPHI (2 GeV), cette énergie devrait être encore plus faible pour ce processus de conversion de charge. Ce type d'événements ne sera pas pris en compte par la suite.

Le modèle d'interaction utilisée dans ce document provient des travaux des auteurs en référence [9]. On approxime tout d'abord l'interaction d'un R^0 avec la matière d'un calorimètre comme une diffusion sur un nucléon du matériau:

$$R_0 N \rightarrow R_0 X \tag{3.10}$$

La perte d'énergie au cours de ce processus s'écrit en fonction du moment de transfert $|t|$ et de la masse du système produit m_X:

$$\Delta E = \frac{m_X^2 - m_N^2 + |t|}{2m_N} \tag{3.11}$$

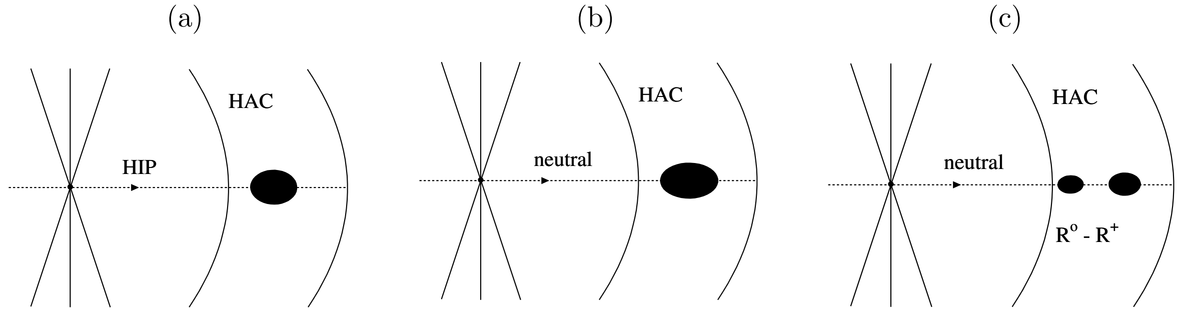


FIG. 3.2 – *Scénario en fonction de la charge du R-hadron: (a) lorsque le R-hadron est chargé, (b) lorsqu'il est neutre, (c) lorsque l'interaction d'un R-hadron neutre dans le calorimètre hadronique produit un R-hadron chargé. (HIP=Heavy Ionising Particle, HAC=Hadron Calorimeter).*

comme il a été précisé précédemment,le processus $R_0 N \to R^{\pm} X$ a été négligé. Pour calculer la perte d'énergie moyenne à chaque collision, il faut estimer la section efficace différentielle $\frac{d\sigma}{d|t|dm_X}$. Les trois modèles utilisés en [9] sont:

- (1) $\frac{d\sigma}{d|t|dm_X} \propto 1$ pour $|t| \leq 1 GeV^2$, 0 ailleurs.

- (2) $\frac{d\sigma}{d|t|dm_X^2}$ triple-Pomeron:

$$\frac{d\sigma}{d|t|dm_X^2} \propto \frac{1}{m_X^2}\beta^2(|t|)\left(\frac{s}{m_X^2}\right)^{2(\alpha_P(|t|)-1)}\left[m_X^2\right]^{\alpha_P(0)-1}$$

avec, $\alpha_P(|t|) = 1 - 0.3|t|$ et $\beta(|t|) = 1/(1 + |t|/0.5)^2$

- (3) $\frac{d\sigma}{d|t|dm_X} \propto 1$ pour $|t| \leq 4 GeV^2$, 0 ailleurs.

La perte moyenne d'énergie $\langle \Delta E \rangle$ est alors donnée par l'intégrale normalisée:

$$\langle \Delta E \rangle = \frac{\int_{m_N}^{\sqrt{s}-m_{R^o}} dm_X \int_{|t|_{\min}(m_X)}^{|t|_{\max}(m_X)} d|t|\, \Delta E \frac{d\sigma}{d|t|dm_X}}{\int_{m_N}^{\sqrt{s}-m_{R^o}} dm_X \int_{|t|_{\min}(m_X)}^{|t|_{\max}(m_X)} d|t| \frac{d\sigma}{d|t|dm_X}} \tag{3.12}$$

où les fonctions suivantes ont été utilisées:

$$\begin{cases} |t|_{\min,\max}(m_X) &= 2[E(m_N)E(m_X) \mp p(m_N)p(m_X) - M_{R^o}^2] \\ E(m) &= (s + M_{R^o}^2 - m^2)/(2\sqrt{s}) \\ p(m) &= \lambda^{1/2}(s, M_{R^o}^2, m^2)/(2\sqrt{s}) \\ \lambda(a,b,c) &= a^2 + b^2 + c^2 - 2(ab + ac + bc) \end{cases} \tag{3.13}$$

$s = M_{R^o}^2 + m_N^2 + 2\gamma M_{R^o} m_N$ caractérise l'énergie de la collision avec $\gamma = (1-\beta^2)^{-1/2}$. $\langle \Delta E \rangle$ ne dépend donc que de la masse du R^0 interagissant et de sa vitesse β. La figure 3.3 montre cette perte d'énergie en fonction de β pour trois hypothèses de masse: m_{R^0} =5, 25 et 140 GeV/c^2,

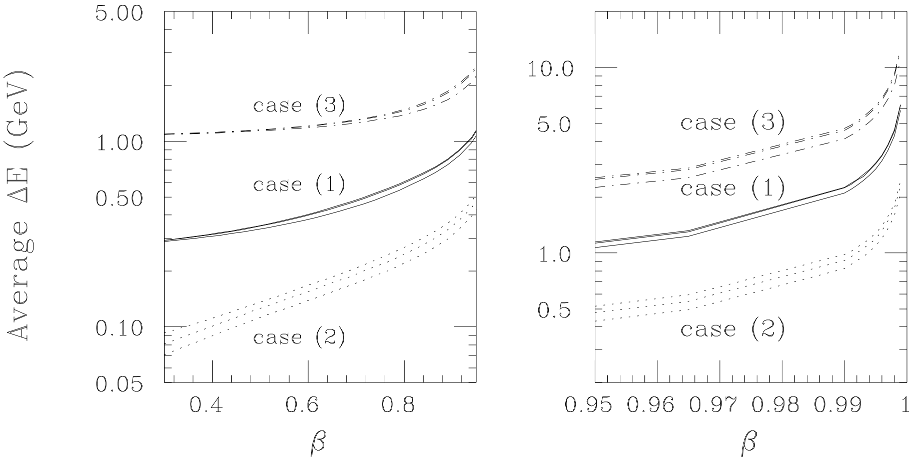


FIG. 3.3 – *Perte d'énergie moyenne* $\langle \Delta E \rangle$ *en fonction de la vitesse* β *du* R^0 *pour les trois modèles de sections efficaces et pour trois hypothèses de masse:* m_{R^0} *=5, 25 et 140* GeV/c^2 *[9].*

et pour les trois modèles de section efficace différentielle. Cette perte d'énergie varie très peu avec la masse (si $m_{R^0} > 5$ GeV/c^2).

Cette formule a été testée sur des pions et comparée aux résultats du PDG (*Particle Data Group*). La figure 3.4 montre le nombre de longueurs d'interaction nucléaire de fer ($\Lambda_I = 17$ *cm*) nécessaire pour contenir 95% de l'énergie d'un pion. Le modèle de section efficace (2) est celui qui donne les meilleurs résultats [1].

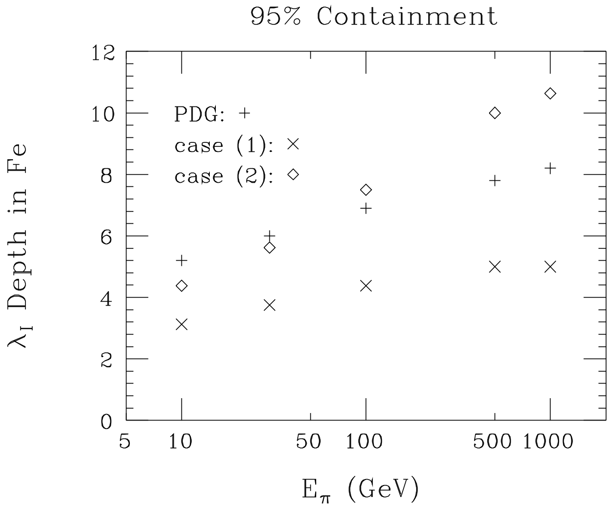


FIG. 3.4 – *Nombre de longueur d'interaction nucléaire dans du fer* (Λ_I) *nécessaire pour contenir 95% de l'énergie d'un pion. Les résultats du PDG sont comparés aux modèles de section efficace (1) et (2) [9].*

Un certain nombre de corrections doit maintenant être apporté à ce modèle pour traiter de l'interaction d'un R^0 ($= \tilde{g}g$) avec la matière. Ces corrections proviennent de la différence

1. De son coté, S. Raby a adopté une autre stratégie pour étudier la perte d'énergie d'un R^0 dans la matière. Le modèle de diffusion de Regge a été utilisé.

entre la section efficace d'interaction $\sigma_T(R^0N)$ et $\sigma_T(\pi N)$. Elles utilisent le fait que $\lambda_T(\pi) \propto 1/\sigma_T(\pi N)$. Les analyses de J. Gunion et S. Raby utilisent la formule suivante:

$$\frac{\lambda_T(R^0)}{\lambda_T(\pi)} = \frac{\sigma_T(\pi N)}{\sigma_T(R^0 N)} = \frac{C_F}{C_A}\frac{\langle r_\pi^2\rangle}{\langle r_{R^0}^2\rangle} \tag{3.14}$$

Le facteur $C_F/C_A = 4/9$ provient de la structure en octet de couleur des constituants du glueballino. Le second terme provient de la masse réduite des particules qui détermine le rayon carré moyen $\langle r^2\rangle$. Des études suggèrent $\langle r_\pi^2\rangle \propto 4/m_q^2$ pour le pion et $\langle r_{R^0}^2\rangle \propto 1/m_{\tilde{g}}^2$ pour le R^0. J. Gunion suppose que la masse du gluon est égale à la masse des quarks, ce qui entraîne un facteur de correction total $\lambda_T(R^0) = (16/9)\lambda_T(\pi)$. S. Raby remet ce nombre en question: il estime que la masse des quarks constituants est environ égale à 1/3 de la masse du proton (330 MeV/c^2), et que la masse du gluon est égale à 1/2 de la masse du glueball (750 MeV/c^2). Ce facteur de correction serait alors de 64/9.

Pour les analyses réalisées dans DELPHI, des choix ont du être fait parmi toutes ces possibilités, le but étant d'avoir un modèle d'interaction conservatif. Ce scénario veut remettre en cause la signature d'énergie manquante de la LSP. De plus, on verra au chapitre 5, qu'à LEP2, plus cette énergie manquante est importante, plus les signaux supersymétriques sont différents des fonds QCD, e$^+$e$^-$ $\rightarrow q\bar{q}$, et des paires de W, e$^+$e$^-$ $\rightarrow W^+W^-$. De même à LEP1, plus l'énergie des événements est petite, plus on s'éloigne de la résonance du Z^0. Les signaux contenant des R-hadrons seront donc plus difficile à isoler des événements du Modèle Standard si les R-hadrons déposent une quantité importante d'énergie dans les calorimètres. On a donc choisi:

- Le modèle de section efficace différentielle (1) de J. Gunion:

$$\frac{d\sigma}{d|t|dm_X} \propto 1 \ pour\ |t| \leq 1\ GeV^2,\ 0\ ailleurs. \tag{3.15}$$

  Ce modèle surestime en effet la perte d'énergie d'un pion standard par rapport aux résultats du PDG.

- Le facteur de correction du à la nature du R^0 est égal à 16/9. Ce facteur donne une longueur d'interaction nucléaire du R^0, $\lambda_T(R^0) = 19\ cm$. Cette longueur est de 78 *cm* avec le facteur proposé par S. Raby. Dans ce dernier cas, le R^0 déposerait seulement une fraction très faible de son énergie.

- Comme on le verra dans le chapitre suivant, l'épaisseur totale des calorimètres de DELPHI (électromagnétique et hadronique) est d'environ 7,6 Λ_T. On trouve donc qu'un R^0 produit dans DELPHI devrait déposer une partie de son énergie sur 4 collisions dans les calorimètres.

La figure 3.5 montre la perte d'énergie d'un R^0 au cours de 4 collisions en fonction de son énergie initiale et de sa masse. On voit sur cet histogramme qu'un R^0 dont la masse est supérieure à 10 GeV/c^2 ne déposera jamais plus de 3 GeV pour tout le domaine d'énergie accessible à LEP.

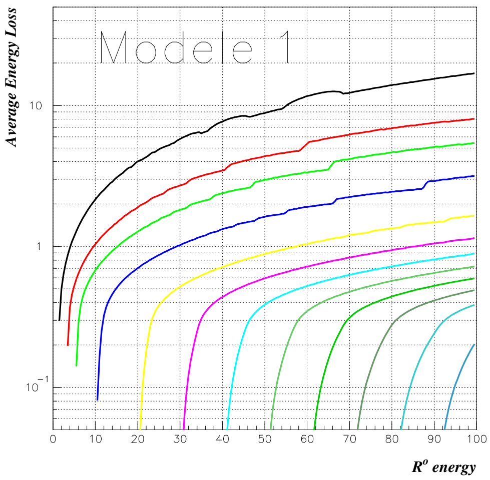


FIG. 3.5 – *Perte d'énergie d'un R^0 au cours de 4 collisions en fonction de son énergie initiale. Les courbes correspondent à différentes hypothèses de masse: 1, 3, 5, 10, 20, 30, 40, 50, 60, 70, 80 et 90* GeV/c^2. *Le R^0 perdant un maximum d'énergie lorsque sa masse est petite.*

3.5 Production de gluino à LEP

3.5.1 Des gluinos à LEP1

Comme il a déjà été mentionné, des gluinos peuvent être produits à LEP1 grâce au couplage $\mathrm{g} \rightarrow \tilde{\mathrm{g}}\tilde{\mathrm{g}}$. Le schéma de la figure 3.6 correspond au diagramme de Feynman du processus $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \rightarrow q\bar{q}\tilde{\mathrm{g}}\tilde{\mathrm{g}}$. Sa section efficace est cependant trop faible à LEP2. Il faut donc analyser les données collectées durant la période LEP1 à la résonance du Z^0 pour rechercher ce signal.
La production de gluinos $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \rightarrow \tilde{\mathrm{g}}\tilde{\mathrm{g}}$ est également possible. La section de ce processus est cependant trop faible pour pouvoir être observer, même à LEP1.

3.5.2 Des gluinos à LEP2

A LEP2, on peut produire des paires de particules supersymétriques dont les produits de désintégration doivent forcément contenir un gluino, puisque c'est la LSP. La production et la désintégration de charginos, de neutralinos et de squarks sont donc:

$$\left\{ \begin{array}{lll} \mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^- & \rightarrow q\bar{q}\tilde{\mathrm{g}}q\bar{q}\tilde{\mathrm{g}} & \text{4 jets + 2 gluinos} \\ \mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0 & \rightarrow q\bar{q}\tilde{\mathrm{g}}q\bar{q}\tilde{\mathrm{g}} & \text{4 jets + 2 gluinos} \\ \mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \rightarrow \tilde{\mathrm{q}}_1\tilde{\mathrm{q}}_1 & \rightarrow q\tilde{\mathrm{g}}\bar{q}\tilde{\mathrm{g}} & \text{2 jets + 2 gluinos} \end{array} \right. \tag{3.16}$$

Il faut noter que l'on peut observer dans ce scénario des événements $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0$.
Nous allons nous intéresser à la production des squarks stop et sbottom dans ce scénario. La topologie des événements est alors la même que les événements qui seront recherchés à LEP1: 2 jets et 2 gluinos. Il a été montré au chapitre précédent que si les canaux de désintégrations des squarks en $q\tilde{\mathrm{g}}$ sont ouverts, ils dominent tous les autres canaux de désintégration. Les désintégrations du stop et du sbottom sont donc:

$$\left\{ \begin{array}{l} \tilde{\mathrm{t}}_1 \rightarrow c\tilde{\mathrm{g}} \\ \tilde{\mathrm{b}}_1 \rightarrow b\tilde{\mathrm{g}} \end{array} \right. \tag{3.17}$$

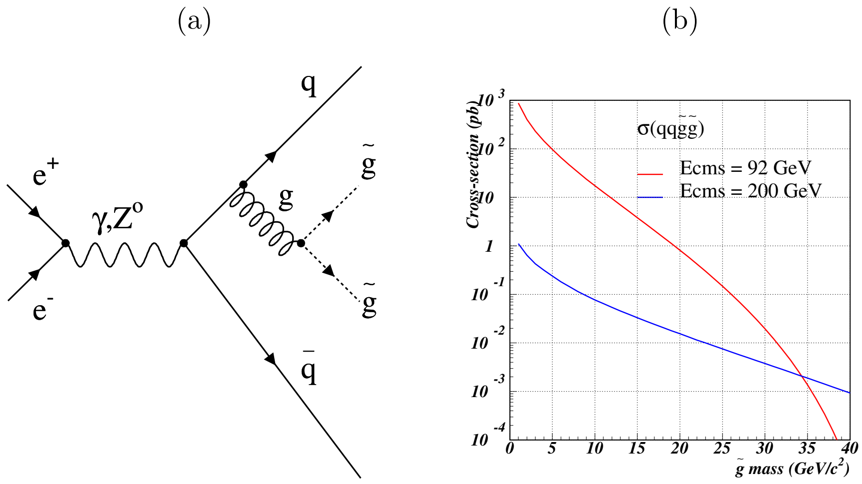


FIG. 3.6 – *(a) Production de paires de gluinos lors de la désintégration d'un gluon. (b) Sections efficaces de ce processus en fonction de la masse du gluino à* $\sqrt{s}$ *=91,2 et 200 GeV.*

Le changement de saveur dans la désintégration du stop rallonge sa durée de vie. Comme pour le canal standard en $c\widetilde{\chi}_1^0$, le stop va s'hadroniser avant de se désintégrer.

3.5.3 Programmes de simulation

L'étape de fragmentation du gluino en R-hadron peut comme dans le modèle d'hadronisation du stop, être simulée par la fonction non-perturbative de Peterson $D_{\tilde{g}}(x, \epsilon)$, où x représente la fraction d'énergie du gluino initial emportée par le R-hadron. Cette fragmentation est également contrôlée par un paramètre ϵ. Dans les programmes de simulation, les jets de fragmentation intervenant dans l'hadronisation du gluino seront traités dans le programme JETSET comme des gluons ou des quarks de type up, u et $\bar{u}$.
Il n'a pas été possible d'introduire les interactions des gluinos avec la matière directement dans le programme de simulation du détecteur. DELPHI est une des dernières expériences en physique des hautes énergies à ne pas utiliser le programme de simulation GEANT dans lequel il aurait été facile d'introduire les interactions d'une nouvelle particule. On va donc utiliser une manière indirecte pour simuler les gluinos chargés et neutres:

- Les R-hadrons chargés $R^{\pm}$ sont simulés par des muons lourds (de masse égale à celle du R-hadron). Les analyses de recherche d'événements contenant des R-hadrons chargés seront en effet basées uniquement sur la mesure d'une ionisation anormale dans les détecteurs de traces.

- Les R-hadrons neutres R^0 sont simulés par des K_L^0. L'énergie donnée au K_L^0 est celle que devrait déposer un R^0 au cours de 4 collisions avec le modèle d'interaction décrit ci-dessus.

Un programme a donc été écrit pour introduire l'hadronisation du gluino, le modèle d'interaction des R-hadrons avec la matière et leur simulation en K_L^0 et en muons lourds. Il peut être interfacé avec n'importe quel générateur d'événements Monte-Carlo. Il est contrôlé par les 5 paramètres donnés dans le tableau 3.1. L'interface de ce programme avec un générateur nécessite cependant quelques précautions pour effectuer correctement le traitement des cordes de couleurs dans le programme JETSET.

• **FGLU**	:	Paramètre ϵ de la fonction de fragmentation du gluino
• **INTER**	:	Pour simuler ou non les R-hadrons comme des K_L^0 ou des $\mu^\pm$
• **CHARG**	:	Contrôle la charge des R-hadrons:
	:	=0: 2 R^0
	:	=1: 2 $R^\pm$
	:	=2: 1 R^0, 1$R^\pm$
• **INTYP**	:	Modèle d'interaction de J. Gunion:
	:	=1: Heavyside à 1 GeV
	:	=2: Triple Pomeron
	:	=3: Heavyside à 4 GeV
• **NBCOL**	:	Nombre de collision du R^0 dans les calorimètres

TAB. 3.1 – *paramètres de la carte d'entrée du programme de simulation des R-hadrons avec la matière.*

Trois générateurs ont été interfacés avec le programme d'interaction des gluinos dans la matière pour les analyses qui seront présentées au chapitre 8:

– STOPGEN: Production de stop à LEP2.
Le programme STOPGEN est utilisé pour effectuer l'hadronisation du stop, sa désintégration en $c\widetilde{\mathrm{g}}$, et l'hadronisation du gluino. Le programme de simulation des R-hadrons et son interface sont donc disponible dans ce générateur.

– SUSYGEN: Production de sbottom à LEP2.
Le programme SUSYGEN a été modifié pour pouvoir effectuer la désintégration du sbottom en $b\widetilde{\mathrm{g}}$, puis l'hadronisation du gluino.

– Le programme de J. Gunion: Processus $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \to q\bar{q}\widetilde{\mathrm{g}}\widetilde{\mathrm{g}}$ à LEP1.
Le programme utilisé par J. Gunion dans son analyse [9] permet de calculer l'élément de matrice du processus $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \to q\bar{q}\widetilde{\mathrm{g}}\widetilde{\mathrm{g}}$. Il a tout d'abord été transformé en générateur d'événements Monte-Carlo, puis interfacé avec le programme de simulation des R-hadrons, puis avec le programme JETSET.

On aura donc les configurations suivantes pour chacune des analyses:

$$\left\{ \begin{array}{lcll} \mathrm{e}^+\mathrm{e}^- & \to & q\bar{q}R^\pm R^\pm & P=1 \\ \mathrm{e}^+\mathrm{e}^- & \to & q\bar{q}R^0 R^0 & P=0 \\ \mathrm{e}^+\mathrm{e}^- & \to & q\bar{q}R^\pm R^0 & P=\in]0,1[\end{array} \right. \tag{3.18}$$

Pour résumer la configuration des événements qui seront recherchés, la figure 3.7 montre 3 événements $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \to \widetilde{\mathrm{t}}_1\widetilde{\mathrm{t}}_1 \to c\widetilde{\mathrm{g}}c\widetilde{\mathrm{g}} \to cR^\pm cR^\pm$ (P=1) pour différentes hypothèses de masse de stop et de gluino après la simulation complète du détecteur DELPHI:

– $m_{\tilde{t}_1} = 50$ GeV/c^2 et $m_{\tilde{g}} = 1$ GeV/c^2, figure 3.7a:
Comme la masse du gluino est faible, la fragmentation du gluino en R-hadron est molle. La quantité d'énergie du gluino initial emportée par le R-hadron est donc petite, et les jets de fragmentation produisent un grand nombre de particules. On a donc une topologie d'événements 4 jets où il est difficile de différencier les jets de quarks c des jets de gluinos.

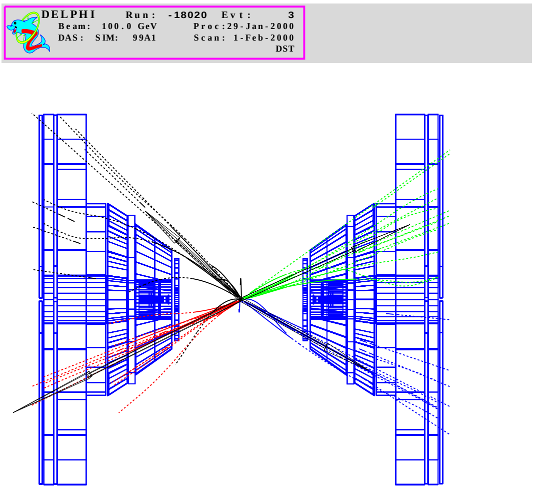
– $m_{\tilde{t}_1} = 70$ GeV/c^2 et $m_{\tilde{g}} = 10$ GeV/c^2: figure 3.7b:
Au fur et à mesure que l'on augmente la masse du gluino, la fragmentation est de plus en plus dure. Pour une masse de gluino de 10 GeV/c^2, les événements sont composés de deux "gros" jets provenant des quarks c, et de deux jets "fins" correspondant aux gluinos.

– $m_{\tilde{t}_1} = 90$ GeV/c^2 et $m_{\tilde{g}} = 85$ GeV/c^2: figure 3.7c:
Pour des masse de gluinos élevées, les R-hadrons emportent pratiquement toute l'énergie du stop initial. Pour $P = 1$, on observe deux particules de grandes impulsions pratiquement dos à dos et quelques particules provenant des quarks c et des jets de fragmentation.

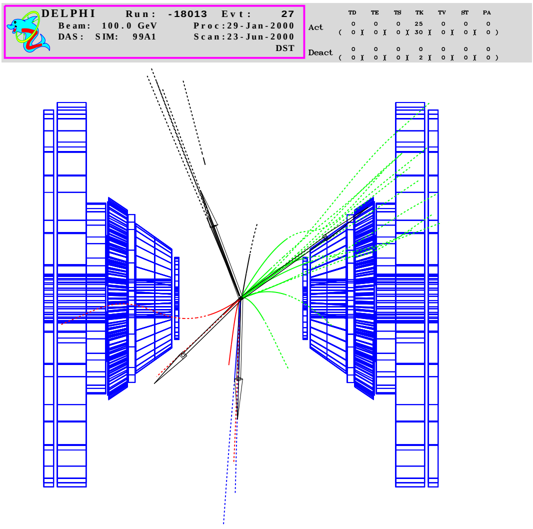
Pour obtenir les événements contenant un ou deux R^0, il suffit de remplacer les traces correspondant aux R-hadrons chargés dans ces événements par un faible dépôt d'énergie hadronique dans les calorimètres.

3.6 Conclusion

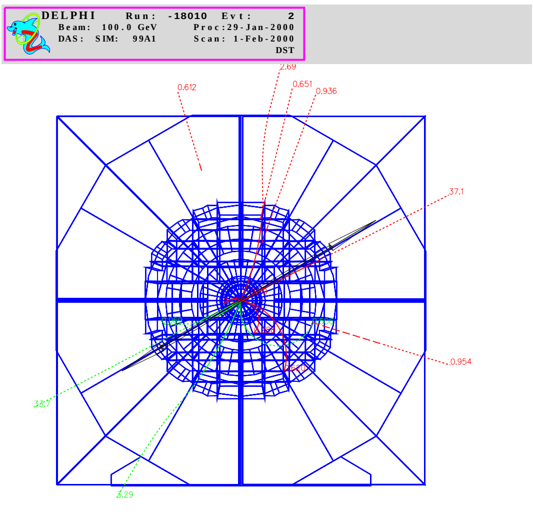
Le scénario d'un gluino stable a été présenté dans ce chapitre. La phénoménologie qui en résulte modifie sensiblement la topologie des événements supersymétriques lorsque la R-parité est conservée. Si le gluino s'hadronise en R-hadron chargé, il est identifié par un dE/dx anormal. Les R-hadrons neutres remettent en cause la signature d'énergie manquante de la LSP. Les interactions du R^0 avec la matière ont également été présentées et un modèle conservatif pour les analyses effectuées à LEP a été choisi.
La topologie deux quarks et deux gluinos a été choisie pour rechercher ce nouveau modèle à LEP. A LEP2, cette topologie correspond à la production de paires de squarks se désintégrant en $q\widetilde{g}$. Dans ce scénario également, la masse des squarks de troisième génération stop et sbottom pourrait être réduite par rapport à celle des autres squarks, et donc accessible à LEP2. Ces topologies d'événements correspondent également au partage du gluon en une paire de gluinos et ils seront recherchés dans le données collectées à LEP1. Ce mode de production possède l'avantage de ne pas passer par une particule supersymétrique plus lourde. Ainsi, on peut soit découvrir le gluino même si les autres particules supersymétriques sont inaccessibles, soit poser une limite sur la masse d'un gluino stable indépendamment du spectre des autres particules. Les générateurs d'événements Monte-Carlo qui seront utilisés pour simuler ces signaux ont été présentés. Les analyses de recherche de gluino stable seront effectuées au chapitre 8.



(a)
(50,01)



(b)
(70,10)



(c)
(90,85)

FIG. 3.7 – *Topologies des événements stop en fonction de la masse du gluino.*

Bibliographie

[1] G.R. Farrar, hep-ph/9410401.
G.R. Farrar, hep-ph/9508291.
G.R. Farrar, hep-ph/9504292.
G.R. Farrar, hep-ph/9504295.
G.R. Farrar, *Nucl.Phys.Proc.Suppl.* **62** (1998) 485 (hep-ph/9710277).

[2] S. Nussinov, Phys. Rev. **D57** (1998) 7006.

[3] Z. Bai *et al.*, Phys. Rev. Lett. **65** (1990) 2507.

[4] J.E. Augustin *et al.*, *Technical Report* 90-53, LAL, 1990.

[5] K. Greisen, Phys. Rev. Lett. **16** (1966) 748.
G.T. Zatsepin et V.A. Kuzmin, *Sov. Phys.-JETP Lett.***4** (1966) 78.

[6] G.R. Farrar, *Présentation à La thuile*, hep-ph/9707467.

[7] L. Clavelli, hep-ph/9908342.

[8] ALEPH Collaboration, R. Barate *et al.*, Z. Phys. **C76** (1997) 1.
DELPHI Collaboration, P. Abreu *et al.*, Phys. Lett. **B414** (1997) 401.
L3 Collaboration, M. Acciarri *et al.*, Phys. Lett. **B489** (2000) 65.
OPAL Collaboration, G. Abbiendi *et al.*, CERN-EP-2001-001.

[9] H. Baer, K. Cheung et J.F. Gunion, Phys. Rev. **D59** (1999) 75002.

[10] A. Mafi et S. Raby, Phys. Rev. **D62** (2000) 35003.

[11] S. Raby, Phys. Rev. **D56** (1997) 2852 et Phys. Lett. **B422** (1998) 158.

[12] S. Raby et K. Tobe, Nucl. Phys. **B539** (1999) 3.

[13] A. Mafi et S. Raby, hep-ph/0009202.

[14] R.A. Muller *et al.*, *Science*, 29 avril 1977.
PF. Smith et J.R.J. Bennet, Nucl. Phys. **B149** (1979) 525.
P.F. Smith *et al.*, Nucl. Phys. **B206** (1982) 333.

Chapitre 4

Le détecteur DELPHI au LEP

Au milieu des années 70, les masses des bosons de jauge $W^{\pm}$ et Z^0prédites par la théorie électrofaible, étaient connues de manière indirecte avec une bonne précision. Alors que les expériences de collisions proton anti-proton qui aboutirent à leur découverte en 1983 commençaient au CERN, la conception d'un collisionneur e^+e^- balayant la gamme d'énergie 40-100 GeV par faisceau était déjà envisagée afin d'étudier précisément leurs propriétés. La construction du LEP (*Large Electron Positron collider*) débute en 1983. Par sa taille (27 kilomètres de circonférence), c'est le plus grand accélérateur au monde. Les premières collisions e^+e^- sont enregistrées en 1989 par les quatre détecteurs, ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL installés autour de l'anneau.
Dans ce chapitre, une description succincte du mode de fonctionnement du détecteur DELPHI (Detector with Lepton Photon and Hadron Identification) est présentée. De plus amples détails sur les sous-détecteurs peuvent être trouvés en référence [1] et [2].

4.1 Le LEP

Le LEP est le dernier maillon de la chaîne d'accélérateurs du CERN (Fig. 4.1). Situé à une profondeur variant entre 50 et 150 mètres sous le plateau de Gex près de Genève, il accélère des faisceaux d'électrons et de positrons circulant en sens opposé. La chaîne d'injection du LEP est constituée de quatre accélérateurs. Dans la première section du LIL (*Lep Injector Linacs*), des électrons créés par effet thermoélectrique sont accélérés jusqu'à une énergie de 200 MeV. Une partie du faisceau est déviée sur une cible de tungstène afin de produire des positrons. Les deux faisceaux sont alors accélérés dans la deuxième section de cet accélérateur jusqu'à 600 MeV avant d'atteindre l'EPA (*Electron-Positron Accumulator*) qui sert d'anneau de stockage. Accélérés dans un premier temps par le PS (*Proton Synchrotron* opérant à 3.5 GeV), puis par le SPS (*Super Proton Synchrotron*), les faisceaux atteignent une énergie de 22 GeV avant d'être injectés dans le LEP.

Le LEP est constitué de huit parties rectilignes longues de 500 mètres, raccordées entre elles par des sections courbes de 3.1 kilomètres de rayon. Des aimants dipolaires installés dans les parties courbes de l'accélérateur donnent aux leptons leur orbite. La perte d'énergie par rayonnement synchrotron, proportionnelle à E^4/R où R est le rayon de courbure, a notamment déterminé la taille exceptionnelle du LEP.
Le principe d'accélération est celui d'un synchrotron: les particules sont accélérées à chaque révolution dans des cavités fournissant un champ électrique alternatif parallèle à leur trajec-

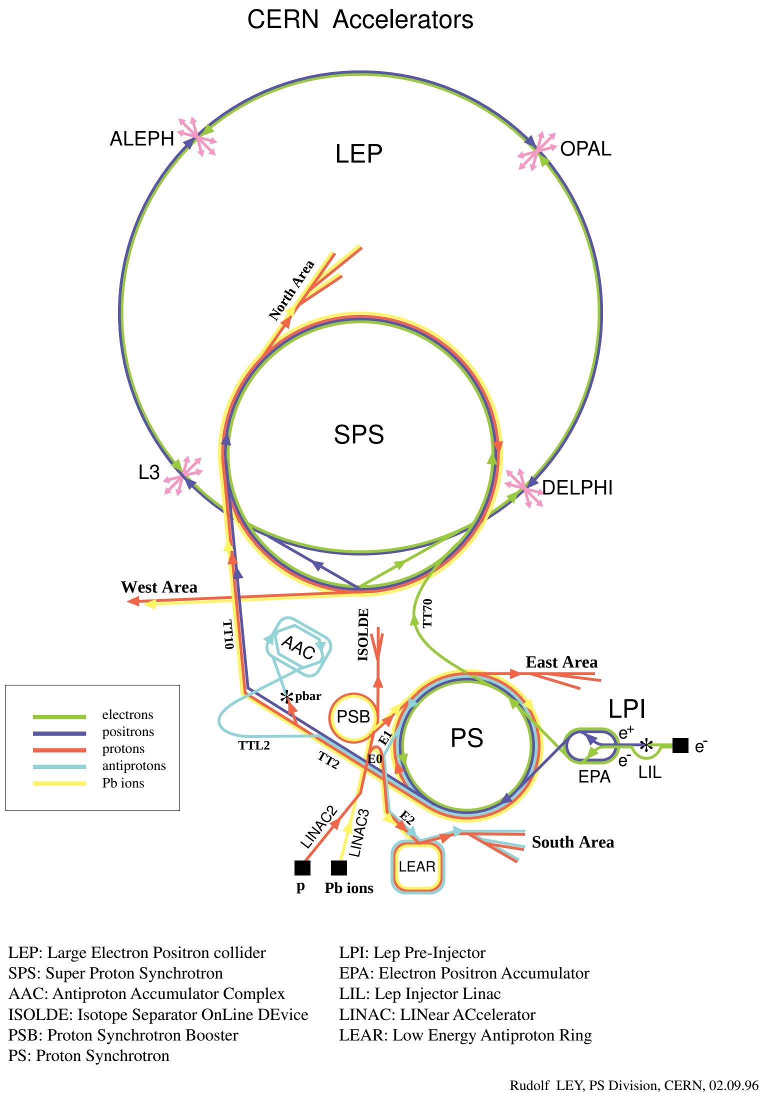


FIG. 4.1 – *Chaîne d'injection du LEP.*

toire. Ces cavités résonantes sont disposées dans les huit sections rectilignes du LEP. En 2000, le LEP comptabilisait 272 cavités supraconductrices cuivre/niobium, initialement prévues pour fournir chacune un gradient accélérateur de 6 MV/m. On trouve également 16 cavités en niobium (prototype de 1988) et 56 cavités en cuivre (non supraconductrices). Le tableau 4.1 montre l'augmentation de la tension accélératrice tout au long du programme de physique du LEP et l'énergie de faisceau correspondante.

Des quadrupôles focalisent les faisceaux tout au long de leur parcours afin de les contenir et d'éviter des phénomènes de dispersion. A quelques mètres des quatre points d'interaction, des quadrupôles supraconducteurs à très fort gradient focalisent le faisceau au niveau du point d'interaction afin de maximiser la luminosité. Les dimensions transversales du faisceau sont alors réduites à 4 μm dans la direction y verticale et à 170 μm dans la direction y horizontale. La luminosité de la machine dépend de la fréquence de rotation, de l'intensité du faisceau et

	Cavités Accélératrices				
Date	Cuivre	Cuivre/ Niobium	Niobium massif	Tension accélératrice (MV)	Energie de faisceau (GeV)
1990	128	0	0	300	45
Nov. 1995	120	56	4	750	70
Juin 1996	120	140	4	1600	80,5
Oct. 1996	86	160	16	1900	86
Mai 1997	48	224	16	2500	91,5
Mai 1998	48	256	16	2750	94,5
Mai 1999	48	272	16	2900	96
Nov. 1999	48	272	16	3500	101
Mai 2000	56	272	16	3650	104,5

TAB. 4.1 – *Evolution de la puissance accélératrice du LEP.*

de son extension dans le plan transverse :

$$\mathcal{L} = \frac{N_{e^+} N_{e^-} P f}{4\pi\sigma_x\sigma_y} \tag{4.1}$$

où, N_{e^+} et N_{e^-} sont le nombre de positrons et d'électrons par paquets, P le nombre de paquets, f la fréquence de rotation, et σ_x, σ_y les dimensions du faisceau dans le plan transverse. Les luminosités instantanées obtenues à LEP1 et à LEP2 étaient d'environ $10^{31} cm^{-2}s^{-1}$ et 10^{32} $cm^{-2}s^{-1}$ respectivement.
La luminosité relie le taux d'èvènement et la section efficace σ d'un processus. Une mesure très précise de la luminosité est donc indispensable à la détermination des taux de production. La luminosité intégrée sur un intervalle de temps Δt est donnée par:

$$L = \int_{\Delta t} \mathcal{L} = \frac{N}{\sigma} \tag{4.2}$$

où N est le nombre d'événements mesurés d'un processus dont la section efficace est bien connue et dont les effets d'acceptance et d'efficacités sont stables. Dans DELPHI, on utilise les événements Bhabha $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ dont la section efficace théorique est bien connue et un détecteur (le STIC) afin de mesurer la luminosité intégrée tout au long de la prise de données.

Le LEP a fonctionné entre 1989 et 2000. Le programme de montée en énergie initialement prévu a été largement dépassé puisque une énergie record de 104,5 GeV par faisceau a été atteinte en 2000. Le LEP devait délivrer une luminosité intégrée de 500 pb^{-1} par expérience pour le programme de physique LEP2. Plus de 600 pb^{-1} ont été enregistrés.

4.2 Le détecteur DELPHI

La reconstruction des événements nécessite un ensemble de détecteurs capable de reconstruire et d'identifier les différents types de particules produites lors des collisions e^+e^-. DELPHI (*DEtector with Lepton, Photon and Hadron Identification*) couvre la majeur partie de l'angle solide autour d'un des points d'interaction des faisceaux du LEP. Le système de coordonnées utilisé dans DELPHI est rappelé sur la figure 4.3: l'axe z est défini selon la direction

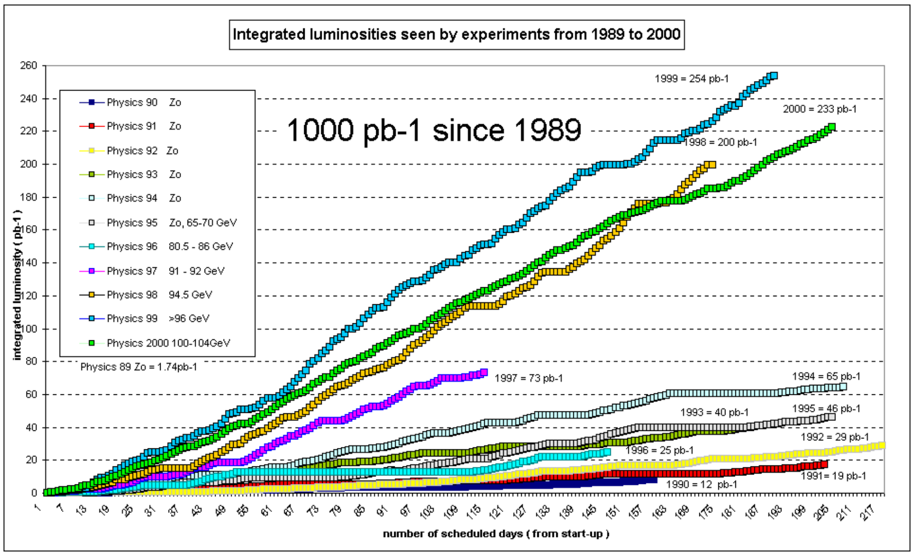


FIG. 4.2 – *Luminosité enregistrée par les détecteurs du LEP.*

du faisceau d'électrons, l'axe x pointe en direction du centre du LEP et l'axe y est dirigé vers le haut. L'angle polaire par rapport à la direction du faisceau est θ et l'angle azimuthal ϕ autour de l'axe z est défini par rapport à l'axe x. On utilisera également le rayon dans le plan transverse au faisceau $R = \sqrt{x^2 + y^2}$. DELPHI est composé d'une partie centrale appelée *baril* et de deux *bouchons* dans les zones avant et arrière (Fig 4.4).

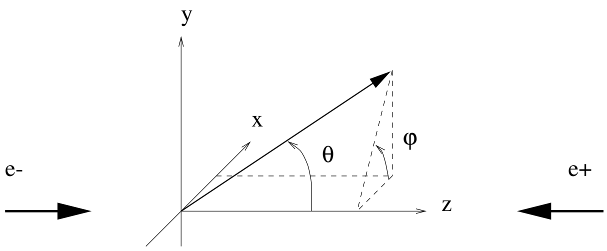


FIG. 4.3 – *Le système de coordonnées dans DELPHI.*

Les sous-détecteurs exploitent les propriétés d'interaction des particules qui les traversent: ionisation, radiation bremsstrahlung et interaction nucléaire. De manière générale, un détecteur du LEP doit remplir les fonctions suivantes:

- Reconstruire l'impulsion des particules chargées.
- Mesurer l'énergie des particules neutres et chargées.
- Identifier les particules.
- Mesurer la luminosité.

Afin de ne pas perdre d'information, la couverture angulaire doit être la plus grande possible. De plus, l'expérience doit bénéficier d'un système de déclenchement et d'acquisition performant capable de sélectionner les événements intéressants (*trigger*), de les enregistrer, de les reconstruire et de les analyser rapidement.

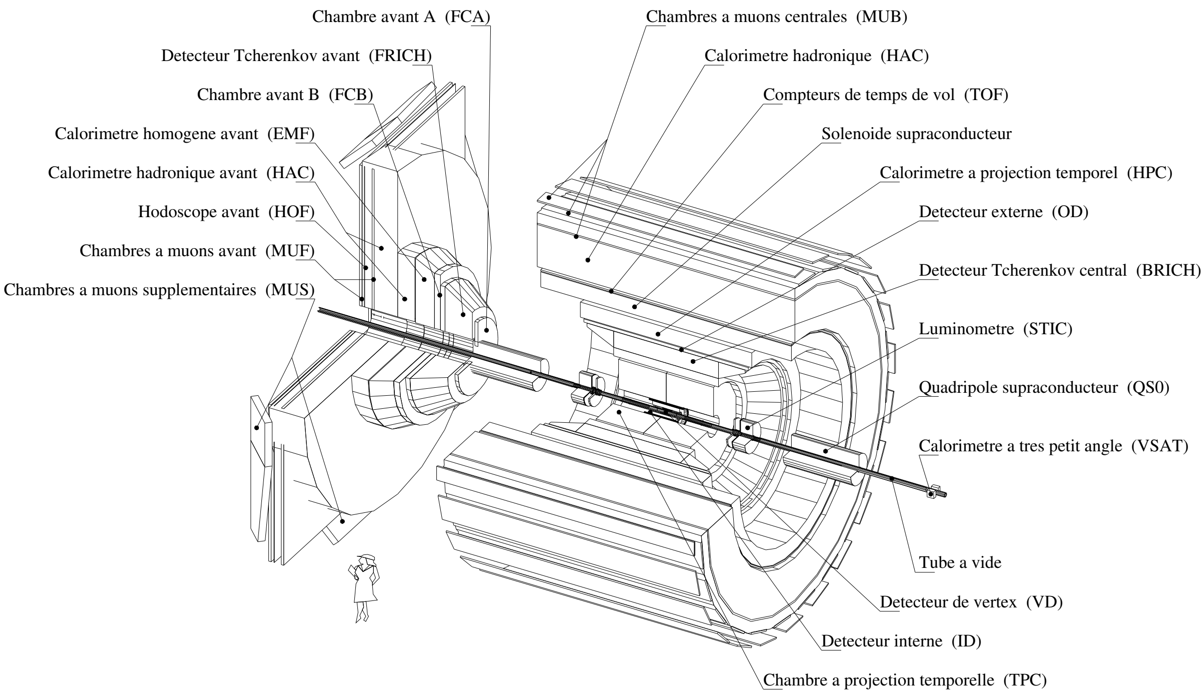


FIG. 4.4 – *Le détecteur DELPHI.*

4.2.1 Les détecteurs de traces

La reconstruction tridimensionnelle d'une trace chargée est effectuée à partir de l'ionisation déposée par la particule dans le milieu qu'elle traverse. Les détecteurs de traces de DELPHI sont plongés dans un champ magnétique de 1,2 Tesla qui permet de mesurer l'impulsion transverse de la particule à partir du rayon de courbure de la trajectoire (r) :

$$P_T[GeV/c] = 0.3B[T]r[m] \tag{4.3}$$

La reconstruction de la trajectoire d'une particule dans DELPHI nécessite les informations collectées par plusieurs sous-détecteurs.

4.2.1.1 Le détecteur de vertex (VD)

Le VD est le détecteur le plus proche du point d'interaction (Fig. 4.5). Ce détecteur en silicium a pour but de reconstruire les vertex secondaires. Il est indispensable pour effectuer l'étiquetage des quark b.

Dans sa partie centrale (couverture angulaire $[25° - 155°]$), il est constitué de trois couches cylindriques de plaquettes à micro-pistes de silicium situées à des distances radiales de 6,3 cm , 9 cm et 11,3 cm. La couche interne et externe sont composées de 24 secteurs azimutaux alors que la couche intermédiaire n'est composée que de 20 modules. La figure 4.6 montre le recouvrement d'eniron 15% entre les plaques adjacentes. Entre 3 et 6 impacts par trace peuvent ainsi être reconstruits dans la partie centrale. Les plaquettes à micro-pistes de silicium ont une épaisseur variant entre 290 et 320 μm et la dimension des pistes varie entre 25 et 44 μm selon les plaquettes. Celles de la couche interne sont à double face et permettent

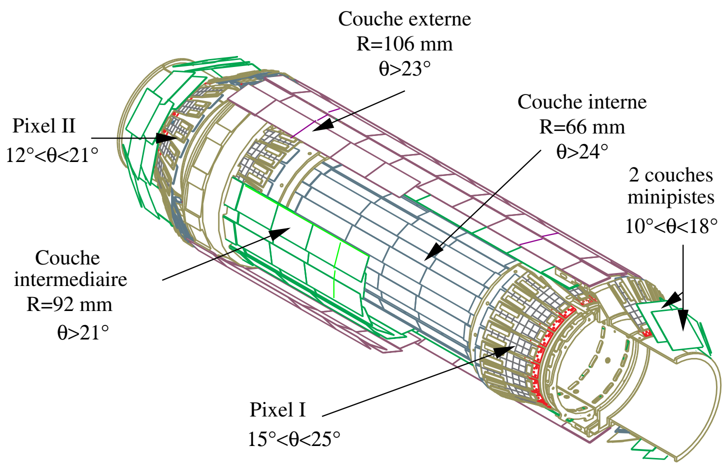


FIG. 4.5 – *Le détecteur de vertex.*

la mesure simultanée des coordonnées $R\phi$ et Rz. La couche intermédiaire est plus longue que les deux autres. Elle n'est équipé de plaquettes à double face que les régions polaires $21° < \theta < 37°$ et $143° < \theta < 159°$, la région polaire intermédiaire étant constituée de plaquettes à simple face. Une solution moins coûteuse à été choisie pour la couche externe afin de mesurer les coordonnées $R\phi$ et Rz. Deux couches de plaquettes à simple face sont superposées perpendiculairement. Le nombre de canaux de lecture s'élève à environ 150000. Les résolutions sur un point d'impact dans les différentes couches sont de 8 μm dans le plan $R\phi$, et comprises entre 10 μm et 25 μm dans le plan Rz selon l'angle polaire.
En 1996, le VFT (*Very Forward Tracker*) a été installé afin de couvrir les régions polaires à bas angles ($[10° - 25°], [155° - 170°]$). Ce détecteur n'est pas utilisé pour la recherche de vertex déplacés dans les régions avant, mais simplement pour améliorer la reconstruction des traces dans cette région. Le VFT est composé de deux couches de détecteurs à macro-pixels de silicium et de deux couches de détecteurs à mini-pistes de silicium. Les détecteurs à macro-pixels sont placés en couronnes inclinées à z égal 20 et 30 cm. Chacune de ces deux couches est composée de 38 plaquettes d'épaisseurs comprises entre 290 et 320 μm. Les plaquettes sont constituées de 8000 pixels de silicium de 330 μm de large. La résolution obtenue sur un point d'impact est de 70 μm. Les deux couronnes inclinées de détecteurs à mini-pistes sont placées à des distances z de 35 et 40 cm. Elles sont composées de 24 plaquettes à simple face disposées dos à dos. Les mini-pistes sont larges de 100 μm et permettent d'obtenir une résolution de 10 à 30 μm sur un point d'impact.
La procédure d'alignement du VD est effectuée de manière très précise à partir d'événements $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$.

4.2.1.2 Le détecteur interne (ID)

La partie interne de l'ID est une chambre à jets de rayons interne et externe de respectivement 12 et 23 cm. Elle est composée de 24 secteurs azimutaux qui permettent la reconstruction de 24 points par trace en $R\phi$. En 1995, l'ID a été rallongé pour couvrir la région polaire comprise entre 15° et 165°. Les chambres à jets de la partie externe de l'ID ont également été remplacées 5 couches de chambres à pailles. Ces dernières sont composées de 192 tubes de 210 cm de long. L'ID participe au premier niveau de sélection du trigger en donnant une

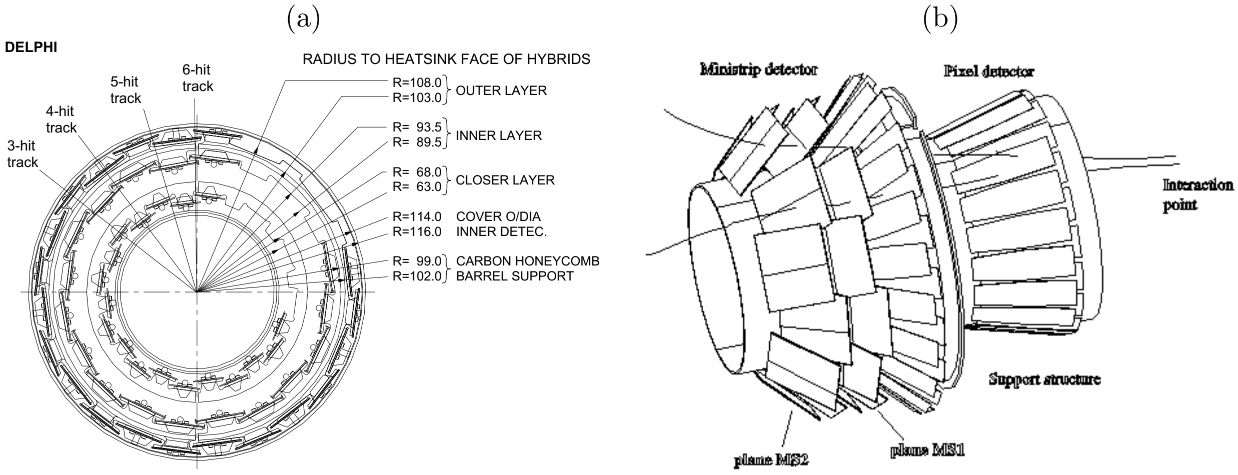


FIG. 4.6 – *(a) Vue en coupe de la partie centrale du détecteur de vertex. (b) Le VFT*

mesure rapide de $R\phi$. La résolution en $R\phi$ obtenue avec ce détecteur est de 85 μm, et depuis 1995, il n'effectue plus la mesure de la coordonnée z.

4.2.1.3 La chambre à échantillonage temporelle (TPC)

La TPC est le détecteur de traces principal de DELPHI (Fig. 4.7). C'est un cylindre de rayon interne 34 cm et de rayon externe 116 cm. Le volume de dérive est séparé en son milieu par une plaque haute tension portée à un potentiel de 20 kV fournissant un champ de dérive 187 V/cm parallèle à l'axe du faisceau. Chaque extrémité est séparée en 6 secteurs azimutaux comprenant chacun:

- 16 rangées circulaires de damiers (Fig. 4.8) jouant le rôle de cathode. On compte ainsi 1680 damiers par secteur, donc 20160 voies de lecture dans la TPC.
- Un plan alternant tous les 2 mm un fil sensible et un fil de champ. Il y a 192 fils sensibles par secteur portés à un potentiel de 1435 V.
- Un plan de fils cathode ayant un potentiel nul. Ils séparent le volume de dérive de la chambre proportionnelle.
- Une grille porte constituée de fils espacés de 1 mm.

Le gaz de la TPC est un mélange d'argon et de méthane (80% et 20% respectivement). L'argon est le gaz ionisant alors que le méthane joue le rôle de *quencher*, c'est à dire qu'il permet d'absorber les photons émis par les atomes du mileu qui pourraient créer de nouvelles avalanches.

Une particule traversant la TPC ionise le mélange gazeux produisant environ 70 electrons par centimètre. Sous l'effet du champ électrique, les électrons dérivent vers les extrémités de la TPC. Les électrons primaires arrivent alors au voisinage des fils sensibles où le phénomène d'avalanche se déclenche. Le signal est amplifié d'un facteur 20000. Les électrons sont collectés sur les fils sensibles et produisent par effet capacitif un signal détectable aux cathodes damiers

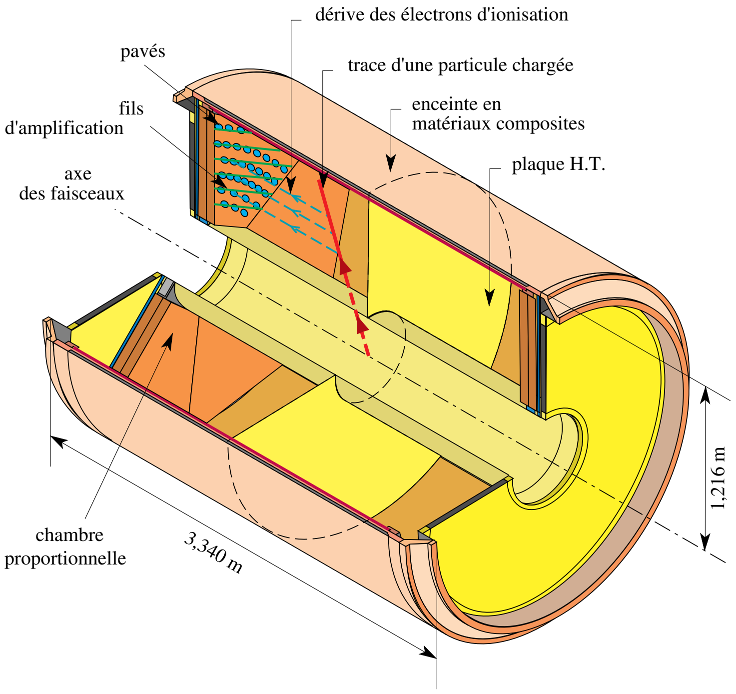


FIG. 4.7 – *Vue en coupe de la TPC.*

ce qui permet la mesure d'un point de passage de la particule dans le plan $R\phi$. L'obtention de la coordonnée z s'effectue par la mesure du temps d'arrivée des électrons multipliée par leur vitesse de dérive. Des lasers permettent de calibrer très régulièrement cette dernière ($\sim 69,9mm/\mu s$).
La TPC permet de mesurer 16 points par trace pour un angle polaire compris entre 39 et 141 degrés et au moins 3 points par trace pour un angle polaire compris entre 20 et 160 degrés. Les résolutions obtenues sont de 250 μm en $R\phi$ et de 800 μm en z.
Le signal sur les 192 fils sensibles permet aussi de mesurer la perte d'énergie par unité de longueur (dE/dx). Les mesures simultanées de cette quantité et de l'impulsion permettent d'identifier certaines particules (Fig. 4.9). La mesure du dE/dx sera décrite précisément dans le chapitre 5.

4.2.1.4 Le détecteur externe (OD)

L'OD est constitué de 5 couches de tubes à dérive. De rayon interne 197 cm et de rayon externe 206 cm, les 24 modules couvrent la totalité de l'angle azimuthal. Ils couvrent les angles polaires situés entre 42 et 138 degrés et il permettent une mesure précise de la coordonnée $R\phi$ (résolution de 110 μm). Une mesure rapide de la coordonnée z est obtenue avec une résolution de 4 cm en comparant les temps d'arrivée des électrons à chaque extrémité de ce détecteur.

4.2.1.5 Les détecteurs de traces à l'avant (FCA,FCB)

Les chambres FCA et FCB sont les seuls détecteurs de traces installés dans les parties bouchon de DELPHI. Perpendiculaires à l'axe du faisceau, les chambres FCA sont situées à $z = \pm 155\ cm$. Elles peuvent détecter des particules ayant un angle polaire compris entre 11^o

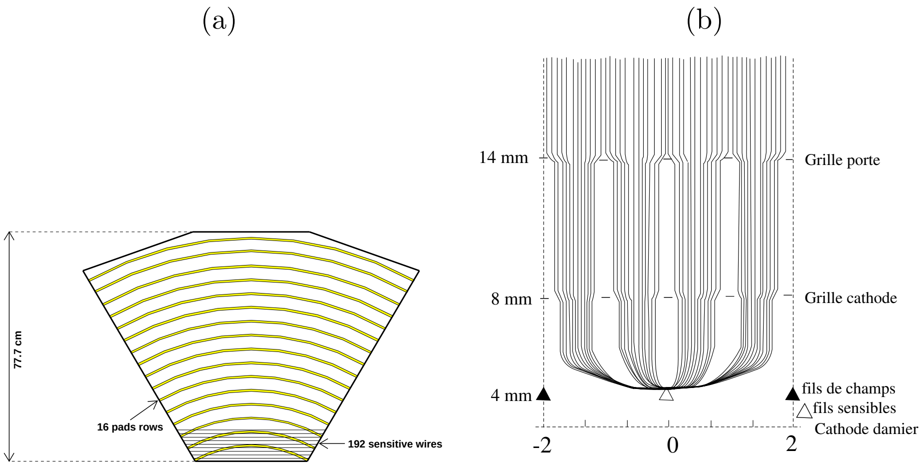


FIG. 4.8 – *(a) Secteur de la TPC, (b) Géométrie des grilles des secteurs de la TPC et lignes du champ électrique.*

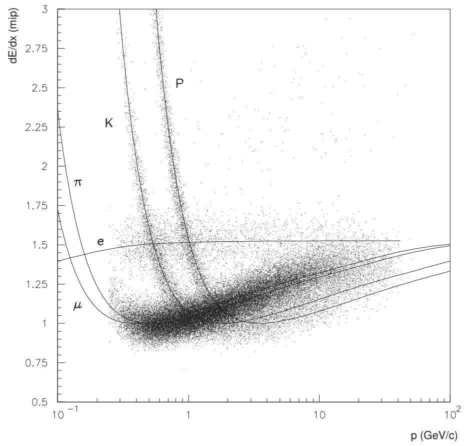


FIG. 4.9 – *mesure du dE/dx*

et 32^o, et entre 148^o et 169^o. Elles sont constituées de 6 plans de tubes à dérive, et chaque plan successif est décalé de 120 degrés par rapport au précédent afin d'obtenir une reconstruction tridimensionnelle de la trace. Les résolutions obtenues avec ce détecteur sont de 290 μm en x et 240 μm en y.
Les chambres FCB sont situées à $z = \pm 266\ cm$. La couverture angulaire est : $10^o \leq \theta \leq 37^o$ et $143^o \leq \theta \leq 170^o$. Elles sont constituées de 12 chambres à fils successives décalées de 60^o. Les résolutions en x et en y sont de 150 μm

4.2.1.6 Les chambres à muons (MUC=MUB+MUF+MUS)

Les chambres à muons sont les détecteurs situés le plus loin du point d'interaction. On trouve dans la partie centrale les MUB et dans les parties bouchon les MUF. Les MUS ont été rajoutées en 1994 afin de couvrir les angles polaires morts situés à 40 degrés. Ces détecteurs sont des chambres à dérive parcourues par un fil d'anode et tapissées de rubans cathodiques.

Les résolutions obtenues par ces détecteurs sont de 1 mm en $R\phi$ et 10 mm en z pour les MUB, 5 mm en x et y pour les MUF, et 1 cm dans le plan de la chambre pour les MUS. Ces chambres sont indispensables à l'identification des muons car ceux-ci sont les seules particules suffisamment pénétrantes pour les atteindre.

4.2.2 Les calorimètres

4.2.2.1 Le calorimètre à échantillonage temporel (HPC)

La HPC est le calorimètre électromagnétique de la partie centrale de DELPHI ($\theta \in [43° - 137°]$). Ce détecteur est une application du principe de projection temporelle à la calorimétrie. Les rayons interne et externe sont de 206 et 260 cm. Ce calorimètre est constitué de 144 modules azimutaux divisés en 6 couches. Chaque module présente une succession de rubans convertisseurs en plomb séparés par des espaces remplis d'un mélange gazeux (80% argon, 20% méthane). L'épaisseur totale de plomb correspond à 18 longueurs de radiation (X_0). Les fils de plomb sont portés à un potentiel dégradé en z et fournissent ainsi un champ de dérive de 106 V/cm parallèle à l'axe du faisceau. Le plomb joue le rôle de milieu passif. Des électrons et des photons y sont produits par bremsstrahlung et par création de paires lors de l'évolution de la gerbe. Les électrons secondaires peuvent alors dériver dans le milieu gazeux (zone active) jusqu'aux chambres proportionnelles. Le principe de lecture est alors le même que celui de la TPC: la position de la gerbe est obtenue par effet capacitif sur des damiers cathodiques, et l'énergie est mesurée à partir des signaux recueillis sur les fils d'anode. Les résolutions sur la position de la gerbe sont de 3,1 mrad en ϕ et de 3,1 mm en z. La résolution en énergie obtenue est:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = 0,043 + \frac{0,32}{\sqrt{E}}, \ (E \ en \ GeV) \tag{4.4}$$

4.2.2.2 Le calorimètre électromagnétique à l'avant (FEMC)

C'est le calorimètre électromagnétique des bouchons de DELPHI. Ce calorimètre est situé à $z = \pm 3\ m$ de part et d'autre du point d'interaction et il couvre les régions angulaires: $\theta \in [10° - 35,5°]$ et $\theta \in [144,5° - 170°]$. Ce calorimètre est constitué de blocs de verre au plomb en forme de pyramide tronquée. Le rayonnement Cerenkov émis par la gerbe électromagnétique est collecté par les photos-multiplicateurs situés au bout de chaque bloc. Ce type de détecteur ne fournit aucune information sur la forme de la gerbe, mais il permet d'obtenir une bonne résolution en énergie:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = 0,03 + \frac{0,12}{\sqrt{E}} + \frac{0,11}{E}, \ (E \ en \ GeV) \tag{4.5}$$

4.2.2.3 Le calorimètre électromagnétique à bas angle (STIC)

Le STIC couvre les régions à bas angle polaire: $\theta \in [2° - 10°]$ et $\theta \in [170° - 178°]$. Ce détecteur est composé de couches alternées de plaques de plomb et de scintillateurs. Son épaisseur totale correspond à 27 longueurs de radiation. Deux plans de scintillateur ont été remplacés par des détecteurs silicium à micro-pistes afin de mesurer précisément la position des gerbes. Entre le STIC et le point d'interaction, deux pieds de gerbe permettent l'identification des électrons et des photons. Le STIC permet de mesurer la luminosité avec une résolution de

0,1% à partir d'événements Bhabha ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-$). La résolution en énergie de ce calorimètre est:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = 0,015 + \frac{0,135}{\sqrt{E}}, \ (E \ en \ GeV) \tag{4.6}$$

4.2.2.4 Le calorimètre hadronique (HAC)

Le calorimètre hadronique de DELPHI est séparé en deux parties: la zone centrale ($\theta \in [43° - 137°]$) et les parties avant/arrière ($\theta \in [10° - 52°]$ et $\theta \in [128° - 170°]$). La figure 4.10 montre le chevauchement de ces deux sous-détecteurs assurant l'herméticité de DELPHI. Le HAC est une superposition de couches de fer jouant le rôle d'absorbeur et de tubes plastiques permettant la mesure de l'énergie déposée. L'épaisseur du HAC correspond à 6,7 longueurs d'interaction nucléaire et sa résolution en énergie est:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = 0,21 + \frac{1,12}{\sqrt{E}}, \ (E \ en \ GeV) \tag{4.7}$$

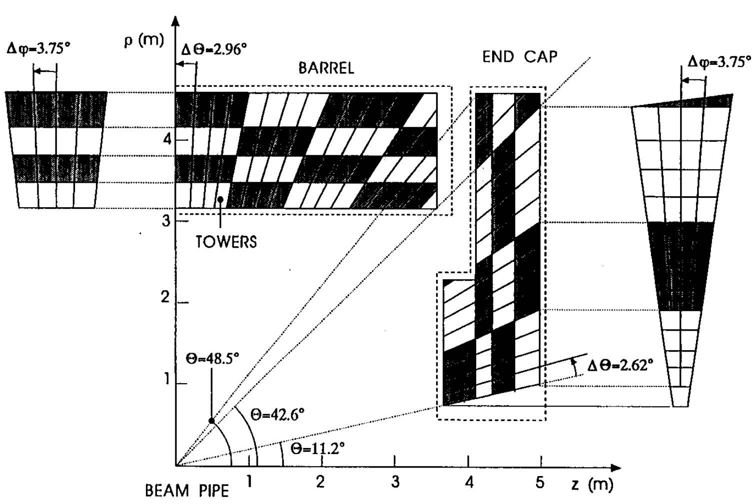


FIG. 4.10 – *Vue en coupe de DELPHI*

4.2.3 Autres détecteurs

4.2.3.1 Le détecteur à effet Cerenkov (RICH=RIB+RIF)

Le RICH est un détecteur servant à l'identification des particules. Une particule chargée de vitesse β émet dans un milieu réfringent d'indice n des photons Cerenkov si sa vitesse dans ce milieu est supérieure à la vitesse de la lumière (fig. 4.11). Le demi-angle au sommet θ_c du cône formé par ces photons est donné par la relation:

$$\theta_c = \frac{1}{\beta n} \tag{4.8}$$

La mesure simultanée de cet angle et de l'impulsion de la particule permet de remonter à sa masse.

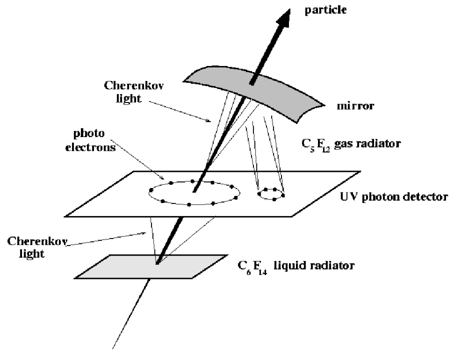


FIG. 4.11 – *Emission de photons Cerenkov par une particule chargée.*

Le RICH de DELPHI utilise deux milieux d'indice différents afin d'élargir la couverture en vitesse:

- Le premier radiateur rencontré par les particules contient du fréon liquide C_6F_{14} d'indice 1,28. Son épaisseur est de 1 cm et suffit à produire environ 15 photons. Ceux-ci atteignent une chambre à dérive située 12 cm plus loin selon l'axe radial où l'on reconstruit l'anneau du rayonnement. Cette partie permet l'identification des particules de faible vitesse.

- Le deuxième radiateur est un milieu gazeux de 40 cm d'épaisseur contenant le Fréon C_5F_{12} (n=1,002). Le faible indice de ce milieu permet la détection des photons Cerenkov produits par des particules ayant une vitesse élevée ($p > 8\ GeV/C$). Ces photons sont réfléchis par des miroirs vers la chambre à dérive.

La partie baril du RICH couvre les angles polaires compris entre 40 et 140 degrés. Dans sa partie avant ($\theta \in [15° - 35°]$ et $\in [145° - 165°]$), le radiateur liquide est divisé en trois anneaux concentriques dirigés vers le point d'interaction afin que les particules aient une trajectoire perpendiculaire au plan du détecteur.
Le RICH permet la séparation entre pions et kaons pour des impulsions comprises entre 0,25 et 20 GeV/c et la séparation entre kaons et protons de 0,85 à 20 GeV/c.

4.2.3.2 L'herméticité

La signature expérimentale de la supersymétrie avec conservation de la R-parité est l'énergie manquante. Il était donc nécessaire que le programme de physique de LEP2 débute avec un détecteur le plus hermétique possible. La figure 4.12 montre la zone morte entre la HPC et le FEMC ($\theta \in [35° - 42°]$ et $\in [138° - 145°]$). Une région de $\pm\ 1,5°$ autour de $\theta = 90°$ n'est également pas couverte par la HPC. Enfin, les trous entre les 24 modules de la HPC ($\phi = 7,5° + (n-1) \times 15°$) ne sont pas totalement couverts.
En 1994, ces régions ont été équipées de scintillateurs au plomb. On nommera ces détecteurs: les compteurs à 40 degrés, à 90 degrés et en ϕ. Pour des électrons de plus d'un GeV/c ,l'efficacité de détection des compteurs à 40 degrés est supérieure à 90%.

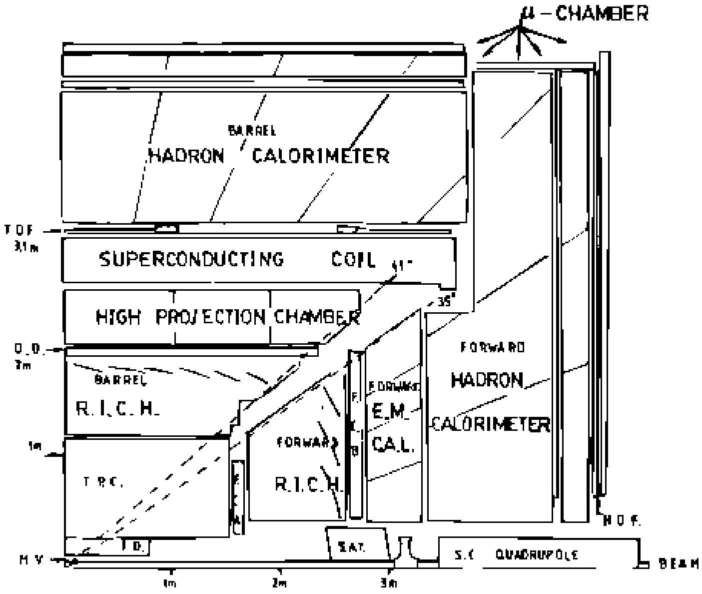


FIG. 4.12 – *Vue en coupe de DELPHI.*

4.3 Système de déclenchement

Le système de déclenchement (*trigger*) permet de réduire le taux d'événements d'initialement 45 kHz à environ 5-6 Hz. Le système de déclenchement de DELPHI est composé de quatre niveaux de sélection. Les deux premiers niveaux (T1 et T2) sont synchronisés sur le signal de croisement de faisceaux (BCO, toutes les 22 μs). La première décision intervient 3,5 μs après le BCO et est basée uniquement sur des signaux électroniques provenant de détecteurs à réponse rapide. L'acquisition est interrompue si l'événement ne passe pas ce niveau. Si l'événement passe ce niveau, la numérisation des données des détecteurs à réponse lente se poursuit. Le niveau T2 fait intervenir des microprocesseurs durant les 39 μs suivantes afin de détecter la présence de traces. Les niveaux 3 et 4 sont asynchrones: T3 effectue une analyse plus détaillée des signaux. Le niveau 4 fait intervenir le programme complet de reconstruction de traces et sélectionne les événements.
Seuls les niveaux T1 et T2 entraînent une perte d'efficacité durant la prise des données. Le temps mort est de l'ordre de 1%. L'efficacité du trigger sur des événements di-lepton est proche de 1 pour des angles polaires entre 20 et 160 degrés. Cette efficacité est de 100% pour des événements hadroniques ($e^+e^- \to Z^0 \to$ hadrons) sur tout l'angle solide.

4.4 Reconstruction et simulation des événements

Les données brutes de chaque sous-détecteur (RAW data) sont analysées par le programme de reconstruction DELANA [3]. Ce programme a pour but :

– de reconstruire individuellement l'information de chaque sous-détecteur.

– de rechercher les traces lors de procédures d'ajustement et d'extrapolation.

– de combiner les informations des différents calorimètres.

– d'effectuer l'identification des particules.

Dans un premier temps, chaque sous-détecteur traite son information afin de reconstruire des points dans le détecteur (TD). Si le détecteur posséde plusieurs points de mesure, les TD sont associés en éléments de traces (TE). Les TE des différents sous-détecteurs sont associés pour former des traces globales (TK) qui sont ensuite extrapolées afin d'identifier les éléments de trace TE non-associés. Les TE non-associés des calorimètres donnent alors les particules neutres.

Le programme DELSIM [4] simule les interactions des particules dans DELPHI et permet d'obtenir des données brutes à partir d'un générateur d'événements Monte-Carlo. La chaîne de production concernant la simulation suit alors le même parcours que les données réelles. Elles sont d'abord traitées par DELANA qui donne la DST (*Data Sumary Tapes*). Un second programme contenant certains fichiers de calibration et des réglages additionnels des détecteurs (DSTANA) permet d'obtenir des formats compressés de DST utilisés dans les analyses (XSDST ou *Extended Short DST*).
La phase de simulation est très coûteuse en temps de calcul et nécessite des capacités de stockage importantes. La génération de 1000 événements simulant la production de paires de squarks se désintégrant en $q\tilde{\chi}_1^0$ nécessite environ 200000 unités de temps CPU sur les machines du CCIN2P3 et le volume des données correspond à: 400 MBytes pour les RAW data, 110 MBytes pour la DST et 80 MBytes pour la XSDST. Environ un million d'événements de type signal ont été générés pour effectuer les analyses présentées dans cette thèse.

Bibliographie

[1] P. Aarnio *et al.*, Collaboration DELPHI, Nucl. Instr. and Meth. **A303** (1991) 233.

[2] P. Abreu *et al.*, Collaboration DELPHI, Nucl. Instr. and Meth. **A378** (1996) 57.

[3] Collaboration DELPHI, DELPHI 89-44 PROG 137.

[4] Collaboration DELPHI, DELPHI note 87-97 PROG 100.

Chapitre 5

Outils d'analyse

Les différents outils utilisés dans les analyses de recherche de squarks et de gluinos sont présentés dans ce chapitre. Dans un premier temps, les algorithmes utilisés pour reconstruire les jets d'un événement et pour identifier la présence de quarks beaux sont décrits. La recherche de R-hadrons chargés étant basée sur la mesure de dE/dx anormaux dans la TPC de DELPHI, on rappelle comment cette mesure est effectuée. On présente alors le programme de lecture des données réelles et simulées où les variables utilisés dans les analyses sont calculées. On décrit ensuite la méthode des réseaux de neurones utilisée pour isoler les signaux squarks des processus standards. Enfin, la méthode statistique utilisée pour interpréter la présence ou l'absence de signal est brièvement introduite.

5.1 Algorithme de reconstruction des jets

Les quarks et les gluons n'existent pas dans des états libres. L'hadronisation des partons en états liés est un processus très rapide ($\tau_{QCD} = 10^{-23}s$) et la reconstruction de l'énergie des partons initiaux ne peut donc s'effectuer que par la mesure des quadri-impulsions de tous leurs produits de désintégration. Le nombre important de particules dans l'état final nous oblige à utiliser des algorithmes performants qui réunissent les particules en jets afin de reconstruire le parton initial.

Il existe plusieurs algorithmes de reconstruction des jets [1]. Tous suivent plus ou moins les mêmes étapes. Le but de ces algorithmes est d'effectuer le chemin inverse des étapes de fragmentation et d'hadronisation pour remonter au parton initial. Dans un premier temps, chaque particule de l'état final est considérée comme un jet. On définit alors une distance et les deux particules les plus proches au sens de cette distance sont associées et forment un nouveau jet. Cette étape est alors répétée jusqu'à ce que l'on obtienne le nombre de jets désirés ou que la distance entre les jets restants soit supérieure à une valeur critique donnée. Dans ce qui suit, l'algorithme de DURHAM [2] a été utilisé. La distance entre deux jets i et j est définie à partir de leur énergie E_i et E_j et de l'angle θ_{ij} entre eux:

$$y_{ij} = \frac{2min(E_i^2, E_j^2)(1 - \cos\theta_{ij})}{E_{vis}^2} \tag{5.1}$$

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

Il existe plusieurs schémas pour définir l'énergie et l'impulsion du nouveau jet ainsi créé:

$$Type\ E: \begin{array}{rcl} \vec{P_{ij}} & = & \vec{P_i} + \vec{P_j} \\ E_{ij} & = & E_i + E_j \end{array} \tag{5.2}$$

$$Type\ P: \begin{array}{rcl} \vec{P_{ij}} & = & \vec{P_i} + \vec{P_j} \\ E_{ij} & = & |\vec{P_{ij}}| \end{array} \tag{5.3}$$

$$Type\ E_0: \begin{array}{rcl} \vec{P_{ij}} & = & \frac{\vec{P_i}+\vec{P_j}}{|\vec{P_i}+\vec{P_j}|} \\ E_{ij} & = & E_i + E_j \end{array} \tag{5.4}$$

Les schémas P permettent de conserver une masse nulle pour le nouveau jet en ajustant l'énergie résultante ou en normalisant l'impulsion. Nous adopterons par la suite la procédure standard E du schéma de recombinaison.
Cette étape d'association des deux jets les plus proches est ensuite répétée. Il existe deux possibilités pour arrêter l'algorithme:

- On peut définir une distance limite y_{cut} et arrêter l'algorithme quand la distance entre les jets restants est supérieures à cette distance critique.
- Ou bien, on arrête l'algorithme une fois que l'on a obtenu le nombre de jet désiré.

La deuxième méthode sera utilisée. On forcera tout les événements à être composé de deux jets.

L'algorithme de Durham présente un certain nombre de qualités. Tout d'abord, il résoud les problèmes d'association de particules molles rencontrés par l'algorithme plus ancien, JADE [3]. L'algorithme de Durham utilise d'abord l'énergie de la particule la moins énergétique puis l'angle entre les deux particules. Une particule molle et une particule de grande énergie proche auront donc une très faible distance y_{ij}. De plus, DURHAM est peu sensible aux processus d'hadronisation et permet l'étude des paramètres de QCD aux faibles valeurs de y_{cut}.

5.2 Etiquetage des quarks beaux

On recherche dans la désintégration des squarks de troisième génération la présence de quarks charmés ou beaux. L'hadronisation et la désintégration de ces quarks est différente de celle des quarks u, d ou s du fait de leur masse élevée. Dans un premier temps, la fragmentation des quarks b et c est plus dure que celle des quarks uds. Les hadrons beaux et charmés vont donc emporter une fraction plus importante de l'énergie du quark initial. De plus, les mésons B et D ont une durée de vie longue (1,56 ps pour les mésons beaux et entre 0,5 et 1 ps pour les mésons charmés). Ils vont donc voler sur des distances pouvant atteindre quelques millimètres. L'identification des quarks b est basée sur la reconstruction des vertex secondaires et sur la mesure des paramètres d'impact des produits de désintégrations des mésons B. On utilise pour ces mesures le détecteur de vertex de la région centrale (VD).

5.2.1 Mesure des paramètres d'impact et reconstruction du vertex primaire

Le paramètre d'impact est défini comme la distance minimale entre la trajectoire de la particule et le vertex primaire. La mesure des paramètres d'impact dans les deux plans de mesure du VD nécessite une procédure d'ajustement très précise entre données réelles et simulées [4]. Les distributions de résolution des paramètres d'impact en fonction de l'impulsion et de l'angle polaire des traces sont présentées sur la figure 5.1 et sont ajustées par les fonctions suivantes:

$$\sigma_{IP}^{R\phi} = \left(\frac{71}{p\sin^{3/2}\theta}\right) \oplus 28\ \mu m,\ et\ \sigma_{IP}^{Rz} = \left(\frac{75}{p\sin^{5/2}\theta}\right) \oplus 39\ \mu m,\ p\ en\ \text{GeV/c} \tag{5.5}$$

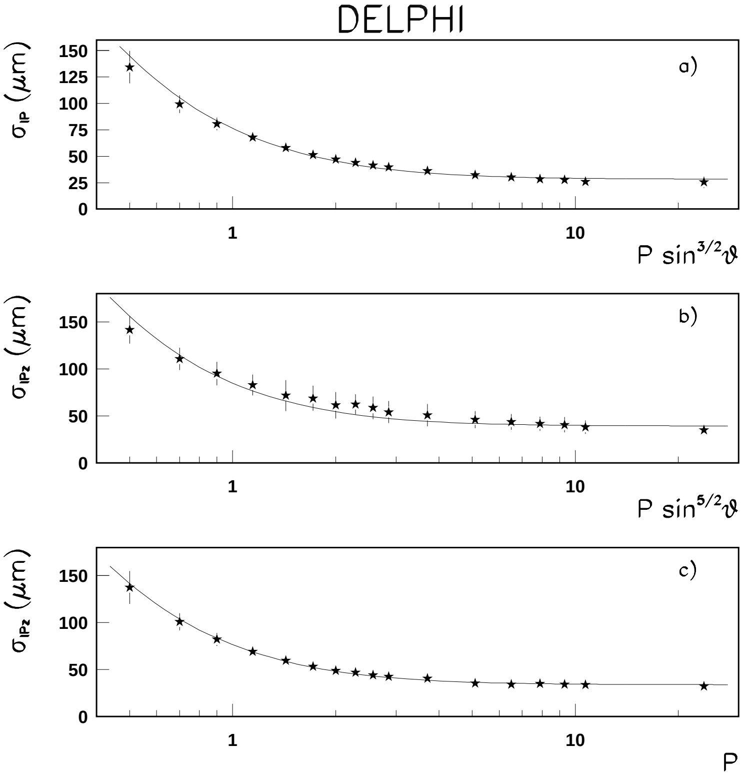


FIG. 5.1 – *Résolution sur le paramètre d'impact pour les projections de l'impulsion des particules en $R\phi$ (a), en Rz (b), et uniquement pour les traces perpendiculaires à l'axe du faisceau (c).*

Il est nécessaire dans un premier temps de reconstruire la zone d'interaction des électrons et des positrons de manière précise. Le vertex primaire est défini comme le point de croisement de l'ensemble des traces d'un événement. Il est obtenu par minimisation d'un χ^2 dans une procédure d'ajustement. Cette mesure est perturbée par la présence de traces à haut paramètre d'impact (vertex secondaire, conversion de photon en une paire e^+e^-), ou de traces dont on a associé par erreur un point de mesure du VD. Une sélection de traces est donc appliquée afin d'améliorer la résolution sur la position du vertex primaire [5].
La détermination du vertex primaire est améliorée en ajoutant dans l'étape d'ajustement l'information de la position des faisceaux. L'orbite des faisceaux de leptons est contrôlée en permanence et permet de mesurer avec une précision de 30 μm dans le plan horizontal et de 13 μm dans le plan vertical.

5.2.2 Méthode des temps de vol

La première méthode d'identification des quarks beaux consiste à utiliser la mesure des paramètres d'impact des traces issues de la désintégrations des quarks. Pour chaque jet reconstruit, on sépare l'espace en deux hémisphères par le plan orthogonal à la direction du jet.

Le signe du paramètre d'impact sera positif si le vecteur reliant le vertex primaire au point d'approche minimale de la trace pointe dans le même hémisphère que le jet, et négatif dans le cas contraire. On définit la significance comme le paramètre d'impact divisée par son erreur. Le signe du paramètre d'impact sera équiprobablement positif ou négatif pour des traces issues du vertex primaire alors qu'il sera positif pour des traces issues de la désintégration de mésons à longue durée de vol. La figure 5.2 montre la significance pour des quarks b, c et uds.

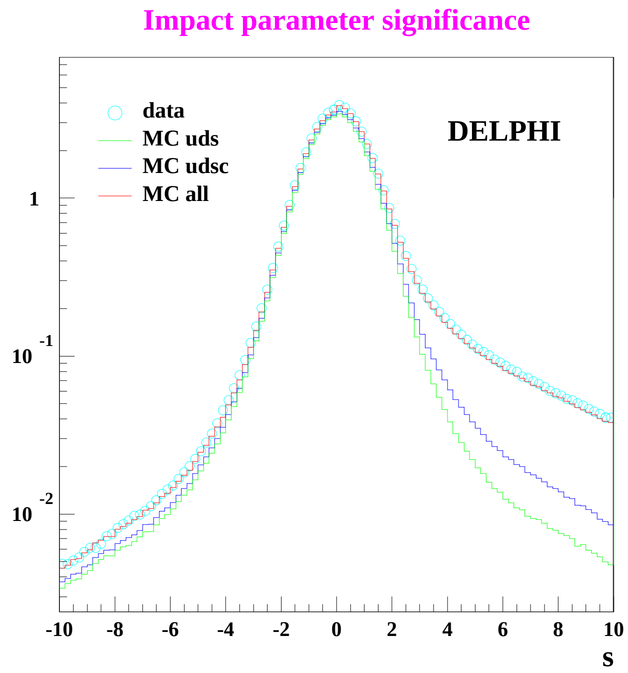


FIG. 5.2 – *Distribution de la significance des traces en fonction de la saveur des quarks.*

La méthode des temps de vol consiste à définir la probabilité que les traces à haut paramètre d'impact positif proviennent de la désintégration de mésons beaux. On définit ainsi la probabilité $\mathcal{P}(S_0)$ pour qu'une trace provenant du vertex primaire ait une significance S supérieure à S_0 à partir des fonctions de densité de probabilité des significances à paramètre d'impact négatif $f(S)$.

$$\mathcal{P}(S_0) = \int_{S>S_0} f(S)dS \tag{5.6}$$

Cette probabilité peut alors être étendue à un ensemble de N particules de significance S_i. On peut choisir de calculer cette quantité à partir des traces de chaque jet ou de tout l'événement. $\mathcal{P}_N$ est la probabilité que les N traces proviennent du vertex primaire:

$$\mathcal{P}_N = \Pi \sum_{j=0}^{N-1} \frac{(-\ln \Pi)^j}{j!} \; avec \; \Pi = \prod_{i=1}^{N} \mathcal{P}(S_i) \tag{5.7}$$

On utilisera par la suite uniquement les traces à paramètre d'impact positif puisque ce sont les seules susceptibles de contenir l'information de temps de vol et on calculera la probabilité correspondante $\mathcal{P}_N^+$.

5.2.3 Propriétés des vertex secondaires

La durée de vol des mésons B et D fait apparaître des vertex déplacés (ou secondaires). Les résolutions en paramètre d'impact du VD permettent de reconstruire ces vertex secondaires dans 50 % des cas pour des jets de quarks beaux et dans 10 % des cas pour des quarks charmés. Le vertex secondaire doit être construit à partir d'au moins deux traces incompatibles avec le vertex primaire et la distance L séparant le vertex primaire du vertex secondaire doit être supérieure à 4 σ_L où σ_L est l'erreur sur cette distance. On utilise ensuite les propriétés suivantes du vertex secondaires [6]:

- La masse du vertex secondaire M_s: cette quantité est limitée par la masse des mésons provenant de l'hadronisation des quarks. La figure 5.3b montre que la masse du vertex secondaire s'étend jusqu'à 5 GeV/c^{2}pour des quarks b, jusqu'à 2 GeV/c^{2}pour des quarks c et qu'elle est piquée à une plus faible valeur pour des quarks uds.
- La rapidité des traces issues du vertex secondaire par rapport à l'axe du jet R_s^{tr}: elle sera plus faible pour des quarks b que pour des quark c du fait de la masse élevée des mésons B et du nombre plus important de particules issues de la désintégration des mésons B par rapport au méson D (Fig. 5.3c).
- La fraction d'énergie chargée du jet emportée par les particules issues du vertex secondaire X_s^{ch}. A cause de sa masse plus élevée, la fragmentation d'un quark b en méson B est plus dure que celle d'un quark c en méson D. La quantité X_s^{ch} sera donc plus élevée pour des quarks b que pour des quarks c et uds (Fig. 5.3d).

5.2.4 Construction d'une variable globale

On combine l'information des quatre distributions de la figure 5.3 ($\mathcal{P}_N^+$, M_s, R_s^{tr} et X_s^{ch}) en construisant un rapport de fonctions de vraisemblance [6]. On définit pour chacune des variables x_i le rapport:

$$y_i(x_i) = \frac{f^B(x_i)}{f^S(x_i)} \tag{5.8}$$

où f^B et f^S sont les fonctions de densité de probabilité pour les quarks b et les quarks udsc respectivement. La variable globale y est le produit des variables y_i. Les quatre variables étant faiblement corrélées, on effectue l'approximation suivante:

$$y_i(x_i) = \frac{f^B(x_1,...,x_n)}{f^S(x_1,...,x_n)} = \frac{f^B(x_1)\times ... \times f^B(x_n)}{f^S(x_1)\times ... \times f^S(x_n)} = \prod_{i=1}^{N} y_i \tag{5.9}$$

La sélection d'événements contenant des quarks b est alors effectuée en gardant les évènements pour lesquels $y > y_0$. Les performances de cette méthode sont montrées sur la figure 5.4a

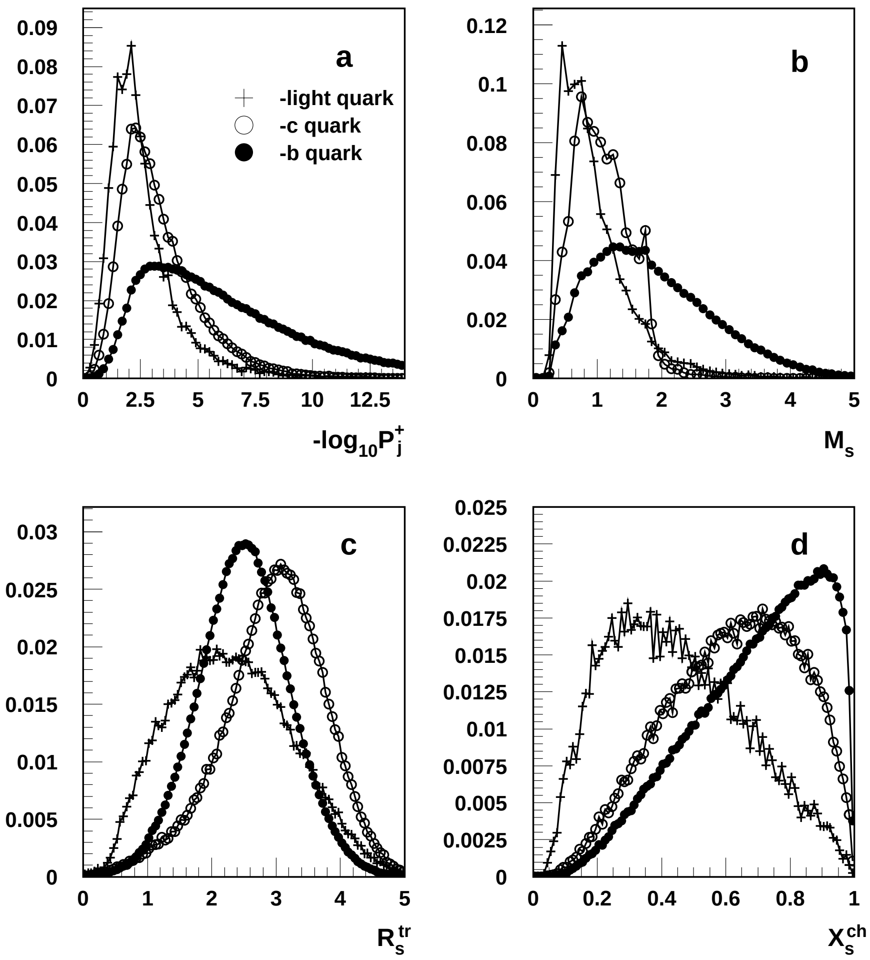


FIG. 5.3 – *Distribution des variables utilisées dans la construction de la variable globale de l'étiquetage des quarks beaux.*

dans le plan efficacité-pureté. On voit l'amélioration de la méthode par l'introduction de chacune des variables.

Depuis 1998, une information supplémentaire est utilisée dans la construction de la variable globale y. Les quarks b ayant une probabilité importante de se désintégrer dans un mode semi-leptonique par rapport aux autres quarks, l'impulsion transverse des leptons par rapport à l'axe du jet est utilisée. L'impulsion transverse des leptons issus de la désintégration de mésons B est plus élevée que pour la désintégration de hadrons légers. Le grand avantage de l'utilisation de cette variable est qu'elle est indépendante des mesures du VD car elle ne dépend que de la probabilité d'identification des leptons. La figure 5.4b montre l'amélioration apportée par l'ajout de cette variable pour l'étiquetage des quarks b [7].

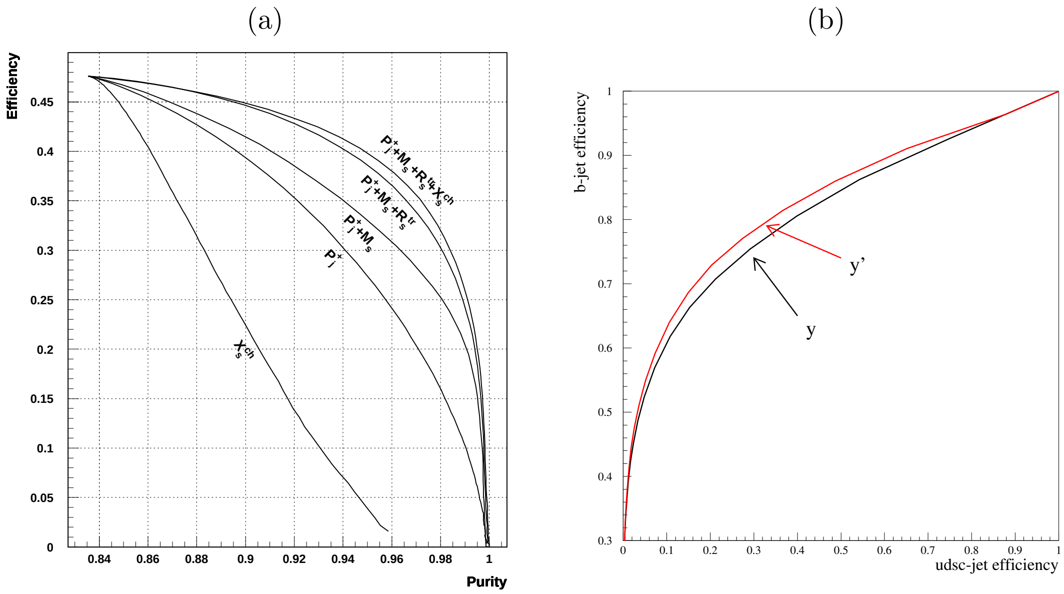


FIG. 5.4 – *Performance de l'identification des quarks beaux. La courbe y' de la figure (b) montre l'amélioration apportée par l'ajout de l'impulsion transverse du lepton dans le rapport de fonctions de vraisemblance.*

5.2.5 Variable utilisée

Dans les analyses qui suivront, on utilisera une variable globale permettant l'étiquetage des quarks b. Cette variable est construite à partir de l'information des jets reconstruits avec l'algorithme DURHAM comme cela a été décrit dans la section 5.1 [1]. On utilisera la variable $Pr_{2j}^{Z^0} = -\log(y)$.

5.3 Mesure du dE/dx dans la TPC

Bethe et Bloch ont montré que la perte d'énergie d'une particule dans la matière dépend simplement de sa vitesse β ($= v/c$) et des caractéristiques du milieu traversé. Cette perte d'énergie dE sur une distance dx s'exprime comme:

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi\mathcal{N}r_e^2 m_e c^2 z^2 \frac{Z}{A}\frac{1}{\beta^2}\left[\ln\left(\frac{2m_e c^2\beta^2\gamma^2}{I^2}\right) - \beta^2 - \frac{\delta^2}{2}\right] \tag{5.10}$$

où $4\pi\mathcal{N}r_e^2 m_e c^2 z^2 = 0.3071$ MeV$cm^2 g^{-1}$, Z et A sont les masses et poids atomique du milieu traversé, m_e et r_e sont la masse et et le rayon de l'électron, I est le potentiel d'ionisation. L'évolution du dE/dx en fonction du $\beta\gamma$ ($\gamma = 1/\sqrt{1 - v/c}$) est universelle quelque soit la particule (Fig. 5.5) .

On distingue trois zones sur cette courbe:

- Tout d'abord une décroissance en $1/\beta^2$ pour des faibles valeurs de $\beta\gamma$ que l'on interprète comme une diminution du temps d'interaction disponible de la particule quand la vitesse augmente.

1. Par défaut, le programme d'étiquetage de b utilisé dans DELPHI fait appel à un autre algorithme de jet que DURHAM.

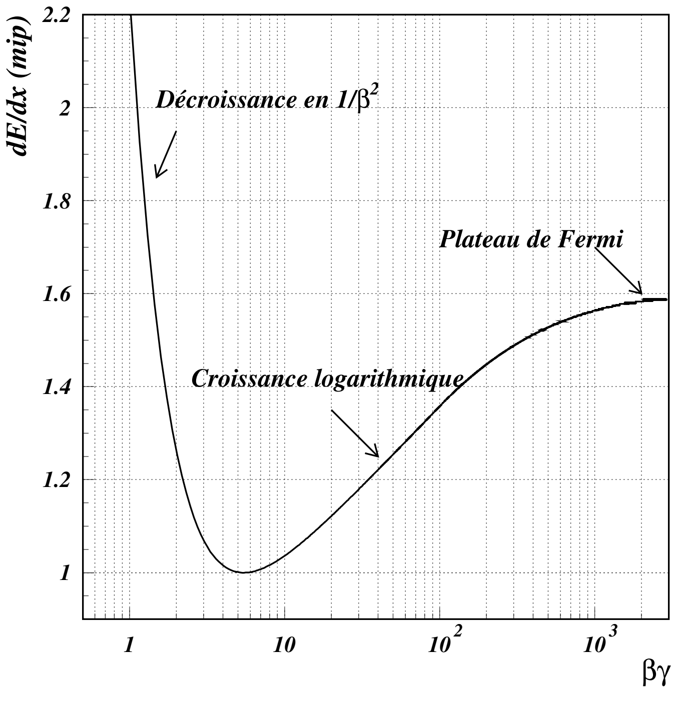


FIG. 5.5 – *dE/dx en fonction de $\beta\gamma$.*

– Puis une croissance logarithmique provenant de l'augmentation du champ électrique transverse moyen (remontée relativiste).

– Cette augmentation est enfin limitée par la polarisation du milieu qui écrante le champ électrique vu par les particules . On observe donc un plateau dit de Fermi pour les grandes valeurs de $\beta\gamma$.

L'évolution du dE/dx passe par un minimum dépendant uniquement du milieu traversé. Ce minimum sert d'unité pour exprimer le dE/dx en échelle mip (*Minimun Ionising Particle*).

La charge recueillie par les 192 fils sensibles de chaque secteur de la TPC est proportionnelle à la perte d'énergie par ionisation. Les mesures simultanées de l'impulsion et du dE/dx d'une particule permettent de remonter à sa masse puisqu'il suffit de déplacer la courbe de la figure 5.5 d'un facteur 1/m pour obtenir le dE/dx en fonction de l'impulsion. En pratique, on calcule le dE/dx selon plusieurs hypothèses de masse et on construit une probabilité tenant compte des écarts entre les hypothèses et la valeur mesurée.

5.3.1 Le processus d'ionisation

Une particule chargée traversant la TPC interagit avec le milieu gazeux par interaction électromagnétique. La perte d'énergie est largement dominée par les collisions de la particule avec les électrons atomiques car elle est inversement proportionnelle à la masse de la particule cible. On distingue alors deux types d'interactions:

– La première correspond à des énergies de transfert importantes par rapport aux énergies de liaison des électrons du gaz. Des électrons peuvent ainsi être arrachés et ioniser à leur tour le mélange gazeux (autrement appelés rayon δ). La section efficace différentielle par unité d'énergie est donnée par la section efficace de rutherford:

$$\left.\frac{d\sigma}{dE}\right)_{\text{Rutherford}} = \frac{2\pi e^4}{m_e c^2}\frac{1}{\beta^2 E^2}\int_0^E f(E')dE' \tag{5.11}$$

$f(E')$ est la densité d'état électronique d'énergie E' dans l'atome cible et dépend donc uniquement du milieu traversé.

– La deuxième décrit les interactions résonantes intervenant à des énergies comparables aux énergies de liaison des atomes du gaz. La section efficace correspondante est:

$$\left.\frac{d\sigma}{dE}\right)_{\text{résonnant}} = \frac{2\pi e^4}{m_e c^2}\frac{f(E)}{\beta^2 E}\left[\ln\left(\frac{2m_e c^2\beta^2\gamma^2}{E}\right) - \beta^2\right] \tag{5.12}$$

Il faut cependant tenir compte des effets de polarisation du milieu qui écrante le champ électrique de la particule incidente vu par la particule cible. Cet effet de densité contribue à la section efficace totale et peut être écrit comme:

$$\Delta_{\text{densité}} = \frac{2\pi e^4}{m_e c^2}\frac{f(E)}{\beta^2 E}\left[\ln\left(\frac{1}{|1+\beta^2\gamma^2(1-\epsilon)|}\right) + \beta^2(1-\mathcal{R}e(\epsilon))\right] \tag{5.13}$$

$$\tag{5.14}$$

ϵ est la constante diélectrique complexe du milieu. On a négligé dans cette dernière expression l'émission de rayonnement Cerenkov dont l'effet est très faible pour un milieu gazeux comme celui de la TPC.

La section efficace différentielle totale est donc:

$$\begin{aligned}\frac{d\sigma}{dE} &= \frac{2\pi e^4}{m_e c^2}\frac{f(E)}{\beta^2 E}\left[\ln\left(\frac{2m_e c^2\beta^2\gamma^2}{E|1+\beta^2\gamma^2(1-\epsilon)|}\right) - \beta^2\mathcal{R}e(\epsilon)\right] \\ &\quad + \frac{2\pi e^4}{m_e c^2}\frac{1}{\beta^2 E^2}\int_0^E f(E')dE'\end{aligned} \tag{5.15}$$

On retrouve dans cette formule le comportement du dE/dx de la formule de Bethe (Eq. 5.10): la décroissance en $1/\beta^2$ suivie de la remontée relativiste logarithmique et du plateau de Fermi traduisant la saturation des interactions à grands paramètres d'impact.

A partir de cette section efficace différentielle, on peut donc déduire le nombre moyen de collisions par unité de longueur:

$$\frac{\partial^2 N}{\partial x \partial E} = \rho\frac{d\sigma}{dE} \tag{5.16}$$

où ρ est la densité électronique du milieu. A β fixé, ce nombre dépend uniquement de la fonction $f(E)$ et de la constante diélectrique complexe du milieu. Landau a montré comment résoudre l'équation différentielle reliant le nombre de collision par unité de longueur à l'énergie perdue par unité de longueur [8]. Le comportement de ces deux distributions est le même (distribution de Landau). La figure 5.6 montre la perte d'énergie d'un pion dans la TPC. On observe une pseudo-gaussienne centrée sur les résonances de $\frac{d\sigma}{dE}$ et une queue correspondant aux collisions à courte portée plus énergétiques (rayons δ).

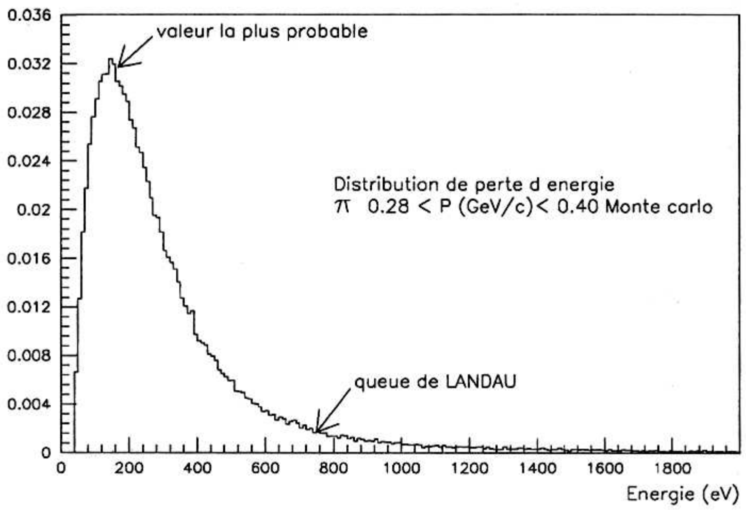


FIG. 5.6 – *Distribution de perte d'énergie simulée pour des pions proches du minimum ionisant.*

5.3.2 Mesure du dE/dx

La charge collectée par les 192 fils sensibles d'un secteur de la TPC après amplification est proportionnelle à l'énergie perdue par ionisation. Les damiers et les temps d'arrivée des signaux permettent la reconstruction tridimensionnelle d'une trace chargée. Les signaux provenant des fils sensibles compatibles en $R\phi$ et en temps sont alors associés à cette trace et la moyenne des amplitudes mesurées sur chaque fil fournit une mesure du dE/dx de la particule. Cette mesure est cependant très sensible aux fluctuations d'ionisation. Dans 3% des cas, la charge recueillie par un fil est plus de 5 fois supérieure à la valeur la plus probable (valeur moyenne de la pseudo-gaussienne). On ne conserve donc que 80% des amplitudes les plus basses pour mesurer le dE/dx afin de couper cette queue de distribution. Cette valeur de 80% a été optimisée afin de conserver une résolution correcte sur le dE/dx [9].
Deux méthodes sont utilisées dans DELPHI pour mesurer la charge totale déposée sur les fils:

- A partir des signaux échantillonnés en temps, on peut calculer une parabole sur les trois amplitudes les plus grandes et obtenir l'amplitude maximale.

- La somme des amplitudes échantillonnées permet de mesurer l'intégral du signal. C'est la méthode de l'amplitude intégrée.

La première méthode a été utilisée dans les analyses qui suivront.

5.3.3 Etalonnage du dE/dx

On observe une diminution du dE/dx au cours du temps ($\sim$ 1,5% par an). Il faut donc corriger le dE/dx des données réelles afin d'obtenir un accord entre les données réelles et simulées. En attendant les corrections du reprocessing final des données LEP2, on applique un facteur de correction sur le dE/dx des données réelles afin d'ajuster la valeur moyenne du dE/dx des données réelles sur la valeur moyenne du dE/dx des données simulées:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{corrigé}} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{mesuré}} /(\text{Facteur de correction}) \tag{5.17}$$

L'ajustement des données sur la simulation est réalisé au niveau de la présélection de l'analyse de recherche de dE/dx anormaux, sur le dE/dx des particules ayant une impulsion de plus de 10 GeV/c (cf. chapitre 8). On est ainsi sûr de corriger le dE/dx pour la topologie qui nous intéresse. Les distributions réelles et simulées du dE/dx sont ajustées avec une gaussienne. Cet ajustement est réalisé séparément pour les données collectées à 189 GeV (1998), 192 GeV, 196 GeV, 200 GeV, 202 GeV (1999) et $\geq$204 GeV (2000). La figure 5.7 montre les distributions de dE/dx ajustées. Les valeurs obtenues ainsi que les facteurs de correction sont récapitulés dans le tableau 5.1.

$\sqrt{s}$	dE/dx (mip) données réelles	dE/dx (mip) données simulées	Facteur de correction
189 GeV	1,316	1,384	0,9507
192 GeV	1,304	1,387	0,9397
196 GeV	1,305	1,389	0,9395
200 GeV	1,295	1,391	0,9308
202 GeV	1,293	1,393	0,9284
$\geq$ 204 GeV	1,280	1,391	0,9204

TAB. 5.1 – *Détermination des facteurs de correction à apporter au dE/dx des données réelles en fonction de l'énergie dans le centre de masse des données collectées.*

5.3.4 Recherche de dE/dx anormaux

La mesure du dE/dx permet la recherche de particules chargées lourdes et stables. La figure 5.8 montre le dE/dx en fonction de l'impulsion pour différentes hypothèses de masse. Les particules standards détectées dans la TPC ont une masse comprise entre celle de l'électron (0,511 MeV/c^2) et celle du proton(1 GeV/c^2). Pour la zone d'impulsion qui nous intéresse ($P >$ 10 GeV/c), on distingue donc deux régions intéressantes où l'on pourra identifier ces particules. Dans la première, le dE/dx anormalement haut est supérieur à ce que l'on attend pour un électron (1,6 mip). Dans la deuxième, il est inférieur à ce que l'on attend pour un proton. On voit déjà sur cette courbe que certaines valeurs de masse seront difficilement identifiables: la courbe correspondant à une masse de 30 GeV/c^2traverse la région correspondant à des dE/dx standards juste dans la gamme d'impulsion qui nous intéresse.

5.4 Le programme d'analyse SUSANA

En février 2000, l'écriture d'un programme d'analyse commun aux analyses de recherche de supersymétrie a été décidée dans DELPHI. Le but d'un tel programme est de rassembler les analyses de recherche de chargino, neutralino, squarks et sleptons en un ensemble cohérent afin d'interpréter ces résultats notamment dans le modèle mSUGRA. Ce programme d'analyse appelé SUSANA a donc été conçu à partir des analyses existantes de:

– Recherche des chargino, neutralino, squarks et sleptons lorsque la R-parité est conservée.

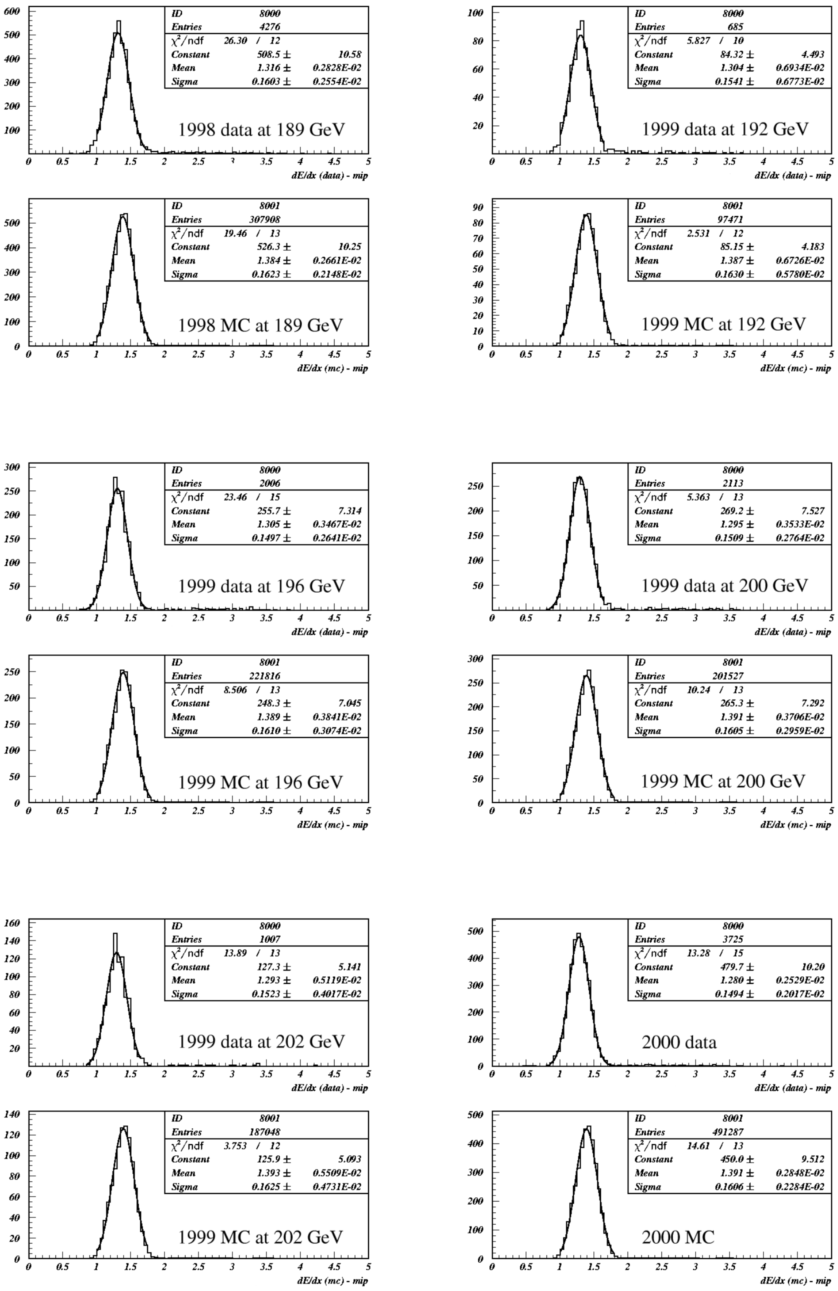


Fig. 5.7 – *Etalonnage du dE/dx: Distribution du dE/dx en mip pour les données réelles et simulées. Le maximum de ces distributions est ajusté avec une gaussienne afin d'étalonner la valeur moyenne de la distribution des données réelles sur la valeur moyenne des données simulées.*

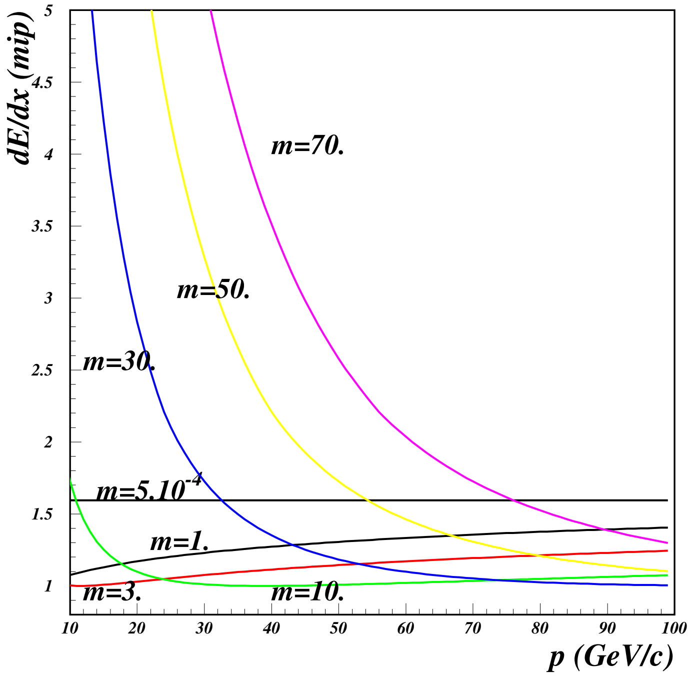


FIG. 5.8 – *Perte d'énergie pour différente hypothèses de masse (*GeV/c^2*) en fonction de l'impulsion.*

– Recherche de particules lourdes et stables.

– Recherche de vertex déplacés et de *kinks*.

– Recherche de chargino dégénéré en masse avec le neutralino.

SUSANA a du s'adapter pour satisfaire tous les critères qui font la spécificité de chacune de ces analyses.

Ce programme est basé sur le programme d'analyse SKELANA [10] qui transcrit les données des événements enregistrées sur la DST dans des *commons* utilisable dans un programme fortran. SUSANA effectue ensuite la sélection des particules, puis des événements, et les variables utilisées dans les diverses analyses sont calculées. Les *n-tuples* communs sont alors créés.
Dans ce qui suit, Seules les parties de SUSANA concernant les analyses de recherche de squarks et de gluinos sont décrites.

5.4.1 Sélection des particules et des événements

Dans un premier temps, le programme REMCLU [11] effectue l'identification des électrons et des photons dans les parties avant de DELPHI. Plusieurs traces initiales peuvent ainsi être associées pour former un électron ou un photon.
Les particules chargées sont sélectionnées si leur impulsion p est supérieure à 0,1 GeV/c et si

le rapport $\delta p/p$ est inférieur à 1,5 (δp est l'erreur sur la mesure de l'impulsion). Le paramètre d'impact de ces particules doit de plus être inférieur à 5 cm dans le plan $R\phi$, et inférieur à $4/\sin\theta$ en z. L'impulsion maximum d'une particule chargée est fixée à 1,5 fois l'énergie de faisceau. Les traces reconstruites avec le VD uniquement ou avec le VD et l'ID uniquement sont rejetées si la mesure de la coordonnée z n'a pas été effectuée. Les traces VD-OD et ID-OD sont également rejetées si elles ne pointent pas vers un trou en ϕ de la TPC.
Les particules neutres sont sélectionnées si leur énergie dépasse les seuils de 500 MeV dans la HPC, 400 MeV dans le FEMC, 300 MeV dans le STIC et 900 MeV dans le HAC. Plusieurs algorithmes sont appliquées pour réduire le bruit dans les différents calorimètres.

Une fois les particules sélectionnées, les premières variables générales sont calculées, afin de rejeter les événements qui ne nous intéressent pas. Un événement est sélectionné s'il contient au moins une particule chargée dont l'impulsion transverse est supérieure à 1,5 GeV/c et si son énergie transverse est supérieure à 4 GeV. Ces coupures ont pour but de réduire le nombre d'événements $\gamma\gamma$.
Le calcul de toutes les variables est alors effectuée à partir des particules sélectionnées (Reconstruction des jets, étiquetage des quarks b, informations relatives au dE/dx ...).

5.4.2 Utilisation des compteurs d'herméticité

Plusieurs algorithmes appelés d'herméticité sont implémentés dans SUSANA. Leur but est de combiner les informations des compteurs à 40 et 90 degrés [12] avec la topologie de l'événement pour identifier la provenance de l'énergie manquante de l'événement. La démarche de l'algorithme utilisé est la suivante. Pour chaque compteur à 40 et 90 degrés ayant un signal supérieur à un certain seuil, on regarde s'il y a une particule pointant dans cette direction. Le fait qu'il n'y en ait pas indique que le signal du compteur n'est pas du à une particule détectée. On calcule ensuite l'angle entre le compteur et la direction de l'impulsion manquante de l'événement dans le plan transverse à la direction du faisceau (ϕ_m) et l'angle entre le compteur et le jet le plus proche (θ_j). Si le premier angle est inférieur à une certaine valeur, et le deuxième supérieure à une autre valeur seuil, alors, le signal du compteur provient d'une particule non-détectée. On sait alors d'où provient l'énergie manquante de l'événement qui n'est plus un candidat pour la supersymétrie.
Un événement est rejeté par l'algorithme si:

- Compteurs à 40 degrés: $\phi_m < 30°$ et $\theta_j > 30°$
- Compteurs à 90 degrés: $\phi_m < 20°$ et $\theta_j > 20°$

5.5 Réseaux de neurones

Il existe un nombre important de processus standards possédant les mêmes caractéristiques que les signaux supersymétriques que nous recherchons. Il sera donc difficile d'isoler ces événements avec un bon rapport signal sur bruit.
Pour sélectionner les événements correspondants à une topologie particulière, on effectue en général une série de coupures sur des variables dont la distribution est différente pour le fond et pour le signal. Il existe cependant d'autres méthodes plus performantes qui consistent à

construire une variable globale à partir des distributions discriminantes, dont les trois principales sont:

– L'analyse discriminante linéaire de Fisher.

– La méthode de rapport de vraisemblance.

– Le réseau de neurones.

On a choisi cette troisième méthode dans les analyses de recherche des squarks. La réponse d'un réseau de neurones est une fonction non-linéaire des variables discriminantes qui lui sont données en entrée. Dans l'espace des variables, le réseau de neurones définit des hypersurfaces limitant les régions où se trouvent les événements de type fonds et de type signal. Les corrélations entre les différentes variables sont donc prises en compte, et cela constitue un des atouts majeurs des réseaux neuronaux par rapport aux autres méthodes.

5.5.1 Entraînement d'un réseau de neurones

Un réseau de neurone typique est constitué de trois types de couches différentes (*couche d'entrée, cachée, et de sortie*) contenant chacune un certain nombre de neurones (ou noeuds). A chaque neurone de la couche d'entrée est associé une variable E_i^e discriminant les événements de type signal et de type fonds. Chaque neurone de la couche cachée reçoit toutes les valeurs $E_i^e (i = 1, N_e)$ où N_e est le nombre de neurones dans la couche d'entrée, et construit une variable E_j^c correspondant à l'entrée du noeud caché de la manière suivante:

$$E_j^c = \sum_{i=1}^{N_e} W_{ij}^{ec} E_i^e + T_j^c \tag{5.18}$$

Les coefficients W_{ij}^{ec} sont des poids associés aux connexions entre le neurone i de la couche d'entrée et le neurone j de la couche cachée. T_j^c est le seuil d'activation du neurone j de la couche cachée. Une sigmoïde (Fig. 5.9) est utilisée comme fonction d'activation pour calculer la sortie ou réponse du noeud cachée:

$$S_j^c = \frac{1}{1 + e^{-E_j^c}} \tag{5.19}$$

Cette étape est répétée entre les différentes couches cachées, puis entre la dernière couche cachée et la couche de sortie. De la même manière, les sorties de la dernière couche cachée S_j^c sont combinées pour définir la valeur d'un neurone de sortie $E_k^s = \sum_{j=1}^{N_c} W_{jk}^{cs} S_i^c + T_k^s$ où N_c est le nombre de noeuds dans la couche cachée. La réponse d'un neurone de sortie est calculée à partir d'une sigmoïde: $S_k^s = 1/(1 + e^{-E_k^s})$.
La phase d'apprentissage (ou d'entraînement) du réseau de neurones consiste à ajuster les paramètres contrôlant les connexions entre les neurones (W_{ij}^{ec} et W_{jk}^{cs}) et les seuils d'activation des neurones (T_j^c et T_k^s) afin que le réseau donne la réponse souhaitée. Dans notre cas, on veut qu'un des noeuds de sortie prenne la valeur 1 pour des événements de signal et 0 pour des événements de fonds. Les différents paramètres sont donc initialisés aléatoirement et les valeurs des noeuds de sortie du réseau sont calculées pour des événements simulés signals et fonds. Durant cette phase, le réseau neuronal connaît la nature (0 ou 1) de chaque événement.

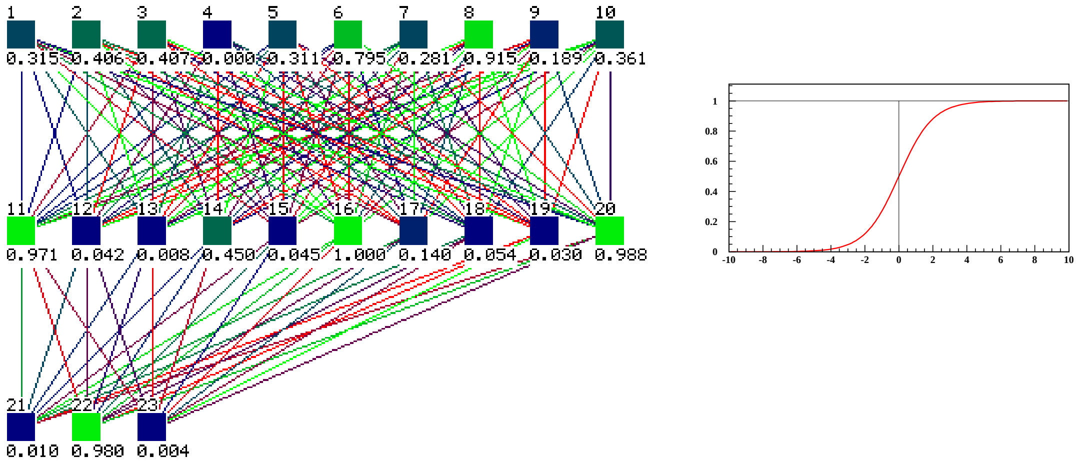


FIG. 5.9 – *(a) Visualisation de la structure d'un réseau de neurone. (b)Une sigmoïde est utilisée comme fonction d'activation des neurones:* $f(x) = 1/(1 + e^{-x})$.

Un algorithme de rétro-propagation [13] est alors appliqué pour ajuster les paramètres et obtenir la réponse connue. Les lots d'événements sont donnés un certain nombre de fois à cet algorithme, ce qui correspond à un nombre de cycles. A chaque cycle, un χ^2 est calculé à partir de la réponse obtenue et de la réponse souhaitée. Les valeurs des paramètres sont alors ajustées afin de minimiser ce χ^2. La phase d'entraînement s'achève lorsque le χ^2 a convergé. Afin de contrôler l'apprentissage, on utilise un lot indépendant d'événements qui va servir à valider la phase d'entraînement. Au bout d'un certain nombre de cycles, ces nouveaux événements sont présentés au réseau et le χ^2 est calculé. L'augmentation de ce χ^2 alors que le χ^2 de la phase d'apprentissage a convergé est le signe d'un sur-entraînement du réseau de neurones.
Une fois entraîné, les paramètres du réseau de neurones sont sauvegardés. Les valeurs de sortie du réseau de neurones sont alors calculés pour les événements réels et simulés utilisés dans les analyses. La réponse du réseau prend des valeurs comprises entre 0 et 1.

5.5.2 Structure des réseaux de neurones utilisés

La structure des réseaux de neurones utilisés pour isoler les signaux squarks sera toujours la même:

- Une couche d'entrée composée de 10 noeuds.
- Une seule couche cachée composée également de 10 noeuds.
- Une couche de sortie composée de 3 noeuds.

Le premier noeud de sortie correspondra à des événements de type signal. Le deuxième noeud de cette couche servira à identifier les fonds hadroniques QCD et 4-fermions. Enfin, le troisième noeud correspondra aux événements issus d'interactions $\gamma\gamma$ aboutissant à des états finaux hadroniques. Les valeurs de sortie données aux réseaux de neurones lors de la phase d'entraînement seront donc les suivantes: (1,0,0) pour des événements signal, (0,1,0) pour des événements QCD et 4-fermions, et (0,0,1) pour les événements $\gamma\gamma$ hadroniques. Le choix de cette structure a été dicté par plusieurs conditions. Tout d'abord, on a tenté de réduire au

maximum le nombre de variables tout en conservant une bonne séparation entre le signal et les différents fonds. La présence de trois noeuds de sortie s'explique quant à lui par les différences qui existent entre les deux catégories de fonds (QCD+4-fermions et $\gamma\gamma$ hadronique). Ces deux catégories d'événements sont topologiquement très différentes et ressembleront au signal si la différence de masse entre le squark et la LSP est respectivement grande ou petite. Il a été montré que l'utilisation de plusieurs couches cachées permet de définir dans l'espace des variables des régions non-connexes correspondant au fond ou au signal et devrait donc permettre une plus grande discrimination entre le signal et les fonds. L'utilisation de plusieurs couches cachées semble donc appropriée à ces analyses puisque l'on devrait pouvoir isoler dans l'hyper-espace des variables une première région correspondant aux fonds QCD et 4 fermions, non-connexe à la deuxième région correspondant aux interactions $\gamma\gamma$. L'utilisation de plusieurs couches cachées a cependant le désavantage de multiplier le nombre de paramètres à ajuster au moment de la phase d'entraînement. Un tel réseau nécessite donc un nombre très important d'événements Monte-Carlo pour effectuer la phase d'apprentissage. L'utilisation de trois noeuds de sortie est donc un moyen détourné pour aider le réseau de neurones à identifier les deux catégories de fonds. On a effectué des tests, et cette structure donne de meilleurs résultats qu'un réseau avec une seule sortie valant 1 pour le signal et 0 pour tous les types de fonds.
La sélection finale des événements s'effectuera en coupant uniquement sur la sortie du premier noeud, dont la distribution sera piquée sur 1 pour événements correspondant au signal, et sur 0 pour des événements de fonds. Les deux autres noeuds n'étant que le reflet du premier puisque pour chaque événement la somme des trois noeuds vaut 1 (avec une très faible dispersion).

5.6 Calcul des niveaux de confiance

Le but d'une analyse de recherche de particule nouvelle est de décider de la découverte ou de l'absence de signal. La réponse à ce problème n'est malheureusement pas une réponse booléenne. Il est donc indispensable de définir une procédure pour quantifier le degré par lequel une hypothèse est favorisée ou exclue.

5.6.1 Définition du niveaux de confiance

On cherche à comparer les hypothèses *"fonds seulement"* (b) et *"fonds+signal"* (b+s) aux résultats de l'expérience. La première étape consiste à construire une statistique de test Q qui croit lorsque l'observation s'approche du signal recherché. Le niveau de confiance est alors donné par la probabilité que la statistique du test est inférieure ou égale a la valeur observée (Q_{obs}). On définit donc le niveau de confiance de l'hypothèse $s + b$ à partir des fonctions de densité de probabilité (p.d.f.) de la statistique du test dP_{s+b}/dQ correspondant à cette hypothèse:

$$CL_{s+b} = P_{s+b}\left(Q \leq Q_{obs}\right) \tag{5.20}$$

$$P_{s+b}\left(Q \leq Q_{obs}\right) = \int_0^{Q_{obs}} \frac{dP_{s+b}}{dQ} dQ \tag{5.21}$$

De manière similaire, le niveau de confiance de l'hypothèse b s'exprime comme:

$$CL_b = P_b\left(Q \leq Q_{obs}\right) \tag{5.22}$$

$$P_b\,(Q \leq Q_{obs}) = \int_0^{Q_{obs}} \frac{dP_b}{dQ} dQ \tag{5.23}$$

où dP_b/dQ sont les p.d.f. de l'hypothèse b.

L'étape de soustraction du fond, communément utilisée en physique des particules, peut cependant s'avérer dangereuse pour nos analyses si le taux d'événements de signal est faible. La technique utilisée dans DELPHI (programme ALRMC [14]) consiste à normaliser le niveau de confiance de l'hypothèse $s+b$ par le niveau de confiance de l'hypothèse b et de définir ainsi le niveau de confiance de l'hypothèse signal CL_s [2]:

$$CL_s = \frac{CL_{s+b}}{CL_b} \tag{5.24}$$

Cette méthode (*fréquentiste modifiée*) donne une approximation de l'hypothèse signal que l'on aurait obtenue si l'on avait pu corriger dans les données la présence de fonds.
L'hypothèse signal sera considérée comme exclue à un niveau de confiance CL si:

$$1 - CL_s \leq CL \tag{5.25}$$

5.6.2 Statistique du test

Les analyses effectuées dans ce document sont de simples expériences de comptage réalisées sur une sélection d'événements réels et simulés. Les fonctions de densités de probabilités se réduisent donc à de simples distributions de Poisson et la statistique du test devient:

$$Q = \frac{\mathcal{L}_{s+b}}{\mathcal{L}_b} = \frac{\sum_{n=0}^{n^{obs}} \frac{e^{-(b+s)}(b+s)^n}{n!}}{\sum_{n=0}^{n^{obs}} \frac{e^{-b}b^n}{n!}} \tag{5.26}$$

Dans le cas d'UNE seule expérience de comptage, on retrouve la formule du *Particle Data Group* [15], où b et s sont les nombres d'événements de fonds et de signal attendus et n^{obs} est le nombre d'événements observés. On trouve également le même résultat en utilisant la méthode d'intervalle de confiance Bayesienne si on fait l'hypothèse d'une distribution plate du signal (mais toujours pour une seule expérience de comptage).

On peut ensuite généraliser ce résultat à un nombre N d'expériences:

$$Q = \frac{\prod_{i=1}^{N} \mathcal{L}_{s_i+b_i}}{\prod_{i=1}^{N} \mathcal{L}_{b_i}} = \frac{\prod_{i=1}^{N} \sum_{n=0}^{n_i^{obs}} \frac{e^{-(b_i+s_i)}(b_i+s_i)^n}{n!}}{\prod_{i=1}^{N} \sum_{n=0}^{n_i^{obs}} \frac{e^{-b_i}b_i^n}{n!}} = e^{-s_{tot}} \frac{\prod_{i=1}^{N} \sum_{n=0}^{n_i^{obs}} \frac{(b_i+s_i)^n}{n!}}{\prod_{i=1}^{N} \sum_{n=0}^{n_i^{obs}} \frac{b_i^n}{n!}} \tag{5.27}$$

où s_{tot} est le nombre total d'événements signal attendu. Dans notre cas, les N expériences correspondent aux analyses effectuées à différentes énergies dans le centre de masse ou à la prise en compte de rapports d'embranchement de différents canaux de désintégration. Cette généralisation des fonctions de vraisemblance implique que les expériences soient totalement indépendantes.

2. DELPHI, L3 et OPAL utilise cette définition de CL_s alors qu'ALEPH le définit comme $CL_s = CL_{s+b} + (1 - CL_b)e^{-s}$

5.6.3 Introduction des erreurs

ALRMC permet l'introduction des erreurs dans le calcul des niveaux de confiance. Pour chaque expérience, les distributions des taux de fonds et de signal attendues sont élargies. Des événements Monte-Carlo sont alors générés à partir de ces taux modifiés pour former le rapport de vraisemblance. Par cette méthode, les fonctions de rapports de vraisemblance deviennent plus larges et le chevauchement entre les hypothèses b et b+s devient plus important. Les potentiels de découverte et d'exclusion sont ainsi réduits. Pour des expériences de comptage, cette méthode donne les mêmes résultats que les calculs analytiques effectués par Cousins [16]. En ce qui concerne des exclusions à 95% de niveau de confiance, des erreurs relatives de 20% ont un effet relativement faibles.

5.6.4 Remarques finales

Le choix de cette méthode statistique a été effectué avant le workshop sur les niveaux de confiance qui s'est tenu au CERN [17]. Les débats très ouverts entre théories fréquentistes et Bayesiennes montrent que de nombreux développements sont encore possibles. Dans le cadre d'expérience de comptage, ces deux approches peuvent cependant être strictement équivalentes.
L'utilisation de la méthode statistique ci-dessus a été adoptée car elle constitue un outil commun à l'ensemble des éxpériences du LEP et qu'elle permet de les comparer.

Bibliographie

[1] A. Duperrin, *thèse* (IPNL 1999).

[2] S. Catani *et al.*, Phys. Lett. **B269** (1991) 432.

[3] Collaboration JADE, W. Bartel *et al.*, Z. Phys. **C33** (1986) 23.

[4] G.V. Borisov et C. Mariotti, DELPHI 97-95 PHYS 717.

[5] G.V. Borisov, DELPHI 94-125 PROG 208.

[6] G.V. Borisov, DELPHI 97-94 PHYS 716.

[7] M. Boonekamp, DELPHI 98-54 PHYS 779.

[8] L. Chevalier, *thèse* (CEA-DAPNIA 1992).

[9] P. Antilogus, *thèse* (LAL 1989).

[10] F. Cossutti *et al.*, note DELPHI 99-175 PROG 239.

[11] F. Cossutti, A. Tonazzo et F. Mazzucato, note DELPHI 2000-164 PROG 242.

[12] P. Bambade *et al.*, note DELPHI 94-48 HERM 1.
F. Stichelbaut, note DELPHI 96-18 HERM 2.
S. Nemecek *et al.*, note DELPHI 97-65 HERM 3.

[13] A. Zell *et al.*, "SNNS user manual : Version 4.1", Report N 6/95.

[14] A. Read, note DELPHI 97-158 PHYS 737.

[15] Particle Data Group, Phys. Rev. **D50** (1994) 1272.

[16] R.D. Cousin et V.L. Highland, Nucl. Instr. and Meth. **A320** (1992) 331.

[17] *Workshop on Confidence Limits*, Ed. F. James, L. Lyons et Y. Perrin, CERN Yellow Report CERN 2000-005.

Chapitre 6

Simulation des processus standards

Une description des processus standards constituants des fonds pour la recherche de nouvelle physique à LEP2 est présentée dans ce chapitre. Une attention particulière est donnée au fond provenant de l'interaction de deux photons donnant des états finaux hadroniques. Ce type de processus constitue en effet un fond important pour la recherche des squarks à LEP2 lorsque la différence de masse entre le squark et la LSP est faible. Les événements $\gamma\gamma$ ont été jusqu'à récemment mal décrits par les générateurs existants. Toutefois, on montrera dans une étude de comparaison des données enregistrées par DELPHI aux générateurs PYTHIA et TWOGAM, que les travaux récents implémentés dans PYTHIA permettent une bonne description de ces interactions.

6.1 Introduction

A une énergie dans le centre de masse de 91,2 GeV, la production de Z^0 dominait largement les autres processus lors de la période LEP1. En s'écartant du pôle du Z^0, la section efficace de la réaction $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \to Z^0/\gamma \to q\bar{q}$ diminue fortement et de nouveaux processus apparaissent (Fig. 6.1). Le programme LEP2 a entre autre pour but de mesurer avec une grande précision la masse du boson W. Le seuil de production de paires de W a été franchi en 1997 lorsque l'énergie du LEP est montée à 161 GeV. Depuis, environ 10000 paires de W ont été produites et le seuil de production de paires de Z^0 a également été dépassé. Tous ces événements permettent d'étudier pour la première fois les couplages trilinéaires de la théorie électrofaible. D'autres processus aboutissant à des états finaux contenant quatre fermions sont également produits tels que $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \to We\nu$ et $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \to Z^0ee$. Il ne faut bien sûr pas oublier les interactions entre photons émis par les électrons aboutissant à des états finaux hadroniques. La section efficace de ce processus est de 50 nb à une énergie dans le centre de masse de 200 GeV, soit environ 500 fois plus importante que la production de quarks par échange de Z^0 ou de photon dans la voie s. Lors des collisions enregistrées à LEP2, le pôle du Z^0 joue cependant un rôle très attractif, et, de manière générale il est indispensable de tenir compte de l'émission de photons dans l'état initial (ISR).
Un travail très important a été effectué ces 15 dernières années afin de concevoir les générateurs d'événements Monte-Carlo pour simuler les événements enregistrés à LEP. Ces travaux sont synthétisés dans le premier [1](1995) et le second rapport [2](2000) d'un groupe de travail chargé de les étudier.

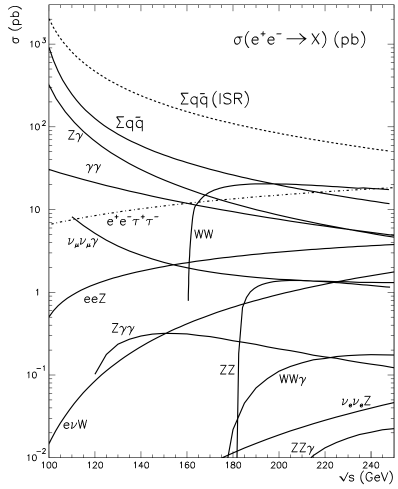


FIG. 6.1 – *Sections efficaces des processus attendus à LEP2 en fonction de l'énergie dans le centre de masse.*

6.2 Les processus à deux fermions dans l'état final

Des paires de quarks sont produites par échange de Z^0 ou de photon virtuel dans la voie s: $e^+e^- \rightarrow Z^0/\gamma \rightarrow q\bar{q}$ (Fig. 6.2) et c'est toujours un des processus dominant aux énergies de LEP2. La section efficace de ce processus diminue au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la masse du Z^0. Ce fond est constitué de deux composantes qu'on appellera radiative et non-radiative. Dans le premier cas, si un des leptons initiaux émet un ou plusieurs photons ISR, l'énergie de la collision est ramenée à la résonance du Z^0. La section efficace devient donc très importante et compense la faible probabilité d'émission d'un photon ($\sim$ 7%). Un Z^0 est donc produit sur sa couche de masse et l'événement est caractérisé par la présence d'un ou plusieurs photons énergétiques. Les diagrammes de Feynman correspondant à ce processus sont rappelés sur la figure 6.3. Cependant, l'angle d'émission du photon par rapport à la direction initial du lepton variant comme m_e^2/E_e^2, le photon est émis dans la plupart des cas à très bas angle dans le tube du faisceau et échappe ainsi à la détection. Le deuxième type d'événements sont ceux où il n'y a pas d'ISR.

Afin de séparer ces deux types d'événements, on utilise une variable caractérisant l'énergie effective dans le centre de masse $\sqrt{s'}$ [3]. L'émission de photons dans l'état initial réduit l'énergie de la collision e^+e^-. Dans un premier temps, le programme effectuant le calcul de $\sqrt{s'}$ recherche les photons isolés et vérifit si ces photons sont compatibles avec un ISR. Si aucun photon n'est détecté, on suppose l'existence d'un photon qui s'est échappé par le tube du faisceau. La quantité $\sqrt{s'}$ est alors calculée en utilisant un algorithme d'ajustement contraint. La distribution de cette variable sera piquée sur $\sqrt{s}$ pour les événements non-radiatifs et piquée sur la masse du Z^0 pour les événements radiatifs. Une valeur standard pour séparer ces deux catégories est $\sqrt{s'}/\sqrt{s} = 0,85$. et la figure 6.4 montre quelques distributions caractéristiques

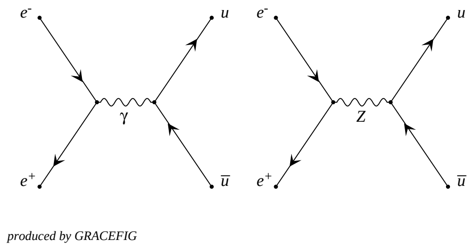


FIG. 6.2 – *Diagrammes de Feynman correspondant au processus* $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \to Z^0/\gamma \to q\bar{q}$.

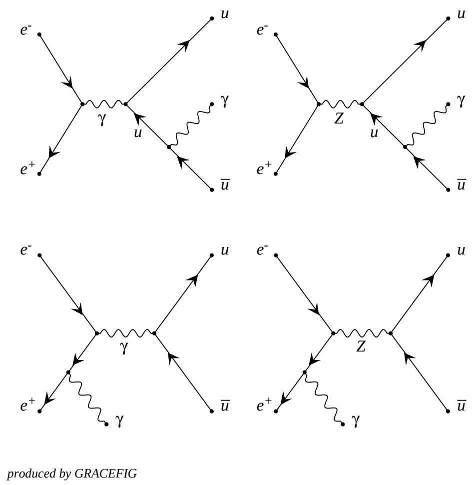


FIG. 6.3 – *Diagrammes de Feynman correspondant au processus* $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \to Z^0/\gamma \to q\bar{q}\gamma$.

de ces événements.
On a donc affaire à trois topologies différentes correspondant à:

- des événements radiatifs où le photon n'est pas détecté: Ces événements sont caractérisés par de l'énergie manquante provenant de la perte du photon énergétique. L'angle du moment manquant pointe à très bas angle polaire en direction du tube à vide. L'angle entre les deux jets est d'environ 100 degrés.

- des événements radiatifs où le photon est détecté: Ces événements sont caractérisés par la présence d'un photon très énergétique de direction opposée au système di-jet. Ils prennent des valeurs de thrust intermédiaires, caractéristiques d'événements composés de trois jets (le troisième jet étant le photon dans ce cas).

- des événements non-radiatifs: On reconstruit dans ce cas des événements dont l'énergie totale est élevée (proche de l'énergie dans le centre de masse). L'angle entre les deux jets est proche de 180 degrés.

Pour la recherche de squarks se désintégrant en $q\widetilde{\chi}_1^0$, les événements radiatifs où le photon n'est pas détecté présentent la même topologie que le signal. Cependant, les quarks proviennent de la désintégration d'un seul boson dans le cas du fond et de deux scalaires différents pour le signal. L'angle entre les deux quarks dans le plan transverse au faisceau (acoplanarité) est donc absolument non-corrélé pour le signal alors que cette angle doit valoir 180 degrés pour le fond. De plus, le signal sera caractérisé par un quantité plus importante d'énergie manquante au fur et à mesure que la différence de masse entre le squark et le neutralino diminue.
Lorsque l'on envisagera la présence d'un gluino stable et détectable à la place du neutralino, le processus non-radiatif $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \rightarrow Z^0/\gamma^* \rightarrow q\bar{q}\mathrm{gg}$ sera un fond irréductible pour des petites masses de gluino. La détection du gluino stable réduit en effet l'importance de la signature d'énergie manquante caractéristique habituelle des événements supersymétriques (avec conservation de la R-parité).

Le générateur utilisé dans DELPHI pour simuler ce processus est PYTHIA. En 1998, les événements $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \rightarrow Z^0/\gamma \rightarrow q\bar{q}(n\gamma)$ ont été générés à une énergie dans le centre de masse de 189 GeV avec PYTHIA 5.7 [4]. Après cette date, la version 6.125 [5] de ce même générateur a été utilisée car elle donne entre autre une meilleur description des ISR.
Les événements bhabha $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \rightarrow \mathrm{e}^+\mathrm{e}^-(\gamma)$ ont été générés avec BHWIDE [6]. Le générateur utilisé pour les processus $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \rightarrow Z^0/\gamma \rightarrow \mu\bar{\mu}(n\gamma)$ et $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \rightarrow Z^0/\gamma \rightarrow \tau\bar{\tau}(n\gamma)$ est KORALZ [7]. Parmi ces fonds leptoniques, seul le dernier résistera aux présélections hadroniques appliquées dans les analyses avant d'être finalement éliminer.

6.3 Les processus à quatre fermions dans l'état final

Le générateur utilisé dans DELPHI pour simuler les états finaux à quatre fermions est depuis 1998, EXCALIBUR [8]. Il prend en compte toutes les amplitudes correspondant à un état final et les interférences entre les différents diagrammes. On s'attachera cependant à décrire les différents processus physiques selon les quatre classes habituelles: WW, ZZ, $We\nu$ et Zee.

6.3.1 Production de paires de W

Les diagrammes de production de paires de W sont rappelés sur la figure 6.5. Le canal dans la voie t domine au seuil, mais sa contribution diminue au fur et à mesure qu'on s'en éloigne. Les taux de d'embranchement de désintégration du W sont de 67% en mode hadronique ($q\bar{q'}$) et 33% en mode leptonique ($l\nu$). On a donc à faire à trois types de topologies:

- Le canal purement hadronique : $WW \rightarrow q_1\bar{q'}_1q_2\bar{q'}_2$ représente donc 44,9% de ces événements.
- Le canal purement leptonique : $WW \rightarrow l_1\nu_1l_2\nu_2$, 10,9% des événements.
- Le canal semi-leptonique : $WW \rightarrow q\bar{q'}l\nu$représente quant à lui 44,2% des événements. Sa signature expérimentale est : 2 jets, un lepton énergétique et de l'énergie manquante.

Dans l'analyse de recherche des squarks avec un neutralino LSP, le canal de désintégration semi-leptonique $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \rightarrow q\bar{q'}\tau\nu_\tau$ sera un fond important pour de grandes différences de masse entre le squark et le neutralino. Ces événements sont caractérisés par une quantité importante

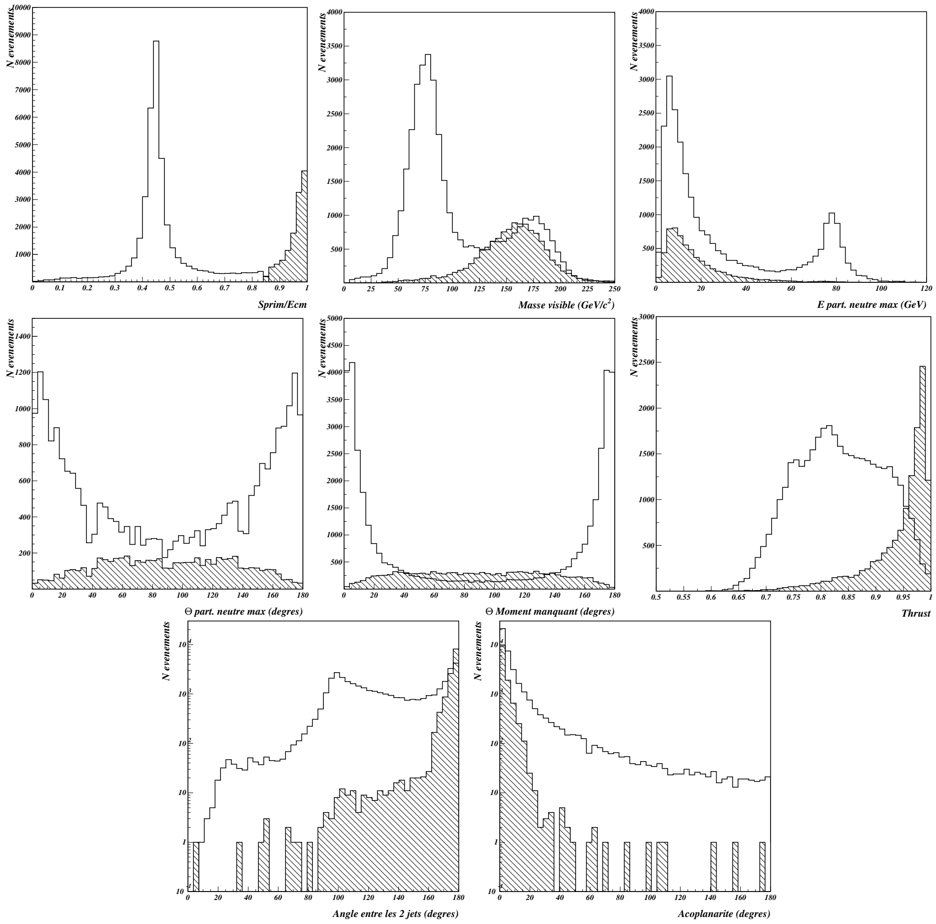


FIG. 6.4 – *Distributions simulées du fond* $e^+e^- \rightarrow Z^0/\gamma^* \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$ *après reconstruction des événements par le détecteur DELPHI. La région hachuré correspond aux événements pour lesquels* $\sqrt{s'}/\sqrt{s} \geq 0.85$ *et la courbe noire aux événements pour lesquels* $\sqrt{s'}/\sqrt{s} < 0.85$

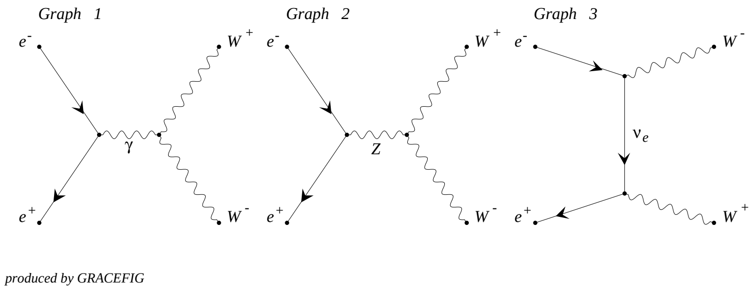


FIG. 6.5 – *Diagramme de Feynman correspondant à la production de paires W^+W^-.*

d'énergie manquante emportée par le ν_τ provenant de la désintégration du W, et du neutrino provenant de la désintégration du τ. En ce qui concerne la recherche de squarks se désintégrant en $q\tilde{g}$, le mode de désintégration hadronique constituera un fond quasi-irréductible pour des masses de gluino très petites. Ce signal sera constitué de quatre jets, tout comme le processus $e^+e^- \rightarrow WW \rightarrow q_1\bar{q'}_1q_2\bar{q'}_2$. La contribution de ce fond sera cependant réduite dans les canaux de désintégration où l'on recherche des quarks beaux. Le W ne pouvant pas se désintégrer en $t\bar{b}$, les événements WW sont caractérisés par l'absence de quarks beaux.

6.3.2 Production de paires de Z

On ne différenciera pas par la suite les événements où les deux bosons sont produits sur leur couche de masse (Z^0Z^0) et ceux où les bosons sont virtuels (Z^*/γ^*). Les diagrammes de Feynman correspondant à ce processus sont montrés sur la figure 6.6.

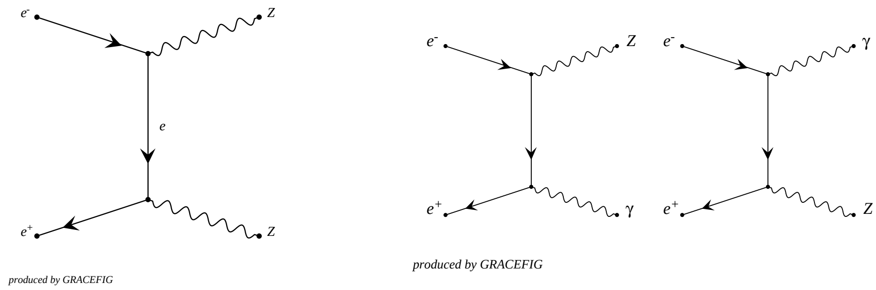


FIG. 6.6 – *Diagramme de Feynman correspondant à la production de paires de bosons Z^0Z^0 et $Z^0\gamma^*$.*

Les états finaux $\nu\bar{\nu}q\bar{q}$ constitueront un fond important dans la recherche des squarks dans le canal de désintégrations $q\tilde{\chi}^0_1$. L'état final à quatre jets sera difficilement différenciable d'événements squarks se désintégrant en $q\tilde{g}$. La contribution de ce fond est cependant limité par sa faible section efficace.

6.3.3 Evènements contenant un seul boson W ou Z^0

Ces événements sont produits selon deux schémas: le premier correspond à des diagrammes de fusion dans la voie t et le second à la radiation de boson dans l'état final. Les diagrammes correspondant aux états finaux $We\nu$ et Zee sont montrés sur les figures 6.7 et 6.8 respectivement. Les événements où le (les) électron(s) sont perdus dans le tube du faisceau constitue une part importante du fond des analyses de recherche de squark.

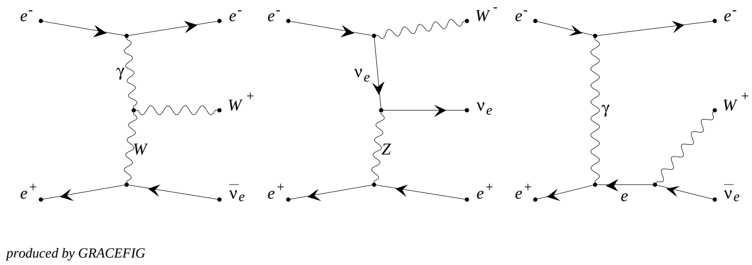


FIG. 6.7 – *Diagrammes de Feynman correspondant à la production d'un seul W et donnant l'état final $We\nu$.*

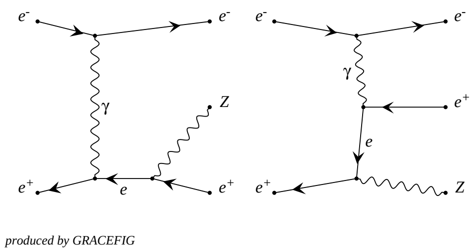
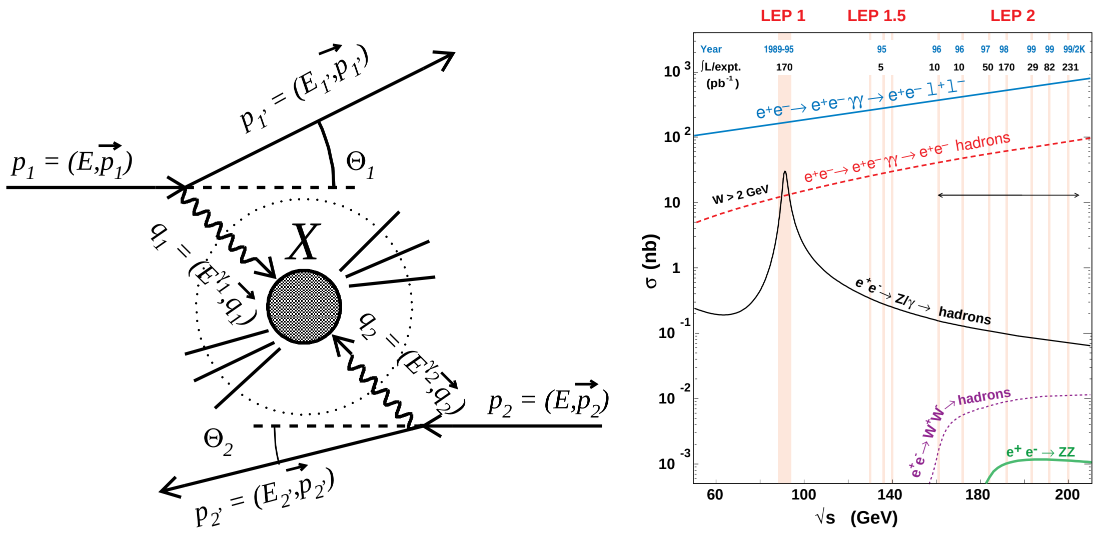


FIG. 6.8 – *Diagrammes de Feynman correspondant à la production d'un seul Z^0 et donnant l'état final Zee.*

6.4 Les interactions $\gamma\gamma$

On appelle interactions $\gamma\gamma$ les événements où deux photons émis par l'électron et le positron initiaux interagissent et produisent des leptons où des hadrons (Fig. 6.9a). A LEP2, ce processus est celui qui a la plus grande section efficace (50 nb pour $e^+e^- \to e^+e^-\gamma\gamma \to e^+e^- hadrons$, soit environ trois ordres de grandeur plus importantes que celle du processus $e^+e^- \to Z^0/\gamma^*$). Après émission de photons (réels ou virtuels) , les leptons initiaux sont faiblement déviés de leur trajectoire initial. On distingue trois topologies différentes pour ces événements selon les angles de diffusion θ_1 et θ_2 de l'électron et du positron:



(a) (b)

FIG. 6.9 – *(a) Schématisation des interactions photon-photon. (b) Section efficaces des principaux processus à LEP en fonction de l'énergie dans le centre de masse.*

- Les événements *double-tag*: θ_1 et θ_2 sont suffisamment élevés pour que les deux leptons soient détectés.
- Les événements *single-tag*: θ_1 ou θ_2 est suffisamment élevé pour qu'un seul lepton soit détecté.
- Les événements *no-tag*: θ_1 et θ_2 sont tous les deux petits et les deux leptons échappent à la détection en sortant par le tube du faisceau.

Les deux premières topologies sont facilement identifiables par la présence d'un ou deux électrons détectés principalement à bas angle. Ces événements ne constituent pas un fond pour la recherche des squarks. Par contre, la troisième topologie possède la même caractéristique d'énergie manquante que le signal que nous recherchons, et elle représente la plus grande partie des événements $\gamma\gamma$.
Les interactions $\gamma\gamma$ donnant des états finaux leptoniques ont été générées avec BDKRC [9]. Seul le fond $e^+e^- \to e^+e^- \tau^+\tau^-$ résistera aux coupures en multiplicité imposées pour sélectionner des événements hadroniques avant d'être totalement éliminé à la fin des analyses.
Deux générateurs on été utilisés dans DELPHI pour simuler les événements $e^+e^- \to e^+e^-$hadrons: TWOGAM [10] et PYTHIA 6.143 [11]. La majorité des interactions $\gamma\gamma$ no-tag donnant des états finaux hadroniques sont caractérisées par de faibles valeurs d'énergie visible, et la plupart des particules sont détectées à bas angle polaire. Ces événements sont en général facilement rejetés par une coupure minimale sur l'impulsion transverse manquante (P_t^{mis}), et ils diffèrent fortement des signaux squarks produits eux centralement (section efficace différentielle en $\sin^2\theta$). Des interactions $\gamma\gamma$ peuvent cependant produire des jets à grands P_t. Ce type d'événements qui ne constitue qu'une faible partie des interactions $\gamma\gamma$ est un fond important pour la recherche des squarks lorsque la différence de masse entre le squark et la

LSP est petite.
Les interactions $\gamma\gamma$ aboutissant à des états finaux hadroniques nous posent plusieurs problèmes. Tout d'abord, elles ont été jusqu'à récemment mal décrites par les générateurs Monte-Carlo existants. On verra cependant dans la section 6.6 que les travaux récents réalisés dans PYTHIA ont permis d'améliorer sensiblement la description de ces interactions. De plus, on recherchera les squarks dans des queues de distribution des processus $\gamma\gamma$ qui ne représentent qu'une petite part de la section efficace totale.

6.5 Simulation et sections efficaces

Les sections efficaces des différents processus en fonction de l'énergie dans le centre de masse sont présentées dans le tableau 6.1. Pour chacune des cases du tableau, des événements Monte-Carlo ont été générés avec la simulation complète du détecteur DELPHI. Pour les fonds 2 et 4 fermions, le nombre d'événements générés est au moins 50 fois supérieur au produit $\mathcal{L}\sigma$ correspondant. Ce nombre est compris entre 5 et 10 pour les processus $\gamma\gamma$.
Il faut noter la présence de fond 4-fermions générés avec GRACE [12]. Ce générateur a été utilisé afin de simuler le processus $e^+e^- \rightarrow e\nu qq$ pour $|\cos\theta_e| > 0.999$ qui n'est pas inclus dans EXCALIBUR. Il a également été utilisé afin de compléter le fond $eeqq$ d'EXCALIBUR où une coupure à 11^o sur l'angle des électrons est imposée à la génération.
Les différents lots $\gamma\gamma$ correspondent à plusieurs niveaux de coupures imposées à la génération afin de réduire la section efficace du processus et ainsi le nombre d'événements à générer. Pour tous les lots $\gamma\gamma \rightarrow hadrons$, la masse du systèmes $\gamma\gamma$ doit être supérieure à 3 GeV/c^2, et les coupures suivantes sont appliquées à la génération (E_t est l'énergie transverse de l'événement):

- PYTHIA1: ($E_t > 3\ GeV$ et au moins 3 traces chargées d'impulsions supérieures à 0,1 GeV/c) "OU" une particule ($\theta > 2^o$) d'énergie supérieure à $0,2\sqrt{s}$.
- PYTHIA2: $E_t > 3$ "OU" une particule ($\theta > 2^o$) d'énergie supérieure à $0,2\sqrt{s}$.
- TWOGAM4: $E_t > 3$ "OU" une particule ($\theta > 2^o$) d'énergie supérieure à $0,2\sqrt{s}$.

$\sqrt{s}$ (GeV)	189	192	196	200	202	204	206	206.7	208
Fonds à 2 fermions dans l'état final									
$Z/\gamma^* \to q\bar{q}(\gamma)$	99,0000	96,0400	90,0400	86,1100	83,2700	81,8500	80,1400	79,2900	78,3200
$Z/\gamma^* \to \tau\bar{\tau}(\gamma)$	8,2000	7,8500	7,5500	7,1970	7,0200	6,9400	6,7500	6,6740	6,6000
$Z/\gamma^* \to \mu\bar{\mu}(\gamma)$	8,2600	8,0400	7,6300	7,3000	7,2000	6,9600	6,7900	6,7890	6,6500
$Z/\gamma^* \to \nu\bar{\nu}(\gamma)$	11,1000	10,8500	10,4800	10,0660	9,9400	9,6500	9,6500	9,5400	9,6200
$\mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \to \mathrm{e}^+\mathrm{e}^-(\gamma)$ (Bhabha)	1200,0000	-	1123,0000	1081,0000	-	1033,0000	1010,0000	1000,7000	-
Fonds QED									
$\mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \to \mathrm{e}^+\mathrm{e}^-$ (Compton)	54,2000	51,8000	49,6000	47,6600	46,9000	46,0700	44,9000	44,9700	44,6900
$\mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \to \gamma\gamma$	10,6800	-	9,7200	9,4200	9,2900	9,0000	-	8,7800	-
Fonds à 4 fermions dans l'état final									
$\mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \to WW\ like$	17,7330	18,2700	18,4820	18,7200	18,7940	18,8680	18,9120	18,9400	18,9570
$\mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \to ee\mu\mu$	0,3890	-	0,3637	0,3520	0,3474	0,3425	0,3378	0,3352	0,3324
$\mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \to eett$	0,0839	-	0,0749	0,0730	0,0723	0,0711	0,0705	0,0703	0,0696
$\mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \to llll$	0,0447	-	0,0432	0,0422	0,0418	0,0413	0,0406	0,0404	0,0400
$\mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \to qqee$	0,4680	0,4247	0,4184	0,4112	0,4076	0,4040	0,3998	0,3970	0,3961
$\mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \to qq\mu\mu$	0,2630	0,2614	0,2578	0,2530	0,2504	0,2476	0,2448	0,2427	0,2418
$\mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \to qqtt$	0,1058	0,1095	0,1125	0,1140	0,1142	0,1143	0,1134	0,1133	0,1131
$\mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \to qq\nu\nu$	0,2628	0,2969	0,3282	0,3509	0,3587	0,3657	0,3709	0,3735	0,3751
$\mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \to e\nu qq$ (GRACE)	0,3890	-	0,3900	0,4200	0,4260	0,4500	-	-	0,4600
$\mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \to eeqq(1)$ (GRACE)	6,7200	-	-	6,7000	-	-	-	-	6,6910
$\mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \to eeqq(2)$ (GRACE)	6,7200	-	-	6,7000	-	-	-	-	6,7040
$\mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \to eeqq(4)$ (GRACE)	13,0000	-	-	13,0000	-	-	-	-	12,9000
$\mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \to eeqq(5)$ (GRACE)	13,0000	-	-	13,0000	-	-	-	-	12,9960
Fonds $\gamma\gamma$									
$\gamma\gamma \to had.$ (PYTHIA1)	7422,5000	7533,2000	7655,2000	7741,6000	7828,6000	7870,5000	7935,5000	-	7982,0000
$\gamma\gamma \to had.$ (PYTHIA2)	8521,7000	8606,2000	8765,8000	8911,8000	8983,4000				
$\gamma\gamma \to had.$ (TWOGAM4)	-	-	-	-	-	9881,0000	-	-	-
$\gamma\gamma \to ee$ (non-biaisé)	2165,0000	-	2168,0000	2185,0000	-	2175,0000	-	2194,0000	-
$\gamma\gamma \to ee$ (biaisé)	668,0000	-	657,5000	659,2000	-	650,4000	-	643,6000	-
$\gamma\gamma \to \mu\mu$ (non-biaisé)	1909,0000	-	1900,0000	1940,0000	1931,0000	1956,5000	-	1985,0000	-
$\gamma\gamma \to \mu\mu$ (biaisé)	500,0000	-	523,0000	514,0000	-	520,0000	-	524,0000	-
$\gamma\gamma \to \tau\tau$	443,8000	-	441,0000	444,0000	-	451,2000	-	454,1000	-

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

6.6 Etude des interactions $\gamma\gamma$ produisant des hadrons

Cette section est consacrée à l'étude du fond $\gamma\gamma \rightarrow$ *hadrons* et à la comparaison des données enregistrées par DELPHI aux prédictions de deux générateurs: PYTHIA et TWO-GAM.
La physique des interactions $\gamma\gamma$ en collisionneur e^+e^- est un sujet compliqué. On a l'habitude de séparer ces interactions en deux parties en fonction de la nature du photon:

– Partie directe: le photon se comporte comme une particule ponctuelle.

– Partie résolue: le photon fluctue dans des états hadroniques $\gamma \rightarrow q\bar{q}(\rightarrow \gamma)$.

La figure 6.10 montre donc les trois types de collisions $\gamma\gamma$ possibles: directe, un photon résolu et deux photons résolus.

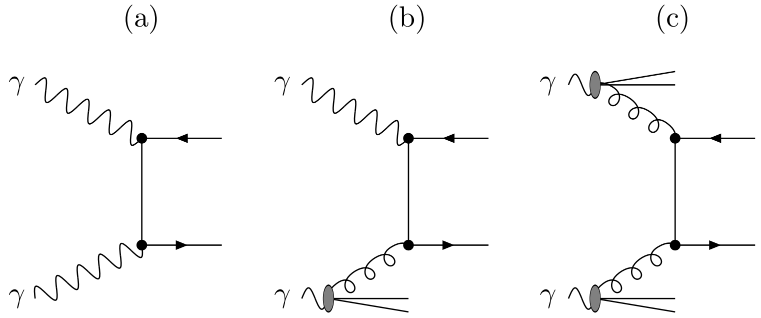


FIG. 6.10 – *Schématisation des trois classes d'interactions $\gamma\gamma$: (a) directe, (b) un photon résolu, (c) deux photons résolus.*

La virtualité des photons joue un rôle important pour la description de ce processus. L'interaction de photons virtuels à grand Q^2 est une diffusion profondément inélastique (DIS). Dans cette approche, le photon n'a pas de structure et des calculs perturbatifs sont possibles pour décrire ce processus. Au contraire, l'interaction de photons résolus est décrite, en autre, par les modèles non-perturbatifs de photoproduction, où la composition hadronique du photon joue un rôle important.
Les générateurs d'événements $\gamma\gamma$ doivent donc fournir une description des interactions aussi bien perturbatives que non-perturbatives. La principale difficulté est d'effectuer une transition correcte entre ces deux modes extrêmes d'interaction.

6.6.1 Description du générateur PYTHIA

Les travaux récents réalisés par le groupe théorique de LUND [13, 14] sur les interactions $\gamma\gamma$ ont été implémentés dans les versions 6.143 et 6.147 du générateur PYTHIA [11]. La méthode utilisée consiste à séparer les interactions en différentes classes d'événements afin de fournir une description de tous les processus possibles.

6.6.1.1 Cas de photons réels

Dans le régime de photoproduction, la fluctuation hadronique du photon en un état $q\bar{q}$ peut être caractérisée par l'impulsion transverse des quarks $k_\perp$. La nature du processus d'interaction dépend, elle, de son impulsion transverse P_t. On distingue alors trois classes de photons dans le plan (P_t,$k_\perp$) correspondant aux trois processus suivants (Fig. 6.11):

– Processus VMD: $k_\perp < k_0$
  Cette partie est décrite par les couplages aux mésons vecteurs légers, $V = \rho^0, \omega^0, \phi^0$ et J/ψ dans un modèle non-perturbatif appelé VMD (*Vector Meson Dominance*).

– Processus GVMD ou anormal: $k_0 < k_\perp < k_1$ et $P_t > k_\perp$
  (pour *Generalised Meson Vector Dominance*). Le photon est dans un état $q\bar{q}$ calculable par la théorie des perturbations. La section efficace de ce processus est par contre non-perturbative.

– Processus direct: $k_\perp > k_1$ et $P_t < k_\perp$
  Le photon est une particule ponctuelle. La valeur k_1 correspond à la limite habituelle P_t^{min} entre les régimes perturbatif et non-perturbatif.

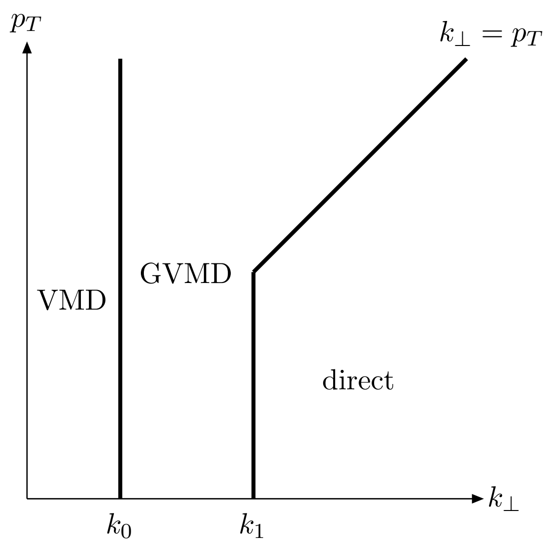


FIG. 6.11 – *Classification de la nature du photon dans le plan (P_t,$k_\perp$).*

En fonction de la nature du photon (VMD, anormale ou directe), on obtient donc 6 types d'interactions $\gamma\gamma$ (9 moins les 3 équivalentes) résumées sur la figure 6.12

– VMD×VMD: Les deux photons sont dans un état de méson vecteur léger au moment de l'interaction. C'est donc une collision hadron-hadron.

– VMD×direct: Un photon interagit avec les partons d'un photon VMD.

– VMD×anormal: Un quark de la paire $q\bar{q}$ du photon anormal interagit avec un parton du photon VMD.

– direct×direct: Les deux photons produisent directement une paire de quark: $\gamma\gamma \to q\bar{q}$. La production de leptons est également possible.

– direct×anormal: Un quark du photon anormal interagit directement avec l'autre photon.

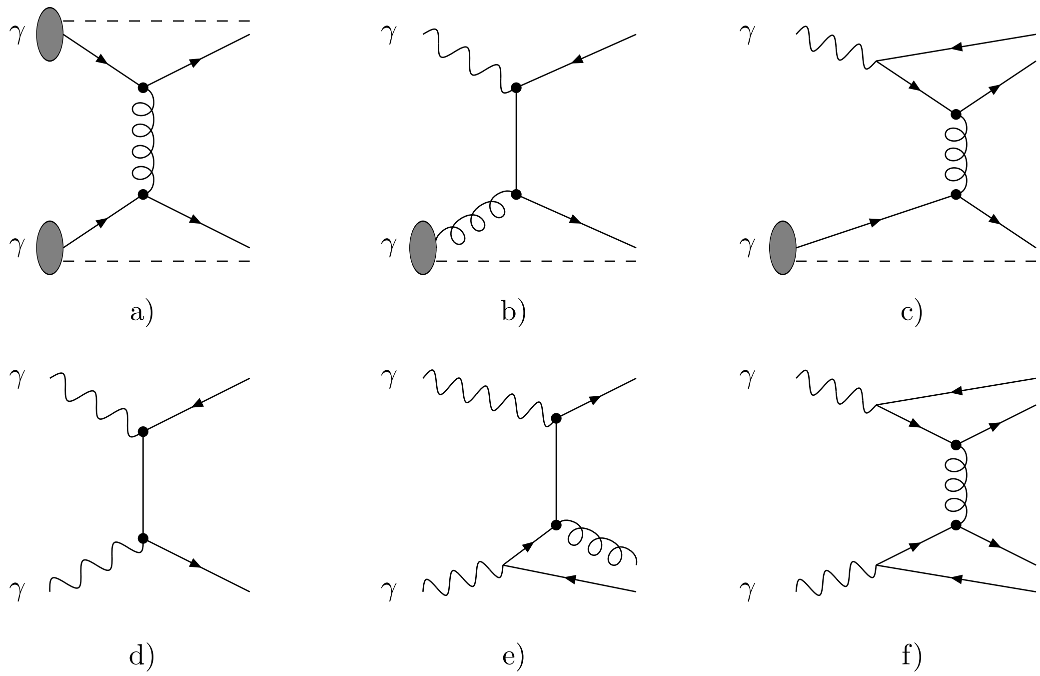
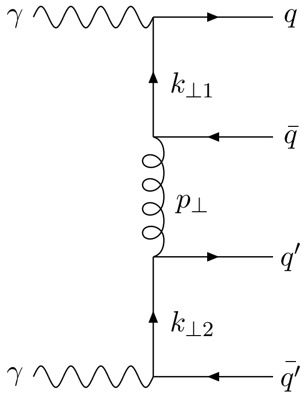


FIG. 6.12 – *Types d'interactions $\gamma\gamma$ [13]: a) VMD× VMD, b) VMD× direct, c) VMD× anormal, d) direct× direct, e) direct× anormal, and f) anormal× anormal.*

– anormal×anormal: C'est une collision entre deux quarks des deux photons anormaux.

A ce niveau, les interactions $\gamma\gamma$ sont caractérisées par trois paramètres: $k_{\perp 1}$, $k_{\perp 2}$ et P_t. Selon leurs valeurs, on retrouve les 6 classes d'interaction $\gamma\gamma$ (Fig. 6.13).



1. VMD×VMD: $k_{\perp 1}, k_{\perp 2} < k_0$, quelque soit $p_\perp$
2. VMD×direct: $k_{\perp 1} < k_0 < p_\perp < k_{\perp 2}$
+ $(1 \leftrightarrow 2)$
3. VMD×anomalous: $k_{\perp 1} < k_0 < k_{\perp 2} < p_\perp$
+ $(1 \leftrightarrow 2)$
4. Direct×direct: $k_0 < k_{\perp 1} = k_{\perp 2}$
5. Direct×anomalous: $k_0 < k_{\perp 1} < p_\perp < k_{\perp 2}$
+ $(1 \leftrightarrow 2)$
6. Anomalous×anomalous: $k_0 < k_{\perp 1}, k_{\perp 2} < p_\perp$

FIG. 6.13 – *Schématisation du processus d'interaction $\gamma\gamma$, montrant les trois échelles différentes [13]: $k_{\perp 1}$, $k_{\perp 2}$ et P_t. On montre sur la droite le type d'interaction correspondant aux différents jeux de paramètres.*

On retrouve également les trois premières classes que nous avions définis dans ces diagrammes:

– Le processus direct: uniquement dans le diagramme (d).

– Le processus à un photon résolu: dans les diagrammes (b) et (e).

– Le processus à deux photons résolus: dans les diagrammes (a),(c) et (f).

6.6.1.2 Introduction de la virtualité des photons

L'extension de ces interactions à des photons virtuels introduit deux nouveaux paramètres d'échelle, Q_1 et Q_2. La diffusion profondément inélastique $\gamma^* q \rightarrow q$ est désormais possible. Au total, les interactions $\gamma^*\gamma^*$ comportent 13 composantes: les 9 interactions précédemment citées entre photons VMD, anormal et direct (les termes non-diagonaux ne sont plus équivalents puisque Q_1 est différent de Q_2), auxquelles s'ajoutent les 4 interactions entre un photon DIS et un photon VMD ou anormale. Une attention particulière est donnée à la séparation explicite de ces 13 processus pour éviter des doubles comptages.
La section efficace totale d'interaction $\gamma^*\gamma^*$ prend alors la forme suivante en fonction de Q_1, Q_2 et de W, la masse du système $\gamma\gamma$ (*res* dénote un photon résolu, i.e. VMD ou GVMD):

$$\begin{aligned}
\sigma_{\text{tot}}^{\gamma^*\gamma^*}(W^2, Q_1^2, Q_2^2) &= \sigma_{\text{DIS}\times\text{res}}^{\gamma^*\gamma^*} \exp\left(-\frac{\sigma_{\text{dir}\times\text{res}}^{\gamma^*\gamma^*}}{\sigma_{\text{DIS}\times\text{res}}^{\gamma^*\gamma^*}}\right) + \sigma_{\text{dir}\times\text{res}}^{\gamma^*\gamma^*} \\
&\quad + \sigma_{\text{res}\times\text{DIS}}^{\gamma^*\gamma^*} \exp\left(-\frac{\sigma_{\text{res}\times\text{dir}}^{\gamma^*\gamma^*}}{\sigma_{\text{res}\times\text{DIS}}^{\gamma^*\gamma^*}}\right) + \sigma_{\text{res}\times\text{dir}}^{\gamma^*\gamma^*} \\
&\quad + \sigma_{\text{dir}\times\text{dir}}^{\gamma^*\gamma^*} + \left(\frac{W^2}{Q_1^2 + Q_2^2 + W^2}\right)^n \sigma_{\text{res}\times\text{res}}^{\gamma^*\gamma^*}\,, \qquad (6.1)
\end{aligned}$$

6.6.2 Description du générateur TWOGAM

Les interactions $\gamma\gamma$ sont séparées en trois catégories dans le générateur TWOGAM:

– QPM: (Pour *Quark and Parton Model*) Interaction entre deux photons directs.

– QCD: Processus où au moins un photon est résolu et où l'interaction est décrite par QCD perturbative.

– VMD: qui regroupe ici les interactions VMD et GVMD décrite dans la section précédente.

La séparation en classe d'événements est donc beaucoup plus simple que celle effectuée dans PYTHIA. La partie décrivant les interactions à faible transfert est notamment trop simple pour reproduire la réalité. Ce programme possède cependant plusieurs avantages. Le flux de photon est calculé de manière exacte au premier ordre, et les corrections radiatives ont été implémentées récemment. Les processus à un et deux photons résolus sont calculés à partir des éléments de matrice au premier ordre et donne une bonne description de la région à haut P_t.
La séparation entre processus perturbatifs et non-perturbatifs est définie par une coupure ajustable en P_t. Cette coupure est indispensable puisque le processus QCD diverge pour $P_t \rightarrow 0$. La figure 6.14 montre la distribution du P_t généré: on voit que la transition entre processus perturbatifs et non-perturbatifs est mal effectuée dans TWOGAM, et qu'il manque beaucoup d'événements entre les processus VDM et QCD. Cet effet peut être corrigé en ajustant la coupure en P_t pour les processus QCD. Mais en diminuant cette valeur, on augmente sensiblement les sections efficaces des processus *single et double-tag*, et TWOGAM ne décrit plus correctement la région à haut P_t.

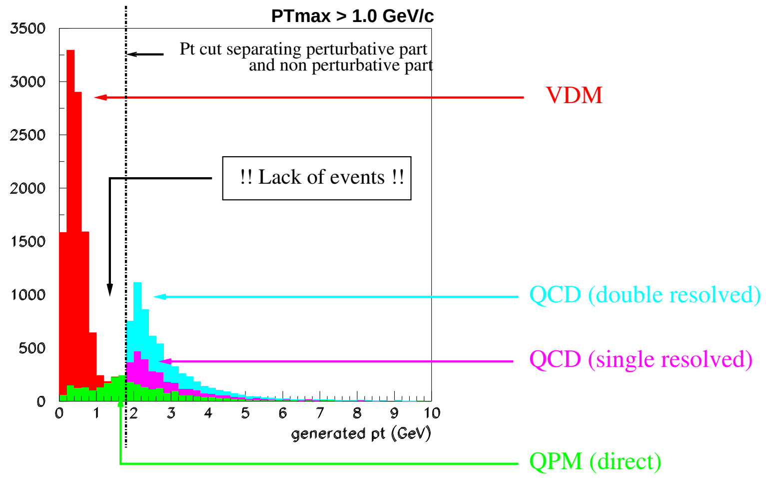


FIG. 6.14 – *Distribution en P_t générée avec le programme TWOGAM pour les trois sous-processus VDM, QPM et QCD.*

6.6.3 Comparaison entre TWOGAM et PYTHIA à $\sqrt{s} = 200\ GeV$

Une comparaison entre les données collectées par DELPHI à une énergie dans le centre de masse de 200 GeV et les générateurs TWOGAM 2.04 et PYTHIA 6.143 est présentée dans cette section [15]. Les données analysées correspondent à 83.4 pb^{-1} collectées en 1999. Le programme d'analyse utilisé est SUSANA servant entre autres à la sélection des particules. Tous les fonds standards sont utilisés pour cette comparaison, et les lots PYTHIA1 et TWOGAM4 du tableau 6.1 sont alternativement utilisés pour évaluer le fond $\gamma\gamma$ hadronique. On rappelle les coupures imposées à la génération pour ces deux lots:

- PYTHIA1: ($E_t > 3\ GeV$ et au moins 3 traces chargées d'impulsions supérieures à 0,1 GeV/c) "OU" une particule ($\theta > 2^o$) d'énergie supérieure à $0,2\sqrt{s}$.
- TWOGAM4: $E_t > 3$ "OU" une particule ($\theta > 2^o$) d'énergie supérieure à $0,2\sqrt{s}$.

Le but est de confronter les prédictions de ces deux générateurs aux données réelles à un niveau de sélection où on a relâché au maximum les coupures.

6.6.3.1 Sélection restreinte

Il est important tout d'abord de détailler le schéma d'enregistrement des événements réels. En prise de données, un filtre très souple est appliqué au niveau du programme de reconstruction DELANA afin de sélectionner les événements intéressants pour les canaux de physique étudiés à LEP2. Seuls les événements passant ce filtre sont enregistrés dans un format DST sur bande magnétique. La première coupure consiste donc à appliquer ce filtre aux événements simulés. On applique ensuite des coupures un peu plus sévères que celles effectuées au niveau du générateur en demandant que l'énergie transverse soit supérieure à 4 GeV et que chaque événement contienne au moins trois traces chargées reconstruites avec la TPC. Les événements doivent également contenir au moins une trace chargée d'impulsion transverse supérieure à 1,5 GeV/c. Enfin, on demande que l'énergie transverse chargée soit inférieure à 20 GeV. Cette dernière coupure sert à réduire les fonds QCD et WW pour pouvoir isoler les événements $\gamma\gamma$

single et double-tag, elle n'a pas d'influence sur la région *no-tag*.

La comparaison entre les données de DELPHI et les prédictions des deux générateurs après cette sélection est montrée sur les figures 6.15 et 6.16. On voit tout d'abord un déficit flagrant d'événements simulés lorsqu'on utilise TWOGAM pour évaluer le fond $\gamma\gamma$. On retrouve ainsi les problèmes intrinsèques de TWOGAM où la transition entre les parties perturbatives et non-perturbatives est mal effectuée (Distribution du P_t généré, figure 6.14). La modélisation des interactions à faible transfert d'énergie est donc trop simplifiée dans TWOGAM pour décrire les données réelles. On remarque cependant que le petit pic en énergie (distribution de l'énergie visible et de l'énergie dans un cône de 30^0 autour de l'axe z, E^{30}_{cone}) est relativement bien décrite avec ce générateur.
Le générateur PYTHIA 6.143 décrit quant à lui très correctement les données de DELPHI, aussi bien par la normalisation que par la forme. Les petites différences observées proviennent du niveau de sélection très souple que nous avons choisi et de la statistique limitée du Monte-Carlo [1]. A ce niveau, des différences sur les distributions en multiplicité sont également observées et des études complémentaires sur les effets de reconstruction du détecteur sont nécessaires. En ce qui concerne les topologies où un ou deux électrons sont détectées, PYTHIA 6.143 ne semble pas capable de reproduire les données de DELPHI. Ceci est du au fait que les modèles de diffusion profondément inélastique ne sont pas complètement introduits dans la version 6.143 de PYTHIA.

6.6.3.2 Relâchement des coupures

On tente dans cette deuxième partie de réduire encore plus les critères de présélection afin d'étudier le comportement du générateur PYTHIA. On enlève donc la coupure qui consiste à demander une particule chargée d'impulsion transverse supérieure à 1,5 GeV/c [2], et les 3 traces chargées que l'on demande peuvent maintenant être reconstruites avec n'importe quel détecteur. En relâchant ces coupures, on multiplie par un facteur 4 le nombre d'événements réels sélectionnés. Les nouveaux événements apparaissant dans cette sélection sont des événements à très faible transfert d'énergie, correspondant à des processus VMD. La figure 6.17 montre les distributions des données réelles comparées aux prédictions de PYTHIA 6.143, PYTHIA 6.147 et TWOGAM 2.04. On observe un excès important d'événements avec l'utilisation de PYTHIA. Cet excès provient d'événements n'ayant pas de trace chargée d'impulsion transverse supérieure à 1,5 GeV/c et ayant de grandes valeurs de E^{30}_{cone}/E_{vis} et correspond donc bien à des événements $\gamma\gamma$ VMD.

Les événements simulés qui constituent cet excès sont caractérisés par un faible nombre de particules ayant de faibles impulsions. Il est donc possible qu'ils ne passent pas les différents niveaux du trigger de DELPHI. Or, l'efficacité du trigger n'est pas prise en compte dans la simulation. Cette efficacité est estimée dans l'analyse de recherche de chargino dégénéré en masse avec le neutralino effectuée dans DELPHI. On a donc appliqué leur formule de pondération des événements Monte-Carlo, qui dépend de l'impulsion transverse maximum

1. Pour cette comparaison, 3 millions d'événements Monte-Carlo générés avec PYTHIA 6.143 ont été utilisés alors que le nombre d'événements attendus est: $\mathcal{L}\sigma$ = 83.4 $\times$ 7741 =0,65 millions d'événements. Le rapport $N_{gen}/\mathcal{L}\sigma$ est donc inférieure à 5.

2. Cette coupure a été enlevé dans le programme d'analyse SUSANA.

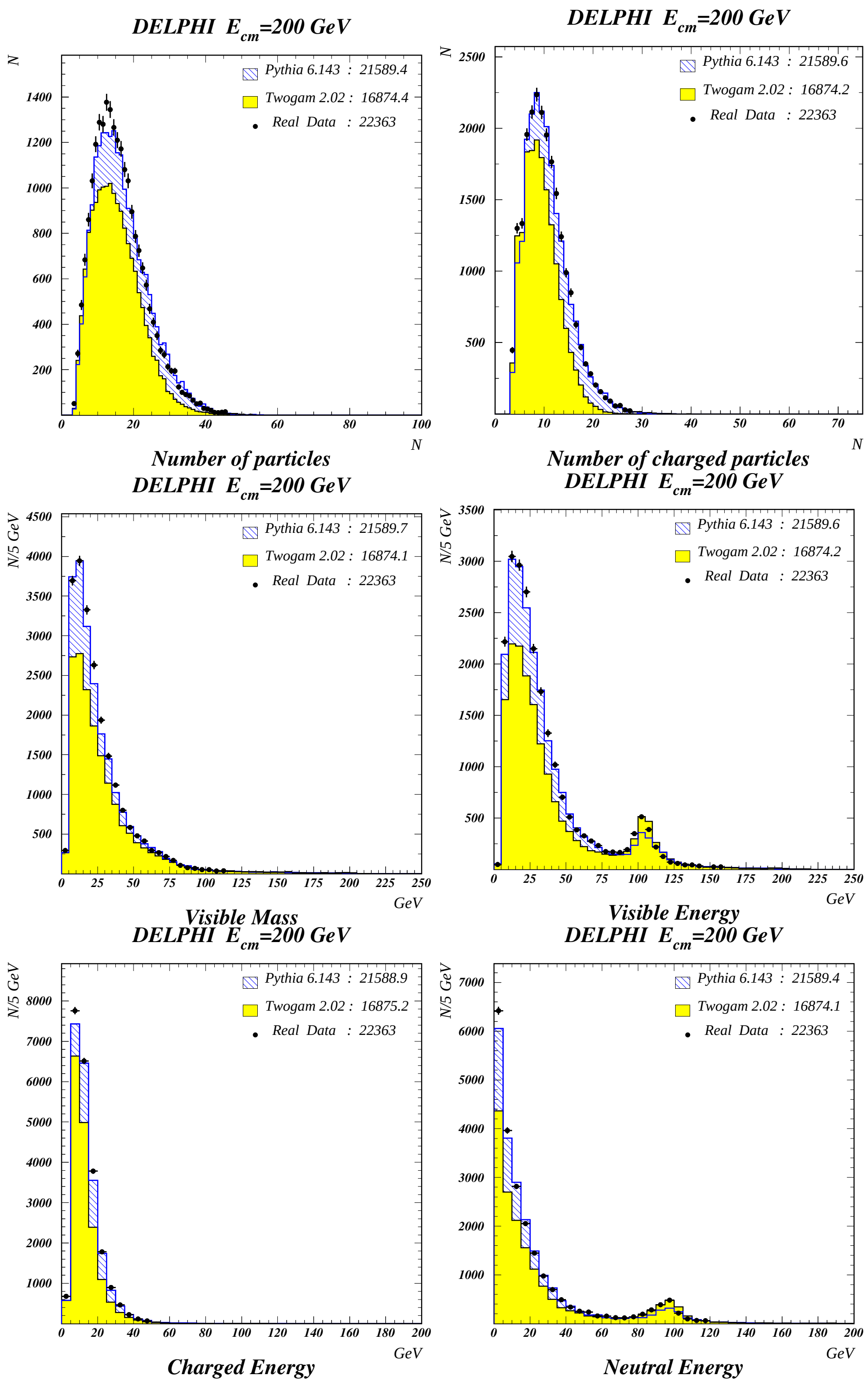


FIG. 6.15 – *Comparaison entre les données de DELPHI collectées à $\sqrt{s}$ =200 GeV et la simulation au premier niveau de sélection. La région hachurée correspond à la somme des fonds standards quand on utilise PYTHIA 6.143 pour simuler les interactions $\gamma\gamma$, alors que la région grise correspond à l'utilisation de TWOGAM 2.04.*

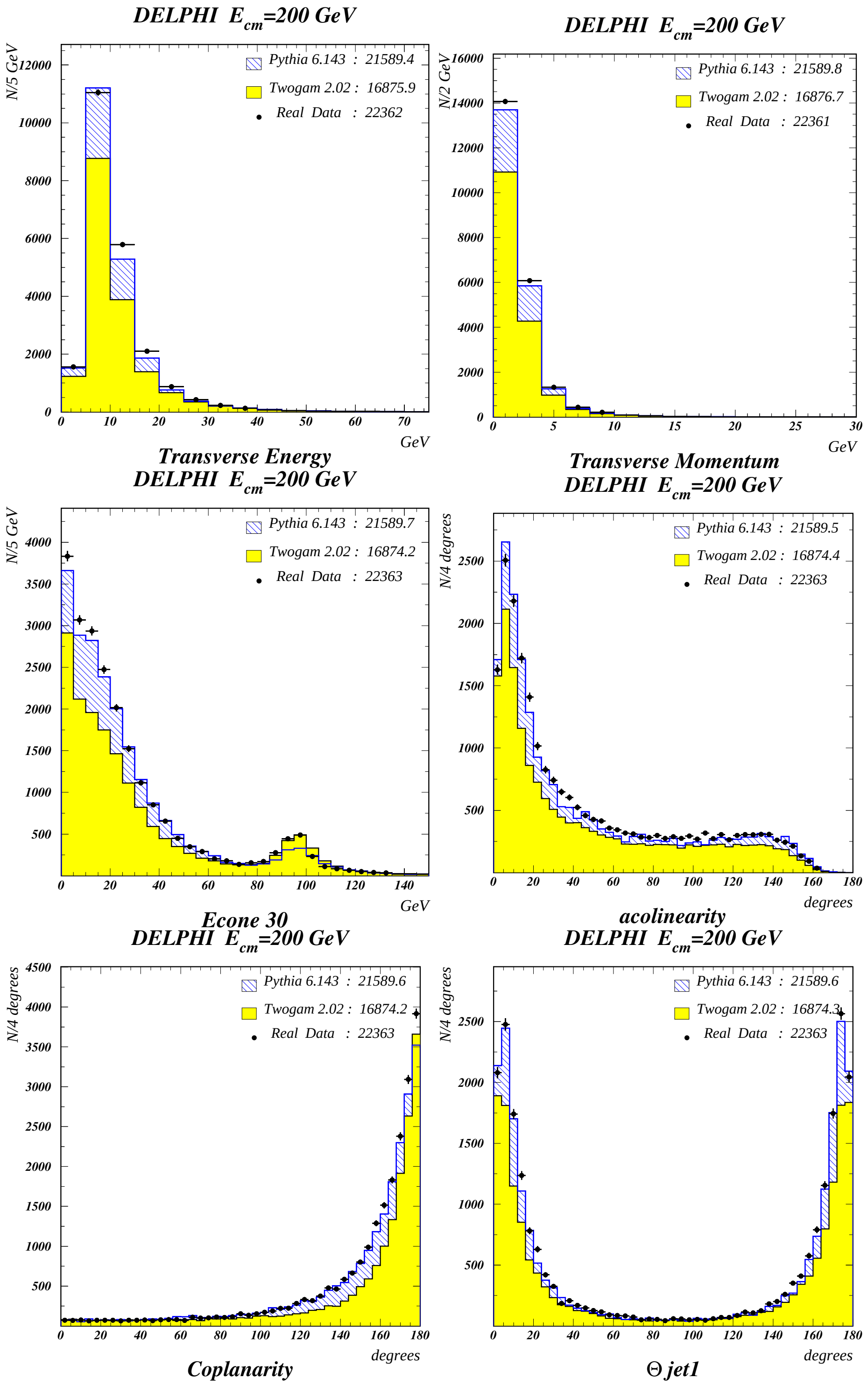


FIG. 6.16 – *Comparaison entre les données de DELPHI collectées à $\sqrt{s}$ =200 GeV et la simulation au premier niveau de sélection. La région hachurée correspond à la somme des fonds standards quand on utilise PYTHIA 6.143 pour simuler les interactions $\gamma\gamma$, alors que la région grise correspond à l'utilisation de TWOGAM 2.04.*

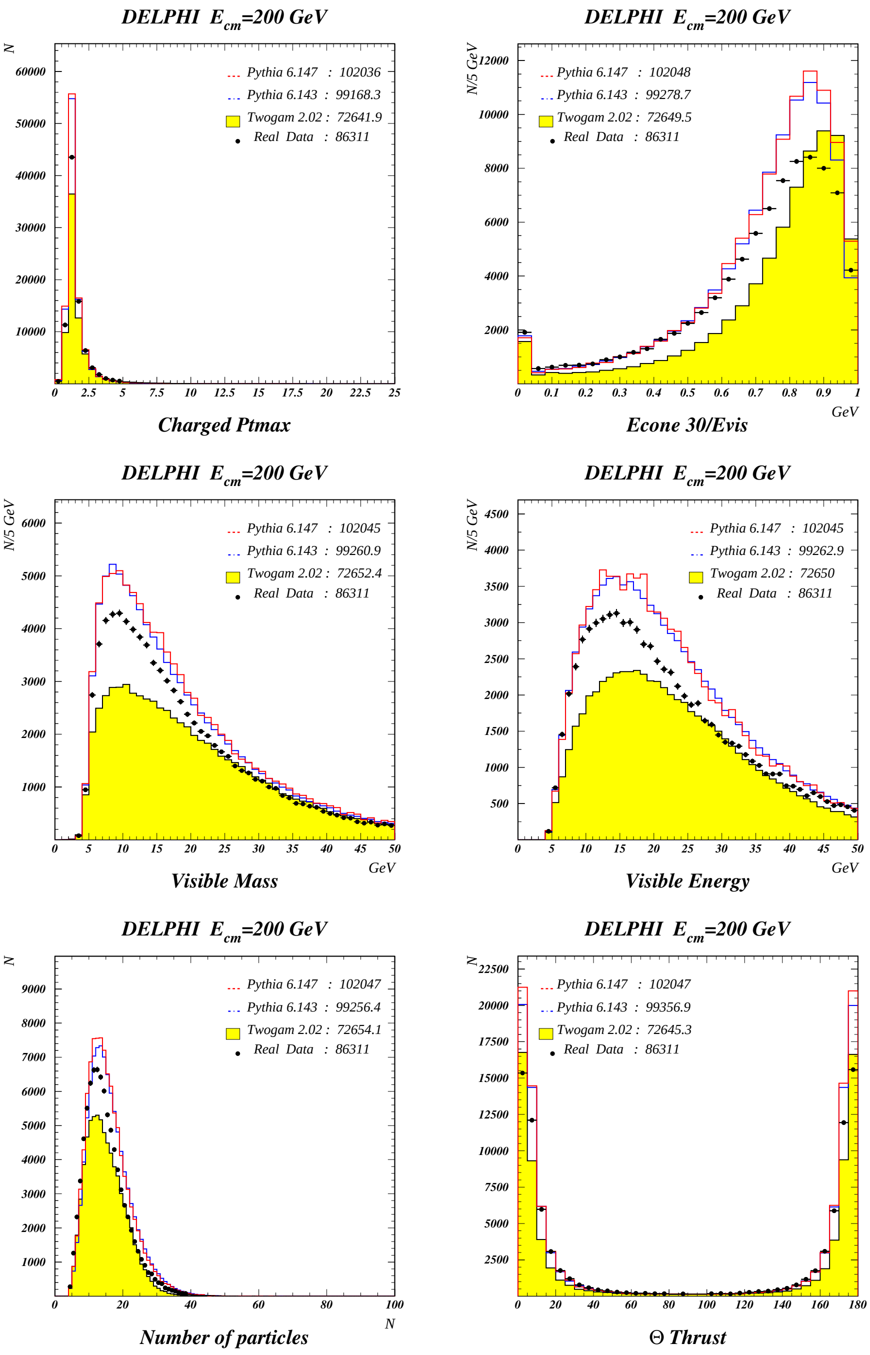


FIG. 6.17 – *Comparaison entre les données de DELPHI collectées à $\sqrt{s}$ =200 GeV et la simulation (PYTHIA 6.143, PYTHIA 6.147 et TWOGAM 2.04, au deuxième niveau de sélection.*

d'une particule chargée, $P_t^{ch.}max$:

$$F = 0,959 - 0,878 \times \exp - \left(\frac{P_t^{ch.}max}{0,743} \right)^2, \text{ pour } P_t^{ch.}max < 1.5 \text{ GeV/c} \qquad (6.2)$$

Dans cette formule, le poids d'un événements simulé (donc, l'efficacité du trigger) diminue avec $P_t^{ch.}max$. La figure 6.18 montre les mêmes distributions que la figure 6.17 après repondération des événements Monte-Carlo. On voit qu'un accord sur la normalisation du fond $\gamma\gamma$ semble possible pour ce niveau de sélection si faible. D'autre part, les formes des distributions réelles et simulées sont relativement semblables.
Des travaux sont actuellement en cours pour poursuivre ces comparaisons. L'efficacité du trigger devrait notamment pouvoir être mesurée expérimentalement pour cette topologie. L'élimination de la coupure $P_t^{ch.}max > 1,5$ GeV/c est importante pour garder une sensibilité à un signal squark pratiquement dégénéré en masse avec le neutralino. Comme on s'intéressera à des événements où cette différence de masse est supérieure à 5 GeV/c^2, cette coupure sera maintenue pour réduire le fond $\gamma\gamma$.

6.7 Conclusion

On a montré que grâce à de récents développement, PYTHIA fournit une bonne description des interactions $\gamma\gamma$ dans le cas où aucun des électrons initiaux n'est détecté. Ce générateur à donc été choisi pour évaluer le fond $\gamma\gamma$ dans les analyses de recherche des squarks et plus généralement par la collaboration DELPHI.

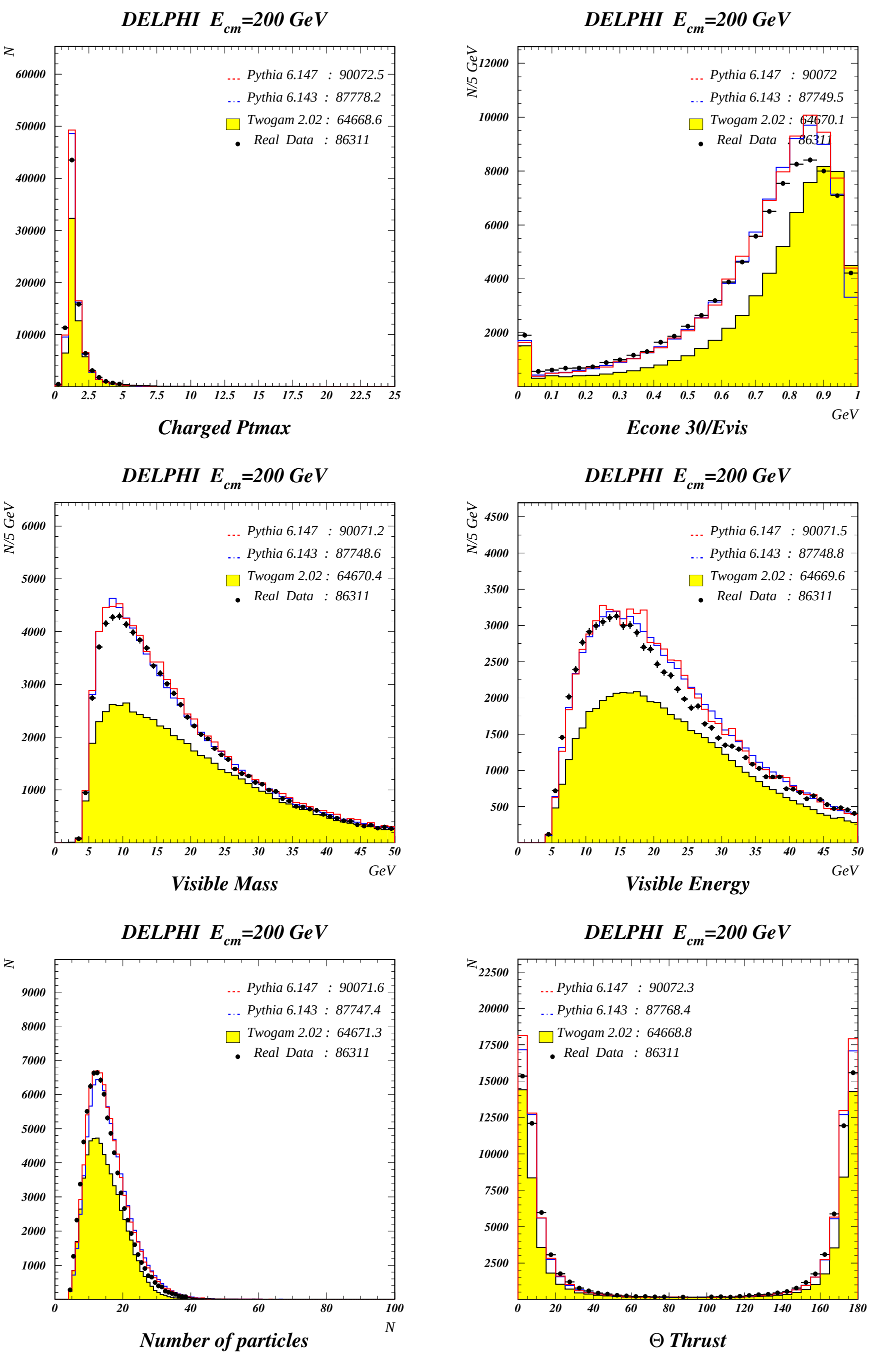


FIG. 6.18 – *Comparaison entre les données de DELPHI collectées à $\sqrt{s}$ =200 GeV et la simulation (PYTHIA 6.143, PYTHIA 6.147 et TWOGAM 2.04, au deuxième niveau de sélection, après l'étape de repondération des poids des événements simulés.*

Bibliographie

[1] *Workshop on Physics at LEP2*,
Ed. G. Altarelli, T. Sjstrand et F. Zwirner,
CERN Yellow Report CERN 96-01.

[2] *LEP2 Monte Carlo Workshop*
Ed. S. Jadach, G. Passarino et R. Pittau,
CERN Yellow Report, CERN-2000-09.

[3] P. Abreu, D. Fassouliotis, A. Grefrath, R.P. Henriques et L. Vitale, note DELPHI 96-124 PHYS 632.

[4] T. Sjöstrand, Comp. Phys. Comm. **82** (1994) 74;
T. Sjöstrand, CERN-TH/7111-93 (1993, rev. 1994).

[5] T. Sjöstrand *et al.*, LU-TP/00-30, hep-ph/0010017.

[6] S. Jadach, W. Placzek, B.F.L. Ward, Phys. Lett. **B390** (1997) 198.

[7] S. Jadach, B.F.L. Ward, Z. Was, Comp. Phys. Comm. **124** (1995) 233.

[8] F.A. Berends, R. Pittau, R. Kleiss, Comp. Phys. Comm. **85** (1995) 437.

[9] F.A. Berends, P.H. Daverveldt, R. Kleiss, Comp. Phys. Comm. **40** (1986) 271.

[10] S. Nova, A. Olshevski, and T. Todorov, note DELPHI 90-35 PROG 152.

[11] Voir la page web: http://www.thep.lu.se/ torbjorn/Pythia.html

[12] J. Fujimoto *et al.*, Comp. Phys. Comm. **100** (1997) 128.

[13] Christer Friberg et Torbjörn Sjöstrand, hep-ph/0007314.
Torbjörn Sjöstrand, hep-ph/0012185.

[14] Christer Friberg, hep-ph/9907299.
Christer Friberg et Torbjörn Sjöstrand, hep-ph/0009003.

[15] T. Alderweireld, S. Todorova et P. Verdier, note DELPHI 2000-163 PHYS 878.

Chapitre 7

Recherche des squarks à LEP2

Ce chapitre est consacré à la description et aux résultats des analyses de recherche des squarks stop et sbottom se désintégrant respectivement en c$\widetilde{\chi}^0_1$ et b$\widetilde{\chi}^0_1$. Les données enregistrées par DELPHI de 1998 à 2000 sont analysées. Au total, 609 pb^{-1} ont été collectées à des énergies dans le centre de masse allant de 189 à 209 GeV. On fera référence au chapitre 5 pour quelques détails des analyses.

7.1 Données analysées

En 1998, le LEP a fonctionné à une énergie dans le centre de masse de 189 GeV et DELPHI a enregistré 158 pb^{-1}. En 1999, 25,9 pb^{-1} ont été collectées à 192 GeV, 76,4 pb^{-1} à 196 GeV, 83,4 pb^{-1} à 200 GeV et 40,6 pb^{-1} à 202 GeV. Cette montée en énergie au cours de l'année 1999 provient entre autre de l'optimisation du fonctionnement des cavités radio-fréquence du LEP qui a permis d'augmenter la tension accélératrice totale. En 2000, le LEP a effectué des *mini-ramps*: au cours d'un remplissage du LEP (*fill*), l'intensité des faisceaux est diminuée afin d'augmenter l'énergie [1]. 225 pb^{-1} ont ainsi été collectés à des énergies dans le centre de masse variant de 200 à 209 GeV.
La prise de données 2000 a été perturbée par un problème dans le secteur numéro 6 de la TPC. Un fil s'est détendu et un nouveau point de fonctionnement pour les tensions d'alimentation de ce secteur a été choisi. Dans la première partie de la prise de donnée allant d'avril 2000 au 31 août 2000, ces nouveaux réglages ont permis de ne pas perdre d'informations pour effectuer la reconstruction des traces. Par contre, le gain sur les fils sensibles a été modifié, rendant l'information du dE/dx inutilisable. Le 31 août, ce fil détendu s'est soudé sur un fil voisin. Il n'était alors plus possible de monter les tensions de ce secteur. La deuxième partie de la prise de données s'est donc déroulée sans le secteur numéro 6 de la TPC. La perte d'un douzième du détecteur principal de traces de DELPHI a cependant pu être corrigée. Le programme de reconstruction DELANA a été modifié pour ce secteur afin d'optimiser la reconstruction des traces à partir des sous-détecteurs VD, ID, RICH et OD sans la TPC. La version spéciale du programme de reconstruction pour ces données où le secteur est éteint est S1. On différenciera donc par la suite les données 2000 et 2000 S1 qui seront analysées séparément. Tous les fonds standards ont également été simulés avec cette version du programme de reconstruction.
La figure 7.1 montre la luminosité intégrée en fonction de $\sqrt{s}$ pour les données 2000 et 2000 S1.

Les données enregistrées en 2000 sont donc séparées en quatre analyses en fonction de l'énergie dans le centre de masse et de l'état du secteur 6 de la TPC:

- 2000, $\sqrt{s} < 205,75$: 78,1 pb^{-1} ont été collectées dans cette fenêtre et l'énergie moyenne

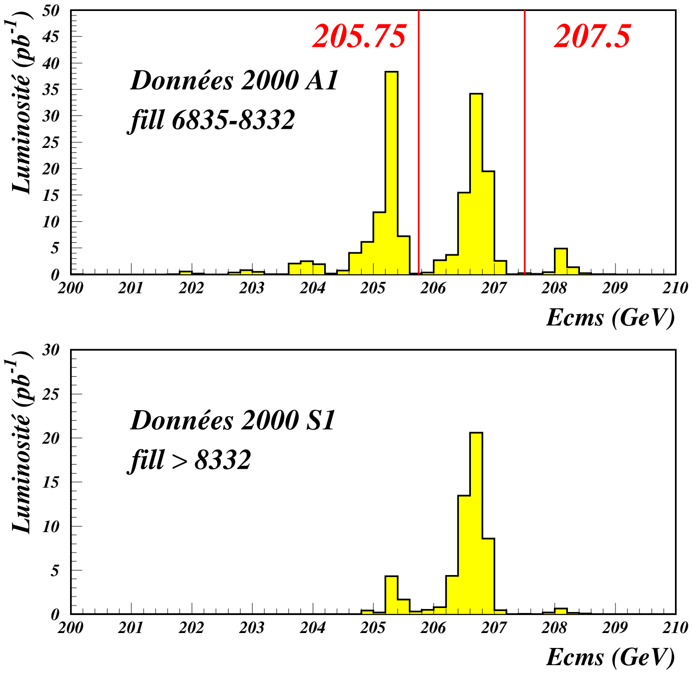


FIG. 7.1 – *Luminosité intégrée en* pb^{-1} *en fonction de l'énergie dans le centre de masse en GeV. L'histogramme du haut correspond aux données collectées avec le secteur 6 de la TPC en marche, et l'histogramme du bas aux données prises lorsqu'il ne fonctionne pas (S1).*

est de 204,8 GeV. Ces données sont comparées à des événements simulés à 204 GeV.

– 2000, $205,75 \leq \sqrt{s} < 207,5$: 78,5 pb^{-1} ont été collectées et l'énergie moyenne est de 206,6 GeV. Ces données sont comparées à des événements simulés à 206 GeV.

– 2000, $\sqrt{s} \geq 207,5$: 7.3 pb^{-1} ont été collectées et l'énergie moyenne est de 208,1 GeV. Ces données sont comparées à des événements simulés à 208 GeV.

– 2000 S1, $\forall\sqrt{s}$: 60,6 pb^{-1} ont été collectées et l'énergie moyenne est de 206,5 GeV. Ces données sont comparées à des événements simulés à 206,7 GeV avec la version S1 du programme de reconstruction.

Du fait que les données S1 ont été majoritairement collectées autour de 206,7 GeV, une seule fenêtre d'énergie dans le centre de masse est définie pour ces données. Ce choix s'explique également par le fait que les événements simulés S1 ont été générées uniquement à une énergie dans le centre de masse de 206,7 GeV.

Le tableau 7.1 montre l'énergie dans le centre de masse et la luminosité des données et des événements simulés des 9 fenêtres d'analyse. Dans ce document, des histogrammes seront montrés séparément pour les données collectées en 1998, en 1999, en 2000 et 2000 (S1).

Année	$<\sqrt{s}>$ (GeV) données réelles	$\sqrt{s}$ (GeV) simulation	Luminosité intégrée (pb^{-1})
1998	188,6	189	158,0
1999	191,6	192	25,9
	195,6	196	76,4
	199,6	200	83,4
	201,6	202	40,6
2000	204,8	204	78,1
	206,6	206	78,5
	208,1	208	7,3
2000 S1	206,5	206,7	60,6

TAB. 7.1 – *Luminosité totale intégrée en fonction de l'énergie dans le centre de masse pour les données collectées par DELPHI de 1998 à 2000. La troisième colonne correspond à l'énergie dans le centre de masse des événements simulés utilisés.*

7.2 Simulation du signal et définition des fenêtres d'analyse de masse

Les événements correspondant à la production de paires de stops se désintégrant en c$\tilde{\chi}_1^0$ ont été simulés avec le générateur utilisé par DELPHI depuis 1995 [2]. SUSYGEN [3] a été utilisé pour générer les événements sbottom se désintégrant en b$\tilde{\chi}_1^0$. La figure 7.2 montre les points dans le plan ($m_{\tilde{q}_1}$,$m_{\tilde{\chi}_1^0}$) qui ont été générés avec la simulation complète du détecteur DELPHI (1000 événements par point). Des événements ont été générés à des énergies dans le centre de masse de 189, 200 et 206 GeV avec les versions des programme de simulation et de reconstruction correspondant aux données réelles. Pour les données collectées en 2000, deux lots distincts ont ainsi été simulés afin d'étudier les effets de la perte d'un secteur de la TPC sur le signal.

Les événements recherchés sont constitués de deux jets acoplanaires[1] et d'une quantité importante d'énergie manquante provenant de la non-détection des neutralinos. Les trois premiers histogrammes de la figure 7.3 montrent les différences entre les événements stop et sbottom. La première différence provient de l'hadronisation du stop. On voit tout d'abord que les événements sbottom contiennent un plus grand nombre de particules. L'acoplanarité est plus petite pour des événements stop que pour des événements sbottom. Ceci provient de la présence de jets de fragmentation dans l'étape d'hadronisation du stop. La deuxième différence est la présence de quark b dans la désintégration du sbottom. L'analyse sbottom bénéficie de la procédure d'étiquetage de la beauté. Les fonds standards seront donc plus réduits pour l'analyse sbottom que pour l'analyse stop. Les deux histogrammes suivants de la figure 7.3 montre la différence en énergie visible pour des événements stop et sbottom où la différence de masse Δm entre le squark et le neutralino est inférieure et supérieure à 20 GeV/c^2. L'énergie détectée est plus faible pour $\Delta m \leq 20$ GeV/c^2. Les analyses sont donc séparées en deux fenêtres d'analyse:

– $\Delta m > 20$ GeV/c^2: Dans cette fenêtre de masse, les événements squarks sont caractérisés

1. L'acoplanarité est définie comme le complémentaire de l'angle entre les deux jets reconstruits dans le plan transverse à la direction du faisceau.

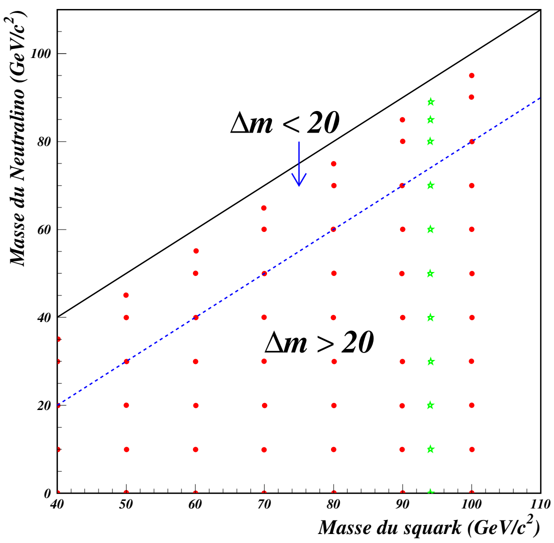


FIG. 7.2 – *Points simulés dans le plan ($m_{\tilde{q}_1}$,$m_{\tilde{\chi}^0_1}$) pour les analyses de recherche des squarks. Les ronds correspondent aux points simulés à 200 et 206 GeV. A 189 GeV, la masse de squark simulée la plus grande est 94* GeV/c^2 *(étoiles). La ligne à Δm =20* GeV/c^2 *montre la limite entre les deux analyses à haute et basse différence de masse.*

par une énergie transverse élevée et deux jets relativement énergétiques. Les fonds standards importants sont donc les événements 2 et 4-fermions.

– $\Delta m \leq 20$ GeV/c^2: Dans ce cas, les événements squarks ont une énergie visible d'autant plus faible que Δm est petit. Les interactions $\gamma\gamma$ donnant des états finaux hadroniques constituent la plus grande source de fonds pour cette fenêtre de masse.

Pour cette dernière fenêtre, l'hadronisation du stop joue un rôle très important. Ce processus entraîne la présence de jets de fragmentation qui augmentent l'énergie totale des événements et permet ainsi une plus grande discrimination du signal par rapport au fond $\gamma\gamma$. A faible Δm, les événements stop sont donc plus facilement identifiables que les événements sbottom. De plus, les point simulés aux plus basses valeurs de Δm sont Δm =5 GeV/c^2. Dans le cas du sbottom, les quarks b sont donc produits au repos. Ceci réduit encore plus l'énergie totale des événements sbottom par rapport à celle des événements stop. Le sixième histogramme de la figure 7.3 montre l'impulsion transverse maximale d'une particule chargée pour des événements stop et sbottom appartenant à la fenêtre de masse $\Delta m \leq 20$ GeV/c^2. La valeur moyenne de cette distribution est plus petite pour le sbottom. Enfin, le septième histogramme montre séparément la distribution de la variable globale d'étiquetage des quarks beaux pour les deux fenêtres de masse. La procédure d'étiquetage des quarks beaux est plus efficace pour de grandes différences de masse entre le sbottom et le neutralino.
La dernière différence entre les signaux provient de la masse de squark considérée. Si cette masse est proche du seuil de production, les squark sont produits quasiment au repos. La distribution de l'angle entre les deux jets (l'acolinéarité est le complémentaire de cet angle) est alors pratiquement plate, ce qui facilite la séparation du fond par rapport au processus standards. Quand la masse des squarks est plus faible, les quarks de la désintégration subissent

l'effet de boost des squarks et l'acolinéarité devient plus proche de 180°. Les signaux squarks sont alors plus difficilement différentiables des processus standards.

7.3 Présélection des événements

Durant cette étape, un ensemble de coupures (filtre) est appliqué afin de sélectionner des événements hadroniques. On veut:

- éliminer les événements mal reconstruits.
- éliminer les fonds topologiquement différents comme les événements leptoniques.
- restreindre la recherche des squarks parmi des événements hadroniques ayant en gros les mêmes caractéristiques.

Le filtre est le même pour toutes les analyses de $\sqrt{s}$ =189 à 208 GeV. Les figures et les tableaux comprennent donc les résultats pour toutes les données combinées. Les figures 7.4, 7.5 et 7.6 montrent la comparaison entre les données et la simulation de la variable sur laquelle est effectuée la coupure. Le nombre d'événements après chacune des coupures est dans le tableau 7.2 .

Les premières coupures sont celles appliquées au niveau de la création des n-tuples dans le programme SUSANA (chapitre 5.4). Un événement est sélectionné s'il contient au moins une particule chargée dont l'impulsion transverse est supérieure à 1,5 GeV/c et si son énergie transverse est supérieure à 4 GeV. Cette sélection a pour but d'éliminer les événements ayant une seule particule neutre qui peuvent provenir de bruits dans les calorimètres. De plus, ces coupures sont celles effectuées au niveau du générateur TWOGAM pour les événements $\gamma\gamma$ hadroniques. L'utilisation de PYTHIA 6.143 pour simuler ces événements devrait permettre de relâcher la coupure sur l'impulsion transverse maximum d'une particule chargée. Les études sont actuellement en cours, mais une autre coupure doit être appliquée afin de réduire la taille des données. La seconde coupure consiste à éliminer les événements simulés qui n'auraient pas passés le filtre du programme de reconstruction DELANA (chapitre 6.6.3.1). On observe un excès de données de 15% après ces coupures (Tableau 7.2). Il provient des interactions gaz-électrons provoquant un bruit dans les détecteurs et qui ne sont pas prises en compte dans la simulation. Le tableau 7.3 montre les efficacités de trois points dans le plan ($m_{\tilde{q}_1}$,$m_{\tilde{\chi}^0_1}$). On voit à ce niveau de la sélection que efficacités de détection des squarks sont proches de 100% pour de grandes valeurs de Δm. En revanche, elles ont déjà commencé à diminuer pour des événements où Δm est petit. Pour le point (90,85), l'efficacité est d'environ 70% pour l'analyse stop, et inférieure à 25% pour l'analyse sbottom.
On sélectionne ensuite des événements hadroniques en demandant au moins trois particules chargées reconstruites avec la TPC. En plus d'éliminer les événements leptoniques, la restriction de cette coupure à la TPC est un gage de qualité sur ces traces. Du fait de la quantité importante de matière dans les bouchons de DELPHI, un électron d'un événement Bhabha $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ peut interagir et donner plusieurs particules chargées. Etant produits majoritairement à bas angles, ces traces ne sont pas forcément reconstruites avec la TPC. Cette coupure permet également de réduire les événements $\gamma\gamma$ hadroniques ayant un faible nombre de particules dans les régions avant du détecteur.
On demande ensuite que l'énergie dans le STIC représente moins de 70% de l'énergie totale de

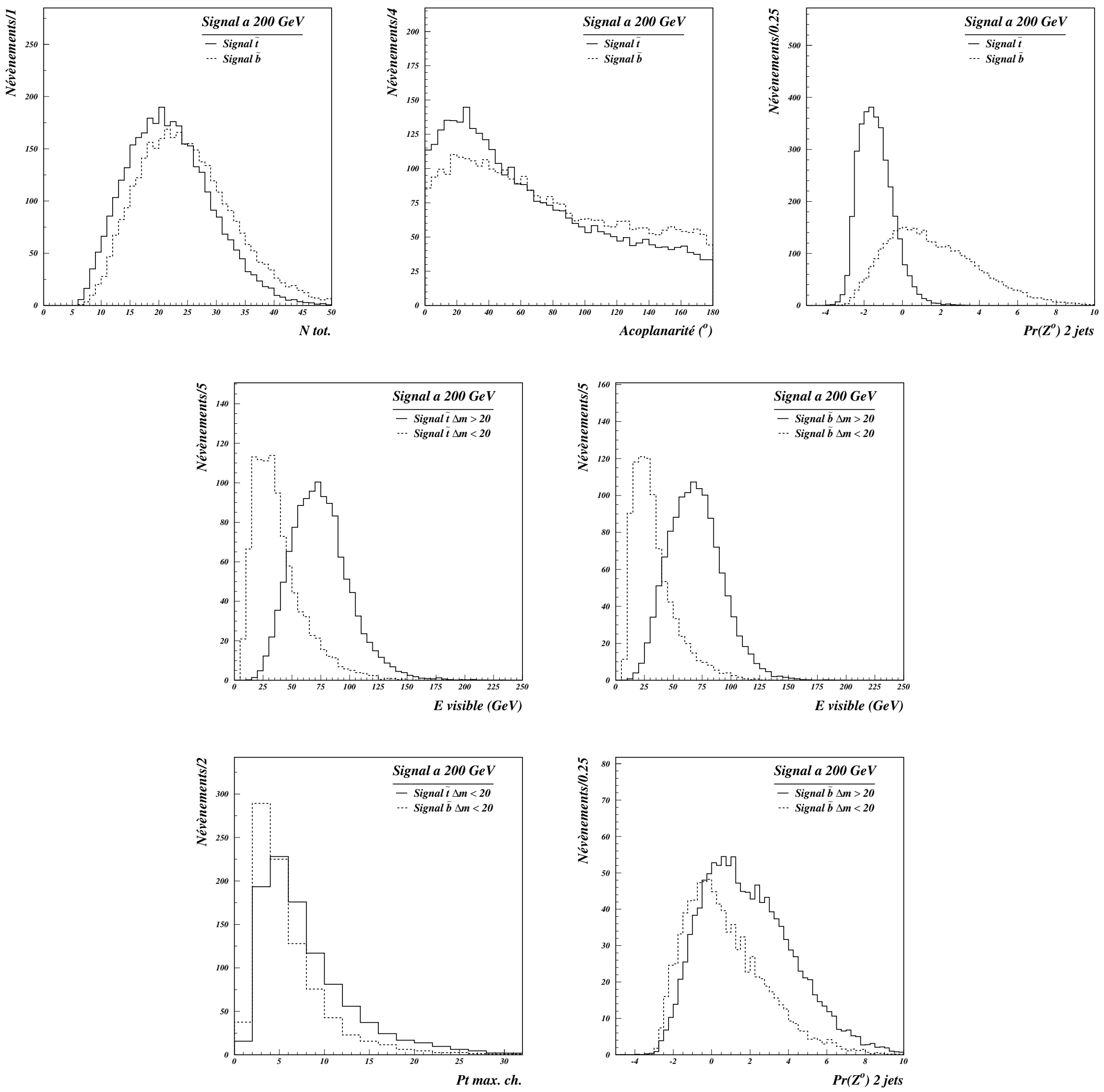


FIG. 7.3 – *Comparaison entre les signaux de production de squarks. Les trois premières distributions sont la multiplicité, l'acoplanarité et la variable globale d'étiquetage de b pour des événements stop et sbottom. Les deux suivantes sont les énergies visibles des événements stop et sbottom pour* $\Delta m \leq 20$ GeV/c^2 *et* $\Delta m > 20$ GeV/c^2. *La sixième est la distribution de l'impulsion maximale d'une particule chargée pour des événements stop et sbottom tels que* $\Delta m \leq 20$ GeV/c^2. *Enfin, la dernière figure montre la variable globale d'étiquetage de b pour des événements sbottom* $\Delta m \leq 20$ GeV/c^2 *et* $\Delta m > 20$ GeV/c^2.

l'événement. On réduit ainsi considérablement le nombre d'événements $\gamma\gamma$ hadroniques où au moins un des électrons initiaux est détecté. On élimine également une partie des interactions gaz-électron non-simulées.
La poussée, ou *thrust*, T est définie à partir des impulsions $\vec{P_i}$ de toutes les particules d'un événement comme:

$$T = max\left(\frac{\sum_i^N |\vec{n}.\vec{P_i}|}{\sum_i^N |\vec{P_i}|}\right) \tag{7.1}$$

où $\vec{n}$ est un vecteur unitaire. L'axe du thrust $\vec{T}$ est le vecteur $\vec{n}$ quand le maximum est obtenu. T est compris entre 0,5 et 1. Les événements ayant deux jets de directions parfaitement opposées ont un thrust égal à 1. Cette valeur est de 0,5 pour des événements isotropiques. On définit θ_{thrust} comme l'angle de l'axe du thrust par rapport à la direction du faisceau. La production de squarks se faisant de manière centrale, la distribution de $\cos\theta_{thrust}$ pour des événements de signal est pratiquement plate. Pour des événements $\gamma\gamma$ hadroniques produits majoritairement vers l'avant, la distribution de cet angle sera piquée à 0° et à 180°. On demande donc que $|\cos\theta_{thrust}|$ soit inférieure à 0,936 ($\equiv \theta_{thrust} \in [20°, 160°]$).
On applique ensuite deux coupures de qualité. Le pourcentage de bonnes traces est défini comme le nombre de traces chargées passant la sélection de traces divisé par le nombre total de traces avant présélection. On demande que ce pourcentage soir supérieur à 35%. L'impulsion totale des traces reconstruites avec la TPC doit représenter plus de 55% de l'énergie chargée de l'événement. On voit sur le premier histogramme de la figure 7.5 que des événements leptoniques (principalement $\tau^+\tau^-$) sont encore présents à ce niveau de la sélection. On réduit leur nombre en demandant que le nombre total de particules chargées soit supérieur ou égale à 6.

On a effectué jusque là une sélection d'événements hadroniques permettant d'avoir un accord correct entre les données et la simulation. Le nombre d'événements provenant d'interactions $\gamma\gamma$ ne représente plus que 22,1% des événements sélectionnés. Ce nombre est de 58,3 et de 19,6% pour les fonds 2 et 4-fermions respectivement. On va maintenant réduire cette sélection aux événements hadroniques présentant les mêmes caractéristiques que les signaux squarks.
On élimine une partie des événements radiatifs $e^+e^- \to q\bar{q}\gamma$ où le photon est détecté en demandant que l'énergie de la particule neutre d'énergie maximale soit inférieure à 40 GeV. Les événements $\gamma\gamma$ restants, ont de faibles valeurs d'impulsion transverse manquante P_T^{mis}. On demande donc que cette quantité soit supérieure à 4 GeV/c. Les événements $e^+e^- \to q\bar{q}\gamma$ où le photon n'est pas détecté sont caractérisés par un angle du moment manquant $\theta_{P_{mis}}$ pointant dans la direction de l'axe du faisceau. Cet angle doit donc être compris entre 20° et 160° pour que l'événement soit retenu. On renforce encore la nature centrale des événements en demandant que l'énergie comprise dans un cône de 40° autour de l'axe z soit inférieure à 10% de l'énergie totale. Les événements squarks sont caractérisés par une quantité importante d'énergie manquante. On coupe donc le fond $e^+e^- \to W^+W^-$ hadronique et semi-leptonique en demandant que la masse visible des événements soit inférieure à 95 GeV/c^2.
La dernière coupure est appliquée sur la réponse de l'algorithme d'herméticité décrit au chapitre 5.4.2. Les événements dont la réponse à l'algorithme est positive sont rejetés.
La composition du fond a la fin de la présélection est la suivante: 38,9% d'événements 2-fermions, 44,5% d'événements 4-fermions, et 16,6% d'événements $\gamma\gamma$.
Les efficacités de détection des signaux stop et sbottom sont sensiblement égales pour la

fenêtre d'analyse des grands Δm. Elles sont comprises entre 60 et 70%. Les efficacités sont comprises entre 30 et 40% pour Δm =10 GeV/c^2, et celles du sbottom sont inférieures à celles du stop. Enfin, pour Δm =5 GeV/c^2, cette efficacité est nulle pour le sbottom alors qu'elle est de l'ordre de 20 % pour le stop.

Coupures	**Données**	**MC (total)**	**Différence relative**	**4-fermions**	**2-fermions**	$\gamma\gamma$
DELANA	971014	828364 ± 531	+15%	14834 ± 15	343994 ± 473	469536 ± 241
N_{TPC}	175436	164146 ± 105	+6,4%	12418 ± 13	50391 ± 24	101338 ± 102
$E_{STIC}/E_{vis.}$	145810	141362 ± 95	+3,1%	12062 ± 13	48170 ± 24	81131 ± 91
θ_{thrust}	54838	54933 ± 45	+0,2%	9739 ± 10	31510 ± 23	13685 ± 38
% bonnes traces	54382	54617 ± 45	-0,5%	9705 ± 10	31364 ± 23	13549 ± 37
P_{TPC}	48475	48846 ± 43	-0,8%	9141 ± 10	27580 ± 23	12126 ± 35
$N_{cha.}$	45816	46227 ± 37	-0,9%	9040 ± 9	26969 ± 16	10219 ± 32
$E_{neu.}^{max.}$	41880	42113 ± 37	-0,6%	8802 ± 9	23108 ± 16	10203 ± 32
$P_t^{mis.}$	26423	26938 ± 20	-1,9%	8117 ± 8	18012 ± 15	809 ± 9
$\theta_{P_{mis.}}$	16379	16821 ± 15	-2,7%	7191 ± 6	9088 ± 12	542 ± 8
$E_{40^0}/E_{vis.}$	14694	15231 ± 14	-3,7%	6395 ± 6	8471 ± 12	364 ± 6
$M_{vis.}$	2316	2252 ± 8	+2,8%	977 ± 3	917 ± 4	358 ± 6
Herméticité	2178	2143 ± 8	+1,6%	955 ± 3	833 ± 4	355 ± 6

TAB. 7.2 – *Nombre d'événements réels et simulés après chaque coupure de la présélection.*

	Sbottom à $\sqrt{s}$ =206 GeV						**Stop à $\sqrt{s}$ =206 GeV**					
Coupures	(100,00)		(90,80)		(90,85)		(100,00)		(90,80)		(90,85)	
		S1		S1		S1		S1		S1		S1
DELANA	99,9	99,8	82,3	81,1	24,9	23,0	99,5	99,7	92,3	90,1	68,8	69,6
N_{TPC}	98,6	97,6	77,4	70,9	14,8	13,1	98,9	97,5	71,9	64,2	47,6	41,5
$E_{STIC}/E_{vis.}$	96,2	94,2	69,4	64,0	12,1	11,7	95,9	93,9	64,0	57,4	40,6	35,9
θ_{thrust}	85,9	84,8	65,2	60,0	11,9	11,1	87,2	83,3	60,1	51,5	39,0	34,3
% bonnes traces	85,4	84,0	64,6	59,0	11,9	11,0	86,6	83,0	59,4	51,1	38,3	34,2
P_{TPC}	83,3	78,2	63,5	55,3	11,1	10,0	81,7	76,4	58,2	49,5	37,3	32,7
$N_{cha.}$	83,1	77,9	62,9	55,0	10,7	9,8	81,6	76,4	50,8	43,1	33,3	27,6
$E_{neu.}^{max.}$	82,9	77,4	62,9	55,0	10,7	9,8	81,4	76,3	50,8	43,1	33,3	27,6
$P_t^{mis.}$	82,5	77,1	51,9	46,2	0,0	0,2	80,9	76,0	45,5	37,0	20,4	17,5
$\theta_{P_{mis.}}$	79,3	73,3	51,8	46,1	0,0	0,2	77,3	72,9	44,5	36,4	20,4	17,4
$E_{40^0}/E_{vis.}$	72,5	64,6	47,3	42,1	0,0	0,0	70,5	67,8	41,2	32,8	18,7	15,5
$M_{vis.}$	69,1	62,5	47,3	42,1	0,0	0,0	66,4	64,1	41,2	32,8	18,7	15,5
Herméticité	69,1	62,2	47,2	41,8	0,0	0,0	66,3	63,9	41,1	32,8	18,7	15,5

TAB. 7.3 – *Efficacités de détection des signaux stop et sbottom à $\sqrt{s}$ =206 GeV pour trois valeurs ($m_{\tilde{q}_1}$,$m_{\tilde{\chi}_1^0}$). Ces efficacités sont données pour les deux versions du programme de reconstruction, afin de montrer l'effet de la perte d'un secteur de la TPC sur les signaux.*

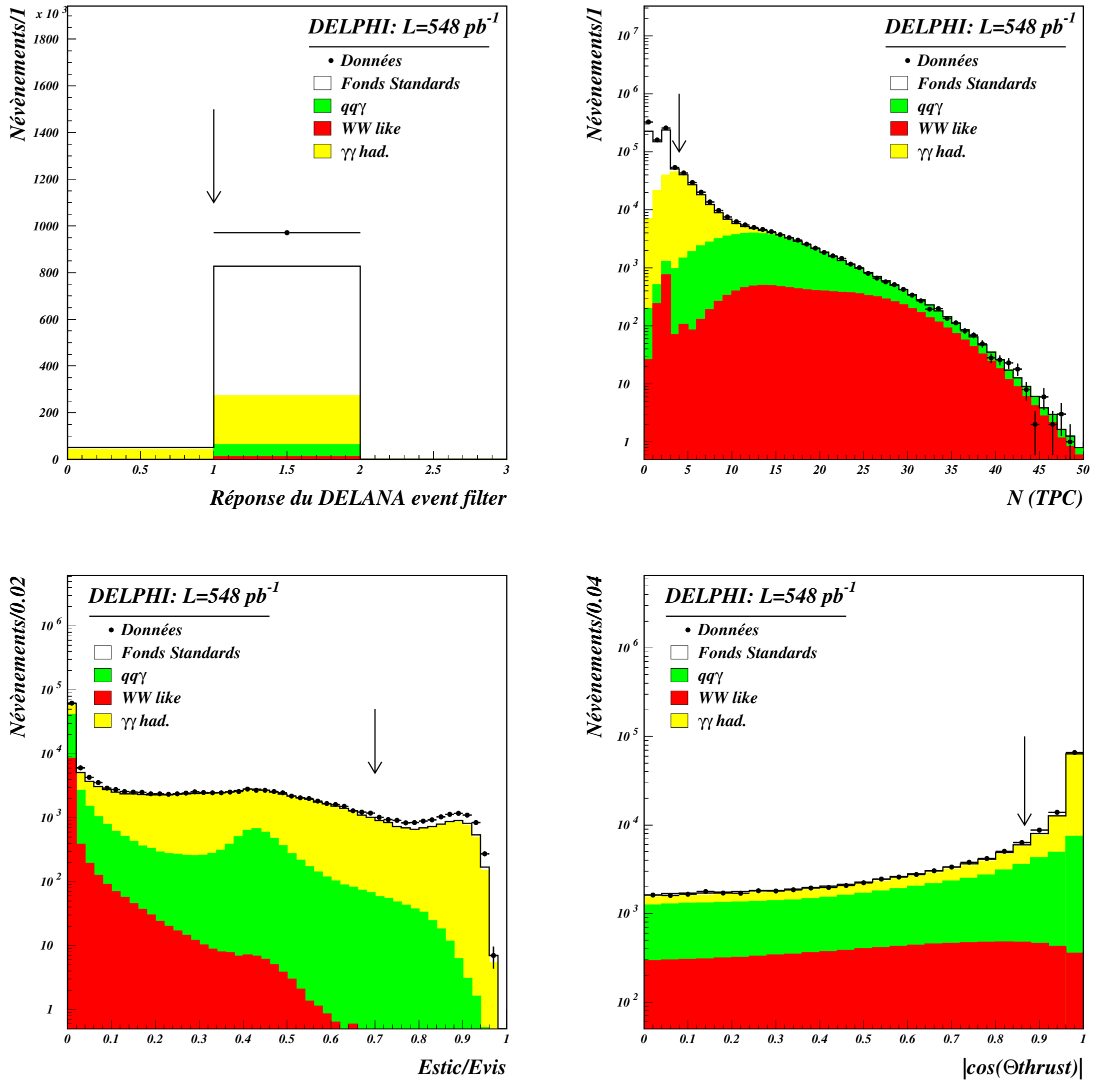


FIG. 7.4 – *Comparaison entre les données et simulation avant chaque coupure de la présélection. Les données collectées de 189 à 208 GeV sont sommées.*

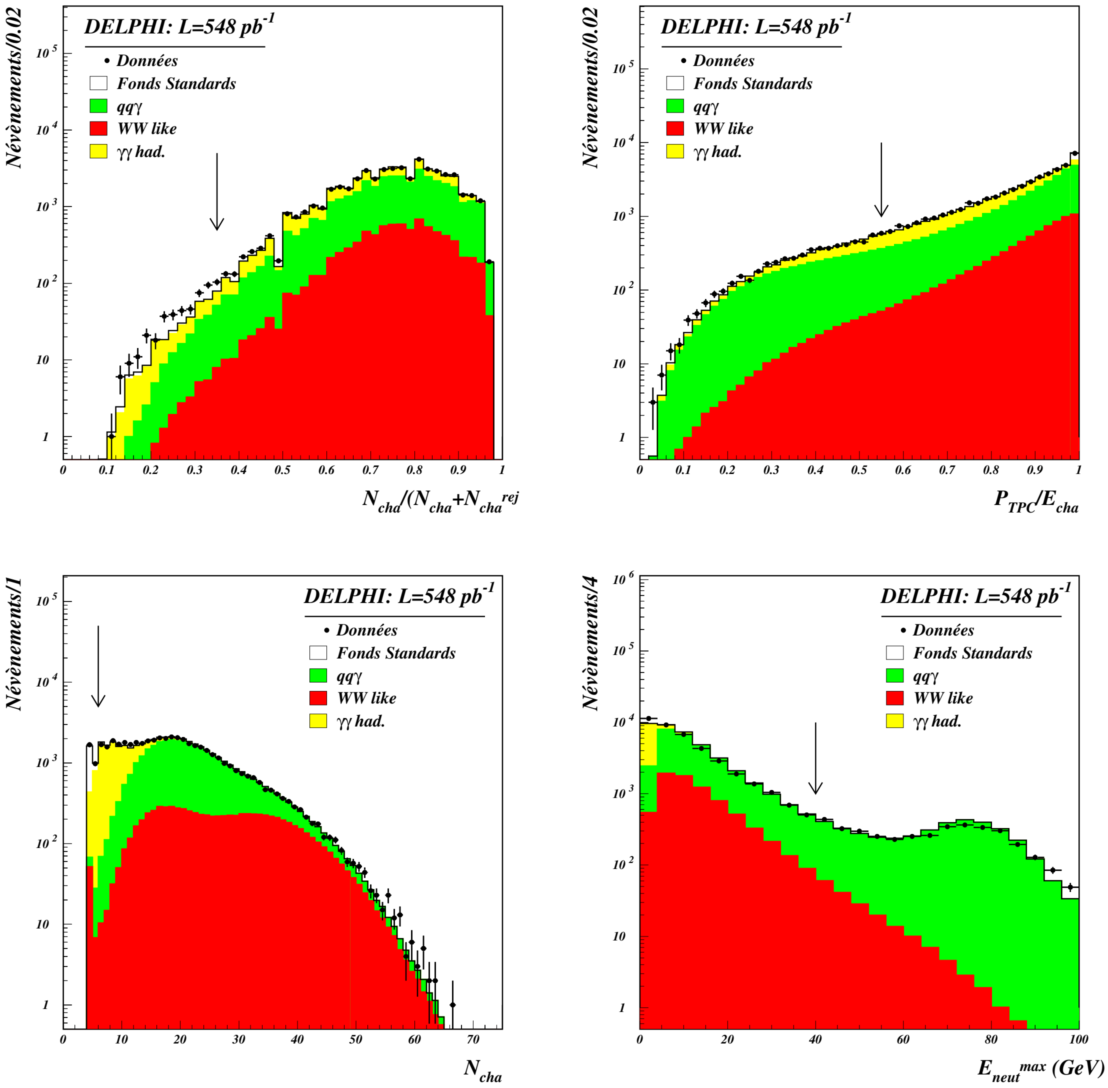


FIG. 7.5 – *Comparaison entre les données et simulation avant chaque coupure de la présélection. Les données collectées de 189 à 208 GeV sont sommées.*

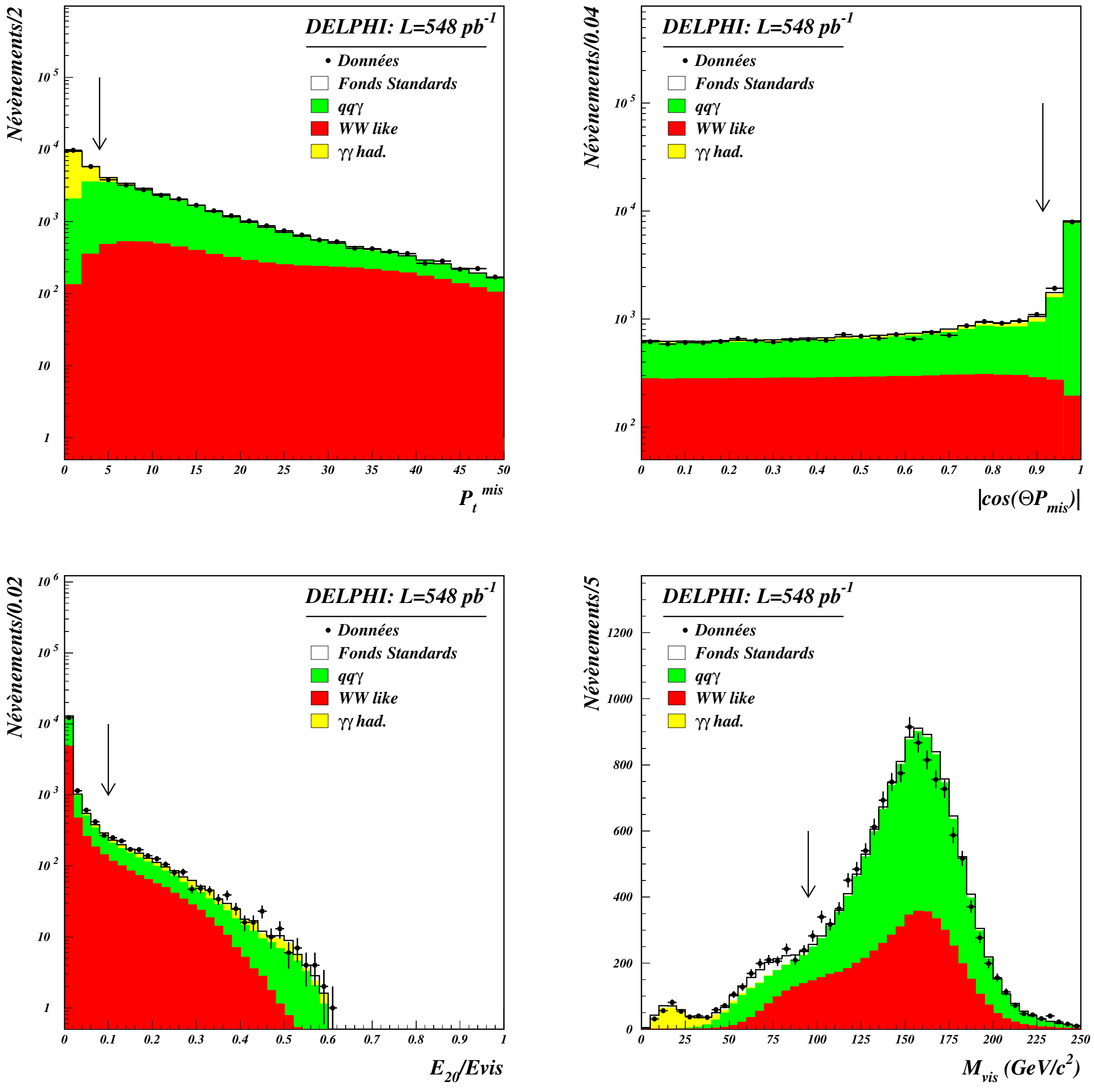


FIG. 7.6 – *Comparaison entre les données et simulation avant chaque coupure de la présélection. Les données collectées de 189 à 208 GeV sont sommées.*

7.4 Comparaison entre données et simulation au niveau de la présélection

Les figures 7.7, 7.8, 7.9 et 7.10 montrent la comparaison entre données et événements simulées après la présélection. Les histogrammes correspondent aux distributions de l'énergie visible, de l'énergie chargée, de la masse visible, du nombre total de particules, de la variable globale d'étiquetage de la beauté et de l'acoplanarité. Les signaux de production de squarks sont également montrés sur ces figures, mais ils ne sont pas normalisés par leur section efficace. Le but est de montrer les différences entre les distributions des signaux et des fonds standards. De manière générale, un accord très raisonnable entre les données et la simulation est observé. L'utilisation de PYTHIA 6.143 pour simuler les interactions $\gamma\gamma$ hadroniques permet une bonne normalisation de ce fond et la forme est également correcte. Ce n'était pas le cas lorsque ces analyses furent commencées quand TWOGAM était utilisé.

7.5 Réseaux de neurones et sélection finale

7.5.1 Réseaux de neurones utilisés

Les sélections finales sont effectuées grâce à des réseaux de neurones (cf chapitre 5.5). Quatre réseaux de neurones sont utilisés, correspondant aux analyses de recherche du stop et du sbottom pour $\Delta m > 20$ GeV/c^2 et $\Delta m \leq 20$ GeV/c^2. Chacun des réseaux est entraîné avec des événements squarks de la fenêtre de masse correspondante. Deux lots de quatre réseaux ont été entraînés. On a utilisé dans le premier lot des événements simulés à une énergie dans le centre de masse de 189 GeV pour analyser les données collectées en 1998 à 189 GeV. Les réseaux de neurones du deuxième lot ont été entraînés avec des événements simulés à 200 GeV et ils sont utilisés pour analyser les données enregistrées en 1999 et en 2000 à des énergies dans le centre de masse allant de 192 GeV à 208 GeV.
La structure des réseaux de neurones est toujours la même: une couche d'entrées avec 10 variables, une seule couche cachée contenant 10 noeuds et une couche de sortie composée de 3 neurones. Ces derniers correspondent aux trois types d'événement que les réseaux de neurones doivent identifier: le signal, les événements 2 et 4-fermions et les interactions $\gamma\gamma$ hadroniques (cf Tab. 7.4).

	sortie 1	sortie 2	sortie 3
Signal $\tilde{q}_1$	1	0	0
$\left\{ \begin{array}{l} 2-\text{fermions} \\ 4-\text{fermions} \end{array} \right.$	0	1	0
$\gamma\gamma \rightarrow$ hadrons	0	0	1

Tab. 7.4 – *Valeurs des noeuds de sortie utilisées lors de la phase d'entraînement des réseaux de neurones.*

45000 événements simulés ont été utilisés lors de la phase d'entraînement et 45000 autres événements pour la phase de validation. Ces nombres correspondent à 10000 événements squarks de la fenêtre de masse correspondante, 30000 événements 2 et 4-fermions et 5000 événements $\gamma\gamma$ hadroniques.

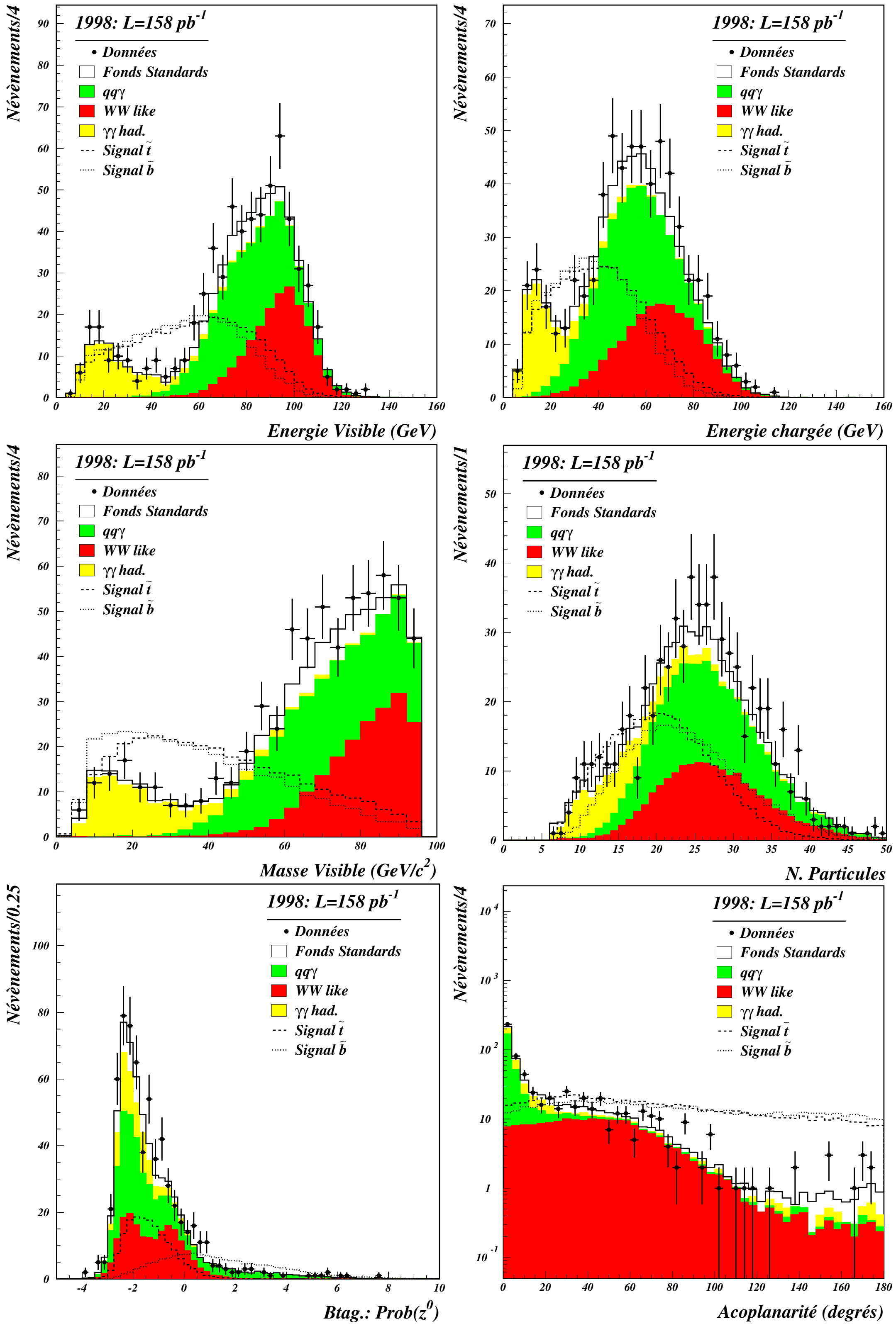


FIG. 7.7 – *Comparaisons entre les données collectées en 1998 à* $\sqrt{s}$ *=189 GeV et la simulation après la présélection.*

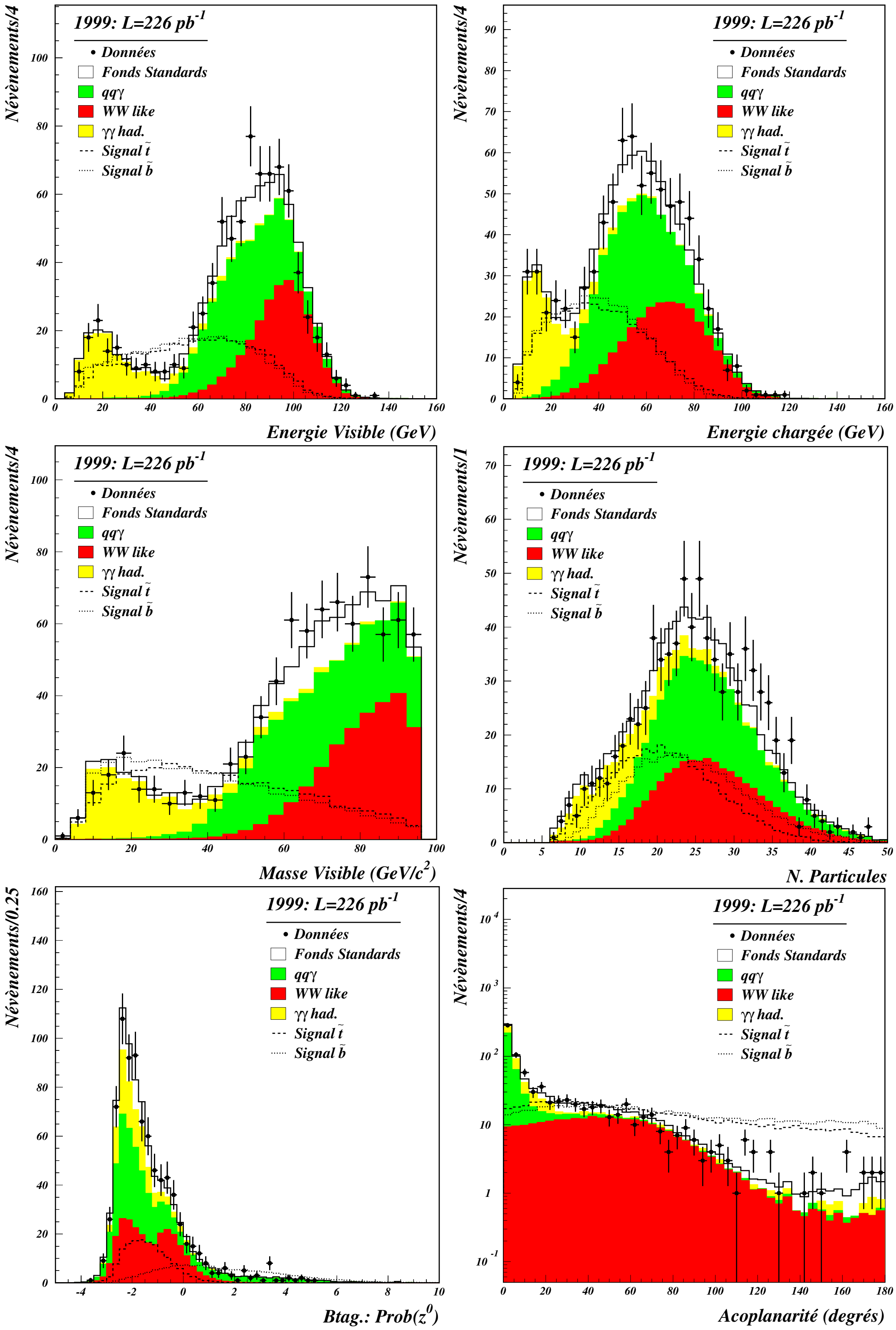


FIG. 7.8 – *Comparaisons entre les données collectées en 1999 à $\sqrt{s}$ =189, 192, 196 et 200 GeV et la simulation après la présélection.*

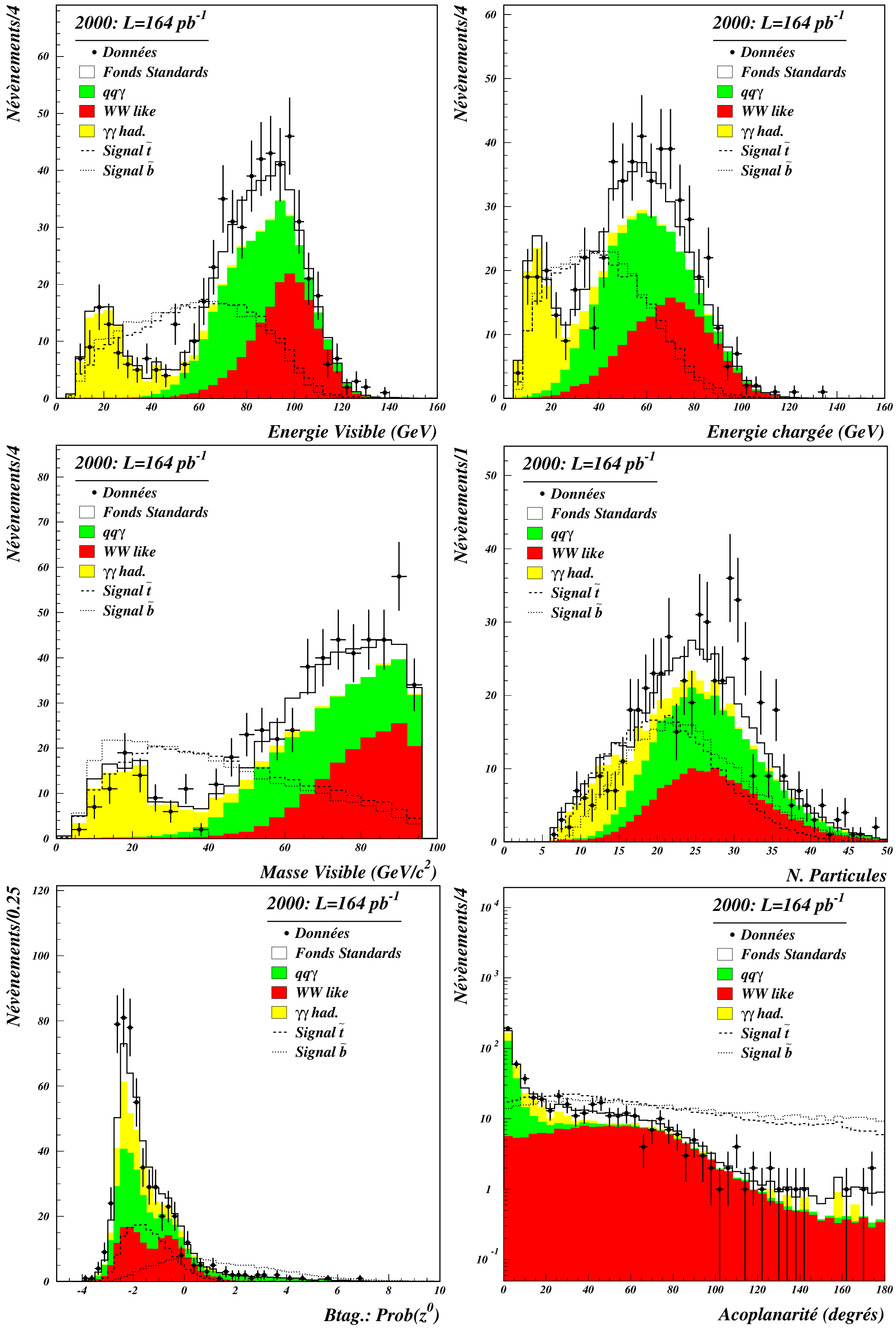


FIG. 7.9 – *Comparaisons entre les données collectées en 2000 à* $\sqrt{s} \in [204-208]$ *GeV et la simulation après la présélection.*

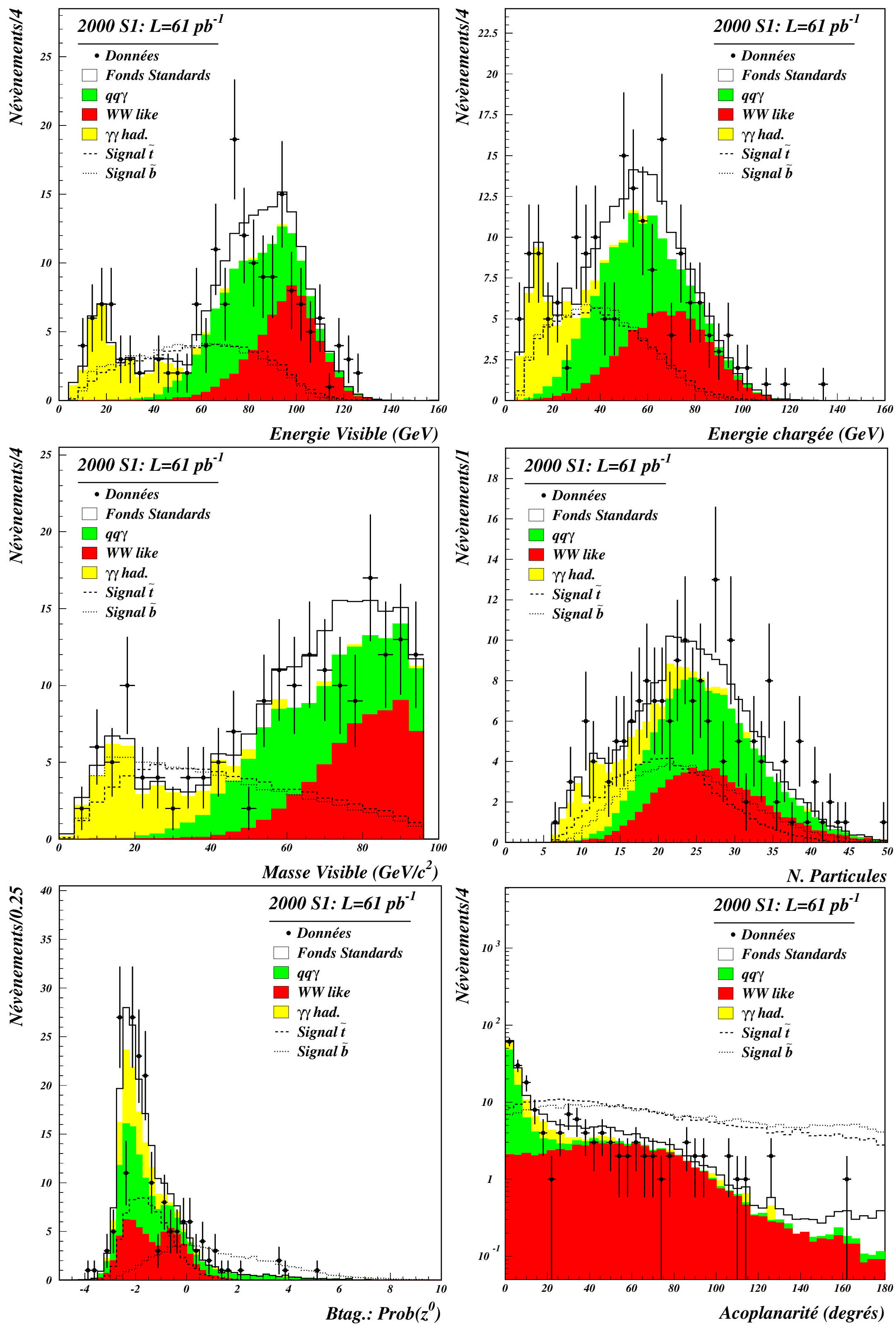


FIG. 7.10 – *Comparaisons entre les données collectées en 2000 (S1, secteur 6 de la TPC éteint) à* $\sqrt{s} \in [204 - 208]$ *GeV et la simulation après la préselection.*

7.5.2 Choix des variables d'entrée

Le programme SNNS utilisé pour l'entraînement des réseaux de neurones demande des variables d'entrée normalisées entre 0 et 1. Le choix de ces variables a fait l'objet de nombreux tests et une attention particulière a été donnée sur la réduction du nombre d'entrées.
Ces variables, que l'on numérotera de 1 à 10 pour la suite, sont:

- ▷ $var(1) = P_t^{mis}/E_{vis}$:
  Les événements squarks sont caractérisés par de grandes valeurs de P_t^{mis}/E_{vis} alors que les processus standards au niveau de la présélection ont des valeurs plus faibles.

- ▷ $var(2) = E_t/\sqrt{s}$:
  Les événements $\gamma\gamma$ sont caractérisés par de faibles valeurs d'énergie transverse, et les fonds 2 et 4-fermions par de grandes valeurs. Les signaux squarks ont eux des valeurs intermédiaires.

- ▷ $var(3) = M_{vis}/110$:
  De même, les événements $\gamma\gamma$ ont une masse visible faible alors qu'elle est grande pour les événements 2 et 4-fermions. Les signaux squarks ont eux des valeurs intermédiaires.

- ▷ $var(4) = M_{jet1}/E_{jet1} + M_{jet2}/E_{jet2}$:
  Pour des signaux squarks à grand Δm, la distribution de cette variable est légèrement piquée à 0,25 alors qu'elle est distribuée de 0,1 à 0,75 pour les fonds standards.

- ▷ $var(5)$ =L'angle entre les deux jets: $180° -$acolinéarité :
  Cette distribution est pratiquement plate pour des squarks produits au seuil cinématique. Pour des événements 2 et 4 fermions passant la présélection cette quantité est comprise entre 120° et 180°.

- ▷ $var(6) = 2 \times \sqrt{(P_t^{jet1})^2 + (P_t^{jet2})^2}/\sqrt{s}$:
  Les deux jets d'un événement squark sont en général dans la partie centrale du détecteur, et ont donc chacun des grandes impulsions transverses. Au contraire, les interactions $\gamma\gamma$ sont caractérisées par des jets à faible P_t.

- ▷ $var(7)$ =L'acoplanarité :
  C'est donc le complémentaire de l'angle entre les deux jets reconstruits dans le plan transverse à la direction du faisceau. Pour les événements de fonds standards, cette variable est piquée sur 0° alors que les événements de type signal ont de grandes valeurs d'acoplanarité.

- ▷ $var(8) = (H_1 + H_3)/2$:
  Où H_l sont les moments de Fox-Wolfram. Ils sont définis à partir de l'angle θ_{ij} entre deux particules i et j, des polynômes de Legendre P_l et de l'énergie visible E_{vis} comme:

$$H_l = \sum_{i,j} \frac{|\vec{P}_i|.|\vec{P}_j|}{E_{vis}^2} P_l(\cos\theta_{ij}) \qquad (7.2)$$

  Ces quantités caractérisent la forme des événements. Un événement deux jets dos à dos ($q\bar{q}$) a des valeurs de H_1 et de H_3 proche de 0. Pour des signaux squarks où Δm est grand, la distribution de cette variable est piquée à 0,45 alors qu'elle s'étale de 0,1 à 0,6 pour les fonds standards.

▷ $var(9) = |\theta_{\vec{P}_{mis}} - 90°|/90°$:
Les événements $q\bar{q}(\gamma)$ et $\gamma\gamma$ ont un moment manquant pointant dans les régions avant du détecteur alors que celui des signaux squarks est plutôt dirigé dans la région centrale du détecteur.

▷ $var(10) = (Pr_{2j}^{Z^0} + 4)/6$:
Cette variable (cf chapitre 5.2) identifie les événements contenant des quarks b. Dans le cas du sbottom, elle permet d'isoler le signal des événements $\gamma\gamma$, 4-fermions et $q\bar{q}(\gamma)$ où $q \neq b$ qui contiennent peu ou pas de quarks b. Dans le cas du stop, elle est utilisée pour rejeter les événements qui contiennent des quarks beaux et elle permet une légère discrimination entre quarks c et uds.

Les distributions de ces variables pour les données et les événements simulées ($\sqrt{s}$ =189 à 208 GeV) sont montrées sur les figure 7.11 et 7.12. Les matrices de covariance T_{ij} et de corrélation C_{ij} sont définies à partir des variables $x^i = var(i)$:

$$T_{ij} = \sum_{k=1}^{n} \frac{(x_k^i - \bar{x^i})(x_k^j - \bar{x^j})}{n} \tag{7.3}$$

$$C_{ij} = \frac{T_{ij}}{\sqrt{T_{ii}T_{jj}}} \tag{7.4}$$

La matrice de corrélation entre les variables d'entrée des réseaux de neurones est montrée dans le tableau 7.5 pour les données réelles collectées à 189 GeV. Cette matrice est sensiblement la même pour les événements simulés, et elle ne change pratiquement pas lorsque $\sqrt{s}$ augmente. On remarquera que certaines variables sont très corrélées comme l'énergie transverse (var(2)), la masse visible (var(5)) et $\sqrt{(P_t^{jet1})^2 + (P_t^{jet2})^2}$ (var(6)). Les réseaux de neurones sont capables de tenir compte de telles corrélations lors de la phase d'entraînement.

	var(1)	var(2)	var(3)	var(4)	var(5)	var(6)	var(7)	var(8)	var(9)	var(10)
var(1)	1,0000	0,2277	-0,0680	-0,0335	-0,5028	0,3161	0,5872	0,6048	-0,4661	0,0139
var(2)	-	1,0000	0,9041	-0,0720	-0,0248	0,9655	0,1507	0,1038	-0,2146	0,1852
var(3)	-	-	1,0000	-0,0059	0,1661	0,8283	0,0462	-0,1371	-0,1355	0,1726
var(4)	-	-	-	1,0000	0,0322	-0,2071	0,2544	-0,3495	-0,2464	-0,0010
var(5)	-	-	-	-	1,0000	-0,0220	-0,4669	-0,7509	-0,2313	-0,0217
var(6)	-	-	-	-	-	1,0000	0,0709	0,2090	-0,2083	0,1830
var(7)	-	-	-	-	-	-	1,0000	0,1854	-0,4205	-0,0039
var(8)	-	-	-	-	-	-	-	1,0000	0,2473	0,0177
var(9)	-	-	-	-	-	-	-	-	1,0000	0,0154
var(10)	-	-	-	-	-	-	-	-	-	1,0000

TAB. 7.5 – *Matrice de corrélation des 10 variables d'entrée des réseaux de neurones pour les données réelles collectées à 189 GeV.*

On peut calculer les poids des différentes variables dans la décision du réseaux de neurones. Avec les notations du chapitre 5.5, on définit la contribution S_i de chaque variable d'entrée comme:

$$S_i = \frac{\sum_{j=1}^{N_c} |W_{ij}^{ec}|}{\sum_{i=1}^{N_e} \sum_{j=1}^{N_c} |W_{ij}^{ec}|} \tag{7.5}$$

La figure 7.13 montre les valeurs de ces coefficients pour les réseaux de neurones entraînés à une énergie dans le centre de masse de 200 GeV. On voit que, dans tous les cas, la variable la plus discriminante est la masse visible des événements.
Pour les grands Δm, on remarque que les contributions des variables sont sensiblement les mêmes pour le stop et pour le sbottom. Les trois variables ayant le plus grand poids sont la masse visible, l'acoplanarité et P_t/E_{vis}. La contribution de la variable d'étiquetage des quarks beaux est, comme on s'y attendait, moins déterminante pour le stop que pour le sbottom.
A faible Δm, les contributions des variables sont également semblables pour le stop et pour le sbottom. La masse visible, $\sqrt{(P_t^{jet1})^2 + (P_t^{jet2})^2}$, l'énergie transverse et l'acoplanarité sont les quatre variables contribuant le plus. La variable globale d'étiquetage des quarks b joue un rôle moins important dans cette fenêtre de masse.

7.5.3 Sorties des réseaux de neurones

Les figures 7.14, 7.15 , 7.16 et 7.17 montrent les sorties des quatre réseaux de neurones pour les données et la simulation de 1998, 1999, 2000 et 2000 (S1) respectivement. Seule la sortie correspondant au neurone du signal est montrée puisque la somme des trois noeuds de sortie vaut environ un. Les signaux squarks de l'analyse correspondante sont également présents sur ces histogrammes: ils ne sont pas normalisés par leur section efficace de production.
La distribution des fonds standards est donc bien piquée sur 0 alors que le signal est piqué sur 1. On voit que la composition du fond est différente suivant que l'on est à grand ou à petit Δm: le fond $\gamma\gamma$ est rapidement réduit pour $\Delta m > 20$ GeV/c^2, alors que c'est le fond dominant pour $\Delta m \leq 20$ GeV/c^2. Le recouvrement entre signal et bruit de fonds est plus important dans le cas du stop que dans celui du sbottom: cette différence provient principalement de la présence de quarks b dans la désintégration du sbottom.
On n'observe pas d'excès d'événements réels dans la région proche de 1 sur toutes les sorties des réseaux de neurones. La figure 7.18 montre le nombre d'événements réels et simulés en fonction de l'efficacité de détection d'un signal squark. Cette présentation des résultats permet de mieux voir un éventuel excès. En ce qui concerne ces analyses, on observe un accord entre données et événements simulés tout au long de la sortie des réseaux de neurones.

7.5.4 Sélection finale des événements

La sélection finale des événements est effectuée par une coupure sur le noeud de sortie des réseaux de neurones correspondant au signal. Les quatre coupures à effectuer pour les analyses stop et sbottom et pour Δm supérieur ou inférieur à 20 GeV/c^2 sont différentes selon les données analysées. Elles sont définies pour:

- les données collectées en 1998 à $\sqrt{s}$ =189 GeV.
- les données collectées en 1999 à des énergies allant de 192 à 202 GeV.
- les données collectées en 2000 lorsque le secteur 6 de la TPC fonctionne.
- les données collectées en 2000 lorsque le secteur 6 de la TPC est éteint (S1).

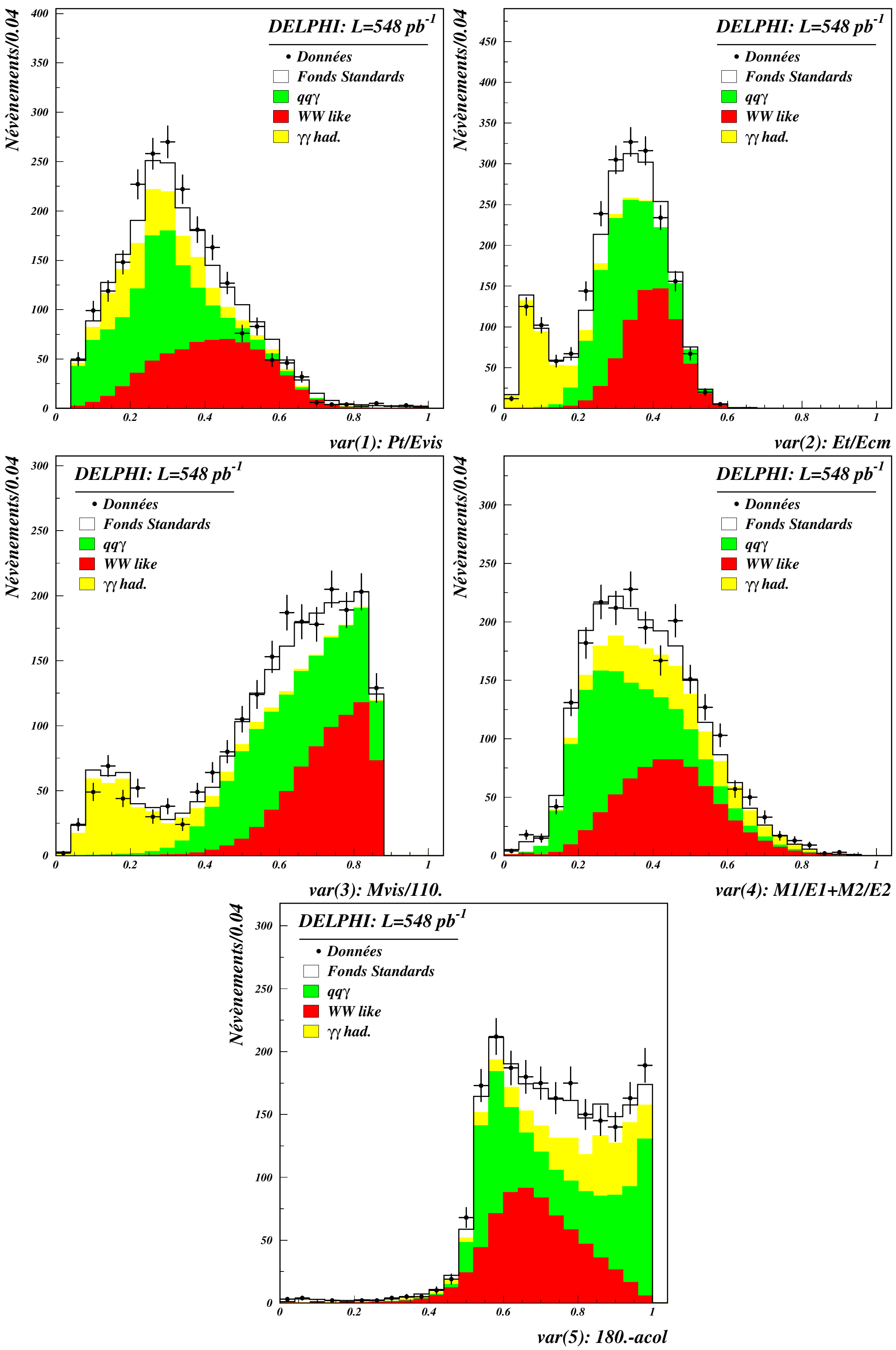


FIG. 7.11 – *Variables d'entrée des réseaux de neurones. Les données prises de 189 à 208 GeV sont sommées dans les histogrammes.*

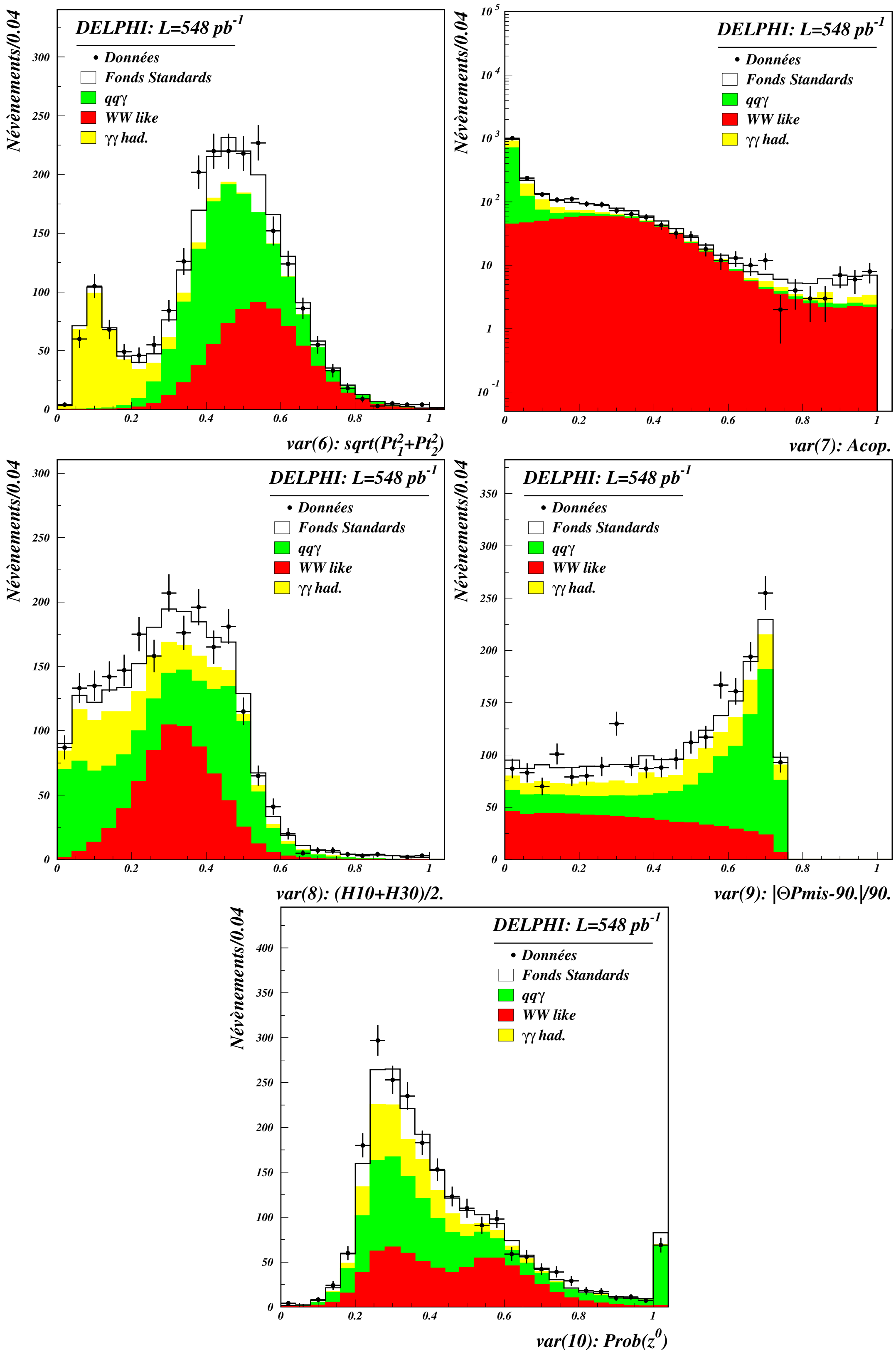


FIG. 7.12 – *Variables d'entrée des réseaux de neurones. Les données prises de 189 à 208 GeV sont sommées dans les histogrammes.*

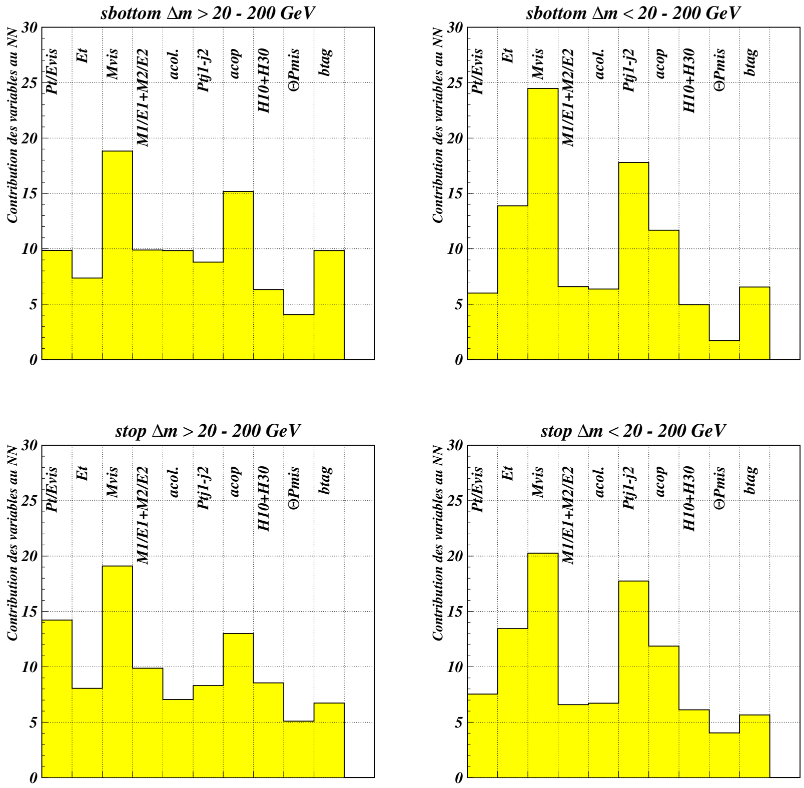


FIG. 7.13 – *Contribution des 10 variables d'entrée dans la décision des réseaux de neurones entrainés à $\sqrt{s}$ =200 GeV.*

L'optimisation des coupures est effectuée uniquement sur les événements simulés. La procédure utilisée est la suivante:

– Les points dans le plan ($m_{\tilde{q}_1}$,$m_{\tilde{\chi}^0_1}$) choisis pour la définition et l'optimisation des coupures sont (90,0) pour les analyses à grands Δm, et (90,80) pour les analyses à petits Δm. Les sections efficaces de production de ces signaux sont calculées avec le programme SUSYGEN pour l'angle de mélange des squarks donnant le découplage au Z^0 ($\sim$ section efficace minimale).

– La valeur de sortie des réseaux de neurones est incrémentée avec un pas fixe (0,004) entre 0,8 et 1. Pour chacune de ces valeurs de coupure, les contributions des processus du Modèle standard et les efficacités de détection des signaux squarks sont calculées.

– A partir du nombre d'événements simulés, de l'efficacité de détection du signal et de la section efficace de production, on peut calculer avec le programme ALRMC le niveau de confiance attendu $CL_s^{exp.}$ de l'hypothèse de présence du signal. Cette quantité est donc calculée en fonction de la valeur de coupure sur les réseaux de neurones.

– La valeur de sortie du réseau de neurones donnant la plus grande valeur de $1 - CL_s^{exp.}$ définit la valeur de la coupure.

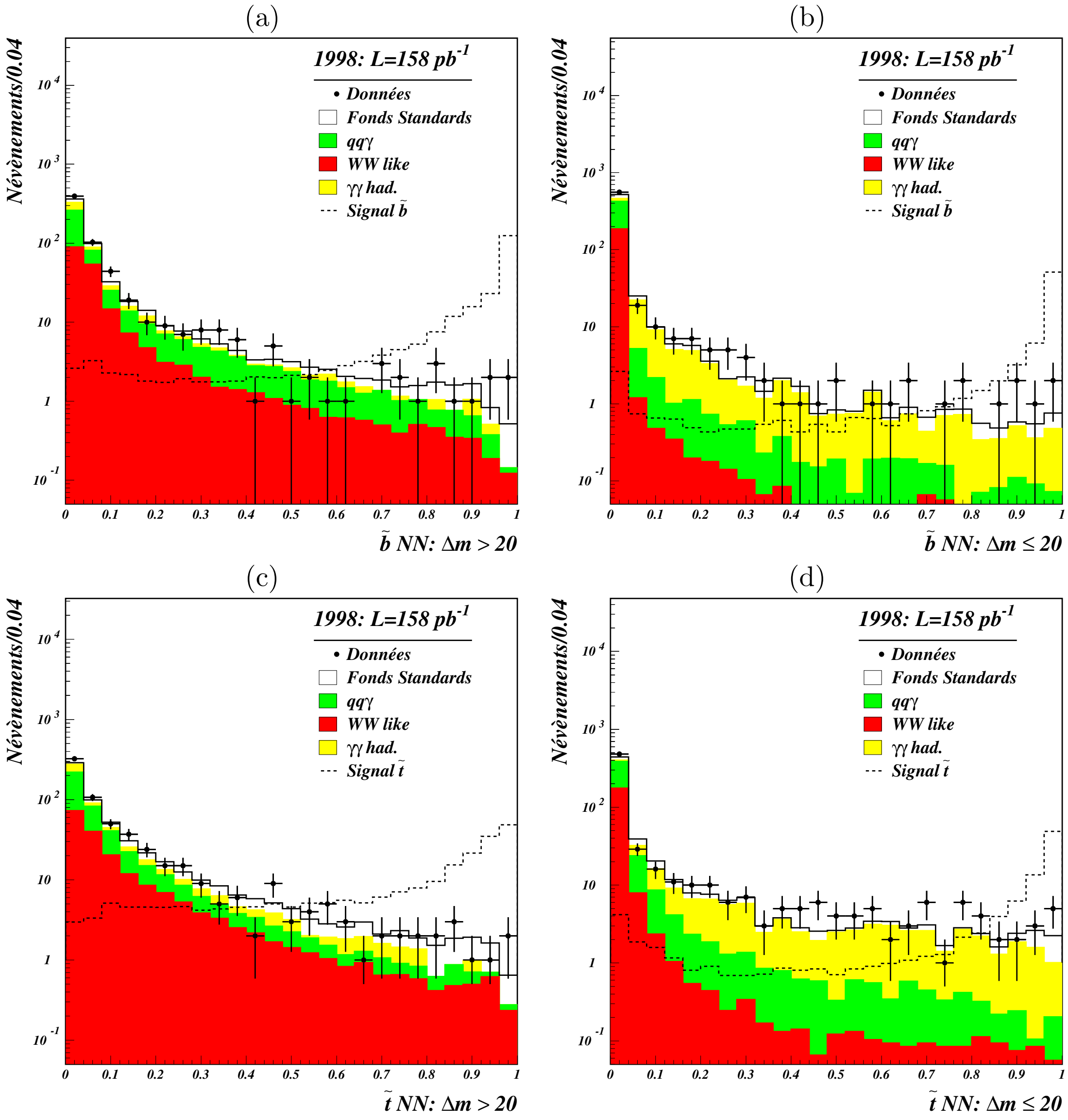


FIG. 7.14 – *Données 1998: sorties des réseaux de neurones des quatre analyses: (a) sbottom* $\Delta m > 20$ GeV/c^2, *(b) sbottom* $\Delta m \leq 20$ GeV/c^2, *(c) stop* $\Delta m > 20$ GeV/c^2, *(d) stop* $\Delta m \leq 20$ GeV/c^2.

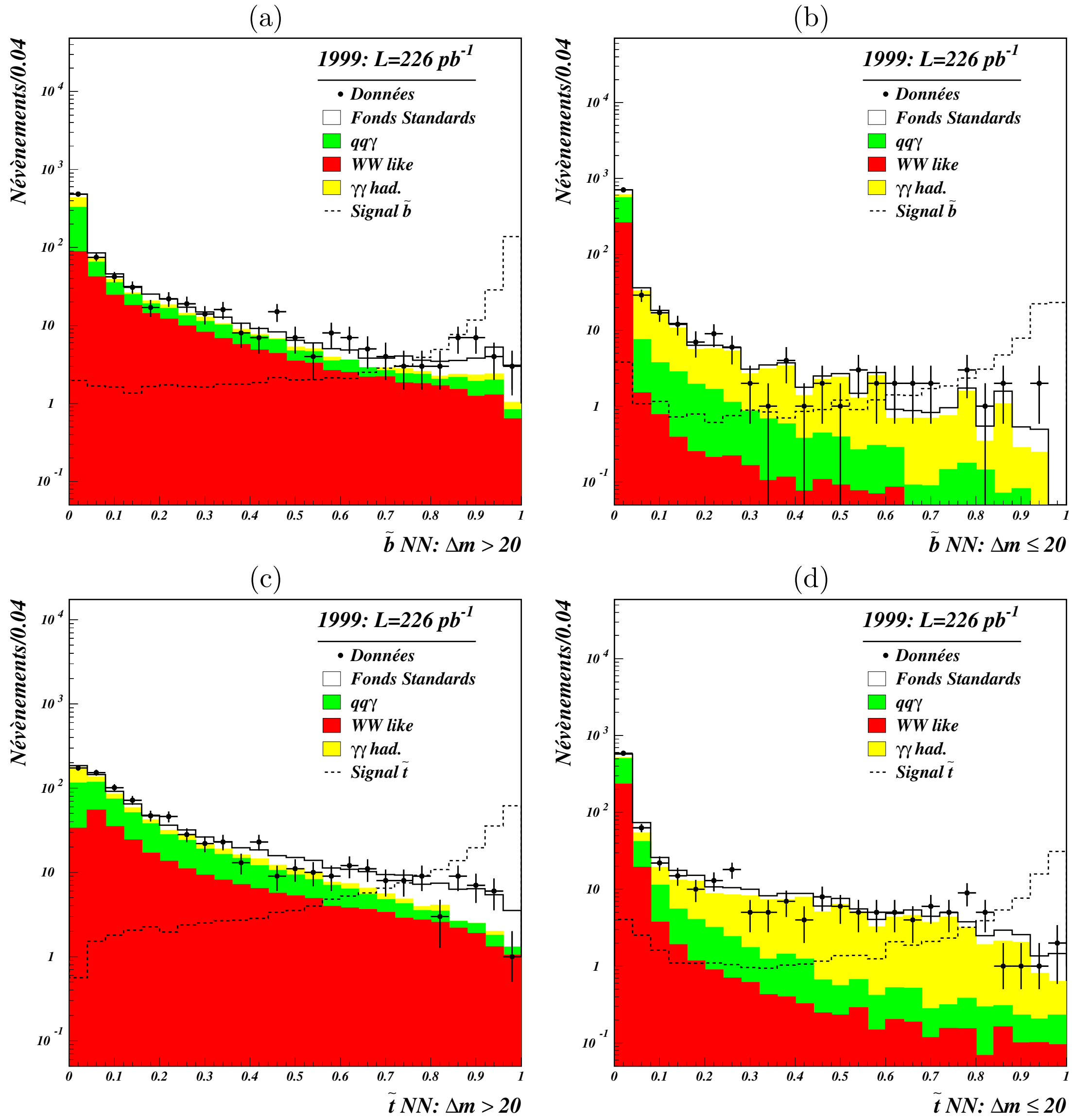


FIG. 7.15 – *Données 1999: sorties des réseaux de neurones des quatre analyses: (a) sbottom* $\Delta m > 20$ GeV/c^2*, (b) sbottom* $\Delta m \leq 20$ GeV/c^2*, (c) stop* $\Delta m > 20$ GeV/c^2*, (d) stop* $\Delta m \leq 20$ GeV/c^2*.*

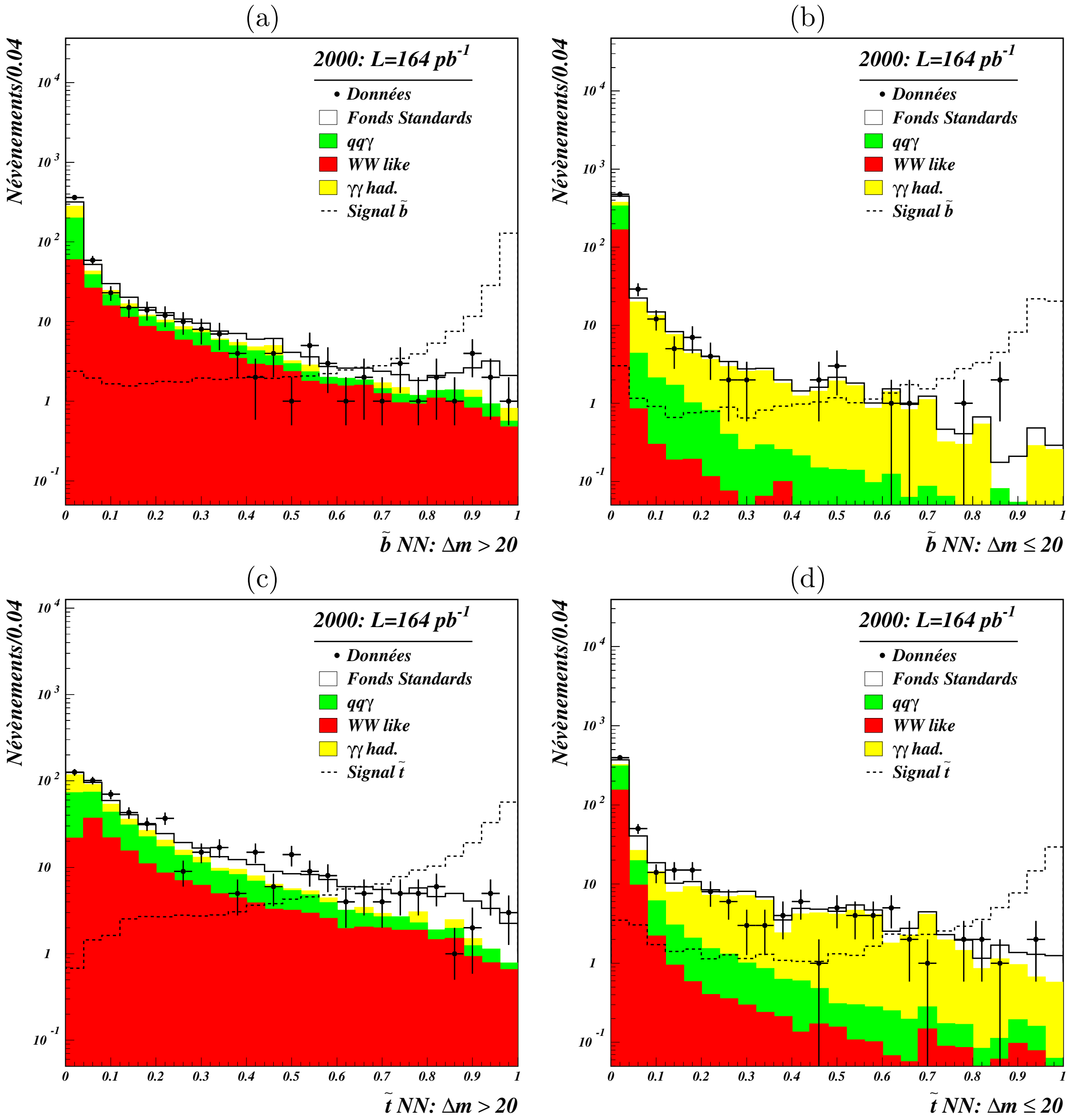


FIG. 7.16 – *Données 2000: sorties des réseaux de neurones des quatre analyses: (a) sbottom* $\Delta m > 20$ GeV/c^2*, (b) sbottom* $\Delta m \leq 20$ GeV/c^2*, (c) stop* $\Delta m > 20$ GeV/c^2*, (d) stop* $\Delta m \leq 20$ GeV/c^2*.*

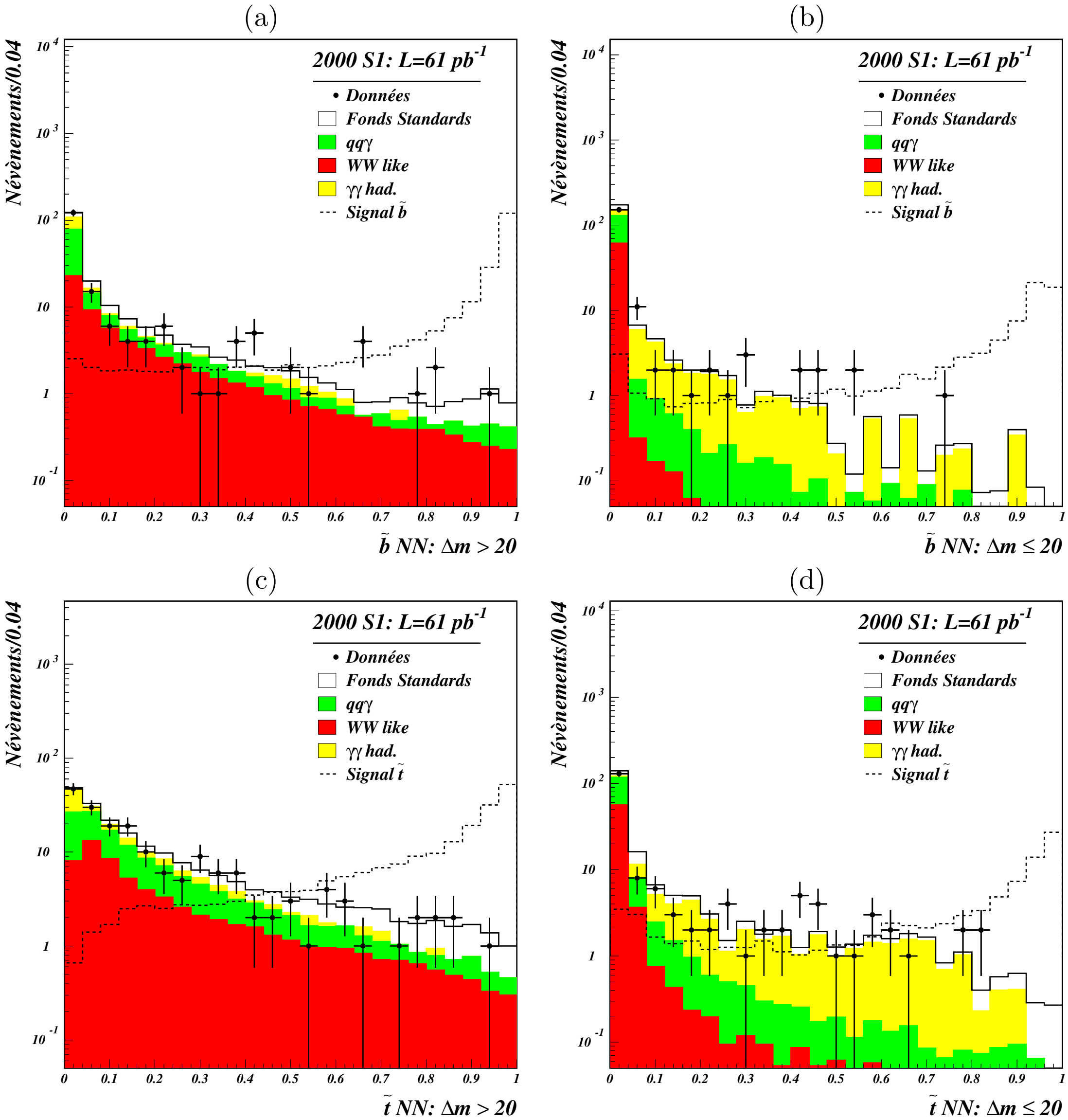


FIG. 7.17 – *Données 2000 S1: sorties des réseaux de neurones des quatre analyses: (a) sbottom* $\Delta m > 20$ GeV/c^2*, (b) sbottom* $\Delta m \leq 20$ GeV/c^2*, (c) stop* $\Delta m > 20$ GeV/c^2*, (d) stop* $\Delta m \leq 20$ GeV/c^2*.*

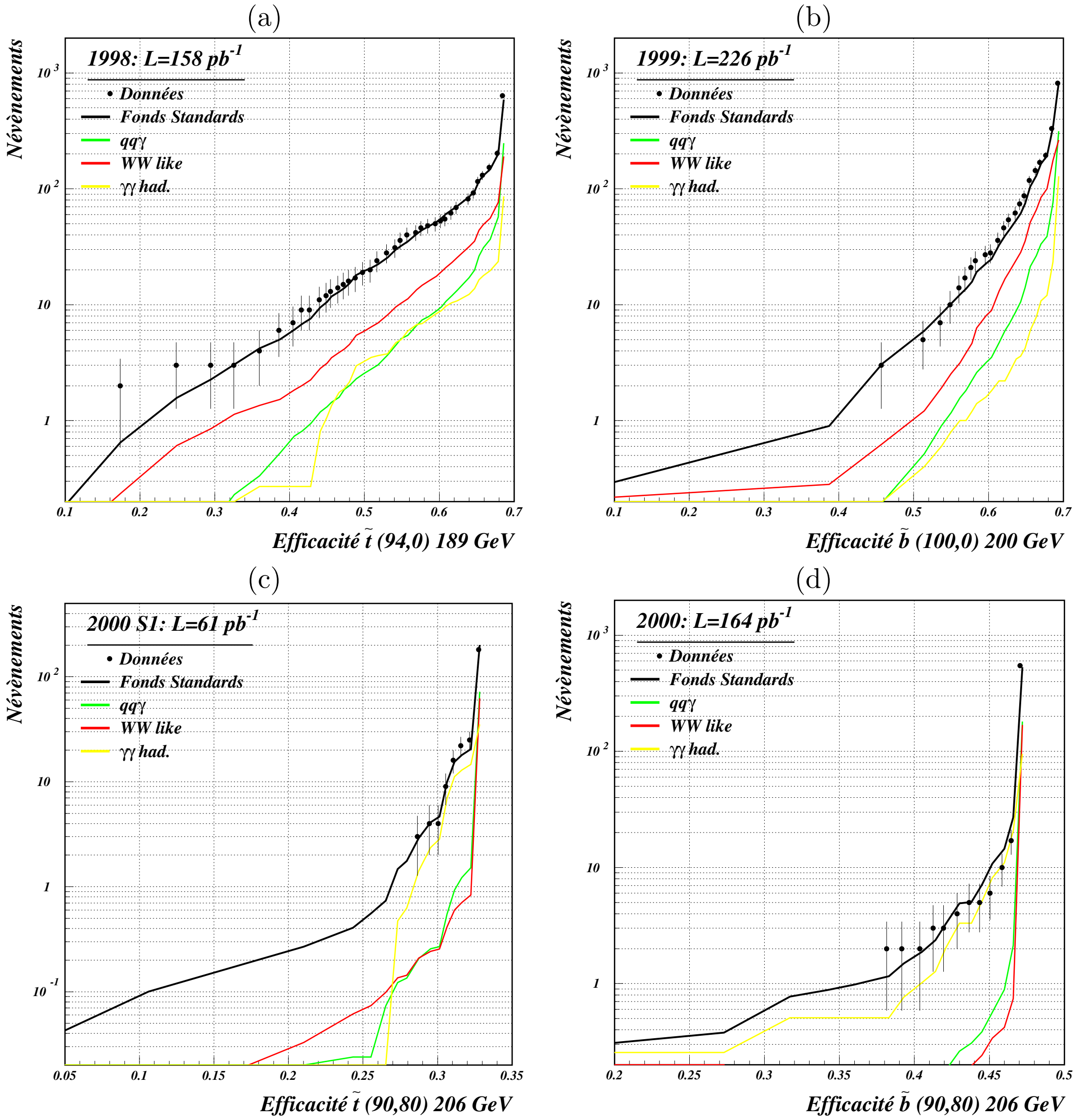


FIG. 7.18 – *Nombre d'événements en fonction de l'efficacité sur les signaux squarks: (a) Données 1998: analyse stop* $\Delta m > 20$ GeV/c^2, *(b) Données 1999: analyse sbottom* $\Delta m >$ 20 GeV/c^2 *(c) Données 2000 S1: analyse stop* $\Delta m \leq 20$ GeV/c^2, *(d) Données 2000: analyse sbottom* $\Delta m \leq 20$ GeV/c^2.

La figure 7.19 montre la distribution de $1 - CL_s^{exp.}$ en fonction de la coupure sur la sortie des réseaux de neurones, et le tableau 7.6 récapitule les valeurs des 16 coupures effectuées.

	sbottom		**stop**	
	$\Delta M > 20GeV/c^2$	$\Delta M \leq 20GeV/c^2$	$\Delta M > 20GeV/c^2$	$\Delta M \leq 20GeV/c^2$
1998	0,964	0,976	0,920	0,980
1999	0,988	0,904	0,936	0,928
2000	0,976	0,904	0,932	0,936
2000 S1	0,980	0,908	0,912	0,936

TAB. 7.6 – *Valeurs des coupures sur les sorties des réseaux de neurones en fonction des données analysées.*

La définition des coupures par maximisation de $1 - CL_s^{exp.}$ a été choisie car aucun excès significatif d'événements réels par rapport aux prédictions du Modèle Standard n'est observé, et ce, quelque soit la coupure sur les réseaux de neurones. L'interprétation des résultats des analyses se fait donc dans un cadre d'exclusion et non de découverte.
Plusieurs étapes doivent cependant être éclaircies.

– Tout d'abord, quatre lots de coupures sont définis en fonction de l'énergie dans le centre de masse des données analysées. Ce nombre provient de la nature des données collectées: la même version du programme de reconstruction est utilisée pour toutes les données d'un même lot (données, fonds standards et signaux simulés). De plus, les signaux squarks ont été générés à $\sqrt{s}$ =189 GeV, à $\sqrt{s}$ =200 GeV et à $\sqrt{s}$ =206 GeV pour les deux versions du programme de reconstruction. Ils correspondent ainsi aux quatre lots de coupures.

– L'optimisation des coupures se fait sur deux points particuliers, (90,0) pour les analyses à grands Δm, et (90,80) pour les analyses à petits Δm. Pour calculer $1 - CL_s^{exp.}$, on est obligé de choisir un point par fenêtre d'analyse de masse pour définir l'efficacité de détection du signal. Ces deux points ont été choisis car, en se plaçant au découplage au Z^0(section efficace minimale) et en prenant chaque analyse séparément, les valeurs de $1 - CL_s^{exp.}$ obtenues sont petites. On évite ainsi une saturation de $1 - CL_s^{exp.}$ à 100% sur toute la zone d'optimisation qui ne permettrait pas d'obtenir un vrai maximum.

– Le fait d'optimiser les analyses pour des masses élevées de squarks n'a pas une influence trop importante sur les faibles masses de squarks. En effet, la masse visible des événements dépend principalement de la différence de masse entre le squark et le neutralino, et non pas de la masse des squarks. De plus, la section efficace pour un squark de 40 GeV/c^2 est élevée. Sur toute la gamme d'optimisation des coupures, les efficacités de détection des signaux squarks de faible masse restent suffisamment élevées.

– L'influence de cette optimisation sur les résultats finaux est limitée une fois que l'on combine toutes les analyses de $\sqrt{s}$ =189 à 208 GeV. Cette méthode permet cependant de définir les coupures uniquement à partir des événements simulés, sans regarder les données. C'est donc un moyen de définir les coupures "en aveugle".

En combinant toutes les analyses de $\sqrt{s}$ =189 à 208 GeV, on observe 2 événements pour 2,10 événements attendus dans l'analyse sbottom pour $\Delta m > 20$ GeV/c^2 et 2 pour

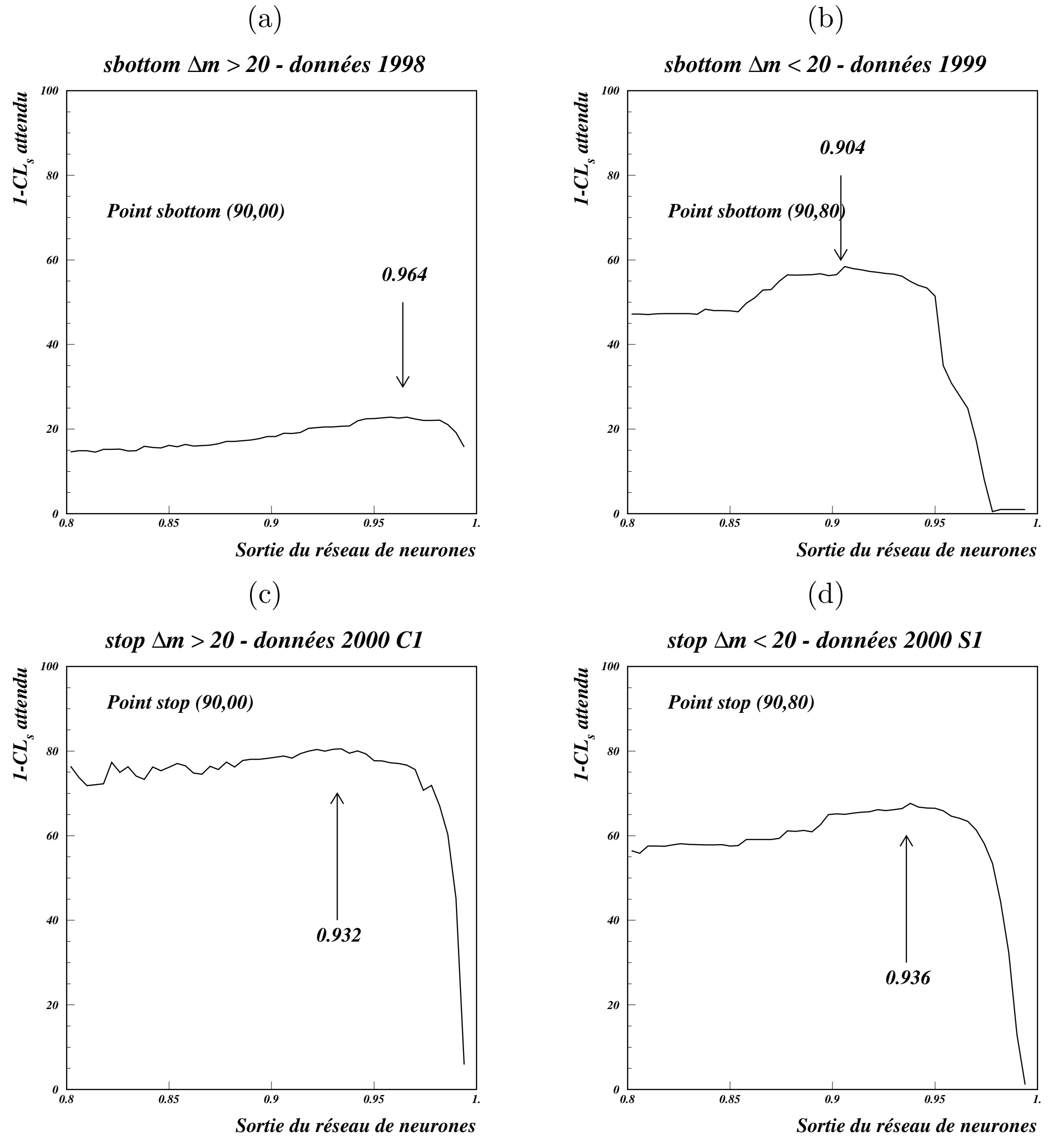


FIG. 7.19 – $1 - CL_S$ *attendu en fonction de la coupure sur la sortie des réseaux de neurones: (a) pour l'analyse sbottom* $\Delta m > 20\mathrm{GeV/c^2}$ *à* $\sqrt{s}$ *=189 GeV, (b) pour l'analyse sbottom* $\Delta m \leq 20\mathrm{GeV/c^2}$ *à* $\sqrt{s}$ *=192-202 GeV, (c) pour l'analyse stop* $\Delta m > 20\mathrm{GeV/c^2}$ *sur les données collectées en 2000, (d) pour l'analyse stop* $\Delta m \leq 20\mathrm{GeV/c^2}$ *sur les données collectées en 2000 (S1).*

2,12 pour $\Delta m \leq 20$ GeV/c^2. Dans le cas du stop, ces nombres sont 14 pour 16,0 pour $\Delta m > 20$ GeV/c^2, et 7 pour 5,34 pour $\Delta m \leq 20$ GeV/c^2. Les résultats sont donc en bon accord avec les prédictions du Modèle Standard (cf. Tab. 7.9). La figure 7.20 montre deux événements sélectionnés. Les efficacités de détection des signaux squarks varient entre 10 et 55% selon la masse du squark et du neutralino. Elles sont interpolées linéairement avec un pas de 1 GeV/c^{2}dans le plan ($m_{\tilde{\mathrm{q}}_1}$,$m_{\tilde{\chi}_1^0}$) (cf. Fig. 7.21 et 7.22) les efficacités du stop sont inférieures à celles du sbottom. Elles sont maximales pour les hautes masses de squarks et pour $\Delta m = 20$ GeV/c^2.

7.6 Erreurs statistiques

Les erreurs statistiques sur le nombre d'événements simulés et sur les efficacités de détection sont calculées à partir du nombre d'événements générés N_{gen}:

$$\epsilon_i = \sqrt{\frac{N}{N_{gen}}\mathcal{L}\sigma} \tag{7.6}$$

Les erreurs statistiques des différentes catégories d'événements simulés sont sommées quadratiquement pour obtenir l'erreur statistique totale.
Dans le cas du signal, 1000 événements par point ($m_{\tilde{\mathrm{q}}_1}$,$m_{\tilde{\chi}_1^0}$) ont été générés. 500 d'entre eux ont servi à l'entraînement des réseaux de neurones. Des tests ont montré que les efficacités obtenues avec les lots d'événements d'entraînement et d'analyse sont identiques. Les 1000 événements sont donc utilisés pour le calcul des efficacités de détection du signal afin de réduire les erreurs statistiques. Les événements de bruit de fonds du Modèle Standard ayant servis à l'entraînement des réseaux de neurones ne sont pas utilisés pour l'évaluation des bruits de fonds dans les analyses.

7.7 Erreurs systématiques

Le but est d'estimer les erreurs systématiques des analyses de recherche de squarks. Trois sortes d'erreurs systématiques ont été évaluées sur les événements simulés:

- Les erreurs systématiques provenant de la simulation imparfaite de la réponse du détecteur. Une méthode de repondérage des événements simulées est utilisée pour ce type d'erreur.
- Les erreurs systématiques provenant de la mauvaise simulation des processus du Modèle Standard. Pour les processus à 2 et 4-fermions dans l'état final, cette erreur est inférieure à 5% et a donc un effet très faible comparé à la première catégorie d'erreur systématique. Pour ces fonds, cette erreur systématique est donc négligée. En revanche, cette erreur systématique est évaluée pour les interactions $\gamma\gamma$ donnant des états finaux hadroniques.
- Les erreurs systématiques provenant de la simulation imparfaite des signaux squarks.

7.7.1 Problèmes de reconstruction

Afin d'estimer les problèmes de reconstruction du détecteur et leur influence sur les réseaux de neurones, une méthode de repondérage des événements simulés est développée. Elle n'est pas appliquée sur les signaux squarks. Les accords entre données et événements simulés sont

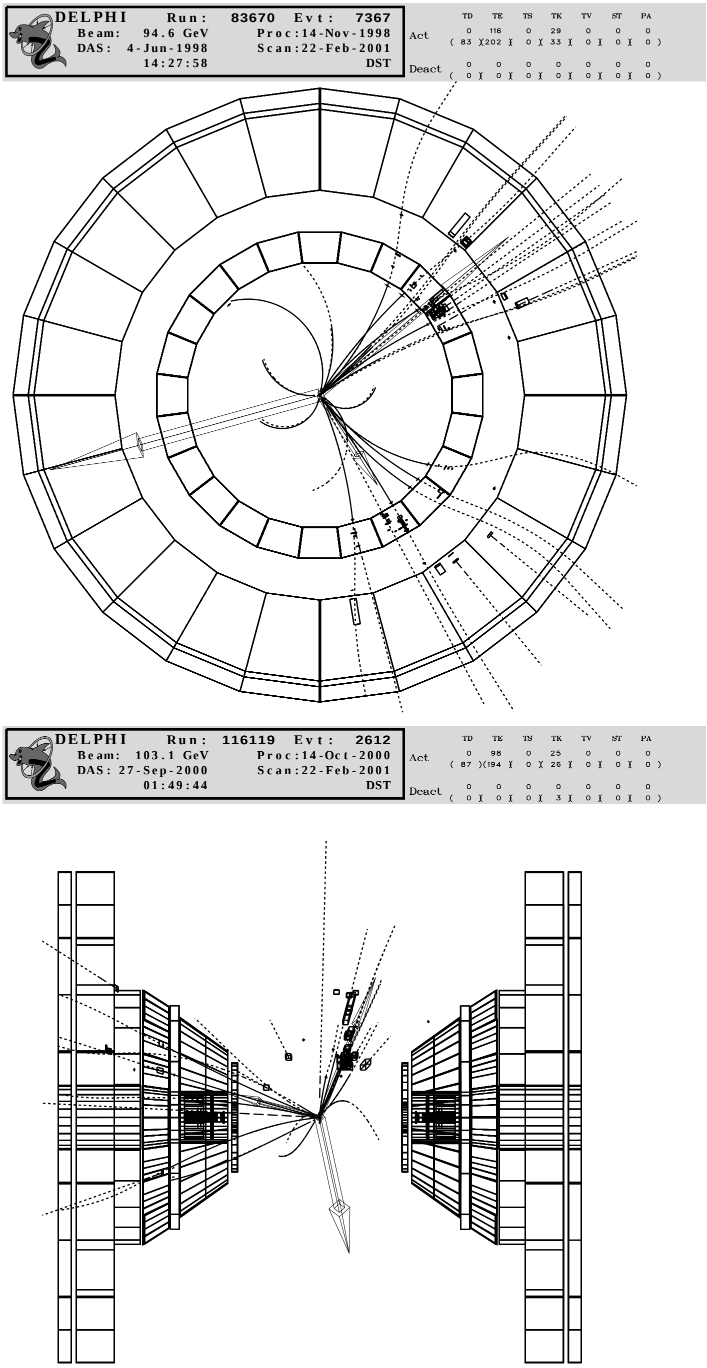


FIG. 7.20 – *Visualisation de deux événements sélectionnés par les analyses de recherche des squarks. L'événement du haut (plan xy) a été enregistré en 1998 à une énergie dans le centre de masse de 189 GeV. Il est sélectionné par les deux analyses stop et sbottom pour* $\Delta M \geq 20 GeV/c^2$*. L'événement du bas (plan zy) a été enregistré en 2000 à une énergie dans le centre de masse de 206,2 GeV. Il est sélectionné par l'analyse stop pour* $\Delta M \geq 20 GeV/c^2$*. La flêche isolée indique la direction du moment manquant.*

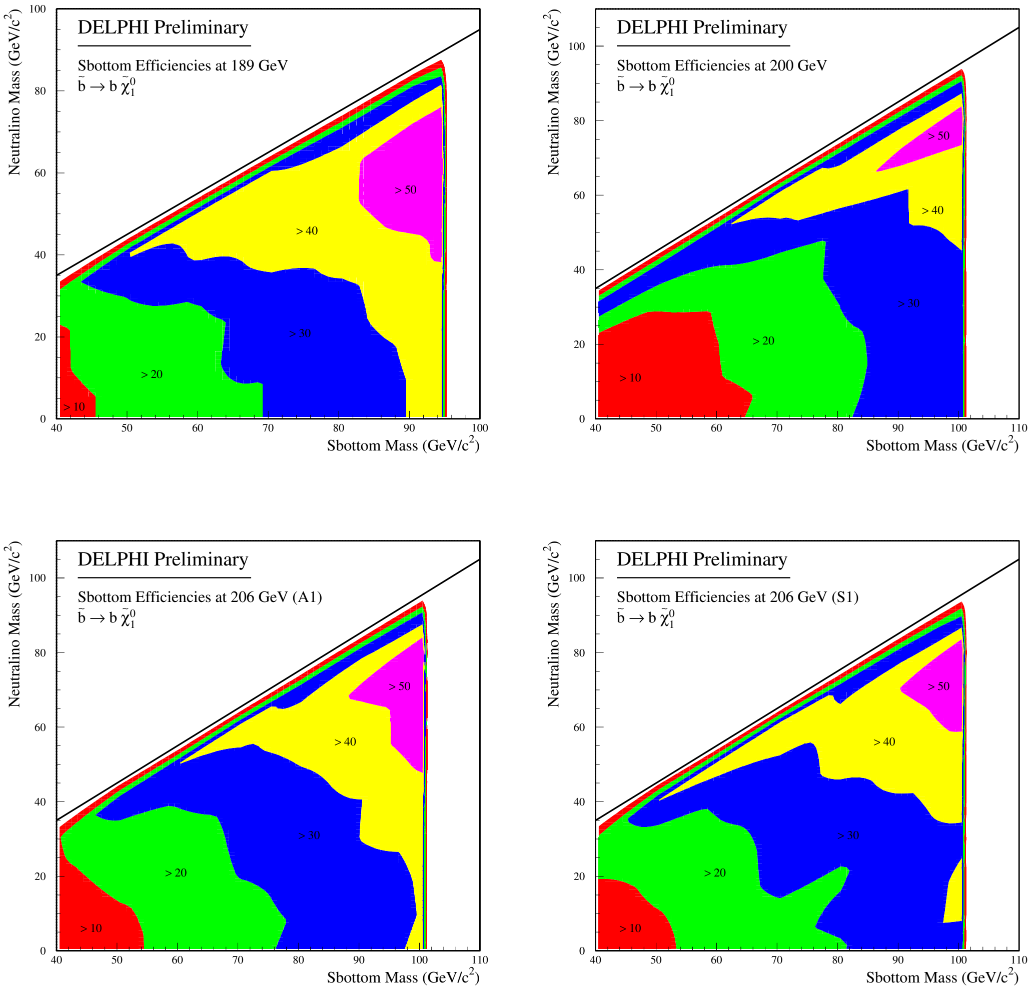


FIG. 7.21 – *Efficacités de détection des signaux sbottom interpolées avec un pas de 1* GeV/c^2 *dans le plan* ($m_{\tilde{b}_1}$,$m_{\tilde{\chi}^0_1}$).

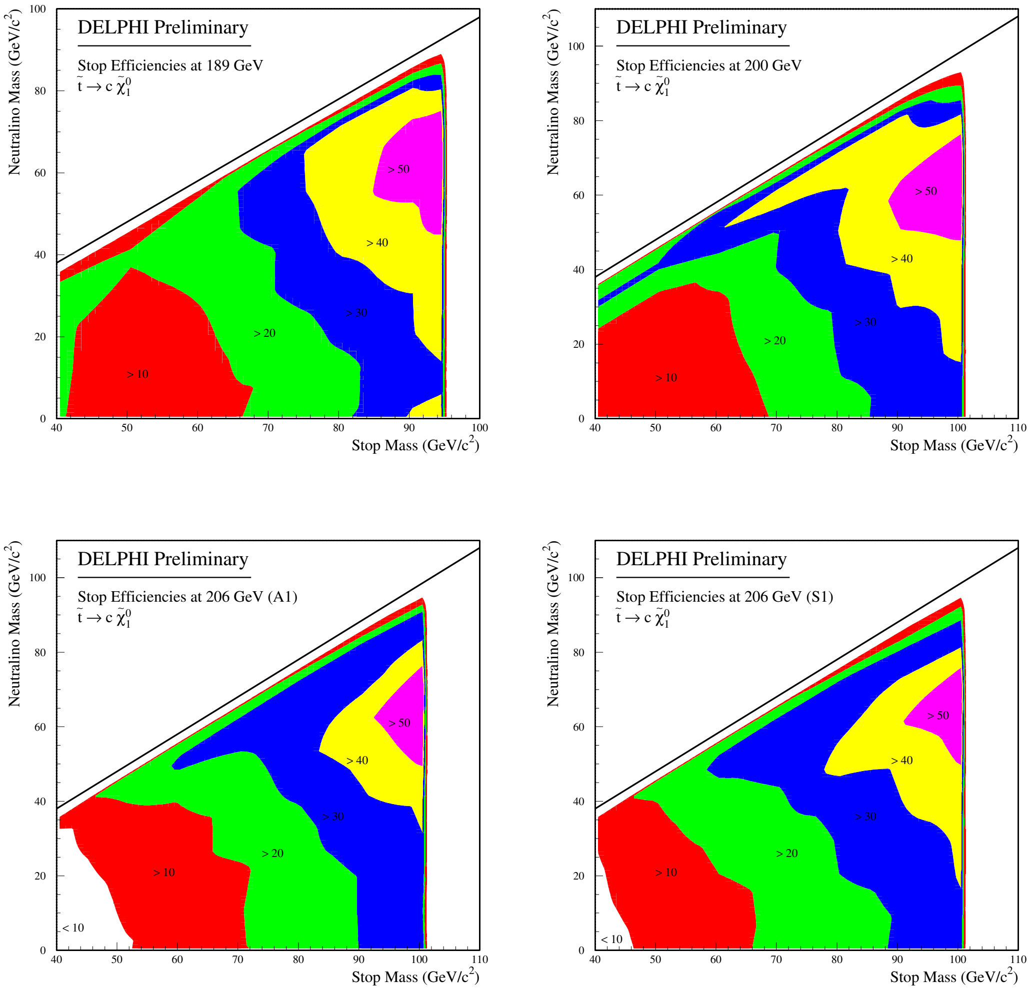


FIG. 7.22 – *Efficacités de détection des signaux stop interpolées avec un pas de 1* GeV/c^2 *dans le plan* ($m_{\tilde{t}_1}$,$m_{\tilde{\chi}^0_1}$).

corrects sur toute la phase de présélection des événements. Cette méthode est donc appliquée au niveau de sélection précédant la coupure sur les sorties des réseaux de neurones.

▷ A la présélection, les 10 variables d'entrée des réseaux de neurones (normalisées entre 0 et 1) sont séparées en 25 bins de largeur 0,04. Toutes les variables sont étudiées séparément.

▷ On calcule pour chaque bin d'une variable le facteur multiplicatif de normalisation qu'il faut appliquer aux poids des événements simulés pour avoir un accord parfait entre données et simulation (cf. Fig. 7.23).

$$F(i,j) = \frac{N_{data}(i,j) - N_{MC}(i,j)}{N_{MC}(i,j)} \tag{7.7}$$

où l'indice i caractérise le numéro de la variable (de 1 à 10) et l'indice j le bin de la variable (de 1 à 25). Ce facteur est calculé si le nombre d'événements simulés dans le bin est supérieur à 1% du nombre total d'événements simulés, et si le nombre d'événements réels dans le bin est supérieur à 0. Ces conditions sont nécessaires pour ne pas modifier intempestivement les queues de distribution faiblement peuplées.

▷ Pour les événements passant la coupure du réseau de neurones, le poids W de l'événement Monte-Carlo (égal à $\mathcal{L}\sigma/N_{gen}$) est multiplié par le facteur $F(i,j)$ du bin auquel il appartient. La contribution des fonds du Modèle Standard après la coupure sur le réseau de neurones est alors calculée avec ces nouveaux poids.

▷ On obtient donc 10 valeurs de l'estimation du fond après repondérage des événements simulés à la présélection ($N_{MC}(i)$), correspondant à chacune des variables d'entrée. La figure 7.24 montre ces valeurs comparées au nombre d'événements simulés obtenu sans repondération (N_{MC}).

▷ On définit alors une erreur systématique positive et une autre négative à partir de ces résultats:

$$\begin{aligned} \epsilon_+ &= \sqrt{\sum_{i,N_{MC}(i)>N_{MC}} (N_{MC}(i) - N_{MC})^2} \qquad (7.8) \\ \epsilon_- &= \sqrt{\sum_{i,N_{MC}(i)<N_{MC}} (N_{MC}(i) - N_{MC})^2} \end{aligned}$$

Cette méthode est effectuée pour chacune des 9 analyses dépendant de l'énergie dans le centre de masse et pour chacun des quatre réseaux de neurones. Cependant, comme les variables d'entrée et la présélection des événements sont identiques pour toutes les fenêtres d'analyse de masse, les poids $F(i,j)$ n'ont besoin d'être calculés qu'une seule fois pour les analyses à une énergie dans le centre de masse donnée. Avec cette technique, on ne modifie pas les événements sélectionnés, et les sorties des réseaux de neurones n'ont pas à être recalculées.
Les erreurs relatives sur le nombre d'événements simulés, obtenues avec cette méthode varient entre 15 et 60% selon les analyses et l'énergie dans le centre de masse. Il est clair que de tels nombres surestiment l'erreur systématique provenant de la simulation imparfaite du détecteur. Un moyen de s'en convaincre est de regarder les valeurs du tableau 7.7. Une fois qu'une variable a été corrigée pour obtenir un accord parfait entre données et simulation, on peut regarder

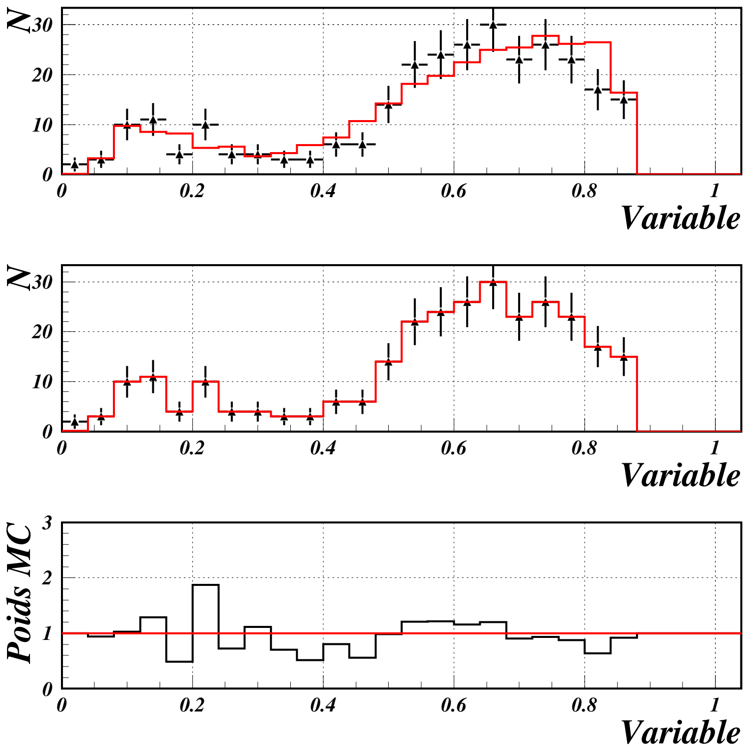


FIG. 7.23 – *Exemple de repondération des événements simulés à la présélection pour une des 10 variables d'entrée des réseaux de neurones. L'histogramme du haut correspond à la distribution originale des données et de la simulation. L'histogramme du milieu représente cette même distribution après repondérage des événements simulés. Enfin, l'histogramme du bas montre la valeur des poids appliqués pour chaque bin.*

l'effet de ce repondérage sur les autres variables. La première ligne du tableau 7.7 montre les valeurs du test de Kolmogorov [4] obtenues sur les variables d'entrée des réseaux de neurones (à $\sqrt{s}$ =189 GeV). Ce test prend des valeurs proches de 1 lorsque les distributions des données et des événements simulés sont semblables, et proches de 0 lorsqu'elles sont très différentes. Les lignes suivantes de ce tableau correspondent aux valeurs de ce même test obtenues une fois que la variable de la ligne correspondante à été corrigée. On observe que dans pratiquement tous les cas, la correction d'une variable permet d'améliorer l'accord entre données et simulation des autres variables. En faisant la somme quadratique des erreurs de toutes les variables, on surestime donc l'erreur systématique totale. Le fait d'étudier les variables séparément et donc de ne pas tenir compte des corrélations entre les variables n'est pas forcément un problème. Prenons les deux variables les plus corrélées: l'énergie transverse et $\sqrt{(P_t^{jet1})^2 + (P_t^{jet2})^2}$. La correction de la première variable est pratiquement identique à la correction de la deuxième. Ces deux variables étant très corrélées, ceci veut dire que l'on compte deux fois la même erreur.

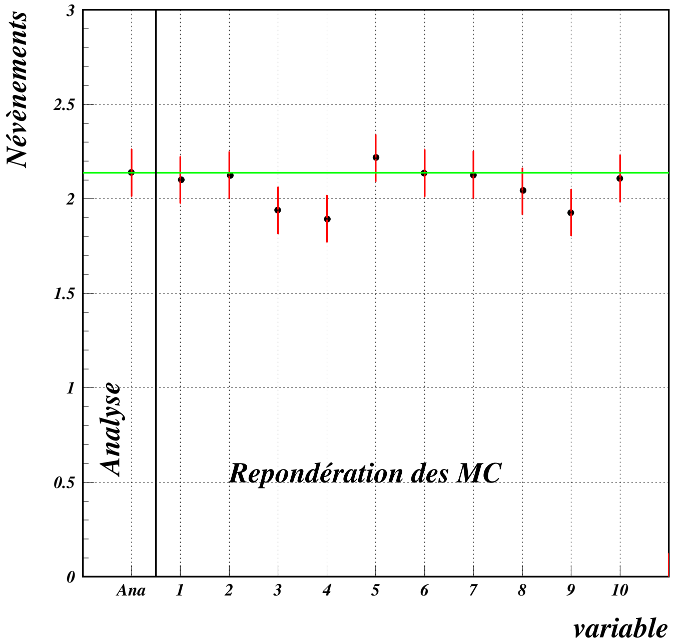


FIG. 7.24 – *Résultats de la méthode de repondération des événements simulés pour l'analyse de recherche de stop à $\sqrt{s}$ =200 GeV pour $\Delta m >$ 20 GeV/c^2. Le nombre d'événements simulés à la fin de l'analyse est montré en fonction de la variable repondérée.*

	var(1)	var(2)	var(3)	var(4)	var(5)	var(6)	var(7)	var(8)	var(9)	var(10)
Presel.	0,613	0,276	0,625	0,439	0,876	0,415	0,920	0,801	0,145	0,872
var(1)	1,000	0,547	0,920	0,527	0,984	0,715	0,987	0,869	0,363	0,966
var(2)	0,969	1,000	0,984	0,628	0,926	0,992	0,987	0,978	0,478	0,991
var(3)	0,817	0,884	1,000	0,496	0,990	0,866	0,996	0,858	0,246	0,981
var(4)	0,718	0,338	(0,605)	1,000	0,972	0,664	0,998	0,989	(0,107)	0,970
var(5)	(0,571)	0,313	0,788	0,671	1,000	0,518	1,000	(0,638)	0,237	0,985
var(6)	0,956	0,973	0,951	0,768	0,919	1,000	0,978	0,963	0,321	0,970
var(7)	0,789	0,424	0,815	0,670	0,983	0,597	1,000	0,958	0,200	0,989
var(8)	0,832	0,388	0,772	0,784	0,964	0,582	0,999	1,000	0,176	0,984
var(9)	0,993	0,654	0,949	0,457	1,000	0,786	1,000	0,861	1,000	0,994
var(10)	0,697	0,336	0,767	0,531	0,942	0,489	0,980	0,901	0,177	1,000

TAB. 7.7 – *Résultats du test de Kolmogorov entre les distributions des données et de la simulation à $\sqrt{s}$ =200 GeV. La première ligne correspond aux distributions non-corrigées. Les lignes suivantes montrent la valeur du test pour les distributions des variables var(i) en abscisse, lorsque la variable de la ligne correspondante a été corrigée. Les parenthèse indique que la valeur du test obtenu après correction est inférieure à la valeur initial.*

7.7.2 Simulation des interactions $\gamma\gamma$

Afin d'estimer l'erreur systématique provenant de la mauvaise simulation des interactions $\gamma\gamma$ donnant des hadrons, on compare les prédictions des deux générateurs PYTHIA et TWO-

GAM au niveau de la présélection. En combinant tous les événements de 189 à 208 GeV, TWOGAM donne un nombre d'événements attendus inférieur à PYTHIA et une différence relative de 15% entre ces deux générateurs est observée. Comme nous l'avons montré au chapitre 6.6, on sait que TWOGAM sous-estime le fond $\gamma\gamma$ dans le cas où aucun électron initial n'est détecté, alors que PYTHIA permet une bonne description de ces événements. Une erreur relative de 15% sur l'estimation du fond $\gamma\gamma$ hadronique est une valeur conservative. Cette valeur est donc utilisée.
Cette erreur est combinée quadratiquement avec les erreurs précédentes correspondant à la simulation imparfaite de la réponse du détecteur.

7.7.3 Simulation des signaux squarks

Afin d'étudier les erreurs systématiques sur les efficacités de détection des signaux squarks, de nouveaux lots d'événements Monte-Carlo ont été générés dans le cas du stop.
Le générateur d'événement Monte-Carlo STOPGEN a été utilisé pour générer des lots d'évènements où l'on a fait varier la valeur $\epsilon_{\tilde{t}}$, régulant la fragmentation et l'hadronisation du stop [2].
SUSYGEN a également été utilisé afin de simuler des événements sans l'hadronisation et sans l'émission de gluon du stop. Ces événements ont été passés dans le programme de simulation et de reconstruction du détecteur DELPHI. Trois nouveaux types d'événements ont ainsi été simulés à $\sqrt{s}$ =189, 200 et 206 GeV:

- $\epsilon_{\tilde{t}}$ =0,05: dans ce cas, on sous-estime l'hadronisation du stop. Pour de faibles différences de masse entre le squark et le neutralino, l'énergie visible est donc moins importante. On s'attend donc à des efficacités inférieures.
- $\epsilon_{\tilde{t}}$ =0,5: dans ce cas, on surestime l'hadronisation du stop. Pour les faibles Δm, l'énergie visible est plus élevée et on s'attend à des efficacités de détection plus importantes.
- SUSYGEN: ce générateur est utilisé pour simuler le cas extrême où le stop ne s'hadronise pas.

Les analyses par réseaux de neurones ont été appliquées sur ces lots d'événements. Les efficacités de détection sont comparées aux valeurs obtenues avec le générateur utilisé dans DELPHI et dans les analyses.
La figure 7.25a montre le rapport $(Effi^{DELPHI} - Effi^{N})/Effi^{DELPHI}$ pour $\Delta m \leq 10$ GeV/c^2, pour une masse de stop de 90 GeV/c^2 et pour $\epsilon_{\tilde{t}}$ =0,05 et 0,5. On vérifie donc bien que les efficacités de détection sont plus importantes lorsque $\epsilon_{\tilde{t}}$ =0,5 et que $\epsilon_{\tilde{t}}$ =0,05 donne une valeur inférieure. Pour $\Delta m \leq 10$ GeV/c^2, une différence relative moyenne de 10% est observée entre le générateur de DELPHI et STOPGEN avec $\epsilon_{\tilde{t}}$ =0,05. Cette valeur est choisie comme erreur systématique sur la modélisation des signaux stop pour $\Delta m \leq 10$ GeV/c^2.
Pour $\Delta m > 10$ GeV/c^2, les résultats du générateur de DELPHI sont comparés aux prédictions de STOPGEN et de SUSYGEN. On voit sur la figure 7.25b que pour cette fenêtre de masse, les différences entre les générateurs sont plus faibles. Ceci provient du fait que les effets de l'hadronisation du stop sont moins importants pour cette fenêtre de masse. Une différence relative moyenne de 7% est calculée entre tous les signaux. Cette valeur est utilisée comme erreur systématique moyenne pour $\Delta m > 10$ GeV/c^2.

2. On rappelle que la valeur standard de $\epsilon_{\tilde{t}}$ obtenue par extrapolation de ϵ_b est 0,0875

Aucun signal sbottom n'a été généré avec un autre générateur que SUSYGEN. Le sbottom ne s'hadronisant pas avant de se désintégrer, l'erreur systématique de modélisation du signal sbottom doit être inférieure à celle du stop. La valeur de 7% obtenue pour le stop pour $\Delta m > 10$ GeV/c^2 est donc conservée pour le sbottom quel que soit Δm.

	$\Delta m \leq 10$ GeV/c^2	$\Delta m > 10$ GeV/c^2
stop	10%	7%
sbottom	7%	7%

TAB. 7.8 – *Erreurs systématiques relatives sur les efficacités de détection des signaux squarks.*

(a) (b)

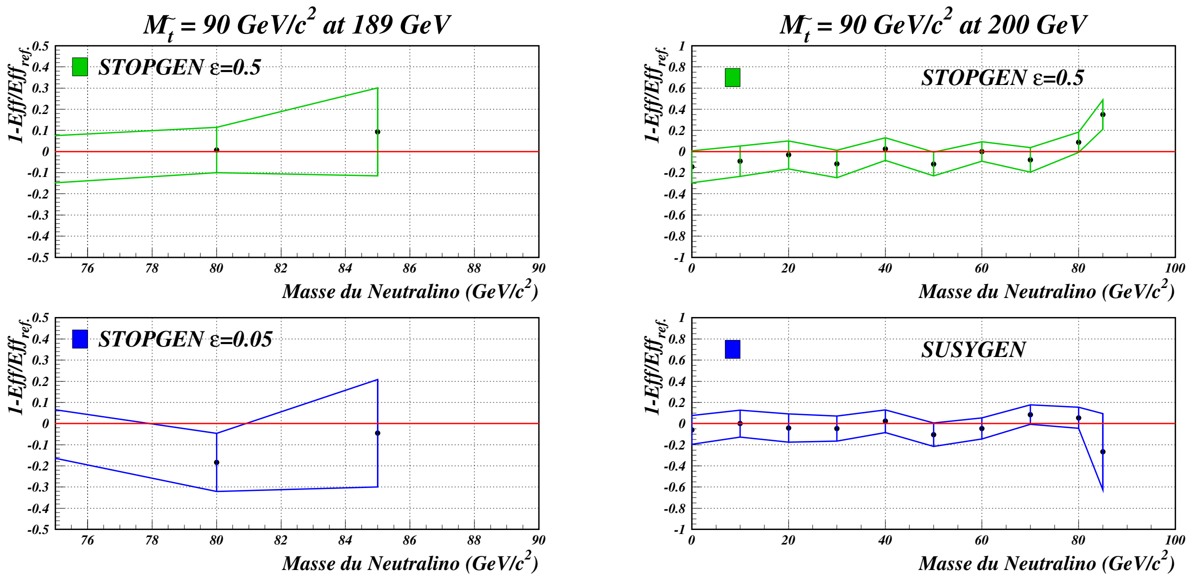


FIG. 7.25 – *Différences relatives sur les efficacités de détection des signaux stop. (a) pour* $\Delta m \leq 10$ GeV/c^2*, le générateur de DELPHI est comparé à STOPGEN avec* $\epsilon_{\tilde{t}}$ *=0,05 et 0,5. (b) pour* $\Delta m > 10$ GeV/c^2*, le générateur de DELPHI est comparé à STOPGEN avec* $\epsilon_{\tilde{t}}$ *=0,5 et à SUSYGEN.*

7.8 Résultats et interprétations

Les nombres d'événements sélectionnés par les différentes analyses de recherche des squarks sont montrés dans le tableau 7.9 avec les erreurs statistiques et systématiques correspondantes. Les résultats obtenus sont en bon accord avec les prédictions du Modèle Standard. Les efficacités interpolées avec un pas de 1 GeV/c^2 dans le plan ($m_{\tilde{q}_1}$,$m_{\tilde{\chi}_1^0}$) ont déjà été montrées sur les figures 7.21 et 7.22. Les erreurs systématiques relatives sur l'efficacité de détection des signaux squarks sont montrées dans le tableau 7.8.

A partir de ces résultats, on va calculer le niveau de confiance de l'hypothèse de présence du signal pour chaque point dans le plan ($m_{\tilde{t}_1}$,$m_{\tilde{\chi}_1^0}$). Cette interprétation des résultats est

Analyse Sbottom				
	$\mathbf{\Delta M \geq 20GeV/c^2}$		$\mathbf{\Delta M < 20GeV/c^2}$	
	Donnés	Simulation	Données	Simulation
188,7	2	$0,43 \pm 0,08^{+0,12}_{-0,03}$	1	$0,47 \pm 0,20^{+0,19}_{-0,05}$
191,6	0	$0,052 \pm 0,009^{+0,02}_{-0,02}$	0	$0,063 \pm 0,024^{+0,01}_{-0,03}$
195,6	0	$0,17 \pm 0,04^{+0,03}_{-0,03}$	1	$0,22 \pm 0,08^{+0,02}_{-0,07}$
199,6	0	$0,14 \pm 0,03^{+0,02}_{-0,03}$	0	$0,27 \pm 0,08^{+0,05}_{-0,3}$
201,7	0	$0,074 \pm 0,02^{+0,03}_{-0,01}$	1	$0,13 \pm 0,04^{+0,04}_{-0,03}$
204,8	0	$0,49 \pm 0,05^{+0,05}_{-0,06}$	0	$0,43 \pm 0,17^{+0,05}_{-0,23}$
206,6	0	$0,36 \pm 0,04^{+0,07}_{-0,03}$	0	$0,38 \pm 0,17^{+0,13}_{-0,16}$
208,1	0	$0,050 \pm 0,007^{+0,073}_{-0,001}$	0	$0,037 \pm 0,017^{+0,063}_{-0,008}$
206,5 S1	0	$0,33 \pm 0,04^{+0,01}_{-0,10}$	0	$0,12 \pm 0,03^{+0,02}_{-0,05}$
Total	2	$2,1 \pm 0,12^{+0,17}_{-0,13}$	3	$2,12 \pm 0,34^{+0,25}_{-0,42}$

Analyse Stop				
	$\mathbf{\Delta M \geq 20GeV/c^2}$		$\mathbf{\Delta M < 20GeV/c^2}$	
	Donnés	Simulation	Données	Simulation
188,7	3	$2,28 \pm 0,22^{+0,78}_{-0,01}$	3	$0,87 \pm 0,21^{+0,28}_{-0,02}$
191,6	2	$0,92 \pm 0,11^{+0,17}_{-0,40}$	0	$0,27 \pm 0,07^{+0,01}_{-0,10}$
195,6	0	$2,35 \pm 0,22^{+0,34}_{-0,24}$	3	$0,78 \pm 0,15^{+0,08}_{-0,20}$
199,6	1	$2,14 \pm 0,13^{+0,07}_{-0,39}$	0	$0,91 \pm 0,16^{+0,13}_{-0,11}$
201,7	1	$1,16 \pm 0,07^{+0,49}_{-0,12}$	0	$0,49 \pm 0,08^{+0,18}_{-0,12}$
204,8	5	$2,00 \pm 0,11^{+0,34}_{-0,28}$	0	$0,75 \pm 0,18^{+0,07}_{-0,42}$
206,6	1	$2,32 \pm 0,11^{+0,43}_{-0,10}$	1	$0,78 \pm 0,18^{+0,16}_{-0,27}$
208,1	0	$0,19 \pm 0,01^{+0,26}_{-0,01}$	0	$0,076 \pm 0,018^{+0,14}_{-0,003}$
206,5 S1	1	$2,67 \pm 0,11^{+0,01}_{-0,89}$	0	$0,41 \pm 0,04^{+0,03}_{-0,18}$
Total	14	$16,03 \pm 0,41^{+1,2}_{-1,1}$	7	$5,34 \pm 0,41^{+0,43}_{-0,60}$

TAB. 7.9 – *Nombres d'événements réels et simulés sélectionnés par les analyses de recherche de squarks. Pour les événements simulés, la première erreur est statistique et les deux suivantes sont les erreurs systématiques*

effectuée pour deux hypothèses. Dans un premier temps, les sections efficaces de production des signaux sont calculées pour des squarks purement gauches. Elles sont maximales dans ce cas. Dans un second temps, les sections efficaces sont calculées pour l'angle de mélange des squarks donnant le découplage au Z^0 (56° pour le stop et 68° pour le sbottom). Elles correspondent à quelques pourcents près à la section efficace minimale. On suppose des rapports d'embranchement de 100% pour les désintégrations $\widetilde{t}_1 \to c\widetilde{\chi}^0_1$ et $\widetilde{b}_1 \to b\widetilde{\chi}^0_1$.
Le programme de calculs des niveaux de confiance ALRMC permet de tenir compte des erreurs. Cependant, elles doivent être symétriques. Afin d'être le plus conservatif possible, les erreurs statistiques et systématiques sont combinées quadratiquement (pour les fonds standards et pour les efficacités de détection des signaux). L'erreur donnée à ALRMC est l'erreur positive ou négative la plus grande en valeur absolue.

Les figures 7.26 et 7.27 montrent les régions exclues à 95% de niveau de confiance dans le plan ($m_{\tilde{q}_1}$,$m_{\tilde{\chi}^0_1}$) pour des squarks stop et sbottom purement gauche et pour l'angle de mélange donnant le découplage au Z^0. Les différences entre les exclusion observées et attendues proviennent de fluctuations statistiques sur les nombre d'événements réels observés. Par exemple, dans les analyses de recherche du sbottom pour $\Delta m > 20$ GeV/c^2, on observe 2 événements pour 2,1 événements attendus. Cependant, les deux événements réels sont observés à $\sqrt{s}$ =189 GeV, ce qui entraîne un léger excès d'événements simulés dans les analyses à plus haute énergie dans le centre de masse. En terme de masse de sbottom, la limite observée est donc meilleur de 2 GeV/c^2 que la limite attendue.

A partir de ces régions exclues à 95% de niveau de confiance, on définit des limites sur la masse du stop et du sbottom en fonction de la différence de masse entre le squark et le neutralino. Pour $\Delta m > 7$ GeV/c^2, les limites sur les masses du stop et du sbottom sont respectivement de 91 GeV/c^2 et 76 GeV/c^2, et ce quel que soit l'angle de mélange des squarks. Le tableau 7.10 montre l'évolution de ces limites lorsque Δm augmente.

	Sbottom		Stop	
	$\theta_{\tilde{b}}$ =0	$\theta_{\tilde{b}}$ =68	$\theta_{\tilde{t}}$ =0	$\theta_{\tilde{t}}$ =56
$\Delta M \geq 7$ GeV/c^2	93	76	95	91
$\Delta M \geq 10$ GeV/c^2	98	87	96	92
$\Delta M \geq 15$ GeV/c^2	99	89	96	92

TAB. 7.10 – *Limites sur la masse des squarks en fonction de Δm et de l'angle de mélange des squarks.*

L'effet des erreurs sur les niveaux de confiance est faible. La figure 7.28 montre dans le plan ($m_{\tilde{q}_1}$,$m_{\tilde{\chi}^0_1}$) les points qui sont exclus à 95% de niveaux de confiance lorsque l'on ne tient pas compte des erreurs, mais qui ne le sont pas lorsqu'on les introduit. Ces quelques points sont toujours situés au bord de la région d'exclusion. L'introduction des erreurs n'a aucun effet sur les limites données dans le tableau 7.10. Le fait que des erreurs, même grandes, n'ont pratiquement aucun effet sur les résultats provient tout d'abord de la haute luminosité enregistrée. De plus, la distribution des sections efficaces de production des squarks en fonction de leurs masses montre une structure avec un seuil: au delà de cette limite, les sections efficaces sont trop petites pour observer ou pour exclure un signal squark.

7.9 Conclusion

La recherche des squarks stop et sbottom a été effectuée à partir des données collectées par DELPHI de 1998 à 2000 à des énergies dans le centre de masse allant de 189 à 208 GeV. Les signaux étudiés sont la production par paires de stop et de sbottom se désintégrant respectivement en $c\widetilde{\chi}^0_1$ et en $b\widetilde{\chi}^0_1$. Les rapports d'embranchement de ces canaux de désintégration sont supposés égaux à 100%. Aucun excès d'événements par rapport aux prédictions du Modèle Standard n'est observé. Des exclusions à 95% de niveau de confiance dans le plan ($m_{\tilde{q}_1}$,$m_{\tilde{\chi}^0_1}$) permettent de définir des limites sur la masse des squarks. Pour une différence de masse entre le squark et le neutralino supérieure à 10 GeV/c^2, un stop et un sbottom purement gauches de masses inférieures à 98 et à 96 GeV/c^2 sont respectivement exclus. Ces limites sont 87 et 92 GeV/c^2 au découplage au Z^0.

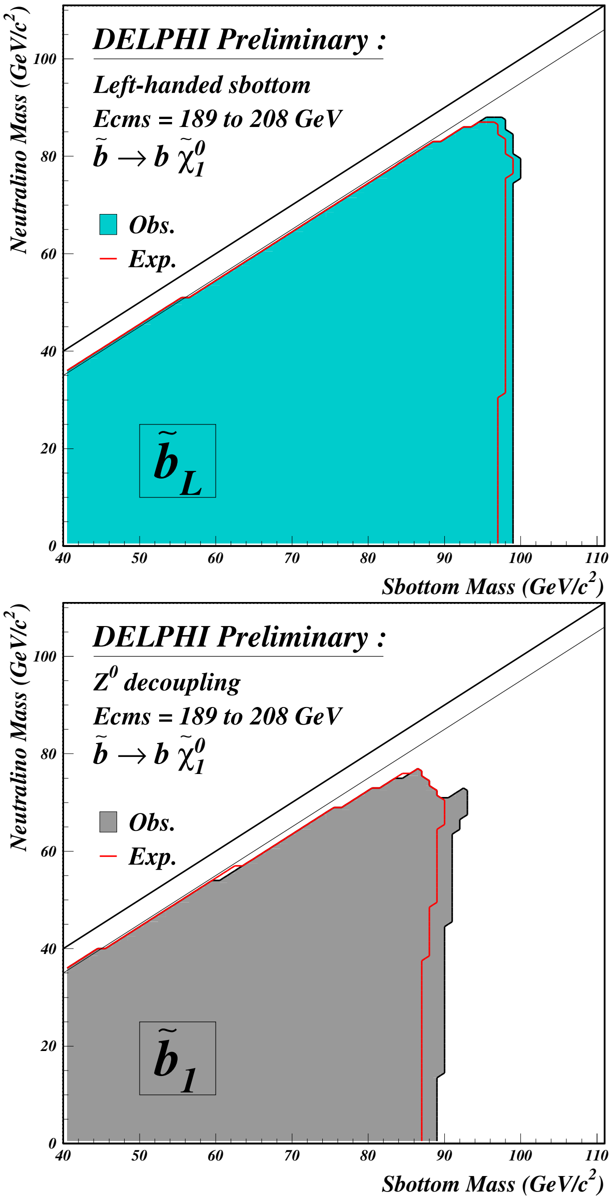


FIG. 7.26 – *Régions exclues à 95% de niveau de confiance dans le plan ($m_{\tilde{\mathrm{b}}_1}$,$m_{\tilde{\chi}^0_1}$) par les analyses de recherche du sbottom dans le canal de désintégration $\tilde{\mathrm{b}}_1 \to b\tilde{\chi}^0_1$. La région pleine correspond à l'exclusion observée alors que la ligne montre l'exclusion attendue. L'histogramme du haut correspond à un sbottom purement gauche, et celui du bas à l'angle de mélange donnant le découplage au Z^0.*

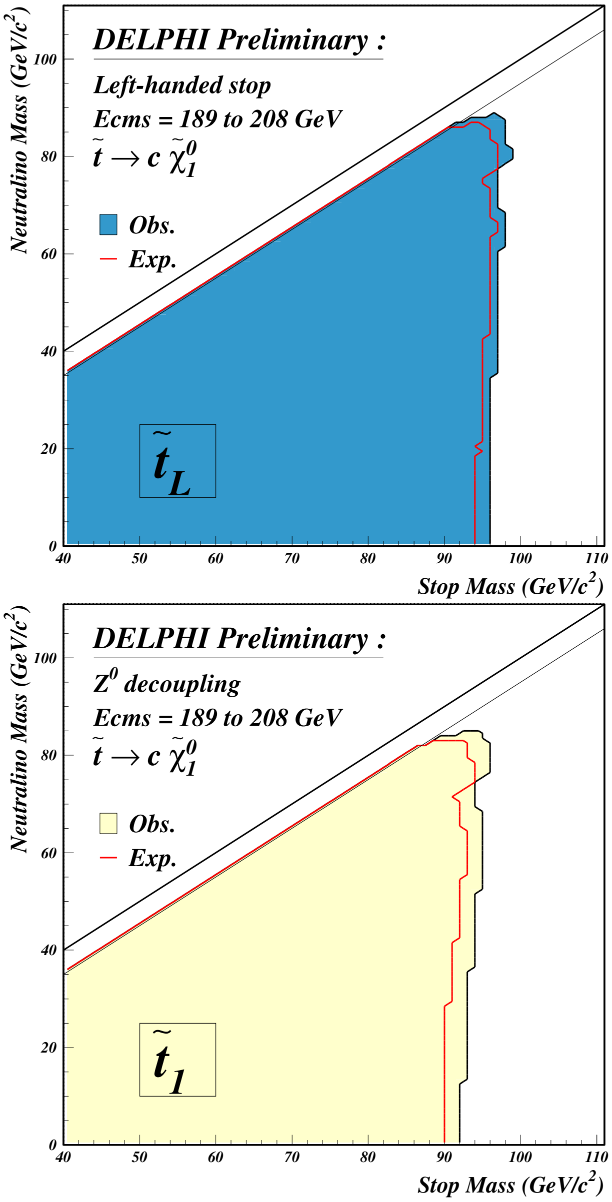


FIG. 7.27 – *Régions exclues à 95% de niveau de confiance dans le plan* ($m_{\tilde{t}_1}$,$m_{\tilde{\chi}^0_1}$) *par les analyses de recherche du stop dans le canal de désintégration* $\tilde{t}_1 \to c\tilde{\chi}^0_1$. *La région pleine correspond à l'exclusion observée alors que la ligne montre l'exclusion attendue. L'histogramme du haut correspond à un stop purement gauche, et celui du bas à l'angle de mélange donnant le découplage au* Z^0.

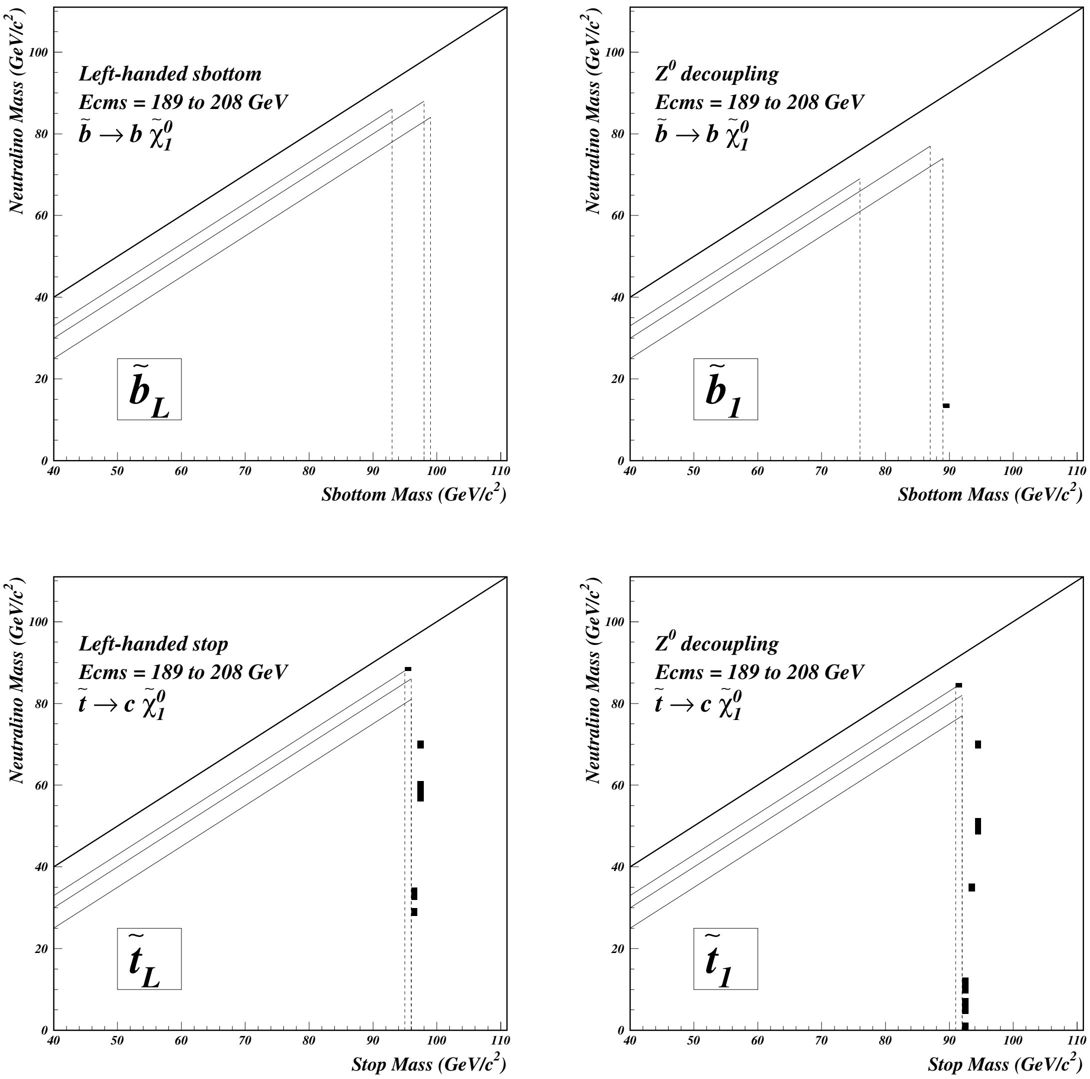


FIG. 7.28 – *Points ($m_{\tilde{q}_1}$,$m_{\tilde{\chi}^0_1}$) exclus lorsque le calcul des niveaux de confiance est effectué sans tenir compte des erreurs (statistiques et systématiques), mais qui ne sont pas exclus lorsque l'on tient compte de ces erreurs. Les lignes correspondent aux limites en masse pour les différents Δm envisagé: 7, 10 et 15* GeV/c^2.

L'évolution des résultats présentés dans ce document peut être suivie à partir des notes en référence [6]. Ces analyses seront combinées aux résultats déjà publiés par DELPHI [7]. Une analyse a également été développée dans DELPHI pour les très faibles différences de masse entre le stop et le neutralino ($\Delta m < 5$ GeV/c^2).
La recherche des squarks effectuées dans les autres expériences du LEP, ALEPH, L3 et OPAL ont également été infructueuses [8]. Les limites obtenues sont sensiblement équivalentes pour toutes ces expériences. Un groupe de travail du CERN (*le SUSY working Group*) effectue la combinaison des résultats des 4 expériences pour toutes les analyses de recherche de la supersymétrie. Les résultats des analyses présentées ci-dessus ont été utilisés pour ces combinaisons. Les limites des expériences du LEP sont montrées dans le tableau 7.11 pour $\Delta M \geq 15$ GeV/c^2 [9]. La combinaison des résultats n'apporte aucune amélioration pour un angle de mélange des squarks nuls. Au découplage du Z^0, les limites obtenues lors de la combinaison sont améliorées de 1 GeV/c^2 et de 4 GeV/c^2 pour le stop et le sbottom.

	Sbottom		Stop	
$\Delta M \geq 15$ GeV/c^2	$\theta_{\tilde{b}}$ =0	$\theta_{\tilde{b}}$ =68	$\theta_{\tilde{t}}$ =0	$\theta_{\tilde{t}}$ =56
ALEPH	98	89	96	92
L3	95	-	95	-
DELPHI	99	89	96	92
OPAL	97.0	85.3	97.5	95.7
Combinaison	99	93	96	93

TAB. 7.11 – *Limites sur la masse des squarks obtenues lors de la combinaison des résultats des quatre expériences du LEP.*

ALEPH a publié ses résultats sur la recherche de stop dégénéré en masse avec le neutralino [10]. Cette analyse est semblable à celles qui sont effectuées dans les analyses de recherche des chargino où:

- Pour des grands Δm, les analyses standards de recherche des squarks sont effectuées.
- Pour des Δm compris entre 5 GeV/c^2 et la masse du méson D, il faut tenir compte de la stabilité du stop et de sa longueur de vol. Des vertex déplacés sont donc recherchés dans le détecteur.
- Pour des Δm inférieurs à la masse du méson D, le stop devrait se désintégrer en $u\tilde{\chi}_1^0$ et la durée de vie du stop est également élevée.
- Enfin, pour de très faibles Δm, le stop est stable. Les analyses de recherche de particules lourdes et stables peuvent donc être appliquées. Ces analyses sont basées sur la recherche d'ionisation anormale, et DELPHI possède l'avantage du RICH.

La limite obtenue par ALEPH est de 59 GeV/c^2 sur la masse du stop. Elle est indépendante de Δm et de l'angle de mélange.

Les analyses effectuées débutent pour des masses de squark de 40 GeV/c^2. La mesure de la largeur invisible du Z^0 à LEP1 permet de contraindre la région des faibles masses de squarks [5]:

$$\Gamma_{Z^\circ}^{inv} = 6,3\ MeV, \Longrightarrow \sigma_{exclue}^{inv} = 152\ pb^{-1} \tag{7.9}$$

La figure 7.29 montre les sections efficaces des squarks à une énergie dans le centre de masse de 91,2 GeV. Pour des squarks purement gauches, la largeur invisible du Z^0 permet d'exclure des stops de masses inférieures à 42 GeV et des sbottoms de masses inférieures à 43 GeV, et ce quelque soit la différence de masse entre le squark et le neutralino. En revanche, les sections efficaces sont beaucoup trop faibles au découplage au Z^0.

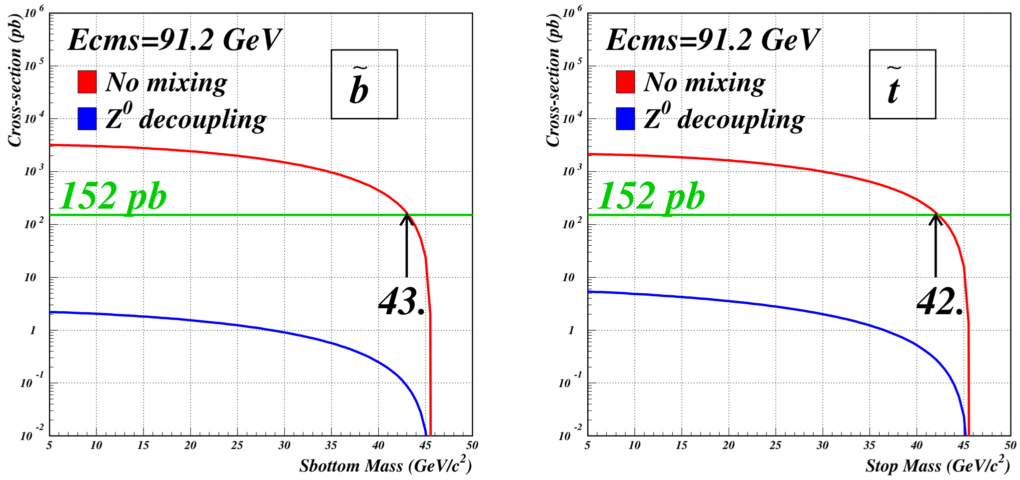


FIG. 7.29 – *Sections efficaces de production de paires de stop et de sbottom à LEP1 ($\sqrt{s}$ =91,2 GeV).*

A LEP1, OPAL a exclu un stop de masses comprises entre 7,9 et 41,2 GeV/c^2 au découplage au Z^0. En revanche, les sections efficaces du sbottom sont beaucoup trop faibles. C'est donc ainsi que des scénarios avec des squarks légers subsistent. En juillet 2000, l'expérience CDF a annoncé non-officiellement un excès d'événements pouvant provenir d'un sbottom léger de masse autour de 5 GeV/c^2. Cette interprétation des désaccords de CDF a été exclue par les expériences du LEP.

La recherche des squarks est également effectuée par les expériences CDF et D0 dans des collisions $p\bar{p}$ [12, 13]. Comme les squarks sont produits soit par fusion de gluons, soit par annihilation de quarks, leurs limites ne dépendent pas de l'angle de mélange des squarks.
La figure 7.30 montre la combinaison de trois expériences sur la recherche de squarks stop et sbottom:

- Les résultats des analyses de recherche des squarks dans DELPHI à LEP2 présentés dans ce document.
- Les région exclues par la mesure de la largeur invisible du Z^0 à LEP1.
- Les résultats de l'expérience CDF sur la recherche des squarks lors du RUN 1 du TEVATRON.

Il faut noter sur ces figures la complémentarité entre les collisionneurs hadroniques et leptoniques. Les expériences du TEVATRON sont en effet plus sensibles que les expériences LEP à un signal squark pour de grandes différences de masse entre le squark et le neutralino. En revanche, ce signal est noyé dans le fond QCD en collisionneurs hadroniques pour de faibles différences de masse alors que l'on y est encore sensible à LEP.

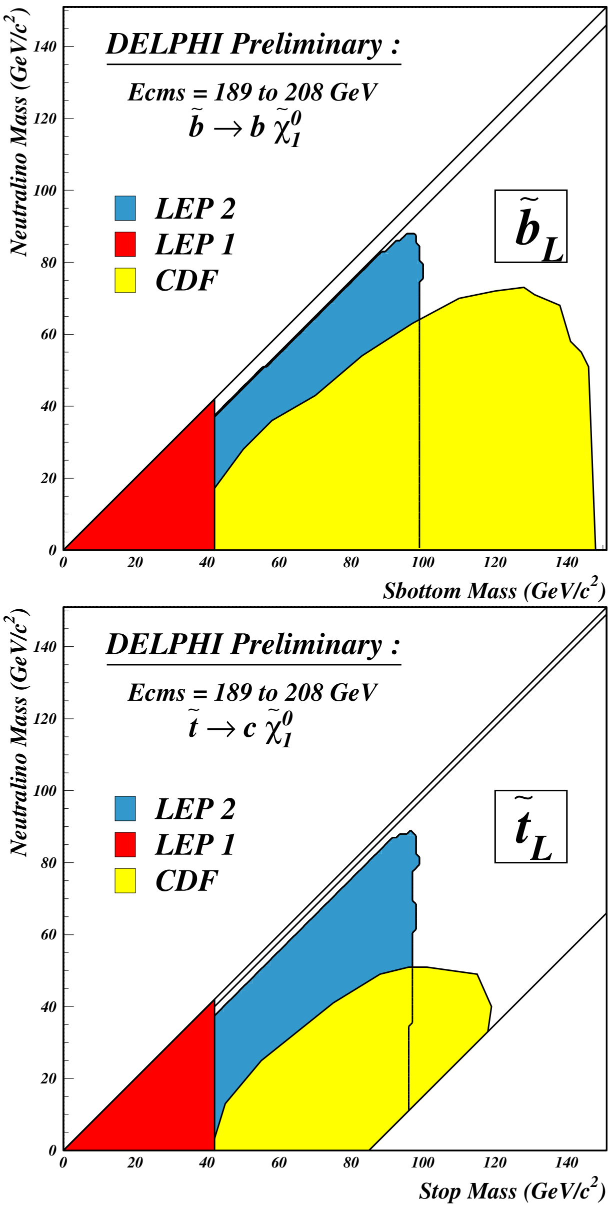


FIG. 7.30 – *Régions exclues à 95% de niveau de confiance par l'expérience DELPHI à LEP1 et à LEP2, et par l'expérience CDF. L'histogramme du haut correspond à un sbottom purement gauche et celui du bas à un stop purement gauche.*

Bibliographie

[1] P. Janot, Présentation à Chamomix (2000),
http://cern.web.cern.ch/CERN/Divisions/SL/publications/chamx2k/contents.html

[2] G. Altarelli *et al.*, *"Physics at LEP2"*, Yellow Report CERN 96-01, vol. 2.

[3] S. Katsanevas et P. Morawitz, Comp. Phys. Comm. **112** (1998) 227-269.

[4] Manuel HBOOK, voir discussion fonction *HDIFF*.

[5] K. Mönig, note DELPHI 97-174-PHYS 748.

[6] DELPHI collaboration, Note DELPHI 2001-010 CONF 451.
P. Verdier *et al.*, Note DELPHI 2000-090 OSAKA CONF 389, (Osaka ICHEP 2000).
P. Verdier *et al.*, Note DELPHI 2000-018 MORIO CONF 339, (Moriond 2000).
M. Berggren *et al.*, Note DELPHI 99-74 HEP'99 CONF 261, (Tampere EPS-HEP 1999).

[7] P. Abreu *et al.*, Collaboration DELPHI, Phys. Lett. **B496** (2000) 59.
P. Abreu *et al.*, Collaboration DELPHI, E. Phys. J. **C6** (1999) 385.
P. Abreu *et al.*, Collaboration DELPHI, Phys. Lett. **B387** (1996) 651.

[8] R. Barate *et al.*, Collaboration ALEPH, Phys. Lett. **B469** (1999) 303.
M. Acciarri *et al.*, Collaboration L3, Phys. Lett. **B471** (1999) 308.
G. Abbiendi *et al.*, Collaboration OPAL, Phys. Lett. **B456** (1999) 95.

[9] DELPHI collaboration, Note DELPHI 2001-010 CONF 451.

[10] R. Barate *et al.*, Collaboration ALEPH, Phys. Lett. **B488** (2000) 234.

[11] R. Akers *et al.*, Collaboration OPAL, Phys. Lett. **B337** (1994) 207.

[12] T. Affolder *et al.*, Collaboration CDF, Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 5704.

[13] A. Abachi *et al.*, Collaboration D0, Phys. Rev. Lett. **75** (1995) 618.
B. Abbott *et al.*, Collaboration D0, Phys. Rev. **D60** (1999) 31101.

Chapitre 8

Recherche de gluinos stables à LEP

Les analyses de recherche de gluinos sont présentées dans ce chapitre. Comme il a été montré dans le chapitre 3, le gluino peut être une particule stable qui s'hadronise en R-hadrons singlets de couleur. Deux cas doivent alors être envisagés: des R-hadrons neutres ou chargés. On a ainsi définit P comme la probabilité que le gluino s'hadronise en un R-hadron chargé. La recherche des états chargés se fait grâce à la mesure du dE/dx dans la TPC de DELPHI. Un traitement spécial est appliqué pour simuler les interactions des R-hadrons neutres dans les calorimètres.
Dans un premier temps, a recherche des gluinos est effectuée dans les données collectées à LEP2 à des énergies dans le centre de masse allant de 189 à 208 GeV. On recherche dans ce cas le gluino dans les désintégrations des squarks de troisième génération stop et sbottom. Dans un second temps, les données collectées à LEP1 sont étudiées. Ces données permettent en effet de rechercher le gluino sans nécessairement passer par une particule supersymétrique plus lourde.

8.1 Recherche des R-hadrons à LEP2 dans les désintégrations des squarks

Si le gluino est plus léger que les squarks, les désintégrations du stop et du sbottom $\widetilde{\mathrm{t}}_1 \to c\widetilde{\mathrm{g}}$ et $\widetilde{\mathrm{b}}_1 \to b\widetilde{\mathrm{g}}$, dominent les autres canaux désintégration. Dans le cadre du scénario d'un gluino stable, ces événements sont recherchés dans les données collectées par DELPHI de 1998 à 2000 à des énergies dans le centre de masse allant de 189 à 208 GeV. Les analyses sont donc séparées en fonction de l'énergie dans le centre de masse des données collectées comme cela a été montré au chapitre 7.
Les squarks sont toujours produits par paires, et la détection du gluino remet en cause la signature d'énergie manquante de la LSP, et donc des événements contenant des particules supersymétriques.
Trois topologies sont alors possibles en fonction de la charge des R-hadrons produits:

- (1): $\mathrm{e^+e^-} \to\to q\bar{q}R^{\pm}R^{\pm}$
- (2): $\mathrm{e^+e^-} \to\to q\bar{q}R^{\pm}R^{\circ}$
- (3): $\mathrm{e^+e^-} \to\to q\bar{q}R^{\circ}R^{\circ}$

avec $q \equiv c$ pour le stop et $q \equiv b$ pour le sbottom. P est la probabilité que le gluino s'hadronise en un R-hadron chargé. Les analyses de recherche des R-hadrons chargés sont basées uniquement sur la recherche de particules avec un dE/dx anormale dans la TPC. Ces analyses sont les mêmes pour le stop et pour le sbottom.

8.1.1 Simulation du signal

La figure 8.1 montre les diagrammes de production des squarks stop et sbottom et leurs désintégrations envisagées dans ce chapitre. Comme pour la désintégration du stop en $c\widetilde{\chi}_1^0$, le changement de saveur, obligatoire à LEP2, entraîne que la durée de vie du stop est supérieure à l'échelle de temps de l'interactions forte. Le stop s'hadronise donc avant de se désintégrer. Le sbottom, lui, ne s'hadronise pas et se désintègre immédiatement en $b\widetilde{g}$. Les gluinos issus de la désintégration des squarks s'hadronisent à leur tour en R-hadrons stables.
Les événements stop ont été générés avec le programme STOPGEN. Le générateur d'événements SUSYGEN a été modifié pour simuler la désintégration du sbottom en $b\widetilde{g}$. Dans les deux cas, les R-hadrons chargés sont simulés par des muons lourds, et les R-hadrons neutres par des K_L^0 avec l'énergie calculée à partir du modèle d'interaction des R-hadrons avec la matière.

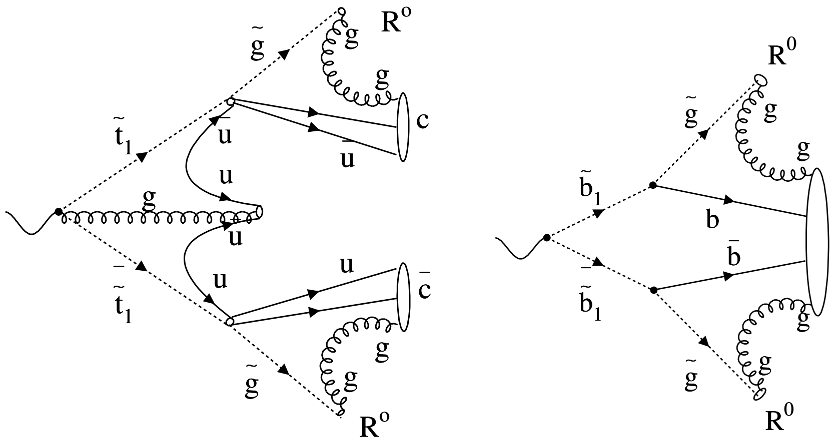


FIG. 8.1 – *Productions et désintégrations des squarks stop et sbottom. Les ellipses indiquent les singlets de couleurs, donc les cordes entre partons tirées dans le programme JETSET.*

Dans le cas du stop, des événements ont été générés aux énergies dans le centre de masse: 189, 200 et 206 GeV, pour les trois topologies envisagées. Pour le sbottom, des événements ont été générés uniquement à $\sqrt{s}$ =200 GeV. Mille événements par point ($m_{\tilde{q}_1}$,$m_{\tilde{g}}$) ont été simulés avec la réponse complète du détecteur DELPHI. La grille de points simulés est la même que pour les analyses de recherche des squarks dans les canaux de désintégration $q\widetilde{\chi}_1^0$: un pas de 10 GeV/c^2 en masse de squark et en masse de neutralino. La masse de squark simulée la plus basse est 50 GeV/c^2, et le dernier point en Δm, est Δm =5 GeV/c^2.

8.1.2 Recherche d'événements $e^+e^- \to \widetilde{q}_1\widetilde{q}_1 \to q\bar{q}R^{\pm}R^{\pm}$

Cette sous-section est consacrée à la recherche des événements squarks où les deux gluinos s'hadronisent en R-hadrons chargés: $P = 1$. L'analyse développée s'applique pour la recherche du stop et du sbottom.

8.1.2.1 Présélection des événements

La première étape consiste à sélectionner des événements hadroniques et à réduire les interactions $\gamma\gamma$ produisant des R-hadrons. La première série de coupures utilisée lors de la recherche des squarks dans les canaux de désintégrations $q\widetilde{\chi}_1^0$ peut être utilisée (cf. Tab 7.2). La première partie de la préselection est donc identique jusqu'à la coupure demandant que l'énergie de la particule neutre d'énergie maximum soit inférieure à 40 GeV.
Les gluinos issus de la désintégration des squarks sont produits avec de grandes impulsions. Les événements doivent donc contenir au moins deux particules chargées d'impulsions supérieures à 10 GeV/c. La figure 8.2 montre les comparaisons entre données et événements simulés à ce niveau de la présélection pour toutes les données de 189 à 208 GeV. On voit également sur ces histogrammes les distributions des événements squarks recherchés. Ils sont caractérisés par une grande quantité d'énergie chargée provenant des deux R-hadrons. Les processus standards restants après cette coupure sont essentiellement les événements QCD $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \to q\bar{q}(\gamma)$ et les événements WW hadroniques et semi-leptoniques. Très peu d'événements $\gamma\gamma$ survivent à cette coupure.

On définit ensuite les caractéristiques générales des candidats R-hadrons chargés qui nous permettront de les séparer des particules standards:

- ▷ Les candidats R-hadrons chargés doivent tout d'abord avoir une impulsion supérieure à 10 GeV/c.
- ▷ Ils doivent ensuite être reconstruit avec les trois détecteurs de traces VD, ID et TPC. Cette requête permet d'éliminer les photons qui se convertissent en paires $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^-$ entre le VD et la TPC. En effet, la désintégration d'un photon très énergétique peut donner une paire $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^-$ presque superposée spatialement. La TPC ne reconstruit alors qu'une seule particule qui aura un dE/dx environ égal à deux fois celui attendu pour un électron ($2 \times 1,6 mip$). Si ces particules ne sont pas rejetées, ce sont des candidats dans cette analyse car elles ont un dE/dx anormalement élevé.
  On impose également dans cette coupure la présence de la TPC pour reconstruire la trace afin d'avoir une mesure du dE/dx.
- ▷ Un deuxième moyen d'obtenir des dE/dx anormaux est une saturation des signaux collectées par les fils sensibles de la TPC provenant des rayons δ (queue de la distribution de Landau). Pour éviter cela, la mesure du dE/dx s'effectue sur 80% des fils ayant l'amplitude la plus basse. On impose en plus qu'au moins 80 fils sensibles soient utilisés pour la mesure du dE/dx d'une trace. Cette coupure fournit un critère de qualité sur la mesure du dE/dx.
- ▷ Les R-hadrons recherchés doivent déposer peu d'énergie dans les calorimètres électromagnétiques. On demande donc que l'énergie électromagnétique associée à la trace soit inférieure à 5 GeV.
- ▷ Enfin, les R-hadrons doivent être isolés. On demande donc que l'énergie des autres particules chargées dans un cône de 15° autour de ce candidat soit inférieure à 5 GeV/c^2.

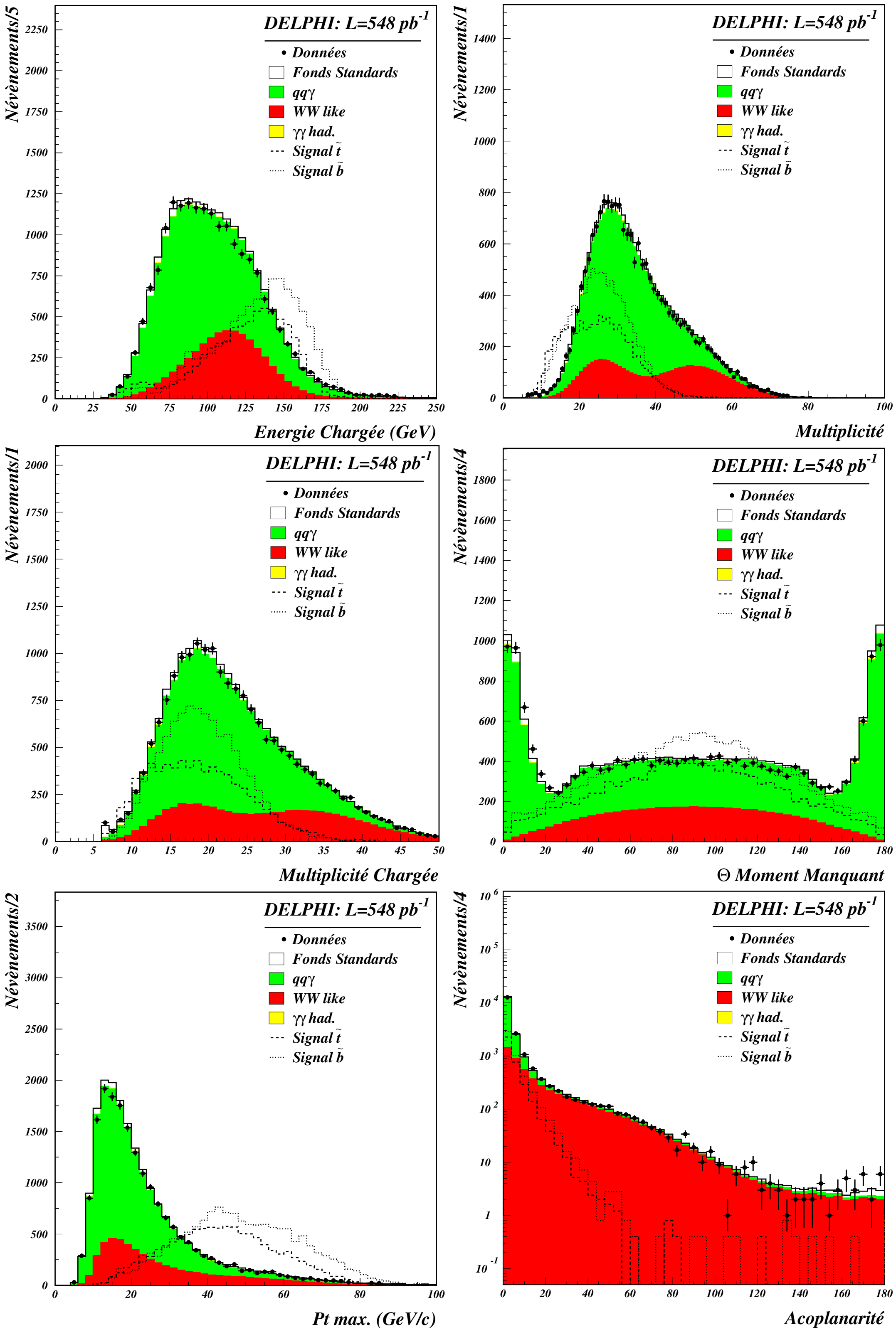


FIG. 8.2 – *Analyse de recherche des événements contenant deux R-hadrons chargés: comparaison entre données et simulation après la coupure demandant au moins deux particules chargées d'impulsions supérieures à 10* GeV/c. *Les données de 189 à 208 GeV sont sommées.*

▷ Pour les données collectées en 2000, le dE/dx des particules reconstruites dans le secteur 6 de la TPC est inutilisable. Pour ces données, les particules ayant un angle polaire θ supérieur à 90∘, et un angle azimutal ϕ compris entre 270∘ et 330∘ sont rejetées.

La figure 8.3 montre l'impulsion, l'énergie chargée dans un cône de 15°, et le nombre de candidats $R^{\pm}$ pour les événements qui passent les coupures de préselection définies ci-dessus.
La dernière coupure de présélection consiste à demander des événements contenant au moins deux candidats R-hadrons.

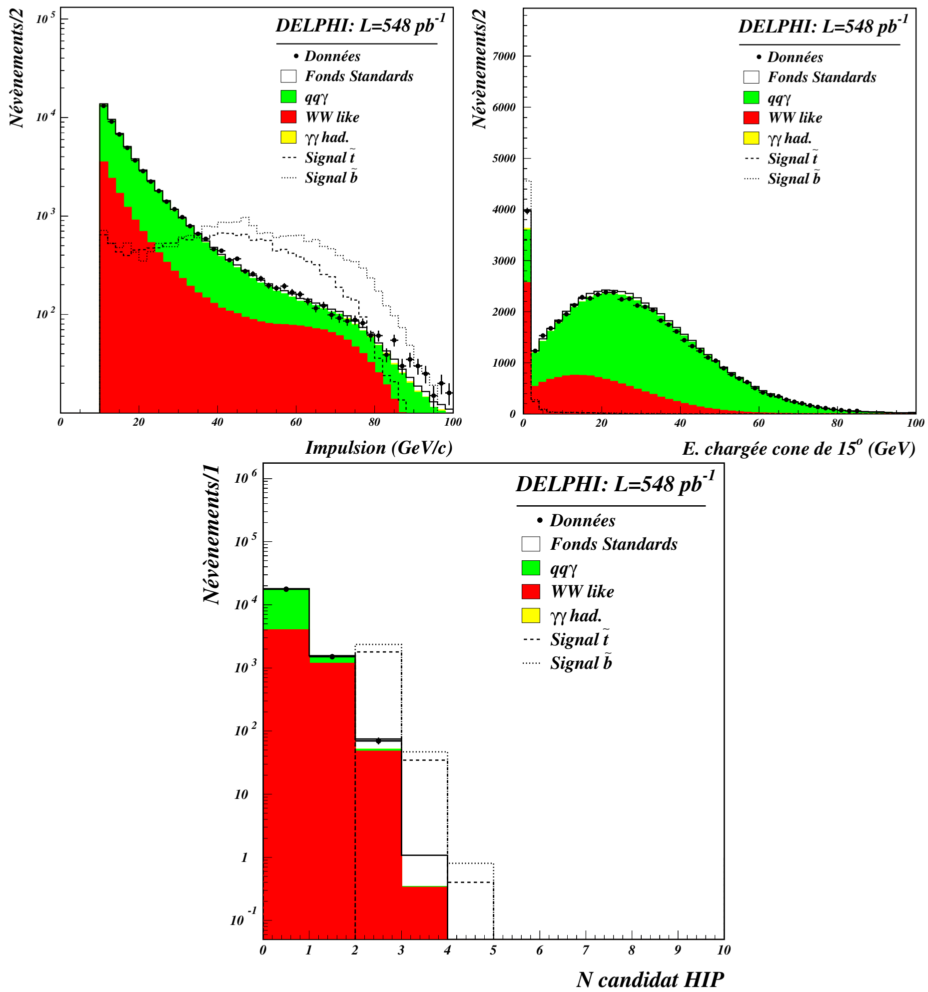


FIG. 8.3 – *Comparaison entre données et simulation après avoir demandé au moins deux particules chargées d'impulsion supérieure à 10* GeV/c. *Le troisième histogramme montre le nombre de particules par événement possédant les caractéristiques d'un R-hadron chargé. Les données de 189 à 208 GeV sont sommées.*

Le tableau 8.1 montre le nombre d'événements après chacune des coupures de préselection pour toutes les données de 189 à 208 GeV.

Coupures	**Données**	**MC (total)**	**Différence relative**	**4-fermions**	**2-fermions**	$\gamma\gamma$
$P_c^1 > 10$ GeV/c	27354	28278 ± 19	-3.4%	8131 ± 8.7	19857 ± 16	290.0 ± 5.5
$P_c^2 > 10$ GeV/c	19177	19787 ± 16	-3.2%	5896 ± 7.5	13829 ± 14	61.6 ± 2.5
2 candidats	74	79.2 ± 0.8	-7.0%	75.2 ± 0.7	3.4 ± 0.3	0.5 ± 0.2

TAB. 8.1 – *Recherche des événements $q\bar{q}R^{\pm}R^{\pm}$: nombre d'événements après chaque coupure de la préselection.*

8.1.2.2 Recherche de dE/dx anormaux

La figure 8.4 montre la distribution de l'impulsion et du dE/dx des candidats R-hadrons après la présélection. L'étape finale consiste à définir des coupures dans le plan $(|\vec{P}|, dE/dx)$ qui permettront d'isoler les candidats R-hadrons possédant des dE/dx anormaux.

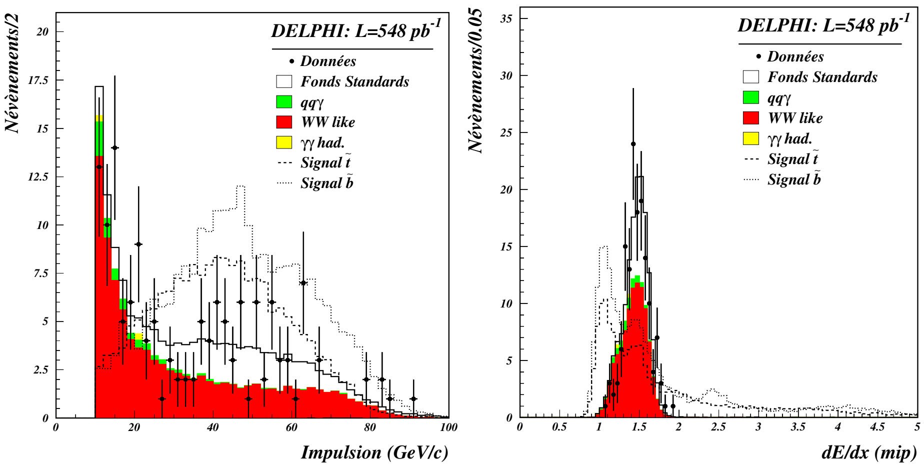


FIG. 8.4 – *Impulsions et dE/dx des candidats R-hadrons chargés sélectionnés de 189 à 208 GeV.*

On distingue deux régions dans le plan $(|\vec{P}|, dE/dx)$ où l'on pourra identifier les R-hadrons chargés: une région où le dE/dx est anormalement élevé, et une autre où il est anormalement bas. L'analyse est séparée en trois de fenêtre de masse en fonction de la masse des R-hadrons recherchés:

- $m_{\tilde{g}} \leq 30$ GeV/c^2:
  Pour cette fenêtre de masse, les R-hadrons ont une impulsion élevée. Ils sont identifiés par un dE/dx anormalement bas. On sélectionne les événements ayant au moins un candidat R-hadron chargé d'impulsion supérieure à 20 GeV/cet dont le dE/dx est inférieur à celui attendu pour une particule de masse égale à 3 GeV/c^2, dE/dx(3 GeV/c^2).

- 30 GeV/c$^2 < m_{\tilde{g}} < 60$ GeV/c^2:
  Dans cette fenêtre de masse, la distribution du signal dans le plan $(|\vec{P}|, dE/dx)$ croise la bande correspondant à des dE/dx standards. Les R-hadrons chargés sont donc identifiés par un dE/dx soit grand, soit petit. On sélectionne les événements contenant au moins deux candidats R-hadrons chargés dont le dE/dx est compris entre dE/dx(30 GeV/c^2) et dE/dx(60 GeV/c^2). Le dE/dx de ces particules doit de plus être soit supérieur à 1,8 mip, soit inférieur à dE/dx(1 GeV/c^2).

- $m_{\tilde{g}} \geq 60$ GeV/c^2:
  Dans ce cas, le dE/dx des R-hadrons est très élevé par rapport aux particules standards. Les événements sélectionnés dans cette fenêtre doivent contenir au moins deux candidats R-hadrons chargés dont le dE/dx est supérieur à dE/dx(60 GeV/c^2).

La figure 8.5 montre pour chaque fenêtre de masse le nombre de candidats R-hadrons chargés par événement. Dans la fenêtre de masse $m_{\tilde{g}} \leq 30$ GeV/c^2 on demande une seule particule avec un dE/dx anormal afin de conserver une efficacité de détection du signal conséquente.
Le tableau 8.2 montre le nombre d'événements sélectionnés par ces trois analyses en fonction de l'énergie dans le centre de masse. Aucun événement n'est sélectionné dans les données. Le nombre d'événements de bruit de fond est très faible. En effet, pour les particules standards, un dE/dx anormal provient uniquement d'une mauvaise mesure du dE/dx ou d'un problème de reconstruction. La probabilité d'effectuer deux mauvaises mesures du dE/dx dans un seul événement est très faible. De plus, une mauvaise mesure du dE/dx a plutôt tendance à donner un dE/dx élevé. La contribution des fonds standards est donc également faible dans la fenêtre de masse $m_{\tilde{g}} \leq 30$ GeV/c^2 où l'on demande un seul candidat R-hadron chargé.

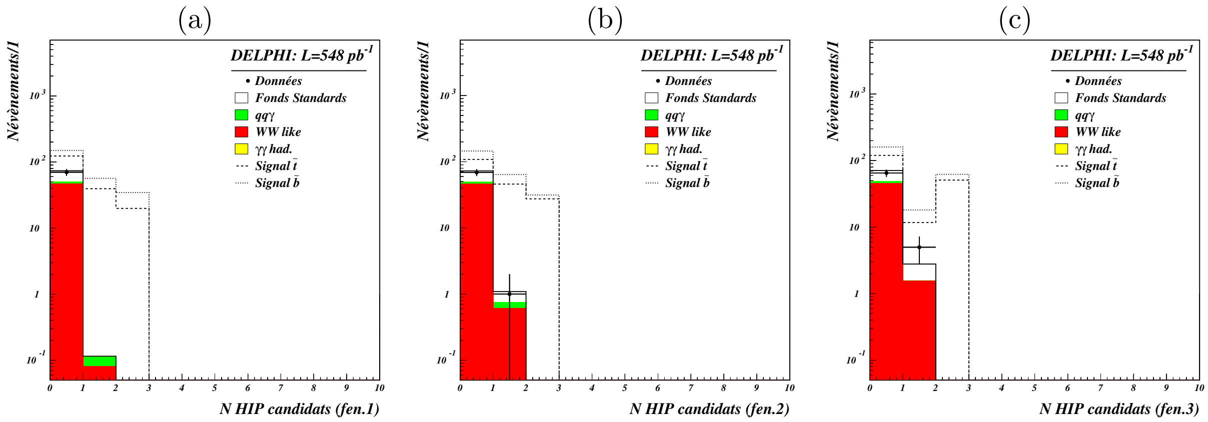


FIG. 8.5 – *Nombre de candidats $R^{\pm}$ par événements pour chaque fenêtre d'analyse de masse: (a) $m_{\tilde{g}} \leq 30$ GeV/c^2, (b) 30 GeV/c^2 $< m_{\tilde{g}} <$ 60 GeV/c^2, (c) $m_{\tilde{g}} \geq 60$ GeV/c^2.*

Les efficacités de détection des signaux stop et sbottom interpolées avec un pas de 1 GeV/c^2 dans le plan ($m_{\tilde{q}_1}$,$m_{\tilde{g}}$) sont montrées sur la figure 8.6. Elles sont proches de 0 pour les faibles masses de gluino (inférieures à 3 GeV/c^2). Pour les grandes masses de gluinos, elles sont de l'ordre de 60% car le signal est très facilement identifiable. On voit également apparaître deux régions où ses efficacités sont plus faibles: autour des points (90,30) et (60,55). Ces régions sont des zones de croisement où le dE/dx des R-hadrons chargés est proche d'une déposition dE/dx standard. La figure 8.7 montre la position dans le plan ($|\vec{P}|, dE/dx$) des candidats $R^{\pm}$ sélectionnés par ces trois analyses

	$m_{\tilde{g}} \leq$ **30**		**30** $< m_{\tilde{g}} <$ **60**		$m_{\tilde{g}} \geq$ **60**	
	Data	MC	Data	MC	Data	MC
188,7	0	0,029±0,016	0	0,000±0,000	0	0,003±0,003
191,6	0	0,005±0,004	0	0,001±0,001	0	0,001±0,001
195,6	0	0,025±0,020	0	0,000±0,000	0	0,000±0,000
199,6	0	0,007±0,007	0	0,000±0,000	0	0,000±0,000
201,7	0	0,011±0,007	0	0,001±0,001	0	0,000±0,000
204,8	0	0,009±0,009	0	0,000±0,000	0	0,000±0,000
206,6	0	0,012±0,009	0	0,000±0,000	0	0,000±0,000
208,1	0	0,000±0,000	0	0,001±0,001	0	0,000±0,000
206,5 S1	0	0,017±0,013	0	0,000±0,000	0	0,001±0,001
total	0	0,115±0,033	0	0,003±0,002	0	0,005±0,003

TAB. 8.2 – *Nombre d'événements sélectionnés par les analyses de recherche d'événements* $q\bar{q}R^{\pm}R^{\pm}$.

(a) (b)

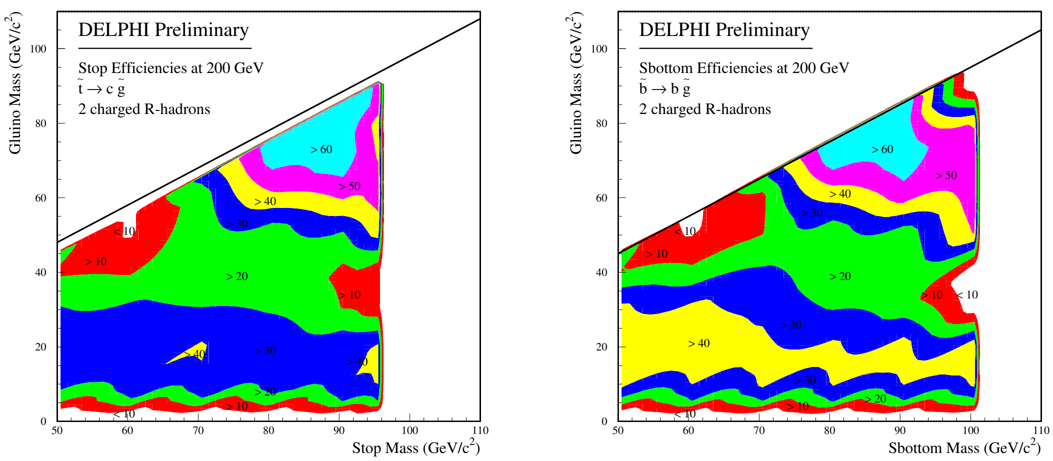


FIG. 8.6 – *Efficacités de détection des signaux stop (a) et sbottom (b) où les deux gluinos s'hadronisent en R-hadrons chargés ($\sqrt{s}$ =200 GeV).*

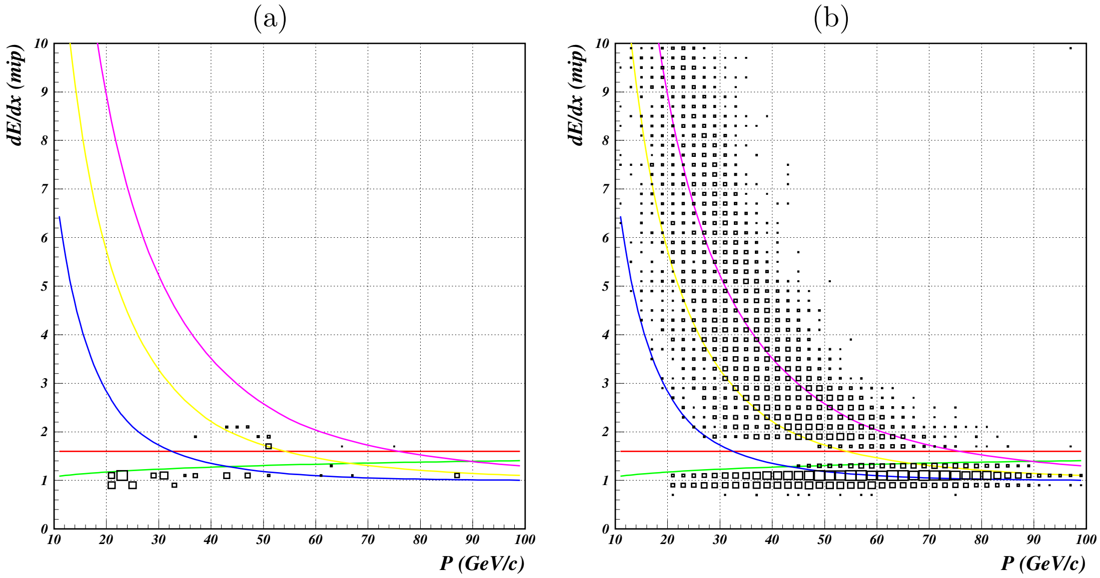


FIG. 8.7 – *Recherche des événements $q\bar{q}R^{\pm}R^{\pm}$: dE/dx (mip) en fonction de l'impulsion* (GeV/c) *des candidats* $R^{\pm}$ *sélectionnés: (a) pour les processus standards simulés, (b) pour les signaux stop et sbottom simulés (Aucun candidat réel n'est sélectionné). Les données de 189 à 208 GeV sont sommées.*

8.1.3 Recherche d'événements $e^+e^- \to \widetilde{q}_1\widetilde{q}_1 \to q\bar{q}R^{\pm}R^{o}$

Cette sous-section présente les analyses de recherche des événements où un seul gluino s'hadronise en un état R-hadron chargé. Ces événements correspondent à des valeurs de P entre 0 et 1. Cette analyse est commune pour la recherche des événements stop et sbottom. On va utiliser dans ces analyses la définition des candidats R-hadrons décrite dans la sous-section précédente et restreindre l'analyse à la recherche d'une seule particule par événement avec un dE/dx anormal.

8.1.3.1 Présélection des événements

La première partie de la sélection d'événements hadroniques est identique à celle de la recherche des événements $q\widetilde{\chi}_1^0$ et $q\bar{q}R^{\pm}R^{\pm}$ jusqu'à la coupure demandant que l'énergie de la particule neutre d'énergie maximale soit inférieure à 40 GeV. On demande ensuite que chaque événement possède au moins une particule d'énergie supérieure à 10 GeV/c, et au moins un candidat R-hadron chargé avec les caractéristiques que l'on a définies dans l'analyse de recherche des événements $q\bar{q}R^{\pm}R^{\pm}$. Le tableau 8.3 compare le nombre d'événements après ces deux coupures et la figure 8.8 montre les distributions de variables générales des événements.

Coupures	**Données**	**MC (total)**	Différence relative	**4-fermions**	**2-fermions**	$\gamma\gamma$
$P_c^1 > 10$ GeV/c	27354	28278 ± 19	-3.4%	8131 ± 9	19857 ± 16	290 ± 6
1 candidat	2187	2279 ± 6	-4.2%	1746 ± 4	470 ± 3	62.6 ± 2.6

TAB. 8.3 – *Recherche des événements $q\bar{q}R^{\circ}R^{\pm}$: Nombre d'événements après chaque coupure de la présélection.*

8.1.3.2 Recherche de dE/dx anormaux

Les distributions de l'impulsion et du dE/dx des candidats R-hadrons sélectionnés sont sur la figure 8.9.

Les analyses sont séparées en fonction de la masse du gluino. Les coupures sont différentes des analyses où l'on recherche deux R-hadrons chargés par événement afin d'optimiser la séparation entre le signal et les processus standards:

– $m_{\tilde{g}} \leq 30$ GeV/c^2:
  On sélectionne les événements contenant au moins un candidat R-hadron chargé d'impulsion supérieure à 20 GeV/cet dont le dE/dx est inférieur à celui attendu pour une particule de masse égale à 3 GeV/c^2, dE/dx(3 GeV/c^2).

– $m_{\tilde{g}} \geq 60$ GeV/c^2:
  Les événements sélectionnés dans cette fenêtre doivent contenir au moins un candidats R-hadron chargé dont le dE/dx est supérieur à dE/dx(30 GeV/c^2) et supérieur à 2 mip.

– 30 GeV/c^2 $< m_{\tilde{g}} <$ 60 GeV/c^2:
  Comme on recherche des événements qui ne contiennent qu'un seul candidat $R^{\pm}$, on ne peut plus ajuster les coupures sur le dE/dx au plus près des processus standards. Les résultats de cette fenêtre de masse proviennent donc de l'union des deux fenêtres de masses précédentes (Un "OU" logique entre les deux sélections). Comme il n'y pas

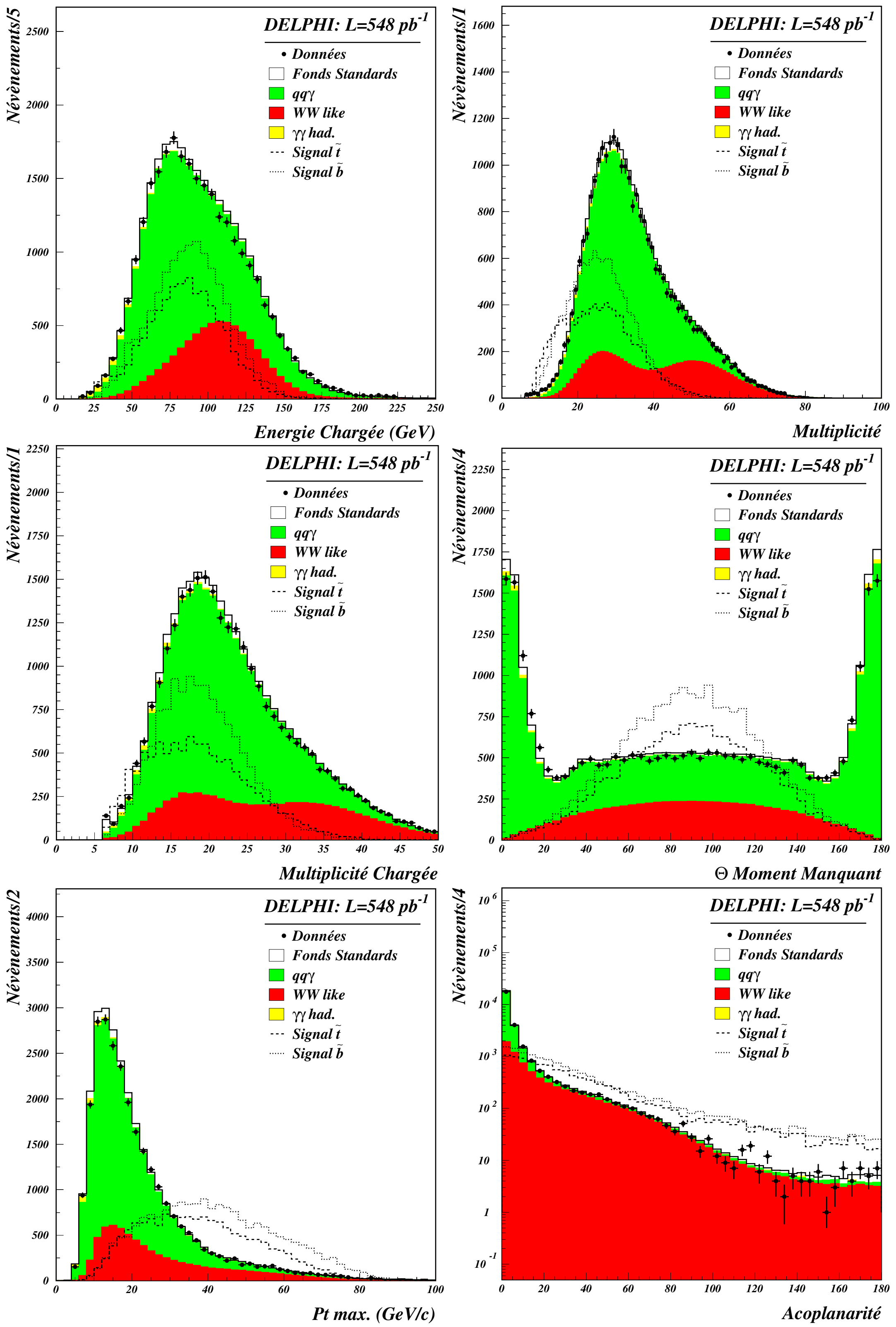


FIG. 8.8 – *Analyse de recherche des événements contenant un R-hadron chargé: comparaison entre données et simulation après la coupure demandant au moins une particules chargée d'impulsion supérieure à 10* GeV/c. *Les données de 189 à 208 GeV sont sommées.*

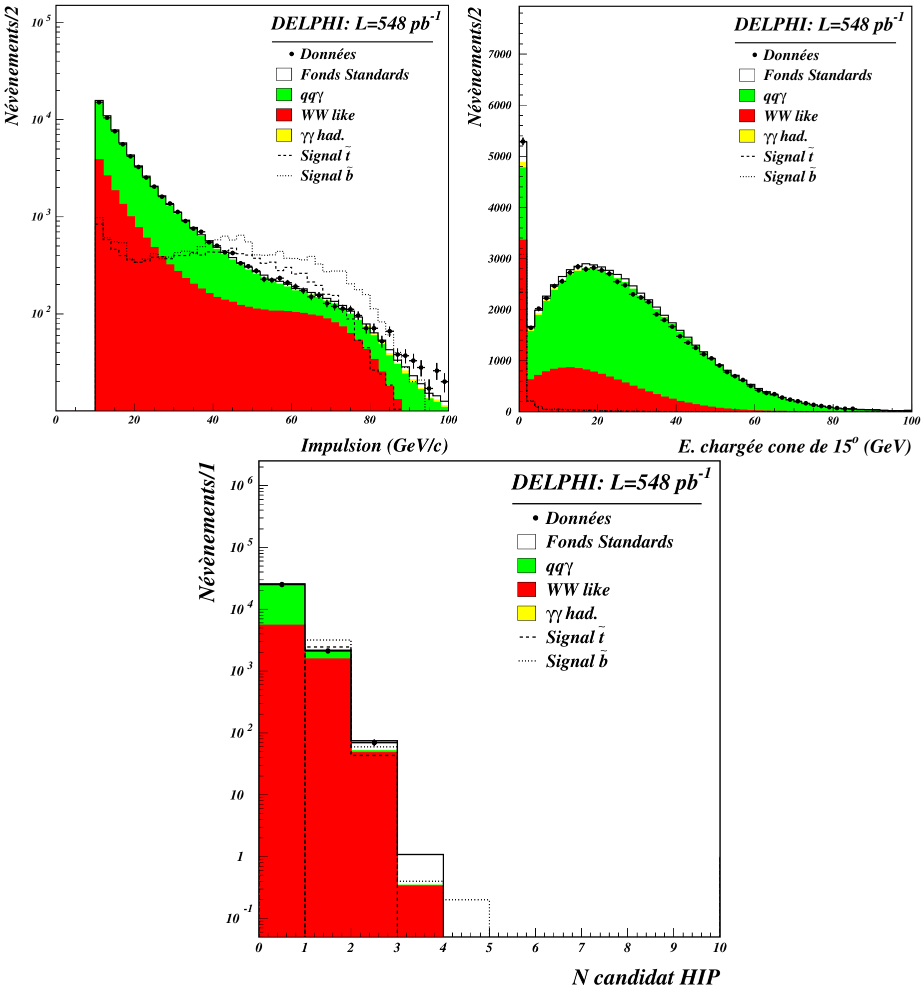


FIG. 8.9 – *Comparaison entre données et simulation après avoir demandé au moins une particule chargée d'impulsion supérieure à 10* GeV/c. *Le troisième histogramme montre le nombre de particule par événement possédant les caractéristiques d'un R-hadron chargé. Les données de 189 à 208 GeV sont sommées.*

de recouvrement entre les deux premières fenêtres, le nombre d'événements sélectionnés dans cette fenêtre d'analyse est la somme des deux autres.

Les nombres de candidats $R^{\pm}$ par événement sont montrés sur la figure 8.11 pour chaque fenêtre d'analyse. Le nombre d'événements sélectionnés sont résumés dans le tableau 8.4. La contribution des fonds standards est logiquement plus importantes puisque l'on demande un seul candidat $R^{\pm}$.

Les efficacités de détection des signaux stop et sbottom interpolées avec un pas de 1 GeV/c^2 dans le plan ($m_{\tilde{q}_1}$,$m_{\tilde{g}}$) sont montrées sur la figure 8.12. Elles sont plus faibles par rapport à l'analyse de de recherche des événements contenant deux $R^{\pm}$. Les régions où les efficacités sont faibles sont les mêmes: autour des points (90,30) et (60,55). La figure 8.13 montre la position dans le plan ($|\vec{P}|, dE/dx$) des candidats $R^{\pm}$ sélectionnés par ces trois analyses.

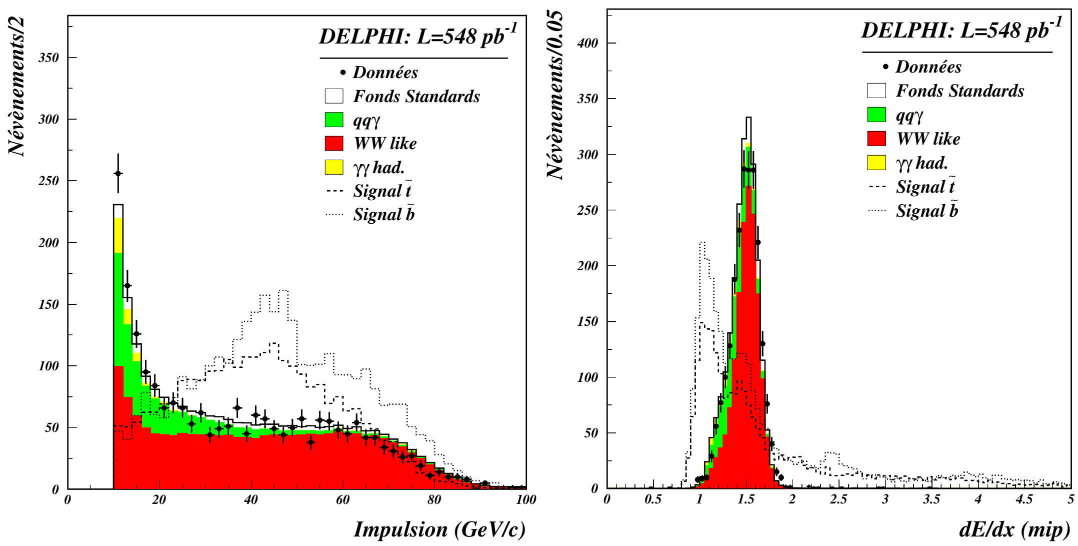


FIG. 8.10 – *Impulsions et dE/dx des candidats R-hadrons chargés sélectionnés de 189 à 208 GeV.*

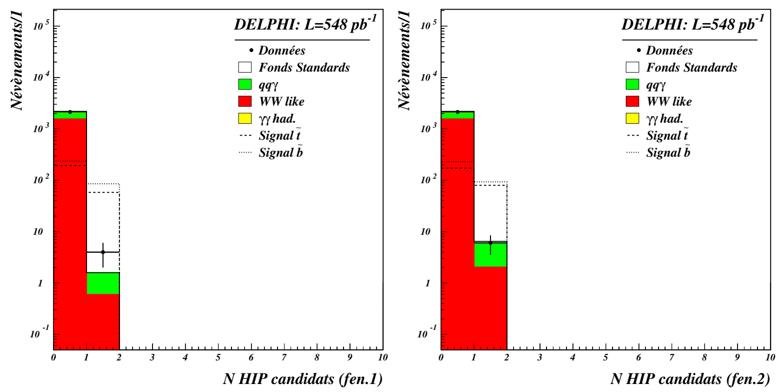


FIG. 8.11 – *Nombre de candidats* $R^{\pm}$ *par événements pour chaque fenêtre d'analyse de masse: (a)* $m_{\tilde{g}} \leq 30$ GeV/c^2, *(b)* $m_{\tilde{g}} \geq 60$ GeV/c^2. *La fenêtre d'analyse* 30 GeV/c^2 $< m_{\tilde{g}} <$ 60 GeV/c^2 *est un "OU" entre les deux premières.*

	$m_{\tilde{g}} \leq$ **30**		**30** $< m_{\tilde{g}} <$ **60**		$m_{\tilde{g}} \geq$ **60**	
	Data	MC	Data	MC	Data	MC
188,7	0	0,58 ±0,10	0	2,51 ±0,26	0	1,94 ±0,24
191,6	0	0,030±0,011	1	0,45 ±0,13	1	0,43 ±0,13
195,6	2	0,135±0,042	2	0,783±0,097	0	0,648±0,088
199,6	0	0,266±0,071	1	1,33 ±0,16	1	1,07 ±0,14
201,7	0	0,097±0,025	2	0,489±0,056	2	0,392±0,050
204,8	1	0,208±0,051	1	0,96 ±0,11	0	0,753±0,093
206,6	0	0,187±0,040	1	0,848±0,089	1	0,661±0,079
208,1	0	0,011±0,005	0	0,095±0,014	0	0,085±0,013
206,5 S1	0	0,083±0,025	1	0,679±0,074	1	0,596±0,070
total	3	1,59 ±0,15	9	8,16 ±0,39	6	6,57 ±0,36

TAB. 8.4 – *Nombre d'événements sélectionnés par les analyses de recherche d'événements* $q\bar{q}R^{\circ}R^{\pm}$.

(a) (b)

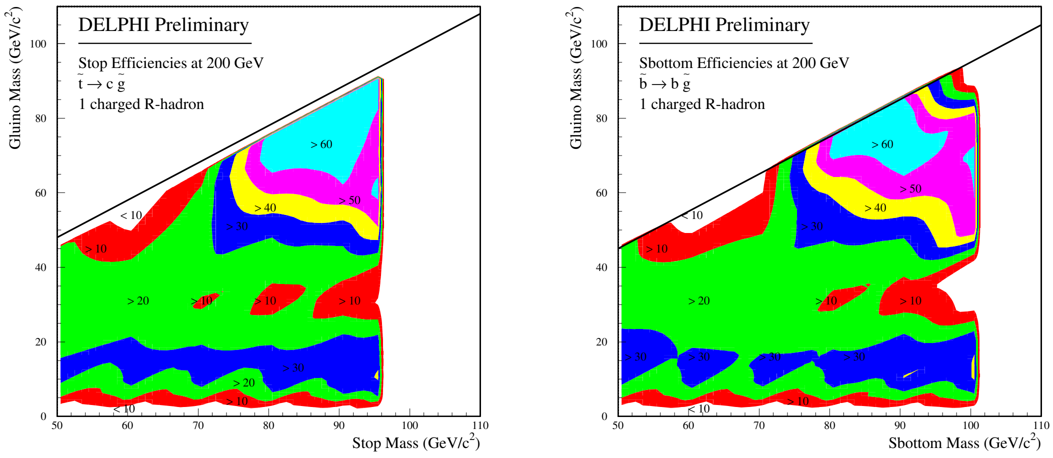


FIG. 8.12 – *Efficacités de détection des signaux stop (a) et sbottom (b) où un seul gluino s'hadronise en R-hadron chargé ($\sqrt{s}$ =200 GeV).*

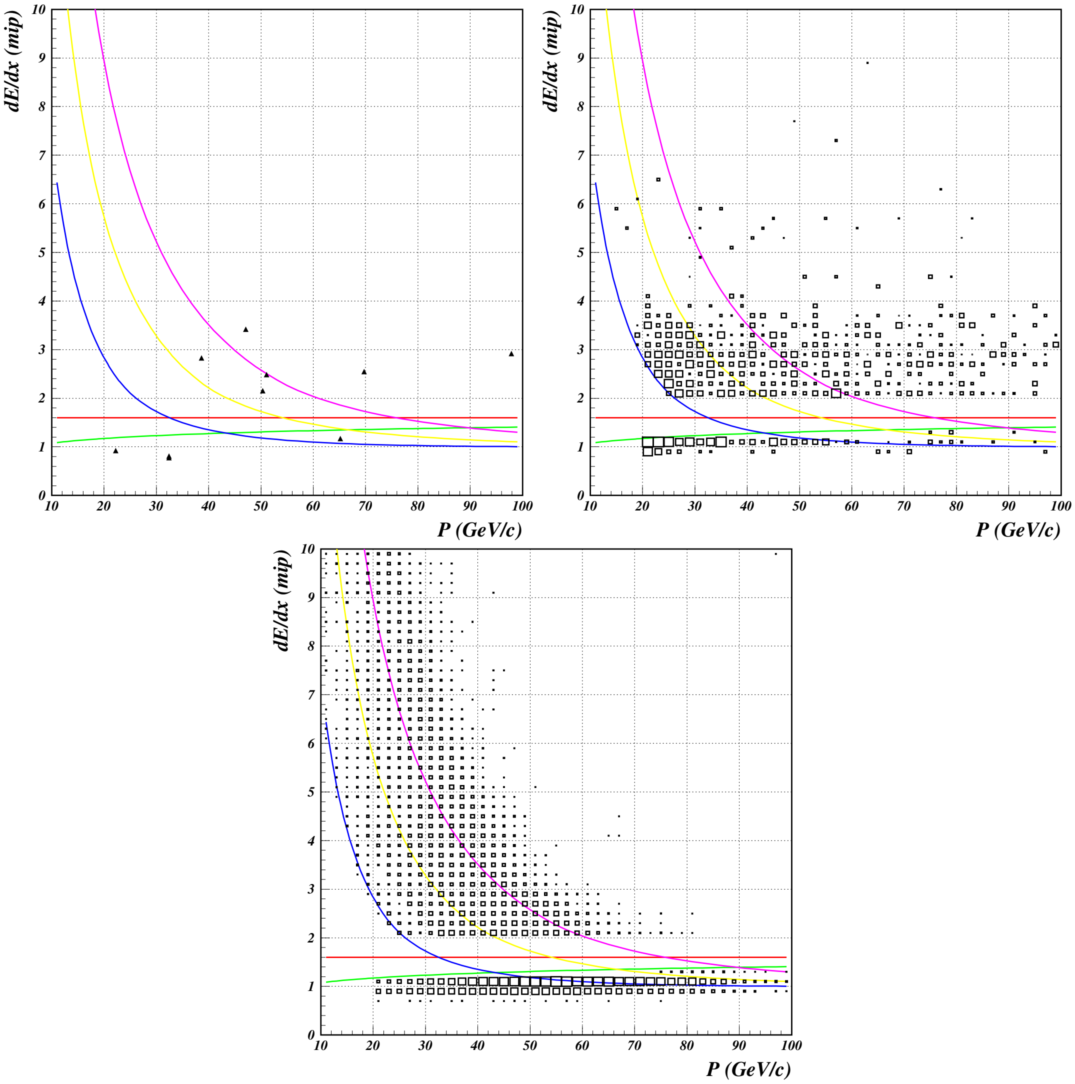


FIG. 8.13 – *Recherche des événements $q\bar{q}R^{\circ}R^{\pm}$: dE/dx (mip) en fonction de l'impulsion* (GeV/c) *des candidats $R^{\pm}$ sélectionnés: (a) pour les données réelles (b) pour les processus standards simulés, (c) pour les signaux stop et sbottom simulés.*

8.1.4 Recherche d'événements $e^+e^- \to \widetilde{q}_1\widetilde{q}_1 \to q\bar{q}R^oR^o$

La recherche des événements où les deux gluinos s'hadronisent en R-hadrons neutres est présentée dans cette sous-section. La figure 8.14 compare l'énergie visible et l'acoplanarité des événements des événements $\widetilde{q}_1 \to q\widetilde{\chi}^0_1$ et $\widetilde{q}_1 \to q\widetilde{g}$ lorsque la différence de masse entre le squark et la LSP est inférieure à 20 GeV/c^2. On voit sur ces comparaisons que les signaux sont très semblables. Cela provient du fait que pour cette région, la masse des gluinos est élevée. Comme il sont produits à faibles β, l'énergie des R-hadrons neutres déposée dans les calorimètres est faible.
Les analyses sont donc séparées en deux fenêtres d'analyses de masse:

- $\Delta m \leq 20$ GeV/c^2:
  Dans cette fenêtre, puisque les R-hadrons neutres ont un comportement très semblable au neutralino, on utilise les réseaux de neurones de l'analyse stop et sbottom du chapitre 7. Toutes les données collectées de 189 à 208 GeV sont analysées avec les réseaux de neurones entraînés avec des événements simulés à 200 GeV.

- $\Delta m > 20$ GeV/c^2:
  De nouveaux réseaux de neurones sont entraînés avec des événements simulés à 200 GeV pour la recherche des événements stop et sbottom.

8.1.4.1 Présélection des événements

La présélection utilisée pour l'analyse de recherche des squarks avec un neutralino LSP peut être utilisée dans son intégralité à condition d'enlever l'avant dernière coupure où l'on demande que la masse visible des événements soit inférieure à 95 GeV/c^2. En effet, pour les faibles masses de gluino, la quantité d'énergie déposée dans les calorimètres par les R-hadrons neutres est importante et augmente la masse visible des événements. Le tableau 8.5 montre à nouveau le nombre d'événements après chaque coupure de la deuxième partie de la présélection.

Coupures	**Données**	**MC (total)**	Différence relative	**4-fermions**	**2-fermions**	$\gamma\gamma$
$P_t^{mis.}$	26423	26938 ± 20	-1.9%	8117 ± 8	18012 ± 15	809 ± 9
$\theta_{P_{mis.}}$	16379	16821 ± 15	-2.7%	7191 ± 6	9088 ± 12	542 ± 8
$E_{40^0}/E_{vis.}$	14694	15231 ± 14	-3.7%	6395 ± 6	8471 ± 12	364 ± 6
Herméticité	14422	14651 ± 14	-1.6%	6150 ± 6	8140 ± 12	361 ± 6

TAB. 8.5 – *Nombre d'événements après chaque coupure de la présélection. Les données de 189 à 208 GeV sont sommées.*

La figure 8.15 montre la distribution de variables générales après la présélection. Un excès d'événements simulés est observé pour les événements à haute énergie visible correspondant à des événements QCD radiatifs. Ce problème vient du générateur PYTHIA utilisé. Une amélioration de la description de ces événements est attendue lorsqu'une version plus récente de ce générateur sera utilisée dans DELPHI.

8.1.4.2 Cas "dégénéré": $\Delta m \leq 20$ GeV/c^2

Dans ce cas, les réseaux de neurones utilisés sont ceux entraînés à $\sqrt{s}$ =200 GeV pour les analyses de recherche du stop et sbottom dans les canaux de désintégration $\widetilde{t}_1 \to c\widetilde{\chi}^0_1$ et

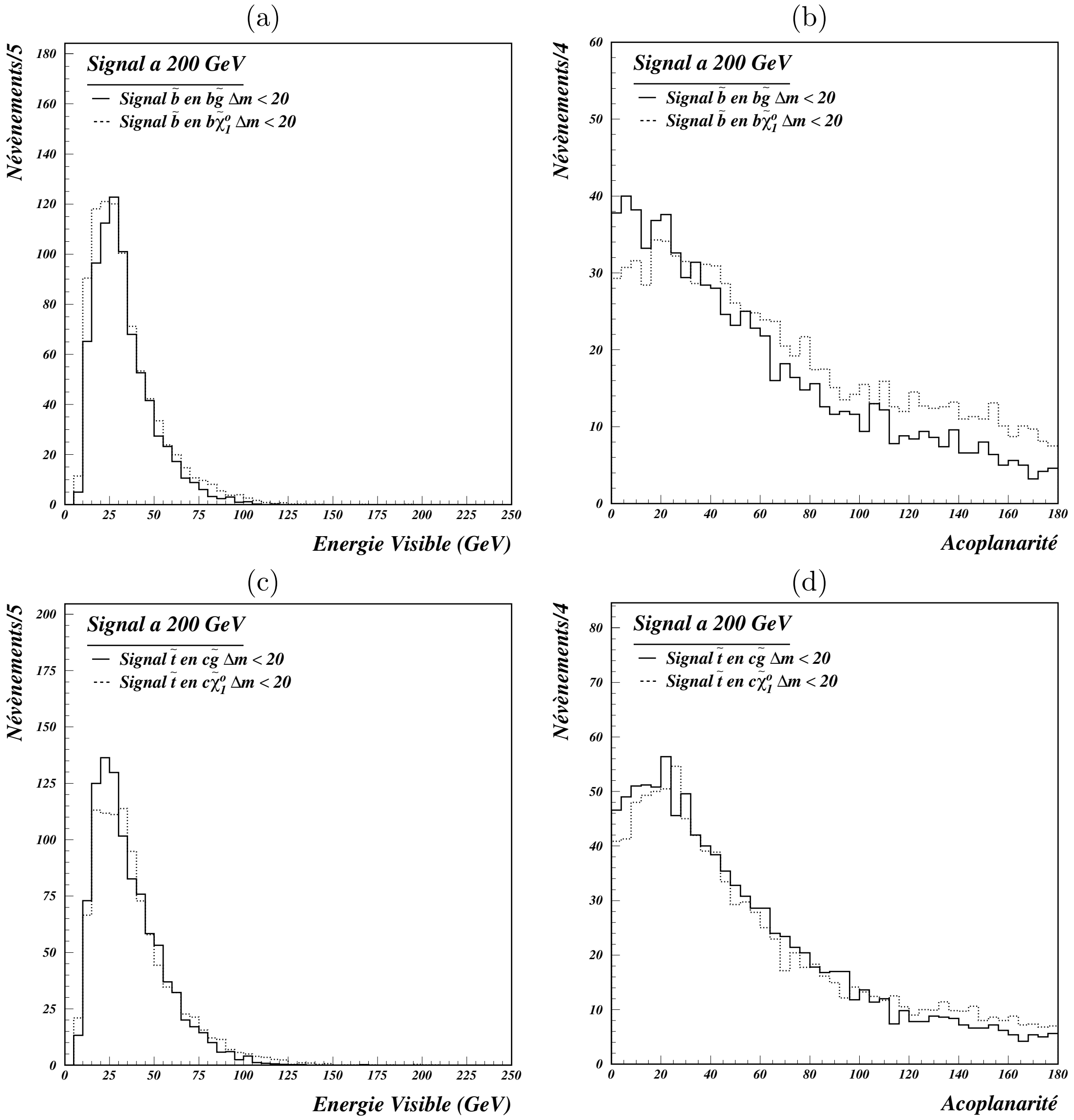


FIG. 8.14 – *Comparaison pour $\Delta m \leq 20$ GeV/c^2 entre les signaux où le neutralino ou le gluino est la LSP. Les histogrammes (a) et (b) correspondent à l'énergie visible et à l'acoplanarité pour le stop, et les histogrammes (c) et (d) à ces mêmes distributions pour le sbottom.*

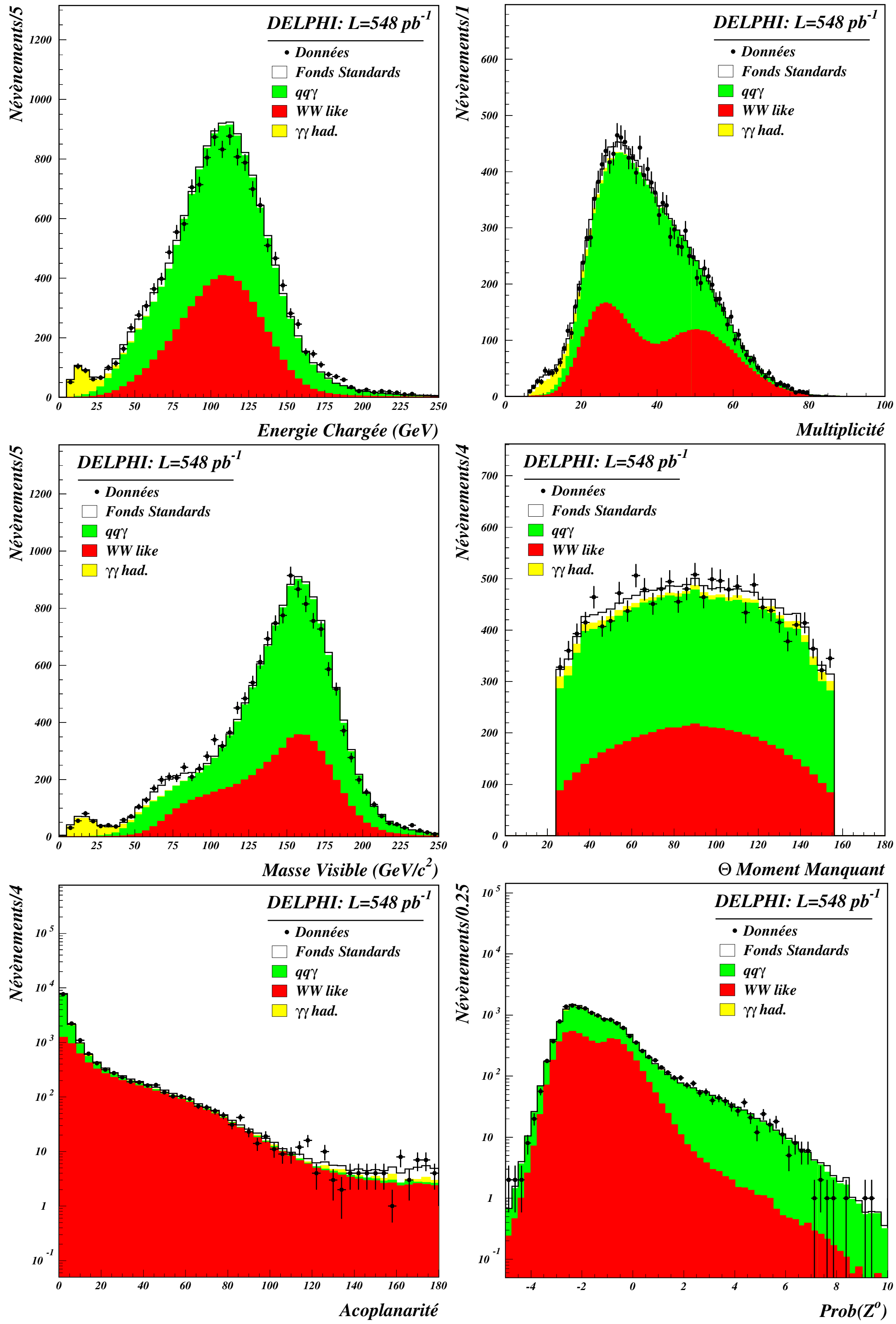


FIG. 8.15 – *Comparaison entre données et simulation après la présélection des événements pour l'analyse de recherche des événements* $e^+e^- \rightarrow \tilde{q}_1\tilde{q}_1 \rightarrow q\bar{q}R^oR^o$*. Les données de 189 à 208 GeV sont sommées dans le histogrammes.*

$\widetilde{\mathrm{b}}_1 \to b\widetilde{\chi}^0_1$. Les 10 variables d'entrée utilisées sont celles décrites dans la section 7.5.2. Les distributions de ces variables après la présélection sont montrées sur les figures 8.16 et 8.17.

La figure 8.18 montre les sorties des deux réseaux de neurones utilisés. Les signaux stop et sbottom sont bien piqués vers 1, même si les réseaux de neurones ont été entraînés avec des signaux squarks où la LSP est le neutralino.

8.1.4.3 Cas "non dégénéré": $\Delta m > 20$ GeV/c^2

Pour cette fenêtre d'analyse de masse, deux réseaux de neurones ont été entraînés avec des événements simulés à $\sqrt{s}$ =200 GeV: le premier pour le stop et le second pour le sbottom. La structure des réseaux de neurones est toujours la même: 10 variables dans la couche d'entrée, 10 noeuds dans la couche cachée et 3 neurones de sorties correspondant chacun au signal, au événements 2 et 4-fermions, et le dernier aux interactions $\gamma\gamma$ donnant des hadrons. Les 10 variables d'entrée sont par contre différentes:

- ▷ $var(1) = E_{cha}/\sqrt{s}$:
  Les interactions $\gamma\gamma$ donnant des hadrons ont une énergie chargée faible alors qu'elle est grande pour les événements 2 et 4-fermions. Les signaux squarks ont des valeurs intermédiaires.

- ▷ $var(2) = 2E_t^{cha}/\sqrt{s}$:
  De même, la distribution de l'énergie transverse chargée du signal est comprise entre celle des interactions $\gamma\gamma$ et celle des processus 2 et 4-fermions.

- ▷ $var(3) = M_{vis}/\sqrt{s}$:
  La masse visibles des événements squarks augmentent quand la masse du gluino diminue. Les interactions $\gamma\gamma$ ont une masse visible faible et les événements 2 et 4-fermions une masse visible élevée.

- ▷ $var(4) = (Thrust - 0.6)/0.4$:
  Un événement ayant deux jets dos à dos possède un thrust proche de 1. Un événement isotropique comme c'est le cas pour le signal a des valeurs de thrust comprises entre 0,6 et 0,9.

- ▷ $var(5) = (\sqrt{s'}/\sqrt{s} - 0.4)/0.6$:
  $\sqrt{s'}$ est l'énergie effective dans le centre de masse. Cette quantité obtenue après une procédure d'ajustement cinématique est proche de $\sqrt{s}$ pour les événements 2 et 4 fermions, puisqu'on a éliminé la plus grande partie des événements QCD radiatifs lors de la présélection. La distribution de cette variable pour le signal est relativement plate.

- ▷ $var(6)$ =l'angle entre les deux jets/180: 180°−acolinéarité :
  Comme les R-hadrons neutres déposent seulement une partie de leur énergie dans les calorimètres de DELPHI, l'acoplanarité est relativement importante.

- ▷ $var(7)$ =l'acoplanarité/180 :
  De même, l'acoplanarité est plus grande pour le signal que pour les fonds standards.

- ▷ $var(8) = (H_1 + H_3)/2$:
  Les moments de Fox-Wolfram caractérisent la forme des événements: $H_1 + H_3$ prend des valeurs proches de 0 pour les événements QCD $\mathrm{e^+e^-} \to q\bar{q}(\gamma)$, et proches de 0,4 pour les événements 4-fermions. Le signal a des valeurs plus élevées.

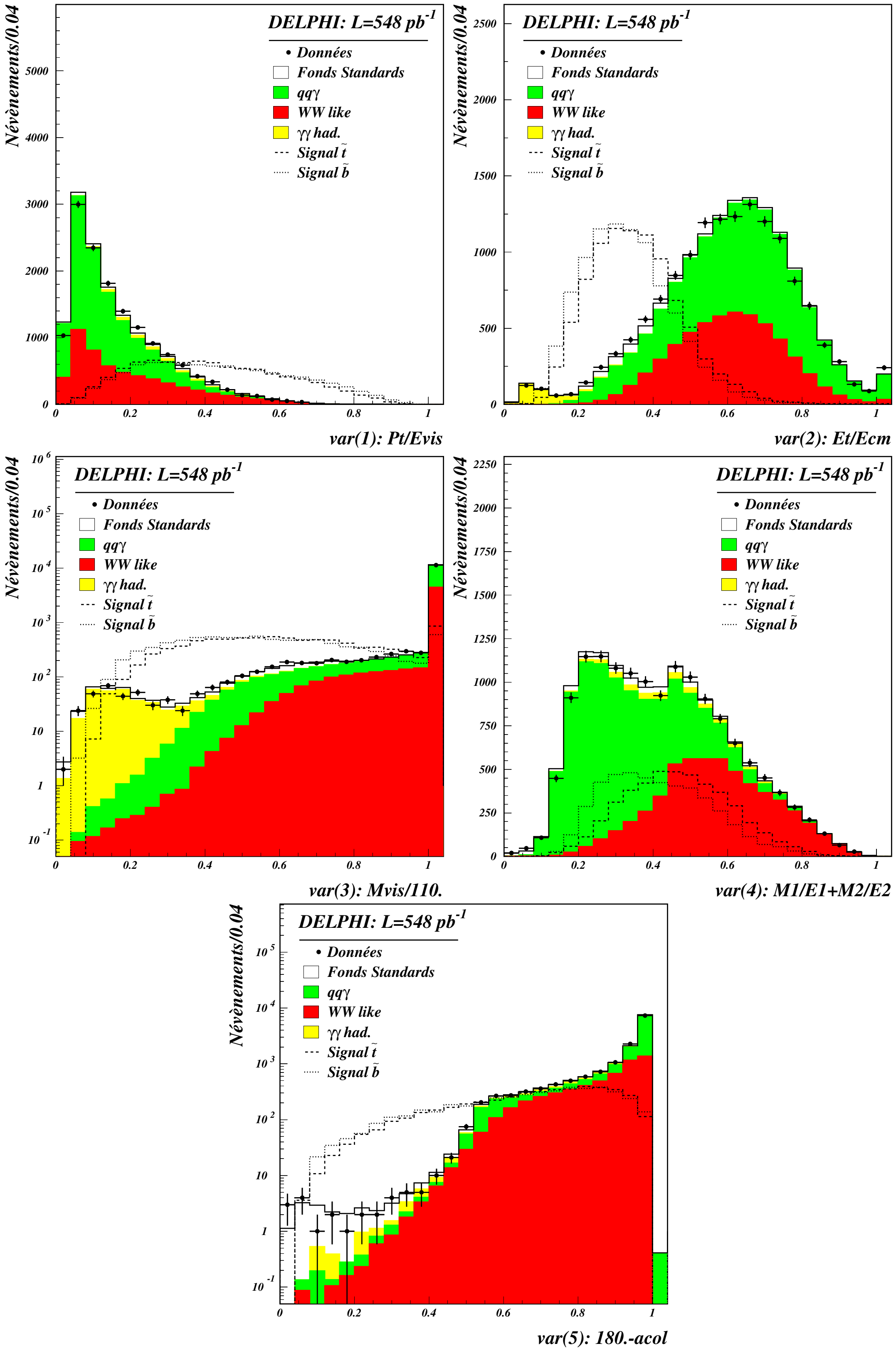


FIG. 8.16 – *Cas dégénéré: variables d'entrée des réseaux de neurones. Les données prises de 189 à 208 GeV sont sommées dans les histogrammes.*

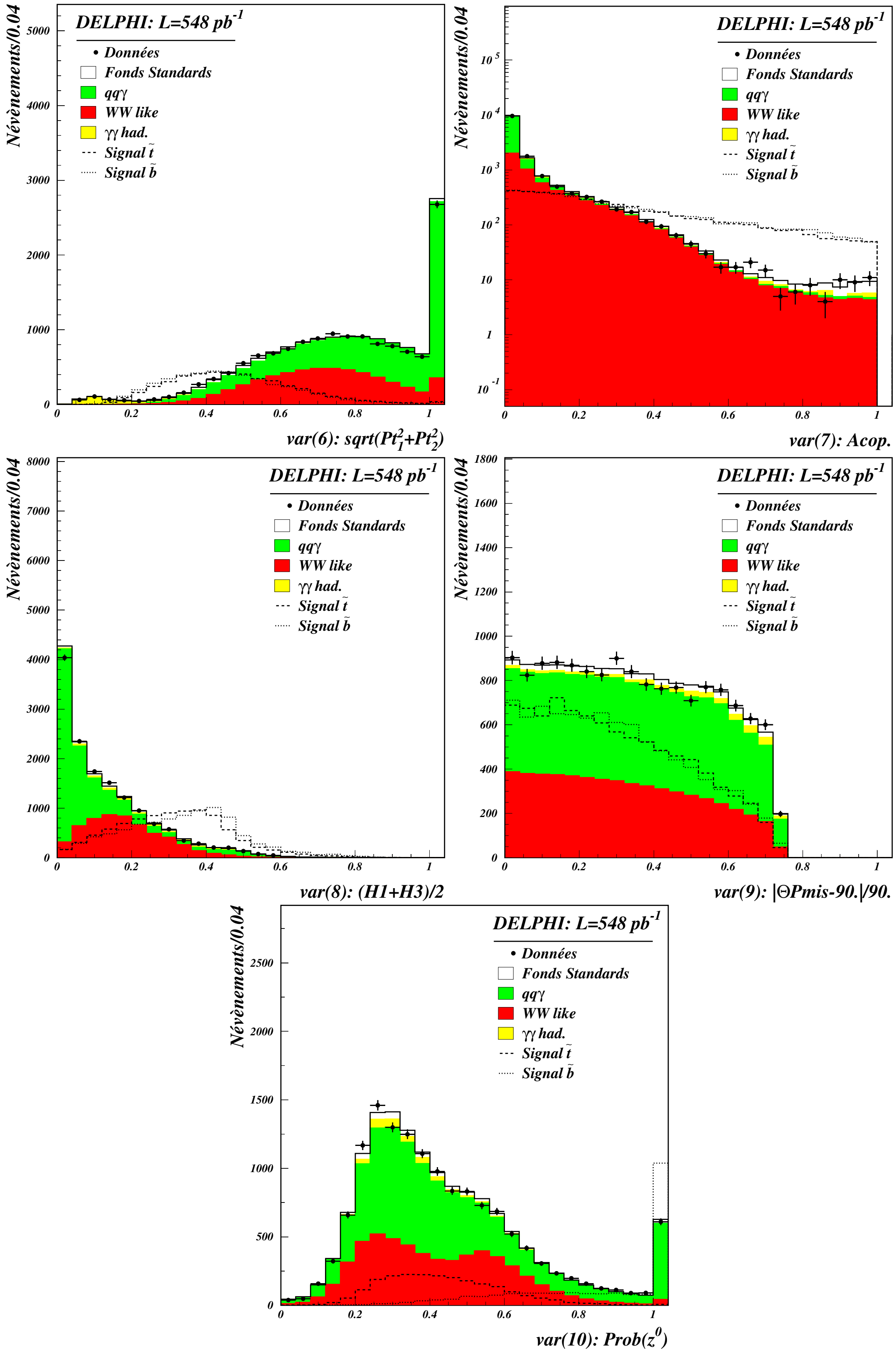


FIG. 8.17 – *Cas dégénéré: variables d'entrée des réseaux de neurones. Les données prises de 189 à 208 GeV sont sommées dans les histogrammes.*

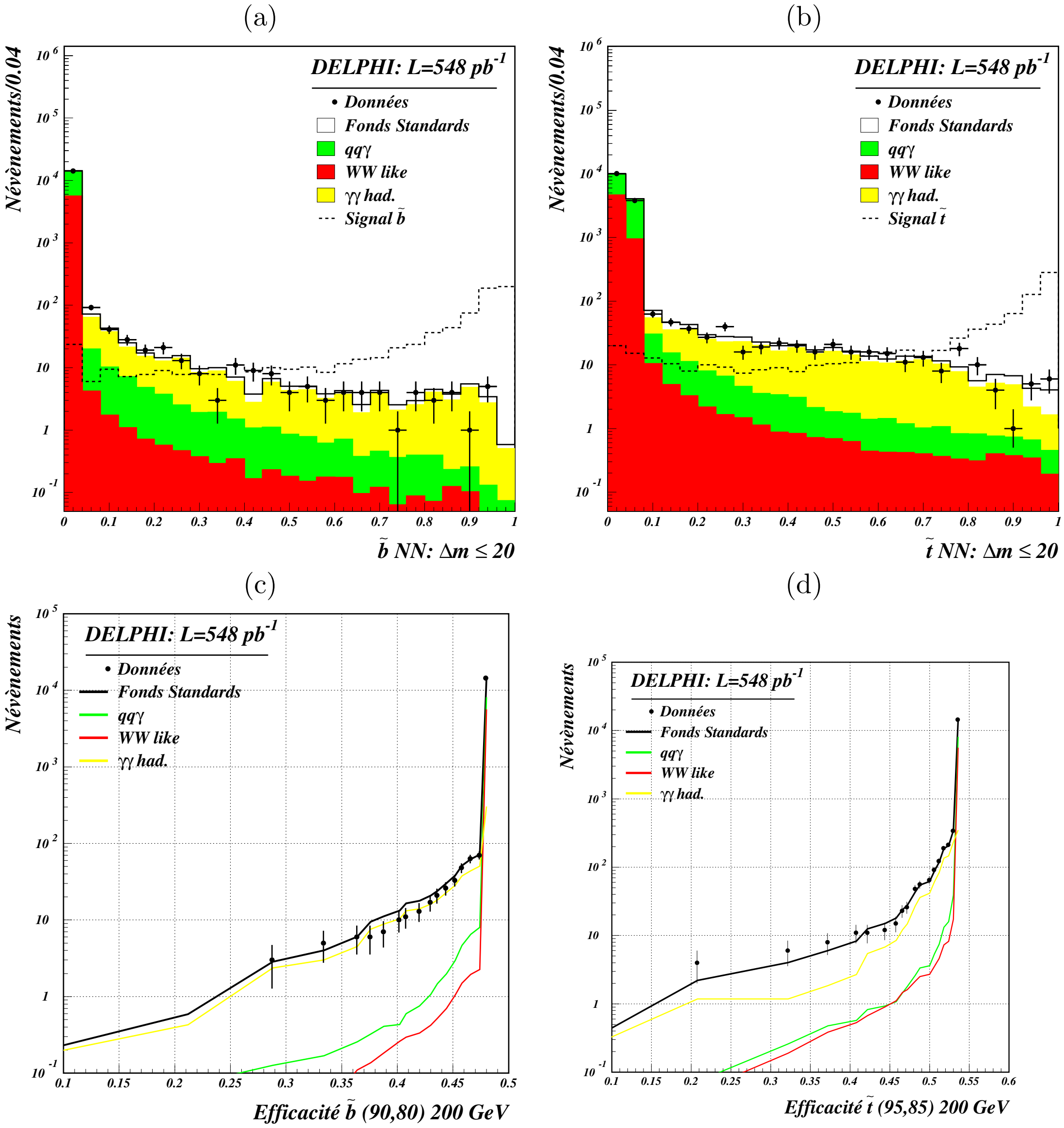


FIG. 8.18 – *Sortie des réseaux de neurones des analyses sbottom (a) et stop (b) pour* $\Delta m \leq 20$ GeV/c^2. *Les histogrammes du bas montre le nombre d'événements en fonction de l'efficacité pour l'analyse sbottom (c), et l'analyse stop (d). Les données de 189 à 208 GeV sont sommées dans les histogrammes.*

▷ $var(9) = (H_2 + H_4)/2$:
$H_2 + H_4$ prend des valeurs proches de 1,8 pour les événements QCD $e^+e^- \to q\bar{q}(\gamma)$, et proches de 0,4 pour les événements 4-fermions. La distribution pour le signal est intermédiaire, piquée sur 0,8.

▷ $var(10) = var(10) = (Prob(Z^0)\ 2\ jets + 4)/6$:
La variable d'étiquetage de la beauté est utilisée pour identifier les événements sbottom contenant des quarks b. Pour le stop, elle est utilisée pour rejeter les événements qui contiennent des quarks beaux et elle permet une légère discrimination entre quarks c et uds.

Les distributions de ces 10 variables sont montrées sur les figures 8.19 et 8.20.

La figure 8.21 montre les sorties des réseaux de neurones et le nombre d'événements en fonction de l'efficacité correspondant. Aucun excès significatif n'apparaît dans les région proches de 1 où l'on attend le signal.

8.1.4.4 Sélections finales des événements

Comme cela a été fait dans les analyses de recherche des squarks avec un neutralino LSP, les coupures sur la sortie des réseaux de neurones sont définis par la valeur de sortie où l'on obtient la plus grande valeur de $1-CL_s^{exp}$. Cette optimisation est effectuée pour les événements simulés à $\sqrt{s}$ =200 GeV, avec les efficacités de détection et les sections efficaces des points (90,10) et (90,80) dans le plan ($m_{\tilde{q}_1}$,$m_{\tilde{g}}$). La même coupure a été gardée pour les données collectées à des énergies dans le centre de masse supérieures et inférieures. Les tableaux 8.6 et 8.7 contiennent les nombres d'événements sélectionnés respectivement par les analyses stop et sbottom. Au total, 32 événements pour 30,2 attendus ont été trouvés dans l'analyse stop à grand Δm et 11 pour 11,1 attendu à faible Δm. Aucun candidat n'a été trouvé pour l'analyse sbottom dans le cas non dégénéré alors qu'on en attend 3,0. Ces nombres sont 5 pour 5,3 attendus pour l'analyse sbottom dégénéré.

	ΔM > 20		**ΔM ≤ 20**	
	Data	MC	Data	MC
188,7	4	6,63 ±0,74	6	3,7 ±1,2
191,6	4	1,05 ±0,12	0	0,482±0,097
195,6	5	3,53 ±0,24	3	1,41 ±0,26
199,6	7	4,32 ±0,27	0	1,62 ±0,28
201,7	1	2,06 ±0,14	0	0,84 ±0,14
204,8	4	4,43 ±0,30	0	1,20 ±0,27
206,6	5	4,29 ±0,29	2	1,23 ±0,27
208,1	0	0,418±0,031	0	0,117±0,026
206,5 S1	2	3,41 ±0,20	0	0,556±0,072
total	32	30,15±0,96	11	11,1 ±1,3

TAB. 8.6 – *Nombre d'événements sélectionnés dans les analyses de recherche du stop se désintégrant en c$\tilde{g}$ et où le gluino s'hadronise toujours en R-hadron neutre ($P = 0$).*

Les efficacités de détection des signaux stop et sbottom ont été calculée pour les points simulés puis interpolés avec un pas de 1 GeV/c^2 dans le plan ($m_{\tilde{q}_1}$,$m_{\tilde{g}}$). Ces efficacités sont montrées pour des signaux simulés à $\sqrt{s}$ =200 GeV/csur la figure 8.22

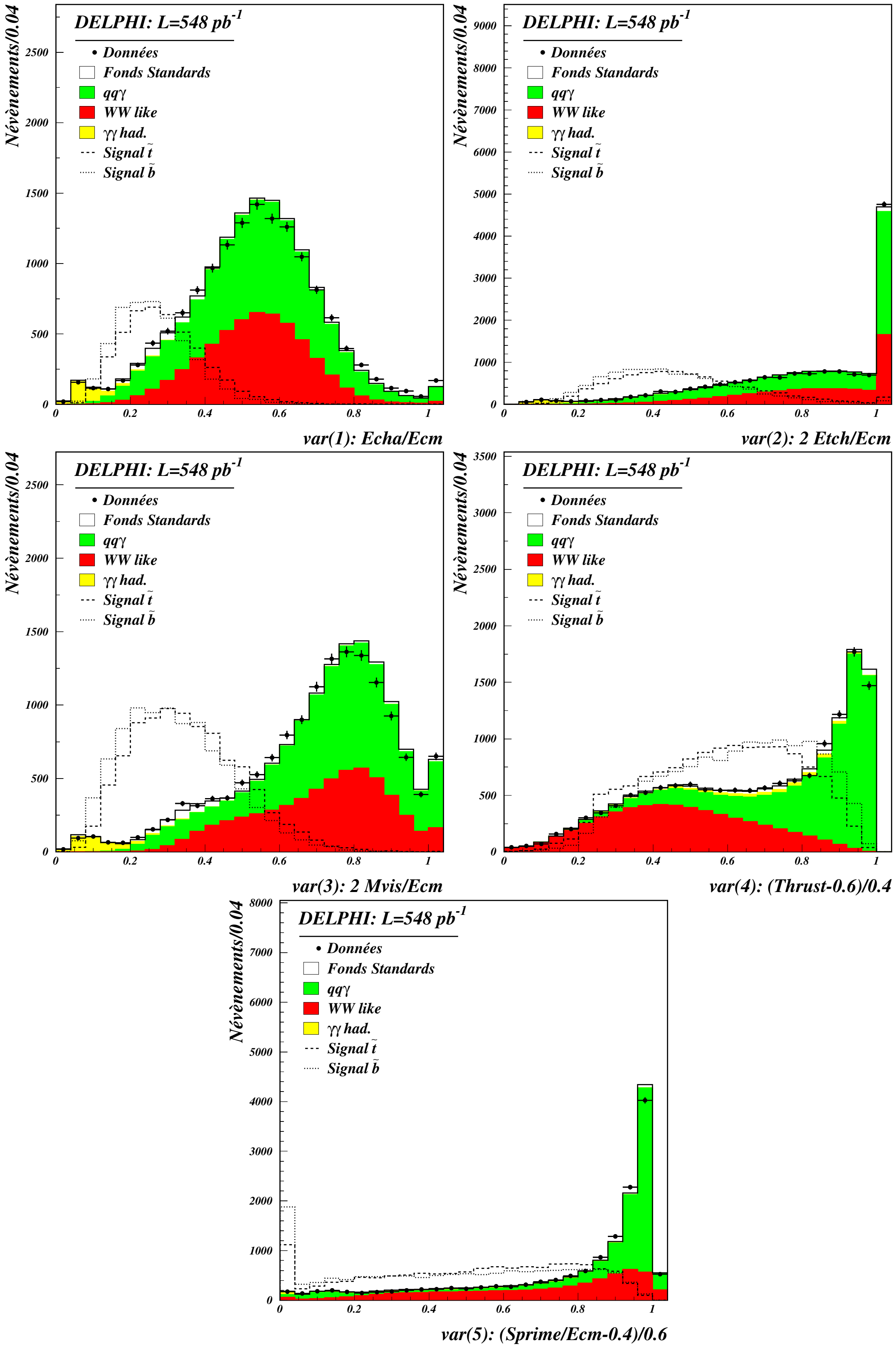


Fig. 8.19 – *Variables d'entrée des réseaux de neurones. Les données prises de 189 à 208 GeV sont sommées dans les histogrammes.*

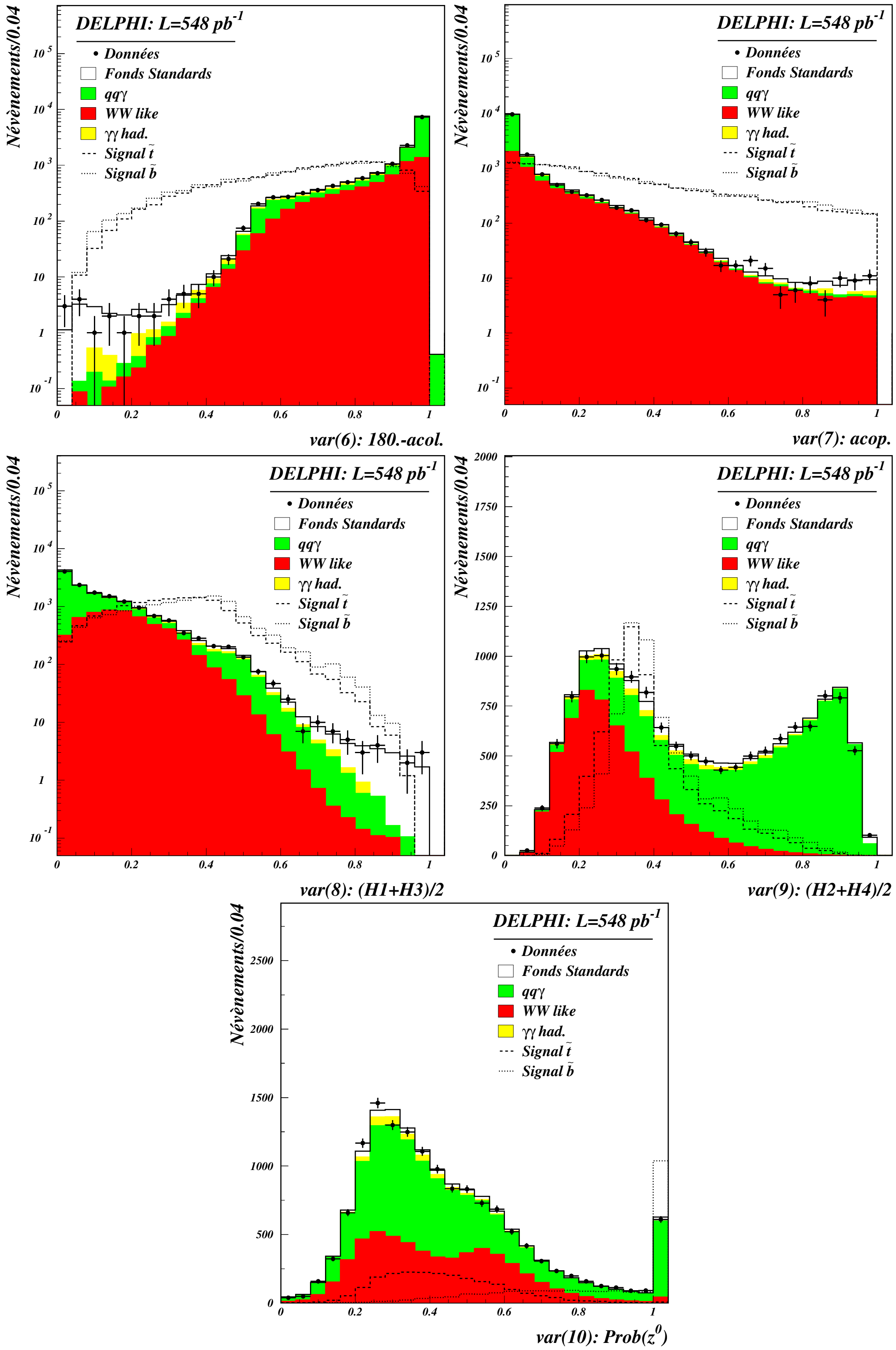


FIG. 8.20 – *Variables d'entrée des réseaux de neurones. Les données prises de 189 à 208 GeV sont sommées dans les histogrammes.*

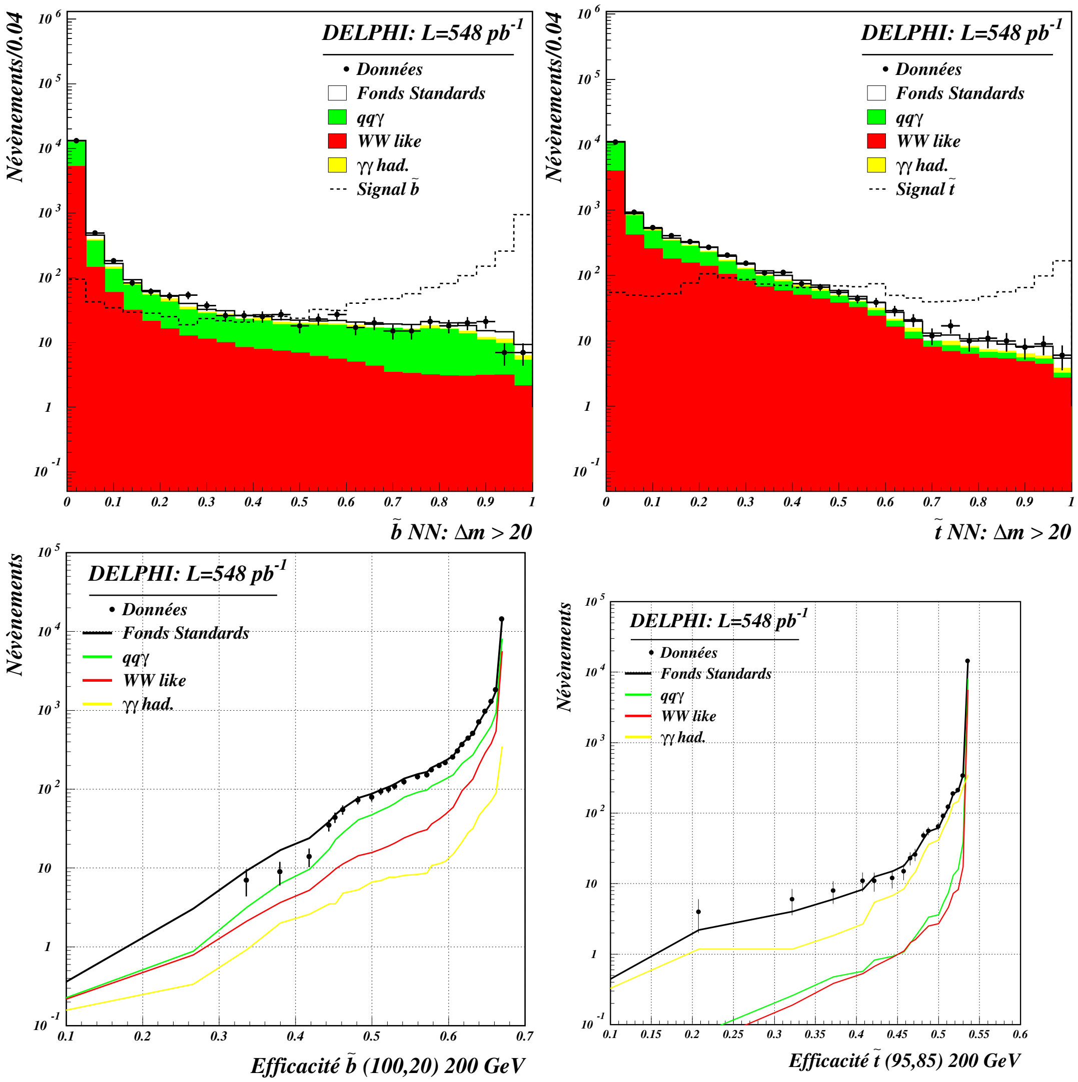


FIG. 8.21 – *Sortie des réseaux de neurones des analyses sbottom (a) et stop (b) pour* $\Delta m >$ 20 GeV/c^2. *Les histogrammes du bas montre le nombre d'événements en fonction de l'efficacité pour l'analyse sbottom (c), et l'analyse stop (d). Les données de 189 à 208 GeV sont sommées dans les histogrammes.*

	ΔM > 20		ΔM ≤ 20	
	Data	MC	Data	MC
188,7	0	1,04 ±0,66	3	2,5 ±1,1
191,6	0	0,085±0,026	0	0,180±0,058
195,6	0	0,314±0,088	1	0,57 ±0,18
199,6	0	0,295±0,094	0	0,66 ±0,20
201,7	0	0,225±0,049	1	0,319±0,096
204,8	0	0,295±0,040	0	0,43 ±0,17
206,6	0	0,312±0,050	0	0,38 ±0,18
208,1	0	0,022±0,005	0	0,037±0,017
206,5 S1	0	0,417±0,054	0	0,28 ±0,16
total	0	3,00 ±0,68	5	5,3 ±1,2

TAB. 8.7 – *Nombre d'événements sélectionnés dans les analyses de recherche du sbottom se désintégrant en $b\tilde{g}$ et où le gluino s'hadronise toujours en R-hadron neutre ($P = 0$).*

(a) (b)

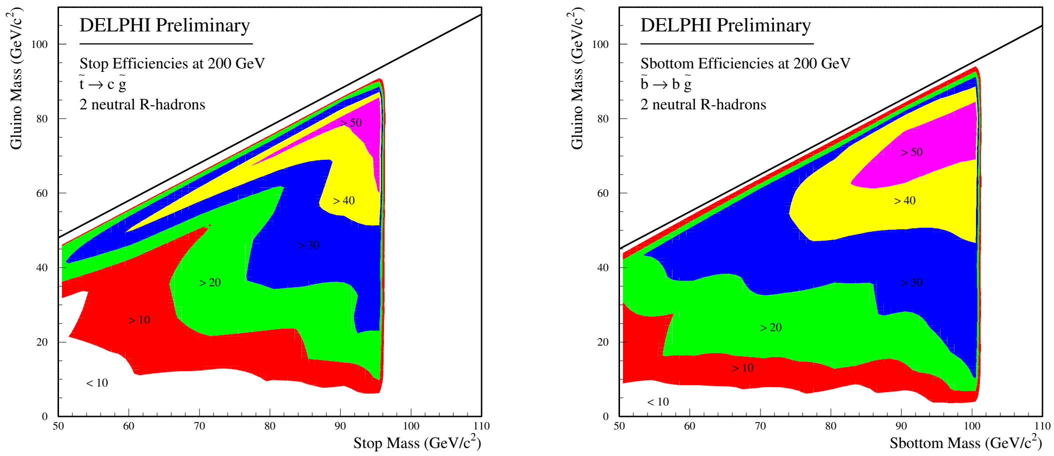


FIG. 8.22 – *Efficacités de détection des signaux stop (a) et sbottom (b) où les deux gluinos s'hadronisent en R-hadrons neutres ($\sqrt{s}$ =200 GeV).*

8.1.5 Interprétation des résultats

Les résultats obtenus à des énergies dans le centre de masse allant de 189 à 208 GeV sont combinés pour calculer le niveau de confiance de l'hypothèse de présence du signal. Les sections efficaces de production des signaux stop et sbottom ont été calculées avec le programme SUSYGEN et les rapports d'embranchement du stop et du sbottom en $c\tilde{g}$ et en $b\tilde{g}$ ont été pris égaux à 100%. Les sections efficaces sont calculées pour deux angles de mélanges: 0° correspond à des squarks purement gauches, 56° et 68° correspondent respectivement à des stop et des sbottom au découplage du Z^0.

Le calcul des niveaux de confiance est effectué pour différentes hypothèses de P, la probabilité que le gluino s'hadronise en R-hadrons chargés. Pour $P = 1$, seuls les résultats des analyses de recherche des événements $q\bar{q}R^{\pm}R^{\pm}$ sont utilisés dans le calcul des niveaux de confiance. Pour

$P = 0$, seuls les résultats des l'analyse de recherche des événements $q\bar{q}R^\circ R^\circ$ sont données au programme ALRMC. Pour les valeurs intermédiaires de P (0,25, 0,5 et 0,75), les résultats de toutes les analyses sont utilisées et les sections efficaces de chacun des sous-processus sont:

$$\begin{cases} \sigma(R^\pm R^\pm) & = & \sigma(\widetilde{\mathrm{q}}_1\widetilde{\mathrm{q}}_1) \times P^2 \\ \sigma(R^\circ R^\pm) & = & \sigma(\widetilde{\mathrm{q}}_1\widetilde{\mathrm{q}}_1) \times 2P(1-P) \\ \sigma(R^\circ R^\circ) & = & \sigma(\widetilde{\mathrm{q}}_1\widetilde{\mathrm{q}}_1) \times (1-P)^2 \end{cases} \tag{8.1}$$

Les figures 8.23 et 8.24 montrent les régions exclues à 95% de niveaux de confiance pour les analyses de recherche du stop et du sbottom pour P=0, 0,25, 0,5, 0,75 et 1. Sur ces histogrammes, l'exclusion sur la masse du gluino provenant de l'analyse des données enregistrées à LEP1 est également montrée. Cette analyse est présentée dans la section suivante. Le tableau 8.8 montre les limites sur la masse des squarks obtenues pour $\Delta m \geq 10$ GeV/c^2, une masse de gluino supérieure à 2 GeV/c^2 et une masse de squark supérieure à 50 GeV/c^2.

	Stop		Sbottom	
P	$\theta_{\widetilde{\mathrm{t}}} = 0°$	$\theta_{\widetilde{\mathrm{t}}} = 56°$	$\theta_{\widetilde{\mathrm{b}}} = 0°$	$\theta_{\widetilde{\mathrm{b}}} = 68°$
0,00	92	87	98	86
0,25	90	87	96	82
0,50	92	89	94	82
0,75	94	92	94	84
1,00	95	94	95	87

TAB. 8.8 – *Limites sur la masse des squarks stop et sbottom pour les canaux de désintégration* $\widetilde{\mathrm{t}}_1 \to c\widetilde{\mathrm{g}}$ *et* $\widetilde{\mathrm{b}}_1 \to b\widetilde{\mathrm{g}}$. *Les limites sont données en fonction de P pour un angle de mélange nul et pour le découplage au* Z^0. *Ces limites osnt valides pour* $\Delta m \geq 10$ GeV/c^2, *une masse de gluino supérieure à 2* GeV/c^2 *et une masse de squark supérieure à 50* GeV/c^2.

Des masses de squarks inférieures à environ la moitié de la masse du Z^0 sont exclues par la mesure de la largeur invisible du Z^0 à LEP1 pour un angle de mélange nul des squarks. Au découplage du Z^0, cette contrainte n'est plus valide car la section efficace de production des squarks est trop faible. Les masses de squarks inférieures à $m_Z/2$ n'ont pas été étudiées car la topologie du signal est sensiblement différente pour cette région de masse. Les squarks sont produits avec un grand boost et la caractéristique d'acoplanarité des événements squarks n'est plus valide.

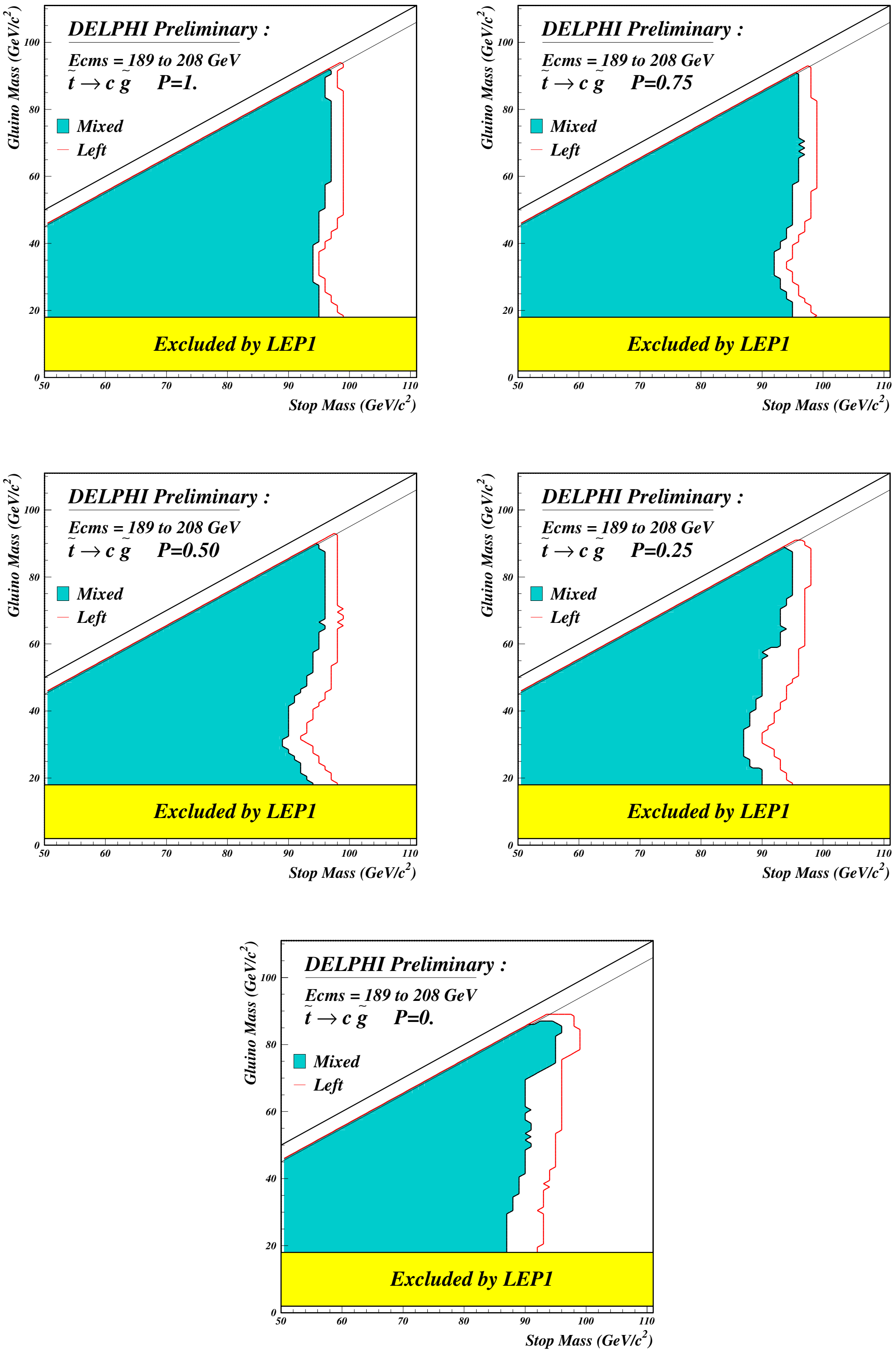


FIG. 8.23 – *Régions exclues à 95% de niveau de confiance dans le plan ($m_{\tilde{t}_1}$,$m_{\tilde{g}}$) pour P=0, 0,25, 0,5, 0,75 et 1.*

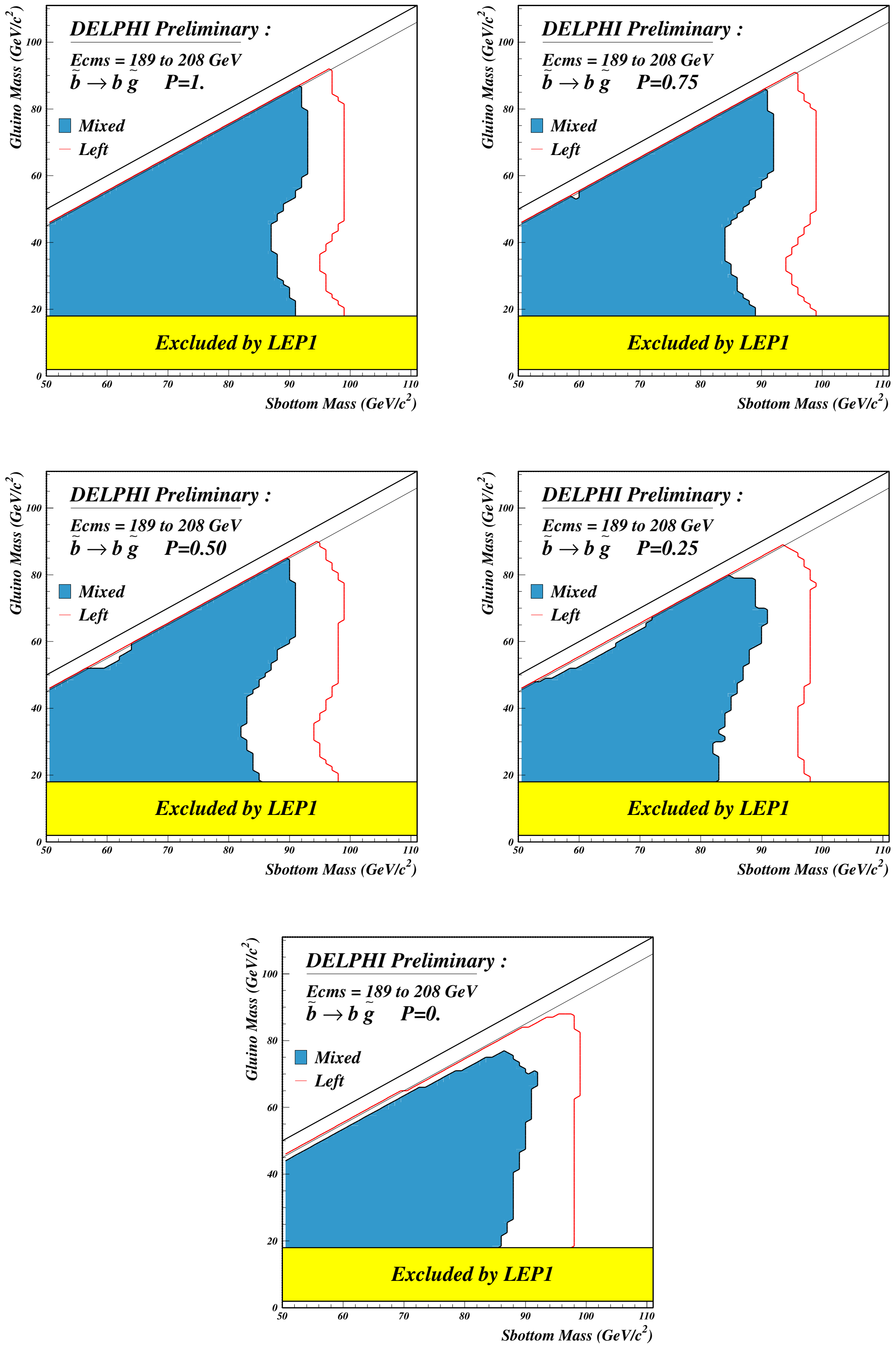


FIG. 8.24 – *Régions exclues à 95% de niveau de confiance dans le plan* $(m_{\tilde{b}_1}, m_{\tilde{g}})$ *pour P=0, 0,25, 0.5, 0,75 et 1.*

8.2 Recherche des R-hadrons à LEP1

La figure 8.25a montre le processus $e^+e^- \to q\bar{q}g$ et la désintégration du gluon en une paire de gluinos. Ce processus permet de rechercher le gluino dans des événements où aucune autre particule supersymétrique n'intervient. Cependant, sa section efficace est trop faible à LEP2. Il faut donc revenir à la résonance du Z^0 pour rechercher ces événements.

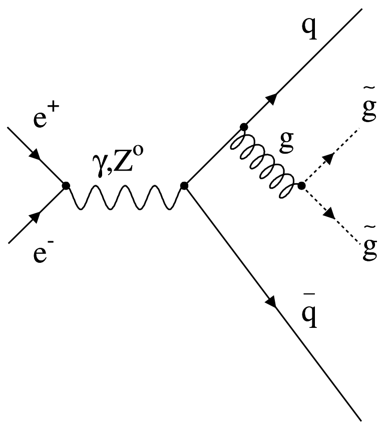


FIG. 8.25 – *Production de paires de gluinos lors de la désintégration d'un gluon.*

De 1989 à 1995, le LEP a fonctionné à une énergie dans le centre de masse centrée sur la masse du boson Z^0. ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL ont enregistré des millions d'événements qui ont permis des mesures très précises des paramètres du Modèle Standard. Des variations de l'énergie dans le centre de masse ont également permis de mesurer que le nombre de familles de neutrinos est trois.
Les événements enregistrés par DELPHI en 1994 à une énergie dans le centre de masse de 91,2 GeV sont analysés pour rechercher le gluino. La luminosité intégrée de ces données correspond à 46 pb^{-1}[1]. Le processus dominant à LEP1 est $e^+e^- \to Z^0$. La recherche du gluino s'effectuant dans des états finaux hadroniques, seul un lot d'événements $e^+e^- \to Z^0 \to q\bar{q}$ est utilisé pour estimer les processus standards. La section efficace de ce lot d'événements simulés est 34,4 nb à une énergie dan le centre de masse de 91,2 GeV. Le nombre d'événements simulés correspond à trois fois la luminosité correspondante $\mathcal{L}\sigma$. L'analyse devra donc éliminer les événements leptoniques et les interactions $\gamma\gamma$. Le fait de ne pas comptabiliser ces processus dans l'estimation des fonds standards est conservatif pour une expérience de comptage comme celle qui est effectuée.

Le programme utilisé par les auteurs de la référence [1] calcule l'élément de matrice du processus $e^+e^- \to q\bar{q}\tilde{g}\tilde{g}$ et sa section efficace. Nous avons modifié ce programme pour le transformer en un générateur d'événements Monte-Carlo. Il a été interfacé avec le programme JETSET pour effectuer l'hadronisation des partons standards. L'hadronisation des gluinos en R-hadrons est également effectuée. Les R-hadrons chargés sont alors simulés par des muons lourds et les R-hadrons neutres par des K_L^0, comme cela a été décrit au chapitre 3. Des

1. En 1994, quelques picobarns ont également été collectées à des énergies dans le centre de masse plus élevées. Ces événements ne sont pas utilisés dans les analyses.

événements sont générés pour des masses de gluinos allant de 2 GeV/c^2 à 26 GeV/c^2 avec un pas de 2 GeV/c^2. Ils ont été passés dans le programme complet de simulation et de reconstruction du détecteur DELPHI. Pour chaque masse de gluino, 1000 événements pour chacun des trois processus suivants ont été générés:

- $e^+e^- \to q\bar{q}\tilde{g}\tilde{g} \to q\bar{q}R^\pm R^\pm$
- $e^+e^- \to q\bar{q}\tilde{g}\tilde{g} \to q\bar{q}R^\pm R^\circ$
- $e^+e^- \to q\bar{q}\tilde{g}\tilde{g} \to q\bar{q}R^\circ R^\circ$

Le programme SUSANA est utilisé pour analyser les données et les événements simulés. Les coupures de préselection effectuées dans ce programme ont été modifiées afin de réduire la taille des données analysées.
Deux recherches sont effectuées. Dans le premier cas, la même analyse est utilisée pour rechercher les états chargés $R^\pm R^\pm$, et mixtes $R^\pm R^\circ$. Cette analyse est basée sur la mesure de dE/dx anormaux dans la TPC de DELPHI. Pour les états neutres $R^\circ R^\circ$, une analyse basée sur une série de coupures séquentielles est développée.

8.2.1 Recherche de R-hadrons chargés à LEP1

Dans un premier temps, les événements contenant au moins un R-hadron chargé sont recherchés. L'analyse développée est la même pour les événements $q\bar{q}R^\pm R^\pm$ et $q\bar{q}R^\pm R^\circ$.

8.2.1.1 Présélection des événements

La section efficace du processus $e^+e^- \to Z^0 \to q\bar{q}$ à LEP1 est très élevée. Les 46 pb^{-1} enregistrés en 1994 correspondent à 1,6 millions d'événements $q\bar{q}$. Afin de réduire le volume des données analysées, des coupures plus sévères ont été introduites dans le programme SUSANA avant la création des n-tuples. L'énergie transverse doit être supérieure à 4 GeV. Les événements doivent contenir au moins 5 particules chargées et une de ces particules doit avoir un impulsion transverse supérieure à 1,5 GeV/c. Les événements doivent ensuite contenir au moins une particules d'impulsion supérieure à 5 GeV/c, reconstruite avec la TPC, et dont le dE/dx, mesuré avec au moins 80 fils, est: soit supérieur à 1,8 mip, soit inférieur au dE/dx attendu pour une particule de masse égale à 1 GeV/c^2. Ces coupures permettent de réduire le nombre d'événements à environ 100000.
Les événements recherchés contiennent trois ou quatre jets. La quantité Y_{23} est une des distances des jets obtenues avec l'algorithme de reconstruction de jets DURHAM: elle fait passer le nombre de jets reconstruits de deux à trois. On demande que $-log_{10}(Y_{23})$ soit supérieur à 2.
On va sélectionner ensuite les candidats R-hadrons chargés en fonction de certaines caractéristiques. Celles-ci sont plus strictes pour l'analyse des données LEP1, comparée à celles définies plus tard pour l'analyse des données LEP2. Les contributions des fonds sont en effet plus importantes à LEP1. Les caractéristiques des candidats $R^\pm$ sont les suivantes:

- ▷ Il doit être reconstruit avec les détecteurs de traces VD, ID et TPC.
- ▷ Son impulsion est supérieure à 10 GeV/c.
- ▷ La mesure de son dE/dx a été effectuée avec au moins 80 fils sensibles de la TPC.

▷ L'énergie des autres particules (neutres et chargées) dans un cône de 15° autour du candidat est inférieure à 2 GeV.

▷ Enfin, l'énergie électromagnétique associée au candidat est inférieure à 5 GeV.

La figure 8.26 montre certaines distributions des particules avant la sélection des candidats $R^{\pm}$. On voit sur cette figure que l'impulsion des particules ne peut pas être plus grande que $\sqrt{s}/2$. Cette saturation de l'impulsion est introduite dans le programme de reconstruction DELANA.
La dernière coupure de présélection consiste à demander au moins un candidat $R^{\pm}$ par événement.

8.2.1.2 Recherche de dE/dx anormaux

La sélection finale est effectuée par des coupure dans le plan $(\vec{P}, dE/dx)$. L'analyse est séparée en deux fenêtres de masse:

- $m_{\tilde{g}} < 14$ GeV/c^2:
  on va rechercher dans cette fenêtre de masse des particules ayant un dE/dx inférieur aux dE/dx de particules standards. Un candidat R-hadron est gardé si son impulsion est supérieure à 15 GeV/c et si son dE/dx est inférieur à celui attendu pour une particule de masse égale à 3 GeV/c^2.

- $m_{\tilde{g}} \geq 14$ GeV/c^2:
  Dans celle-ci, on va rechercher des particules ayant un dE/dx supérieur aux dE/dx des particules standards. On garde les candidats $R^{\pm}$ ayant un dE/dx supérieur à 2 mip et supérieur au dE/dx attendu pour une particule de masse égale à 10 GeV/c^2.

La figure 8.27 montre le nombre de candidats $R^{\pm}$ par événements pour chacune des fenêtres de masse.

La sélection finale consiste à demander au moins un candidat $R^{\pm}$ par événement. 5 événements sont observés alors qu'on en attend 4,2 pour la fenêtre $m_{\tilde{g}} < 14$ GeV/c^2. Pour $m_{\tilde{g}} \geq 14$ GeV/c^2, on observe 12 événements pour 13,5 attendus. Le tableau 8.9 contient le nombre d'événements après chacune des coupures de l'analyse.

	Données	Simulation $Z^0 \to q\bar{q}$
1 dE/dx anormal	99322	97170 ± 200
Y_{23}	33461	35680 ± 120
1 candidat HIP	421	464 ± 14
Faibles dE/dx ($m_{\tilde{g}}$< 14)	5	4,2± 1,3
grands dE/dx ($m_{\tilde{g}}$≥ 14)	12	13,5± 2,4

TAB. 8.9 – *Nombre d'événements après chacune des coupures de l'analyse de recherche de R-hadrons chargés à LEP1.*

Les efficacités de détection des signaux $q\bar{q}R^{\pm}R^{\pm}$ et $q\bar{q}R^{\pm}R^{\circ}$ en fonction de la masse du gluino sont montrées sur la figure 8.28. Celles des événements contenant deux $R^{\pm}$ sont environ égales à deux fois l'efficacité du signal $q\bar{q}R^{\pm}R^{\circ}$.

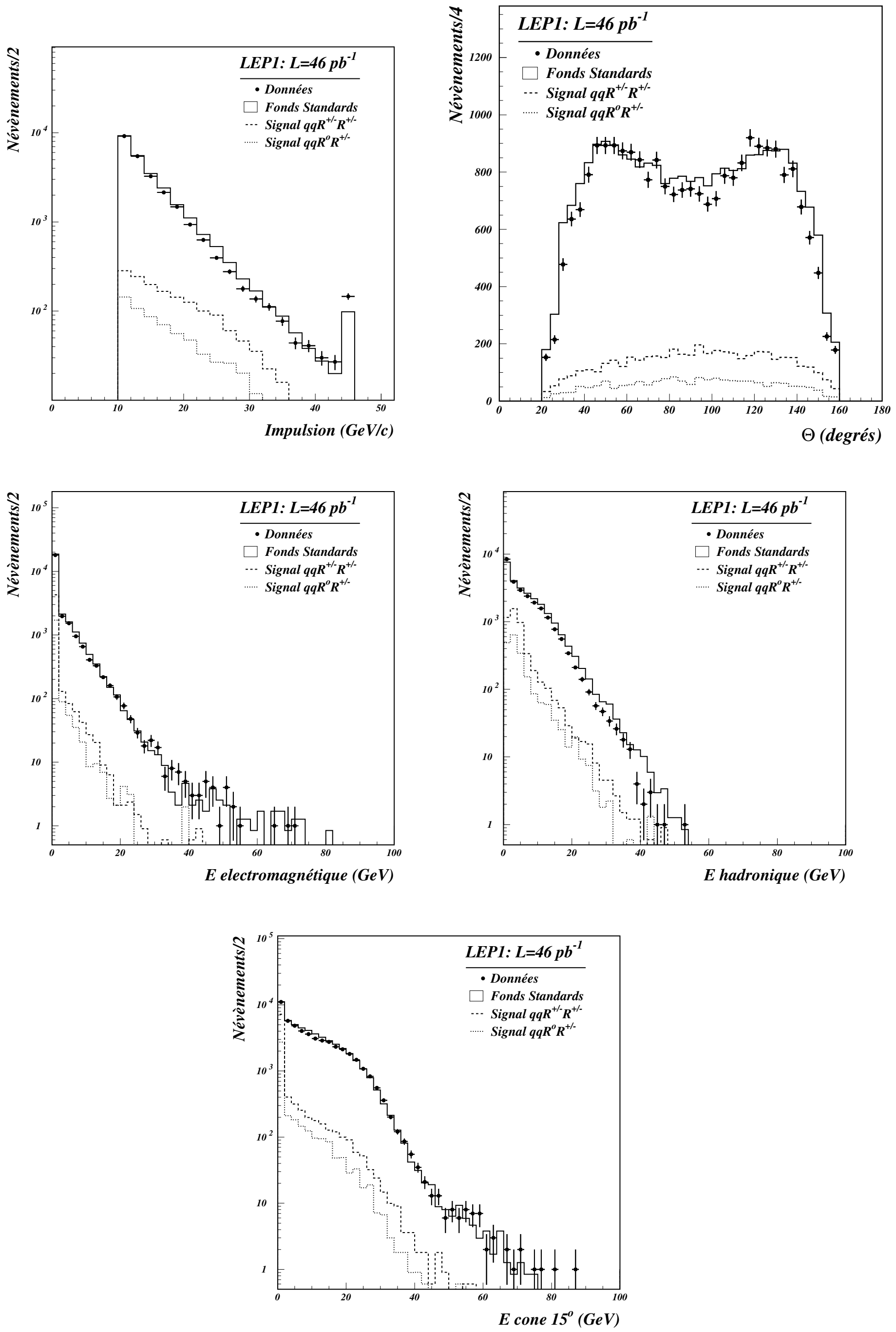


Fig. 8.26 – *Comparaison entre données et simulation pour l'analyse recherche de R-hadrons chargés à LEP1.*

(a) (b)

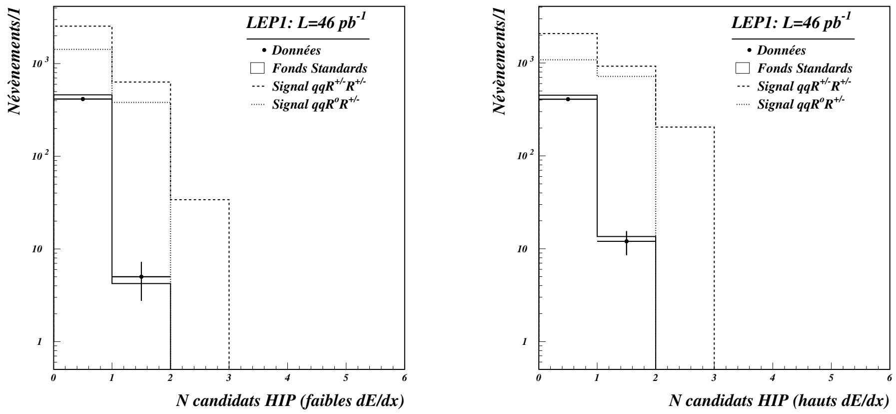


FIG. 8.27 – *Nombre de candidats R-hadron chargé par événements: (a) pour la fenêtre d'analyse de masse des faibles dE/dx, (b) et pour celle des dE/dx élevés.*

(a) (b)

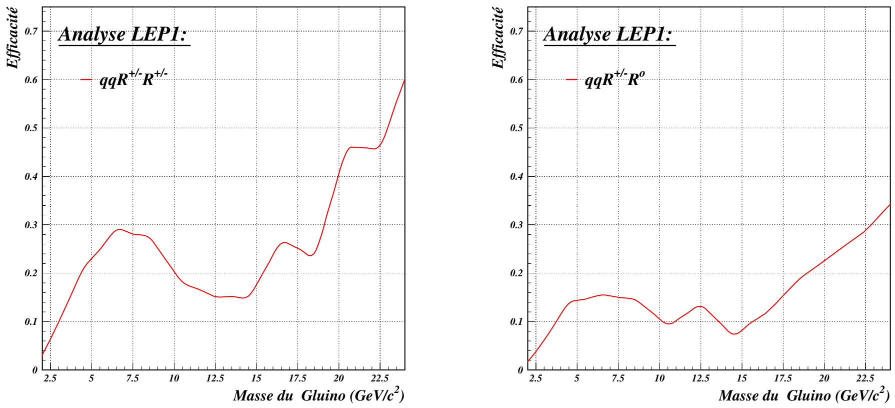


FIG. 8.28 – *Efficacités de détection des signaux contenant des R-hadrons chargés: (a) $q\bar{q}R^{\pm}R^{\pm}$, (b) $q\bar{q}R^{\pm}R^{\circ}$.*

8.2.2 Recherche de R-hadrons neutres à LEP1

Une analyse constituée de coupures séquentielles est effectuée pour rechercher les événements $q\bar{q}R^{\circ}R^{\circ}$ à LEP1. Cette analyse est basée sur la recherche d'événements dont l'énergie manquante provient de la masse des gluinos. L'analyse est donc optimale pour des grandes masses de gluinos. Les efficacités de détection seront donc faibles pour des petites masses. Dans le programme d'analyse SUSANA, les coupures usuelles sont appliquées. L'énergie transverse doit être supérieure à 4 GeV. Un événement doit contenir au moins 5 particules chargées, dont une avec une impulsion transverse supérieure à 1,5 GeV/c. Une coupure supplémentaire est appliquée afin de réduire le nombre d'événements: l'acolinéarité doit être supérieure à 20°. Environ 40000 événements sont ainsi sélectionnés dans les n-tuples. A ce niveau, on observe

un excès de données par rapport à la simulation. Il provient du fait que les événements $\tau^+\tau^-$ et les interactions $\gamma\gamma$ ne sont pas simulés.
On applique ensuite une série de coupures dont le but est de réduire le fond $\gamma\gamma$ hadronique:

- Le nombre de traces reconstruites avec la TPC doit être supérieur à 4.
- L'énergie des traces reconstruites uniquement avec le VD et l'ID doit être inférieure à 20% de l'énergie totale de l'événement.
- On demande que l'énergie dans un cône de 40° autour de l'axe z soit inférieure à 40% de l'énergie totale.
- De même, l'énergie dans un cône de 20° autour de l'axe z soit inférieure à 10% de l'énergie totale.
- Finalement, l'énergie transverse des événements doit être supérieure à 20 GeV.

A ce niveau de sélection, environ 16000 événements réels sont toujours présents.
On sélectionne ensuite les événements dont la masse visible est inférieure à 60 GeV/c^2 afin de réduire le fond $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$. Les événements recherchés sont produits principalement dans la partie centrale de DELPHI. Afin d'éliminer les événements vers l'avant, on demande que l'angle de l'axe du thrust par rapport au faisceau soit compris entre 37° et 143°. De plus, l'angle polaire du moment manquant doit être compris entre 45° et 135°. La figure 8.29 montre des comparaisons entre données et événements simulés à ce niveau de sélection. Le dernier histogramme montre la distribution de Y_{23}, la distance DURHAM faisant basculer la caractérisation d'un événement d'une topologie deux jets à une topologie 3 jets. On voit que $-log_{10}(Y_{23})$ est une variable avec un grand pouvoir de discrimination. On demande donc que la quantité $-log_{10}(Y_{23})$ soit supérieure à 2. Le nombre de particules dans les événements $q\bar{q}R^\circ R^\circ$ est plus faibles que pour les événements $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$. On demande donc que le nombre de traces chargées par événements soit inférieure à 20.

On sélectionne ensuite les événements dont l'acoplanarité est supérieure à 10°, et dont le thrust est inférieur à 0,95 afin de réduire le nombre d'événements ayant deux jets dos à dos. Enfin, la dernière coupure est bi-dimensionnelle. La *softness* est définie comme $M_{jet1}/E_{jet1} + M_{jet2}/E_{jet2}$ lorsque l'on reconstruit deux jets dans l'événement. Les valeurs de cette variable sont comprises entre 0,2 et 1 pour le signal et entre 0,5 et 1 pour les événements $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$. On élimine les événements ayant à la fois une acolinéarité inférieure à 50° et une *softness* supérieure à 0,45. La figure 8.30 montre les distributions des variables avant chacune des trois coupures précédentes.

Le tableau 8.10 contient le nombre d'événements après chacune des coupures de l'analyse de recherche des événements $q\bar{q}R^\circ R^\circ$. A la fin de cette analyse, 12 événements ont été sélectionnés alors qu'on en attend 10,6 ± 2,1 pour le fond $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$.

Les efficacités de détection des signaux $q\bar{q}R^\circ R^\circ$ en fonction de la masse du gluino sont montrées sur la figure 8.31. L'efficacité est faible pour les petites masses de gluino (de 2 à 10%). Elle est maximale (19%) pour une masse de gluino de 18 GeV/c^2.

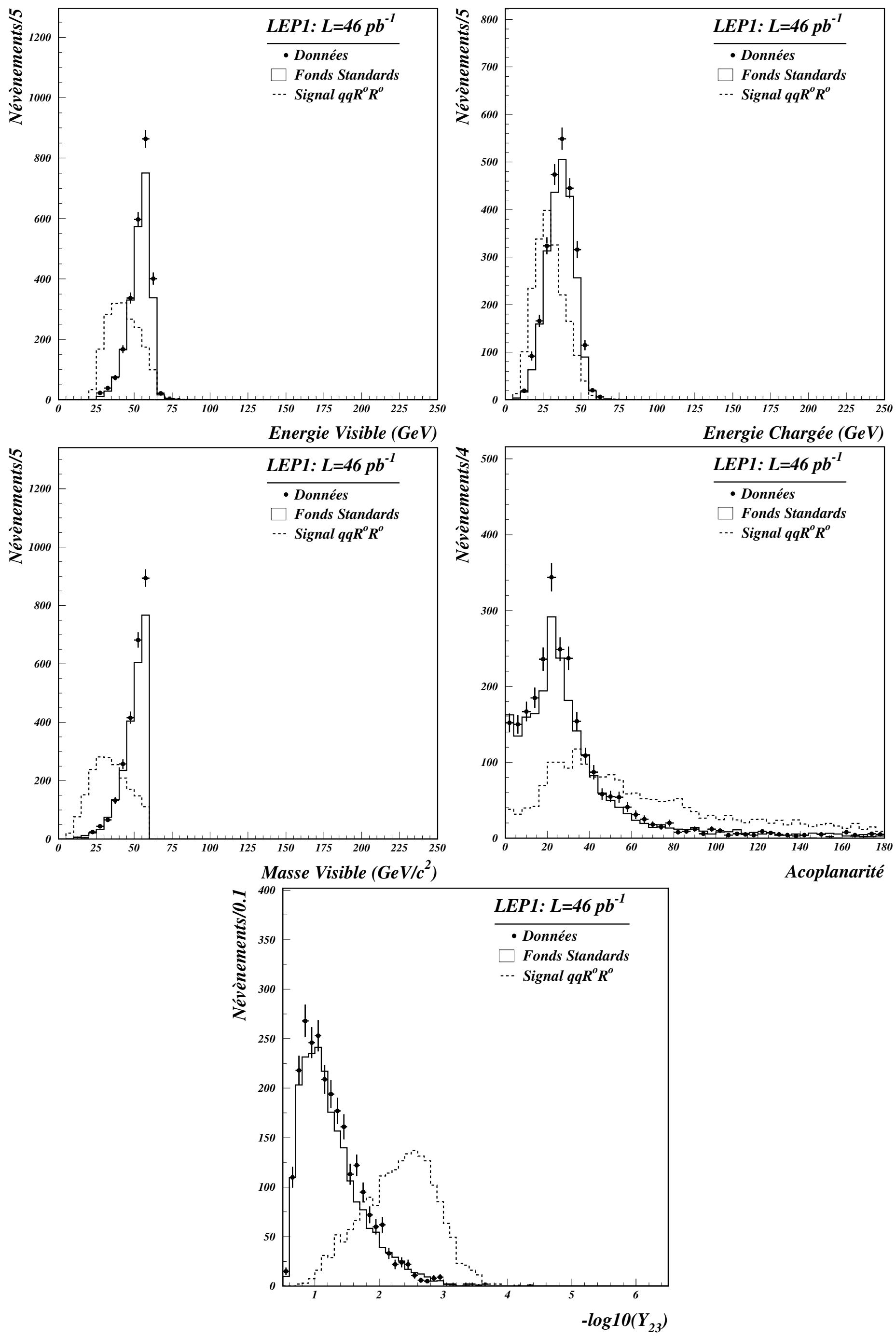


FIG. 8.29 – *Comparaison entre données et simulation pour l'analyse recherche de R-hadrons neutres à LEP1.*

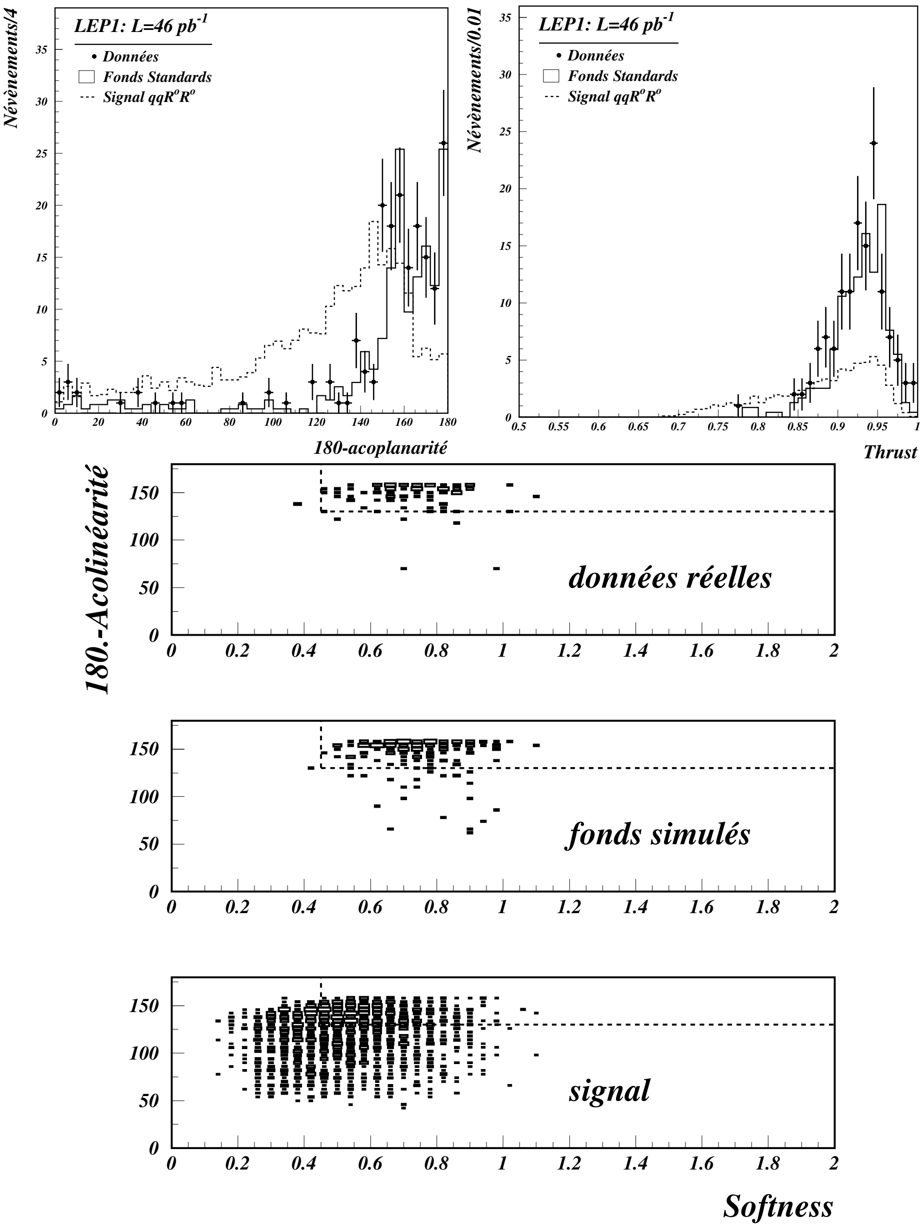


FIG. 8.30 – *Comparaison entre données et simulation pour l'analyse recherche de R-hadrons neutres à LEP1.*

	Données	Simulation $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$
Acolinéarité	41231	34853 ± 120
N_{TPC}	38977	33807 ± 120
$\%E_{VD-ID}$	36877	32419 ± 120
E_{40}/E_{vis}	19309	15311 ± 80
E_{20}/E_{vis}	16664	13480 ± 75
E_t	16317	13453 ± 75
M_{vis}	5932	6353 ± 52
$\|\cos\theta_{thrust}\|$	5384	5725 ± 49
$\|\cos\theta_{Pmis}\|$	2527	2294 ± 31
Y_{23}	214	194 ± 9,1
$N_{char.}$	183	161 ± 8,3
Acoplanarité	134	115 ± 7,0
Thrust	105	81,7 ± 5,9
Acol. vs softness	12	10,6 ± 2,1

TAB. 8.10 – *Nombre d'événements après chacune des coupures de l'analyse de recherche des événements $q\bar{q}R^\circ R^\circ$ à LEP1.*

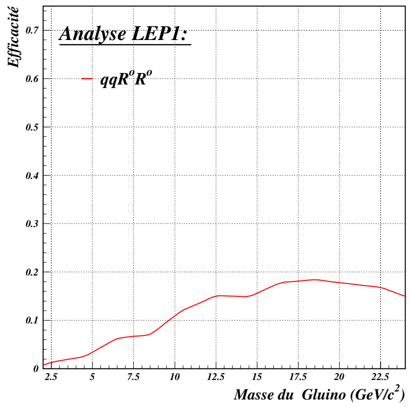


FIG. 8.31 – *Efficacités de détection des signaux contenant deux R-hadrons neutres: $q\bar{q}R^\circ R^\circ$.*

8.2.3 Interprétation des résultats

Le tableau 8.11 résume les nombres d'événements sélectionnés dans les analyses de recherche de R-hadrons à LEP1.

En y ajoutant les efficacités et les sections efficaces on calcule avec le programme ALRMC le niveau de confiance de l'hypothèse de présence du signal CL_s. Ce calcul est effectué pour plusieurs valeurs de P, la probabilité que le gluino s'hadronise en un état chargé. Les sections efficaces des différents canaux sont alors données par:

$$\left\{ \begin{array}{lcl} \sigma(e^+e^- \rightarrow q\bar{q}R^\pm R^\pm) & = & \sigma(q\bar{q}\widetilde{g}\widetilde{g}) \times P^2 \\ \sigma(e^+e^- \rightarrow q\bar{q}R^\circ R^\pm) & = & \sigma(q\bar{q}\widetilde{g}\widetilde{g}) \times 2P(1-P) \\ \sigma(e^+e^- \rightarrow q\bar{q}R^\circ R^\circ) & = & \sigma(q\bar{q}\widetilde{g}\widetilde{g}) \times (1-P)^2 \end{array} \right. \quad (8.2)$$

		Données	Fonds simulés
Petits dE/dx	$m_{\tilde{g}}< 14$	5	4.2±1.3
Grands dE/dx	$m_{\tilde{g}}\geq 14$	12	13.5±2.4
$q\bar{q}R^0R^0$		12	10.6±2.1

TAB. 8.11 – *Nombre d'événements sélectionnées par les analyses de recherche de R-hadrons à LEP1.*

Le calcul de CL_s est effectué de $P = 0$ jusqu'à $P = 1$ par pas de 0,05. La figure 8.32 montre les régions exclues à 95% de niveau de confiance dans le plan (P,$m_{\tilde{g}}$). Pour $P = 1$, un gluino stable dont la masse est comprise entre 2 et 23 GeV/c^2 est exclu à 95% de niveau de confiance. Pour $P = 0$, la zône de masse exclue est [2,19] GeV/c^2. L'exclusion est optimale pour $P = 1$ car les efficacités de détection des signaux $q\bar{q}R^{\pm}R^{\pm}$ sont supérieures à celles des signaux $q\bar{q}R^{\circ}R^{\circ}$. La limite est plus faible pour des valeurs intermédiaires de P (entre 0,25 et 0,45).
Un gluino stable de masse comprise entre 2 et 18 GeV/c^2 est exclu à 95% de niveau de confiance quelque soit la charge des R-hadrons.

8.3 Conclusion

La recherche de gluinos stables a été effectué dans les données collectées par DELPHI à LEP. Toutes les possibilités de charge des R-hadrons ont été envisagées. Les résultats dépendent de P, la probabilité d'hadronisation du gluino en un R-hadron chargé. Pour les cas où au moins un R-hadron chargé est présent dans l'état final, les analyses sont basées sur la recherche de dE/dx anormaux dans la TPC de DELPHI.
A LEP2, les squarks stop et sbottom ont été recherchés dans les canaux de désintégration $\widetilde{\mathrm{t}}_1 \rightarrow c\widetilde{\mathrm{g}}$ et $\widetilde{\mathrm{b}}_1 \rightarrow b\widetilde{\mathrm{g}}$. Les données collectées par DELPHI de 1998 à 2000 à des énergies dans le centre de masse allant de 189 à 208 GeV ont été analysées. Le nombre d'événements sélectionnés est en accord avec les prédictions du Modèle Standard. Les résultats des analyses sont donc des exclusions à 95% de niveau de confiance dans le plan ($m_{\tilde{\mathrm{q}}_1}$,$m_{\tilde{\mathrm{g}}}$). Un stop et un sbottom purement gauches de masse inférieure à 90 GeV/c^2 et à 94 GeV/c^2 sont respectivement exclus quel que soit P. Ces limites sont 87 GeV/c^2 et 82 GeV/c^2 au découplage au Z^0.
Ls données collectées par DELPHI en 1994 à la résonnance du Z^0 ont ensuite été analysées pour rechercher des événements $q\bar{q}\widetilde{\mathrm{g}}\widetilde{\mathrm{g}}$. Dans ce processus, les gluinos ne proviennent pas de la désintégration d'une autre particule supersymétrique. Les recherches n'ont pas fait apparître d'excès d'événements dans toutes les topologies considérées. Un gluino stable de masse comprise entre 2 et 18 GeV/c^2 est ainsi exclu à 95% de niveau de confiance, quelles que soient la charge des R-hadrons produits.
Les résultats de ces analyses sont également prsentées dans les articles en références [2].

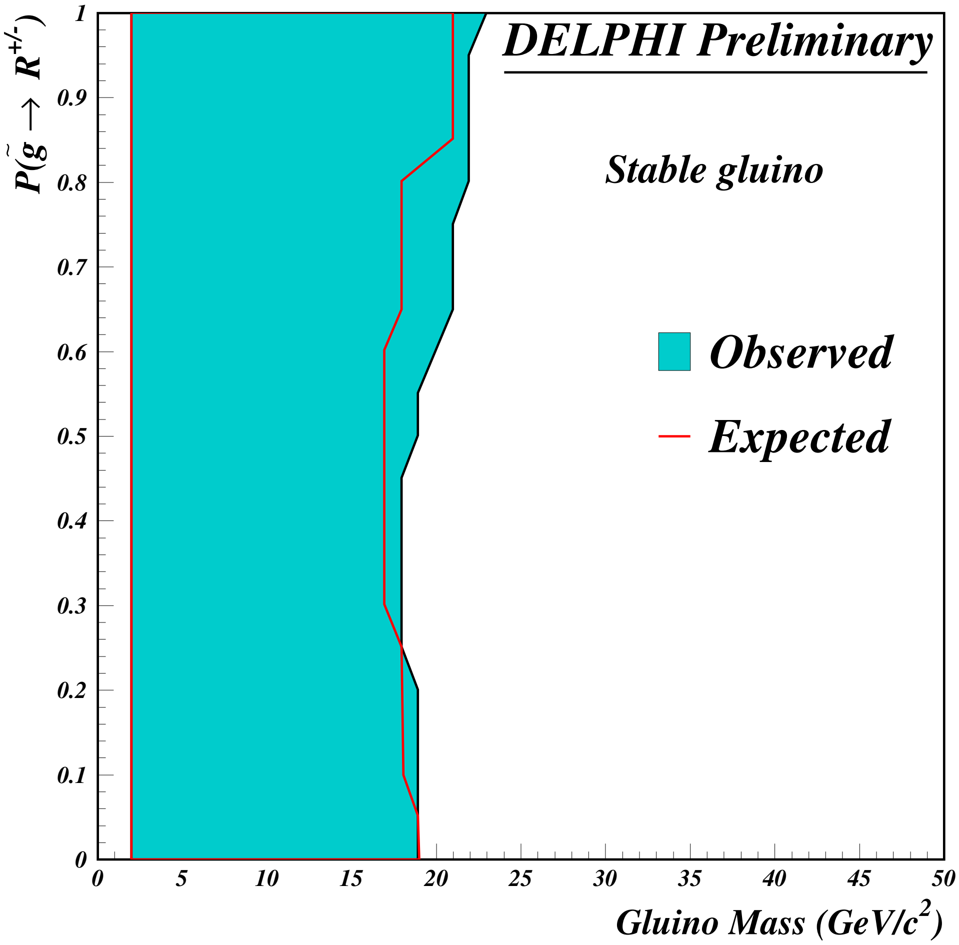


FIG. 8.32 – *Région exclue à 95% de niveau de confiance dans le plan ($m_{\tilde{g}}$,P). La région pleine correspond à l'exclusion observée et la ligne à l'exclusion attendue.*

Bibliographie

[1] H. Baer, K. Cheung et J.F. Gunion, Phys. Rev. **D59** (1999) 75002.

[2] S. Katsanevas et P. Verdier, Note DELPHI 2001-009 CONF 450.
S. Katsanevas et P. Verdier, Note DELPHI 2000-086 OSAKA CONF 385.
S. Katsanevas et P. Verdier, Note DELPHI 2000-019 MORIO CONF 340.

Chapitre 9

Perspectives et conclusion

9.1 Les squarks et les mesures de précision

Les recherches directes de particules supersymétriques sont limitées par les énergies des collisionneurs. Une alternative est donc d'étudier les contributions virtuelles de ces nouvelles particules sur certaines observables. Les trois principales mesures permettant soit de voir les effets de la supersymétrie, soit de contraindre les modèle sont:

- La désintégration $b \to s\gamma$. Elle apparaît dans le Modèle Standard grâce à des boucles faisant intervenir le quark top et le boson W. Dans le MSSM, les boucles $\widetilde{\chi}^{\pm}/\widetilde{\mathrm{t}}$ et $H^{\pm}/\widetilde{\mathrm{t}}$ contribuent à la largeur de ce processus. Cependant, les interférences entre ces deux types de boucles sont destructives dans la plus grande partie de l'espace des paramètres [1].
- La largeur partiel du Z^0 en quark b. S'ils sont suffisamment légers, le chargino et le stop peuvent affecter la valeur de R_b. Ces effets sont cependant faibles pour des masses au delà du seuil de production de ces particules au LEP.
- Les contributions des particules supersymétriques aux énergies propres des bosons de jauges. La présence du stop et du sbottom dans ces diagrammes peut considérablement modifier les mesures de précision effectuées dans le cadre du Modèle Standard (cf Fig. 9.1).

On s'intéresse au troisième type de contribution qui permet de contraindre le secteur des squarks [3]. En incluant les corrections provenant des diagrammes en boucles, la relation entre la constante de Fermi et la masse du W devient:

$$G_F = \frac{\pi\alpha_{em}}{\sqrt{2}} \frac{1}{M_W^2 \sin^2\theta_W} \left(\frac{1}{1-\Delta r_W}\right) \tag{9.1}$$

où le paramètre Δr_W contient les corrections d'ordre supérieur apportées au secteur faible. Celles-ci ont été resommées:

$$1 + \Delta r_W + (\Delta r_W)^2 + (\Delta r_W)^3 + ... = \frac{1}{1-\Delta r_W} \tag{9.2}$$

On obtient la prédiction théorique de Δr_W dans le Modèle Standard à partir des corrections radiatives à la désintégration du muon. Ces corrections peuvent être séparées en différentes contributions:

$$\Delta r_W = \Delta\alpha - \frac{\cos^2\theta_W}{\sin^2\theta_W}\Delta\rho + \Delta r_{em} + \Delta r_{\text{boîtes}} \tag{9.3}$$

On s'intéresse par la suite au facteur $\Delta\rho$.

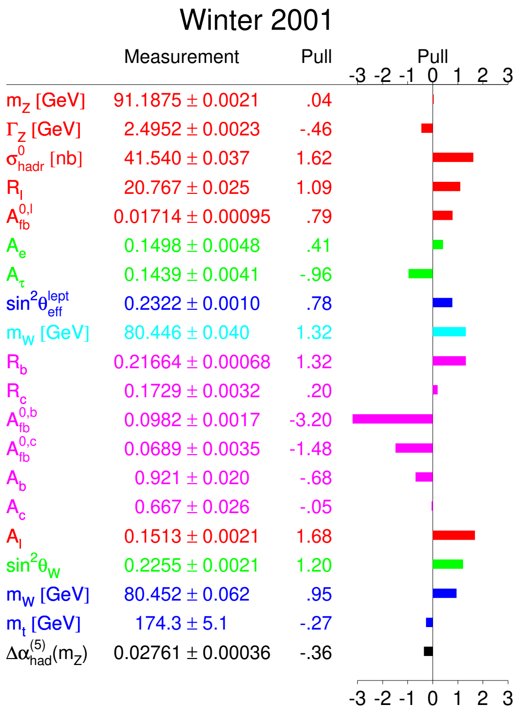


FIG. 9.1 – *Résultats des mesures de précisions sur les observables du Modèle Standard [2].*

9.1.1 $\Delta\rho$ dans le Modèle Standard

Le paramètres $\Delta\rho$ est défini à partir des énergies propres transverses du W et du Z pour un moment de transfert nul:

$$\Delta\rho = \frac{\Pi_{ZZ}(0)}{M_Z^2} - \frac{\Pi_{WW}(0)}{M_W^2} \ . \tag{9.4}$$

Dans le cadre du Modèle Standard, les corrections à une boucle ont été calculées pour une génération de quark (u,d):

$$\Delta\rho_0^{\mathrm{SM}} = \frac{N_c G_F}{8\sqrt{2}\pi^2} F_0\left(m_u^2, m_d^2\right) \ , \tag{9.5}$$

avec,

$$F_0(x,y) \quad = \quad x^2 + y^2 - \frac{2x^2y^2}{x^2-y^2}\ln\frac{x^2}{y^2} \tag{9.6}$$

Cette fonction s'annule si $m_u^2 = m_d^2$. Ainsi, seuls les quarks de la troisième génération contribuent de manière importante à $\Delta\rho$ dans le Modèle Standard. Les contributions des leptons et du secteur de Higgs à $\Delta\rho$ peuvent également être négligées. Pour $m_t \gg m_b$ on obtient:

$$\Delta\rho_0^{\mathrm{SM}} \quad = \quad 3G_F m_t^2/(8\sqrt{2}\pi^2) \tag{9.7}$$

Les corrections à deux boucles $\Delta\rho_1^{\rm SM}$ ont également été calculées et peuvent être factorisées:

$$\Delta\rho_1^{\rm SM} = -\Delta\rho_0^{\rm SM}\cdot\frac{2}{3}\frac{\alpha_s}{\pi}(1+\pi^2/3) \quad (9.8)$$

La précision de la mesure sur le paramètre $\Delta\rho$ est en accord avec les prédictions du Modèle Standard à $1,3\times 10^{-3}$ près [4].

9.1.2 $\Delta\rho$ dans le MSSM

Les termes non-diagonaux de la matrice de masse des squarks sont proportionnels à la masse du squark correspondant (Eq. 1.28). La différence de masse entre les états $\widetilde{\rm q}_1$ et $\widetilde{\rm q}_2$ peut être importante uniquement pour les squarks de troisième génération. La contribution des squarks à $\Delta\rho$ s'annulant si $m_{\tilde{\rm q}_1} = m_{\tilde{\rm q}_2}$, le stop et le sbottom sont les seuls particules supersymétriques à pouvoir modifier de manière importante la valeur de $\Delta\rho$. Les auteurs en référence [5] ont calculé les contributions de ces particules à une boucle ($\Delta\rho_0^{\rm SUSY}$) et à deux boucles ($\Delta\rho_{1,gluon}^{\rm SUSY}$).

9.1.2.1 Contribution à une boucle

De manière similaire au quark top et bottom, la contribution du stop et du sbottom aux énergies propres transverses des bosons W et Z s'écrit:

$$\begin{cases} \Pi_{WW}(0) = -\frac{3G_F M_W^2}{8\sqrt{2}\pi^2}\sum_{i,j=1,2}\left(a_i^{\tilde{u}}a_j^{\tilde{d}}\right)^2 F_0\left(m_{\tilde{u}_i}^2, m_{\tilde{d}_j}^2\right) \\ \Pi_{ZZ}(0) = -\frac{3G_F M_Z^2}{8\sqrt{2}\pi^2}\frac{1}{2}\sum_{\substack{\tilde{q}=\tilde{u},\tilde{d}\\ i,j=1,2}}(a_i^{\tilde{q}}a_j^{\tilde{q}})^2 F_0\left(m_{\tilde{q}_i}^2, m_{\tilde{q}_j}^2\right) \end{cases} \quad (9.9)$$

où les facteurs $a_i^{\tilde{q}}$ sont définis à partir de l'angle de mélange $\theta_{\tilde{q}}$ comme $a_1^{\tilde{q}} = \cos\theta_{\tilde{q}}$ et $a_2^{\tilde{q}} = \sin\theta_{\tilde{q}}$. La fonction F_0 est celle donnée dans l'équation 9.6. Ces définition permettent de calculer la correction $\Delta\rho_0^{\rm SUSY}$.

9.1.2.2 Contribution à deux boucles

La figure 9.2 montre les diagrammes de Feynman des contributions à deux boucles du secteur des squarks. Les corrections aux énergies propres des bosons de jauge sont:

$$\begin{cases} \Pi_{WW}(0) = -\frac{G_F M_W^2\alpha_s}{4\sqrt{2}\pi^3}\sum_{i,j=1,2}\left(a_i^{\tilde{u}}a_j^{\tilde{d}}\right)^2 F_1\left(m_{\tilde{u}_i}^2, m_{\tilde{d}_j}^2\right), \\ \Pi_{ZZ}(0) = -\frac{G_F M_Z^2\alpha_s}{8\sqrt{2}\pi^3}\sum_{\substack{\tilde{q}=\tilde{u},\tilde{d}\\ i,j=1,2}}(a_i^{\tilde{q}}a_j^{\tilde{q}})^2 F_1\left(m_{\tilde{q}_i}^2, m_{\tilde{q}_j}^2\right). \end{cases}$$

La fonction $F_1(x,y)$ est donnée en fonction de la fonction dilogarithme (Eq. 2.16):

$$\begin{aligned} F_1(x,y) &= x+y-2\frac{xy}{x-y}\log\frac{x}{y}\left[2+\frac{x}{y}\log\frac{x}{y}\right] \\ &\quad + \frac{(x+y)x^2}{(x-y)^2}\log^2\frac{x}{y} - 2(x-y){\rm Li}_2\left(1-\frac{x}{y}\right). \end{aligned} \quad (9.10)$$

On peut alors calculer les contributions à deux boucles, $\Delta\rho^{\mathrm{SUSY}}_{1,gluon}$. Cette quantité ne tient pas compte des diagrammes à deux boucles contenant des gluinos (Diagrammes k, l , m et n Fig 9.2). La contribution de ces diagrammes $\Delta\rho^{\mathrm{SUSY}}_{1,gluino}$ a été calculée [5], mais leur influence est petite pour des masses élevées de gluino.

9.1.3 Influence des mesures de précision sur le secteur des squarks

Les contributions à deux boucles au paramètre $\Delta\rho$ dans le secteur des squarks peuvent être calculées à partir de six paramètres:

- Les deux masses de stop $m_{\tilde{t}_1}$ et $m_{\tilde{t}_2}$.
- L'angle de mélange du stop $\theta_{\tilde{t}}$
- Les deux masses de sbottom $m_{\tilde{b}_1}$ et $m_{\tilde{b}_2}$.
- L'angle de mélange du sbottom $\theta_{\tilde{b}}$

On effectue un certain nombre d'hypothèse afin de réduire ce nombre de paramètre:

- l'unification des masses de squarks $M_{\tilde{Q}}$, $M_{\tilde{U}_R}$ et $M_{\tilde{D}_R}$ en une masse m_0 à l'échelle GUT.
- les couplages trilinéaires A_t et A_b sont nuls.

On obtient donc 3 paramètres dans ce modèle de type mSUGRA pour décrire le secteur des squarks: m_0, $\tan\beta$ et μ.

Un balayage de ces paramètres a été effectué dans lequel la quantité $\Delta\rho = \Delta\rho^{\mathrm{SUSY}}_0 + \Delta\rho^{\mathrm{SUSY}}_{1,gluon}$ est calculée. Un point est dit exclu si la contribution du stop et du sbottom à $|\Delta\rho|$ est supérieure à la précision de $1,3 \times 10^{-3}$ sur $\Delta\rho$ obtenue dans le modèle standard. Les domaines de paramètres étudiés sont: $m_0 \in [0-500]$, $\tan\beta \in [0,1-50]$, $\mu \in [-20000, 20000]$. La figure montre dans le plan $(m_{\tilde{q}_1}, m_{\tilde{q}_2})$:

- Les régions exclues par la recherche directe des squarks à condition que la différence de masse entre le squark et le neutralino soit supérieur à 10 GeV/c^2 (cf chapitre 7).
- Les régions exclues par la contribution des squarks à $\Delta\rho$.

Sous ses conditions, des limites sur les masses des squarks lourds sont données:

$$m_{\tilde{t}_2} > 280 \text{ GeV/c}^2 \quad , \quad m_{\tilde{b}_2} > 160 \text{ GeV/c}^2 \tag{9.11}$$

9.2 La recherche des squarks dans les futurs collisionneurs

La recherche des squarks va se poursuivre dans les prochains collisionneurs.
Tout d'abord, le TEVATRON va rechercher le stop et le sbottom dans les canaux de désintégration:

$$\begin{array}{c} \widetilde{\mathrm{t}}_1 \to c\widetilde{\chi}^0_1 \,,\, \widetilde{\mathrm{t}}_1 \to b\widetilde{\chi}^+ \,,\, \widetilde{\mathrm{t}}_1 \to bl\widetilde{\nu} \\ \widetilde{\mathrm{b}}_1 \to b\widetilde{\chi}^0_1 \end{array} \tag{9.12}$$

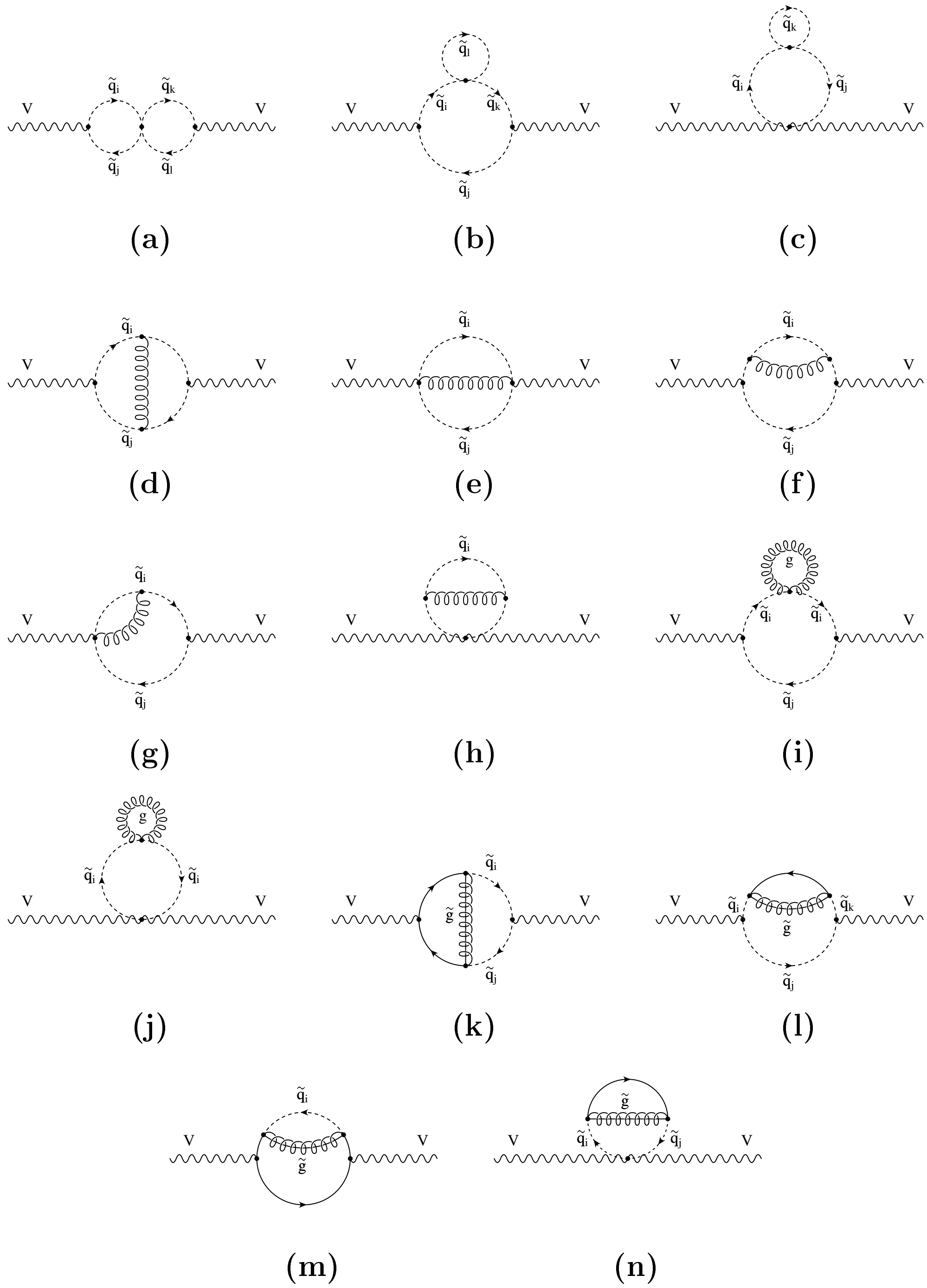
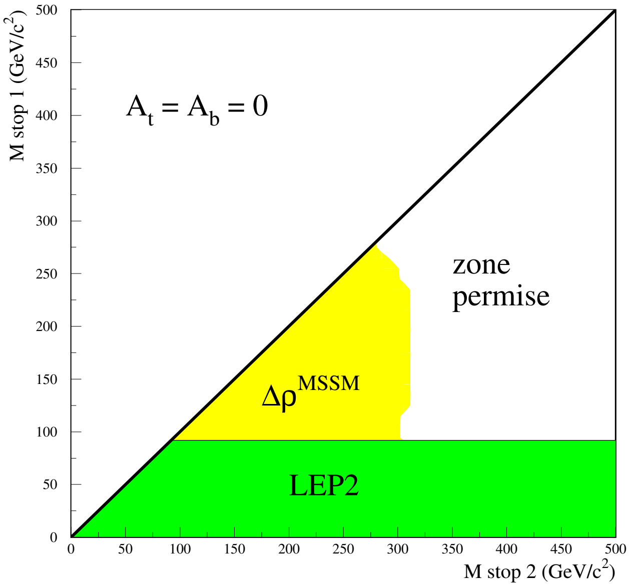


FIG. 9.2 – *Contribution des squarks à l'énergie propre des bosons de jauge à deux boucles.*



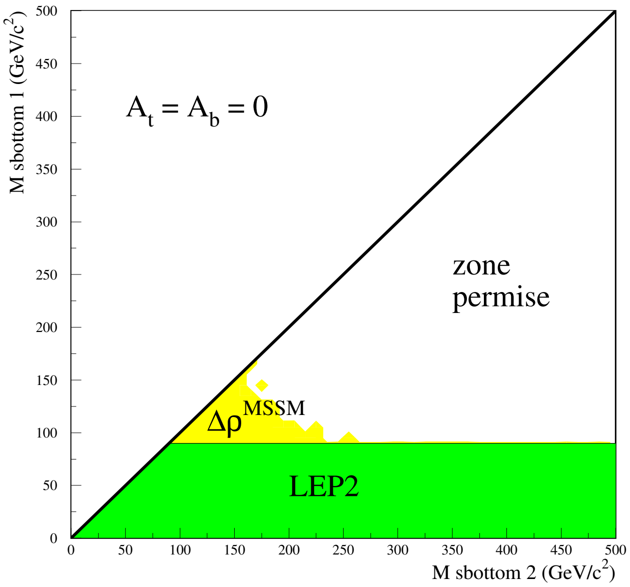


FIG. 9.3 – *Régions exclues par la recherche directe des squarks à LEP2 et par la précision sur le paramètre $\Delta\rho$ calculée dans le Modèle Standard. Les histogrammes montrent ces exclusions dans le plan $(m_{\tilde{q}1}, m_{\tilde{q}2})$ pour le stop (haut) et pour le sbottom (bas).*

Des améliorations ont été apportées au collisionneur TEVATRON pour le RUN II qui débute en 2001. Tout d'abord, l'énergie des faisceaux de protons et d'anti-protons sera de 1 TeV. Dans une première phase allant de 2001 à 2003, il fonctionnera à basse luminosité et permettra de collecter environ 2 fb^{-1}, soit 20 fois plus que lors du RUN I. Après 2003, il passera au régime de haute luminosité et devrait permettre d'enregistrer environ 20 fb^{-1} pendant 5 ans. La figure 9.4 montre les potentiels de découvertes à 5 sigmas pour ces canaux de désintégrations [6] et les limites obtenues au LEP sur les masses du neutralino, du chargino et du sneutrino. Les masses de stop et de sbottom accessibles dépendent fortement de la différence de masse entre les squarks et le neutralino. Pour une luminosité intégrée de 20 fb^{-1}, les masses les plus élevées sont de l'ordre de 260 GeV/c^2.

En 2006, le collisionneur LHC du CERN accélérera des faisceaux de protons à une énergie de 7 TeV. La luminosité intégrée enregistrée par chacune des expériences ATLAS et CMS devrait être de l'ordre de 30 fb^{-1} par an pour les trois premières années, puis de 100 fb^{-1} par an. Au LHC, les squarks et les gluinos de masse élevée pourront être produits. Les désintégrations de ces particules font intervenir tout le spectre des particules supersymétriques. On obtient donc des schémas de désintégration en cascade faisant intervenir les gauginos et les sfermions. Dans le cadre du modèle mSUGRA, la figure 9.5 montre les potentiels de découverte à 5 sigmas dans le plan $(m_{1/2}, m_0)$ pour une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} en fonction des topologies recherchées [7]. Des squarks et des gluinos de masses jusqu'à 2-2,5 TeV/c^2 peuvent ainsi être découverts. Il faut noter que pour seulement 1 fb^{-1} enregistré, des squarks et des gluinos de 1 TeV/c^2 sont accessibles.

Un projet d'accélérateur linéaire (NLC) fonctionnant à une énergie dans le centre de masse comprise entre 0,5 et 1 TeV est envisagé. Il accélérerait des faisceaux d'électrons et de positrons polarisés, et devrait permettre d'enregistrer 500 fb^{-1}. Un tel accélérateur serait sensible à une masse de squark légèrement inférieure à $\sqrt{s}/2$. En mesurant la section efficace de production de paire de stops avec un faisceau d'électron gauche polarisé à 90% puis avec un faisceau d'électron droit polarisé à 90% (faisceau de positrons non-polarisé), la figure 9.6 montre que l'on peut mesurer la masse et l'angle de mélange du stop avec une erreur relative de l'ordre de 1% [8]. Un tel accélérateur devrait permettre d'effectuer des mesures de précisions indispensables pour déterminer ou contraindre les paramètres du Modèle Standard et du MSSM.

9.3 La baryogénèse électrofaible

L'origine de l'asymétrie baryonique observée dans l'univers est une question primordiale en physique des particules [9]. Dans un premier temps, cette asymétrie a été expliquée par des mécanismes intervenant à des énergies de l'ordre de la masse de Planck. La baryogénèse électrofaible propose une solution intéressante en ce fait qu'elle est testable aux énergies accessibles dans les collisionneurs actuels. Dans ce modèle, l'asymétrie baryonique est générée à la transition de phase électrofaible. Le Modèle Standard contient tous les ingrédients nécessaires à cette asymétrie: violation de CP, violation du nombre baryonique et brisure de l'équilibre thermique. Pour satisfaire à ce modèle, le rapport entre la v.e.v. du champ de Higgs à la température critique T_c et cette température doit être supérieure à 1.

$$\frac{v(T_c)}{T_c} \gtrsim 1 \tag{9.13}$$

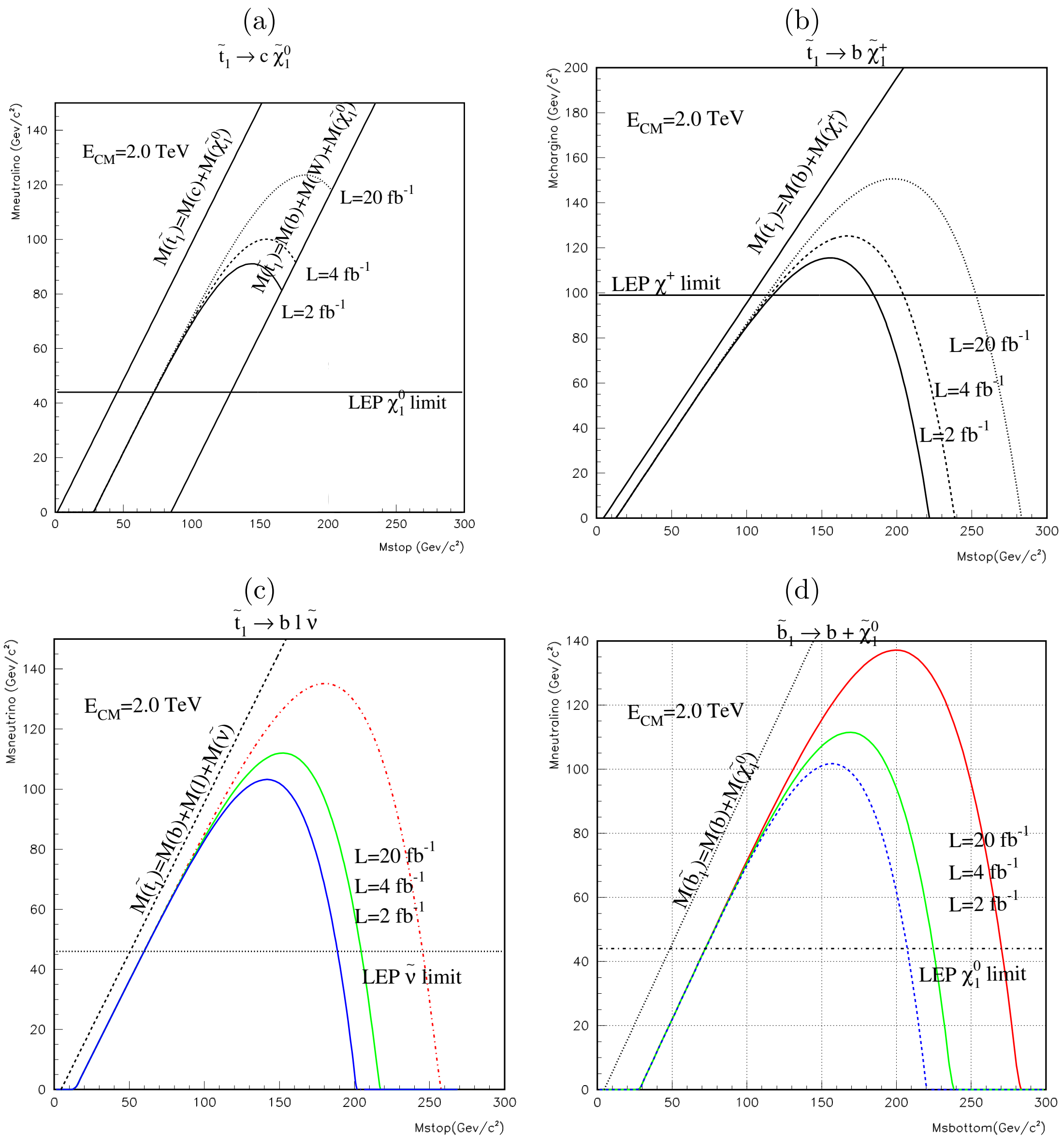


FIG. 9.4 – *Potentiel de découverte des squarks à 5 σ pour le RUN II au TEVATRON [6]. (a) $\tilde{t}_1 \to c\tilde{\chi}_1^0$, (b) $\tilde{t}_1 \to b\tilde{\chi}^+$, (c) $\tilde{t}_1 \to bl\tilde{\nu}$ et (d) $\tilde{b}_1 \to b\tilde{\chi}_1^0$. Les contours sont données pour 3 luminosités intégrées: 2, 4 et 20 fb^{-1}.*

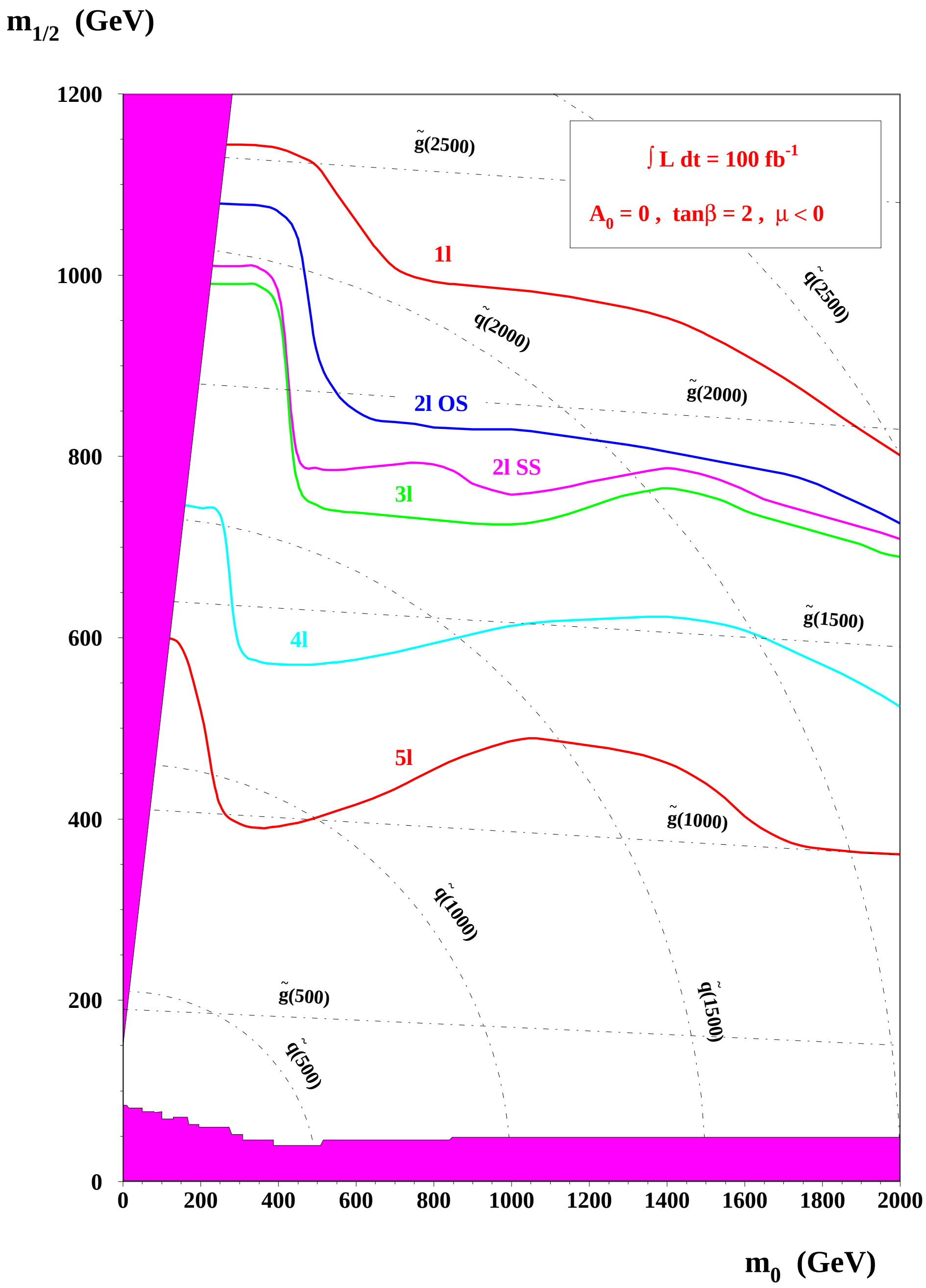


FIG. 9.5 – *Potentiel de découverte des squarks à 5 σ dans le plan $(m_{1/2}, m_0)$ pour l'expérience CMS au LHC et une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} [7]. Les traits pleins indiquent les topologies des signaux recherchés: 1 lepton (1L), 2 leptons de signes opposés (2L OS) et de même signe (2L SS), puis 3, 4 et 5 leptons. Les lignes pointillées correspondent aux courbes d'isomasses de squarks et de gluino.*

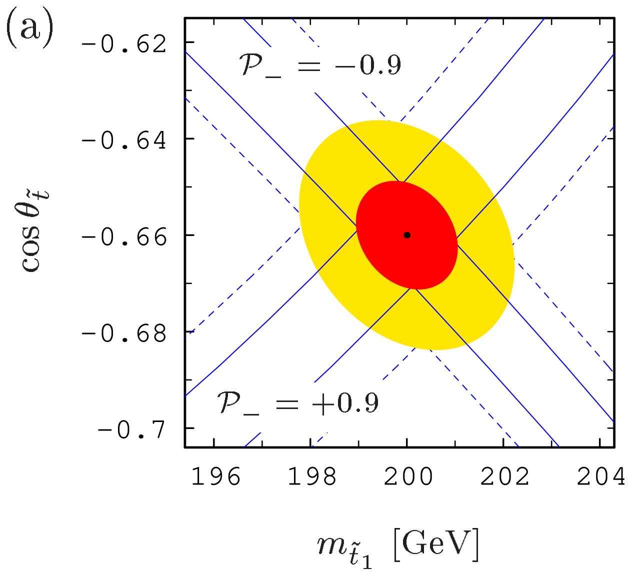


FIG. 9.6 – *Détermination de la masse et de l'angle de mélange du stop à partir des mesures de sections efficaces au NLC [8].*

Il a été montré que dans le Modèle Standard, l'asymétrie baryonique nécessite un boson de Higgs de masse inférieure à la limite obtenue au LEP [10]. Le mécanisme de baryogénèse électrofaible nécessite donc une physique au delà du Modèle Standard. Le MSSM introduit de nouvelles phases violant la symétrie CP pouvant aboutir à une asymétrie baryonique suffisamment importante. Un tel scénario demande un Higgs et un stop de chiralité droite dans le domaine de masse accessible à LEP2 ou au TEVATRON. La figure 9.7 montre la région permise dans le plan $(m_h, m_{\tilde{t}_R})$. La masse du Higgs doit être inférieure à 118 GeV/c^2 et celle du stop comprise entre 105 et 165 GeV/c^2. La baryogénèse électrofaible dans le MSSM n'est pas encore exclue par les limites obtenues lors des recherches directes du Higgs [12] et du stop au LEP:

$$m_h \; > \; 91 \text{ GeV/c}^2 \quad , \quad m_{\tilde{t}_1} \; > \; 92 \text{ GeV/c}^2 \qquad (9.14)$$

Ce modèle contraint cependant très fortement les masses de ces particules et il sera testé prochainement au TEVATRON.

9.4 Recherche d'un stop léger au TEVATRON

A l'arbre, la largeur de la désintégration du quark top en $\widetilde{\mathrm{t}}_1\widetilde{\mathrm{g}}$ est donnée par la relation:

$$\begin{aligned} \Gamma(t \to \widetilde{\mathrm{t}}_1\widetilde{\mathrm{g}}) &= \frac{\alpha_s \lambda^{1/2}\left(m_t^2, m_{\tilde{g}}^2, m_{\tilde{t}_1}^2\right)}{3m_t^3}\left(m_t^2 - m_{\tilde{g}}^2 + m_{\tilde{t}_1}^2 - 2m_{\tilde{g}}m_{\tilde{t}_1}\sin 2\theta_{\tilde{t}}\right) \\ \lambda(x,y,z) &= x^2 + y^2 + z^2 - 2\,(xy + xz + yz) \end{aligned} \qquad (9.15)$$

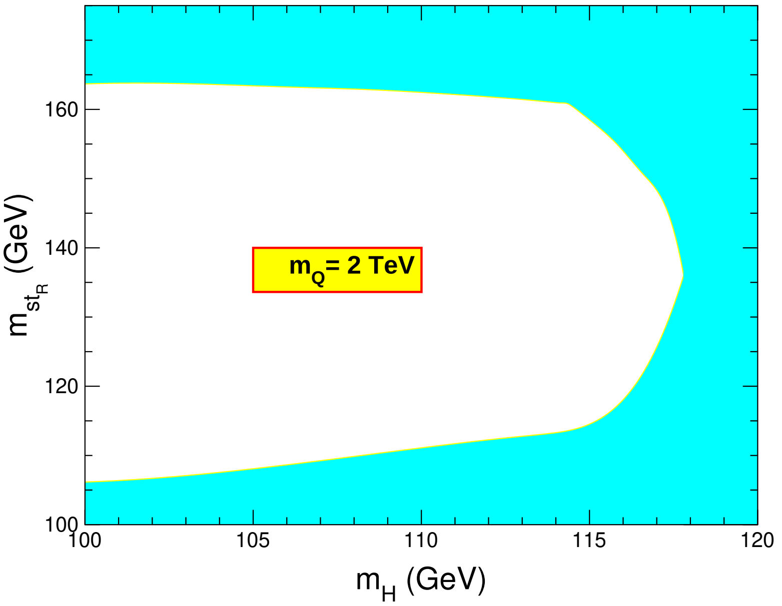


FIG. 9.7 – *Région de stabilité absolue de la baryogénèse électrofaible dans le plan* $(m_h, m_{\tilde{t}_R})$ *pour* M_Q *=2* TeV/c^2 *[11].*

Les corrections QCD à une boucle ont été calculées [13] récemment. Elles conduisent à une augmentation relative de cette largeur de l'ordre de 25 % pour une masse de stop de 100 GeV/c^2. La figure 9.8 montre les régions dans le plan $(m_{\tilde{t}_1}, m_{\tilde{g}})$ où le rapport d'embranchement de la désintégration du top en $\widetilde{\mathrm{t}}_1\widetilde{\mathrm{g}}$ est inférieure à 50% et à 75% pour deux hypothèses de masse de top (174.3 GeV/c^2 et 165 GeV/c^2) et pour une largeur de désintégration du top en bW valant 1.57 GeV. Si ce rapport d'embranchement est trop important, la section efficace de production du top mesurée au TEVATRON dans le canal de désintégration $t \to bW$, qui suppose 100% de rapport d'embranchement dans ce canal, serait modifiée. Au RUN II, l'augmentation de la luminosité et de l'énergie du TEVATRON devrait permettre de produire un nombre beaucoup plus important de paires de top. Les contributions supersymétriques à la désintégration du top pourront alors être recherchées.

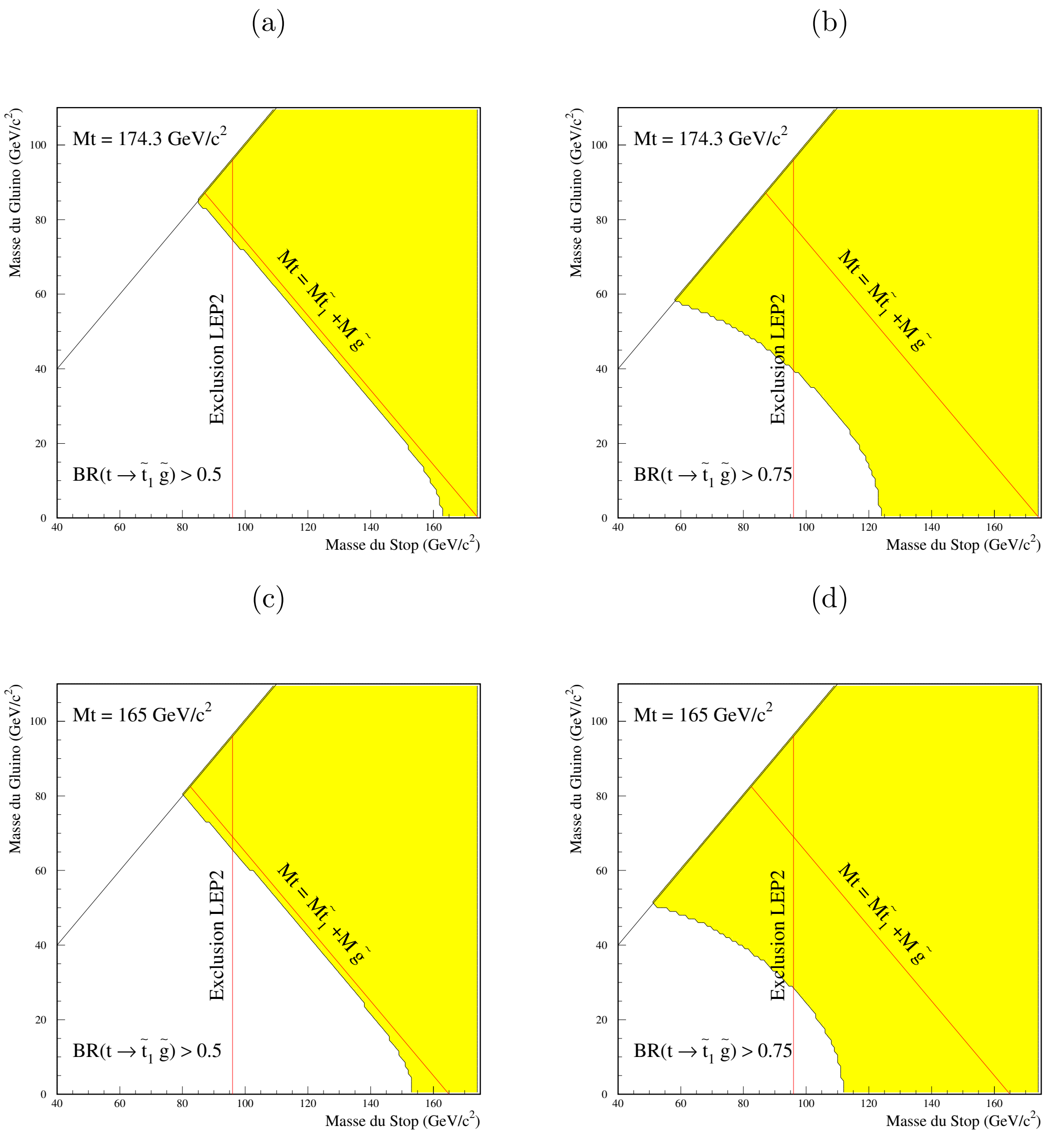


FIG. 9.8 – *La région colorée correspond aux points dans le plan* $(m_{\tilde{t}_1}, m_{\tilde{g}})$ *où le rapport de d'embranchement de la désintégration du top en* $\widetilde{\mathrm{t}}_1\widetilde{\mathrm{g}}$ *est inférieure à 50% (b et d) et à 75% (a et c) pour une masse du top de 174.3* GeV/c^2 *(haut) et de 165* GeV/c^2 *(bas).*

9.5 Conclusion

La supersymétrie reste à ce jour la théorie la plus satisfaisante pour résoudre les problèmes du Modèle Standard et pour construire une théorie de grande unification. Elle est prédite par les théories de supercorde, et peut également être inclue dans les théories prédisant des dimensions supplémentaires. Cependant, la recherche des particules supersymétriques en collisionneur dépend fortement des modèles envisagés pour briser la supersymétrie.

Le modèle de supergravité minimale mSUGRA est le plus populaire. Lorsque la R-parité est conservée, les particules supersymétriques sont produites par paires. Les événements supersymétriques sont caractérisés par une quantité importante d'énergie manquante provenant de la LSP. Le stop et le sbottom partenaires supersymétriques des quarks top et bottom pourraient être les particules supersymétriques chargées les plus légères et leurs désintégrations sont $\widetilde{\mathrm{t}}_1 \to c\widetilde{\chi}^0_1$ et $\widetilde{\mathrm{b}}_1 \to b\widetilde{\chi}^0_1$ dans ce modèle. Ces événements sont composés de deux jets acoplanaires. Le stop se désintègre via un changement de saveur. Sa durée de vie est donc suffisamment longue pour qu'il s'hadronise avant de se désintégrer. Un générateur d'événements Monte-Carlo a donc été écrit pour simuler ce processus de manière non-perturbative. L'hadronisation du stop a une influence non-négligeable lorsque la différence de masse entre le stop et la LSP est faible. Les interactions $\gamma\gamma$ produisant des hadrons est un processus standard qui constitue un fond important pour la recherche des squarks lorsque la différence de masse entre les squarks et la LSP est petite. Ces interactions étaient cependant mal décrites par les programmes de simulation existants. Des comparaisons entre différents générateurs simulant ces interactions et les données de DELPHI ont été effectués. Il a été montré que les travaux récents effectués dans le générateur PYTHIA permettent désormais une description correcte de ce processus lorsqu'aucun des électron initiaux n'est détecté.
Les données enregistrées par DELPHI de 1998 à 2000 à des énergie dans le centre de masse allant de 189 à 208 GeV ont été analysées pour rechercher le stop et le sbottom dans les canaux de désintégration mentionnés précédemment. Ces lots de données correspondent à une luminosité totale intégrée de 609 pb^{-1}. Des réseaux de neurones ont été entraînés pour isoler les signaux squarks des processus standards. Aucun excès d'événements n'a été observé. Les erreurs systématiques provenant de la reconstruction imparfaite du détecteur, de la simulation des interactions $\gamma\gamma$ et de la simulation des événements squarks ont également été estimées. Des contours d'exclusion à 95% de niveau de confiance ont été définis dans les plans ($m_{\tilde{q}_1}$,$m_{\tilde{\chi}^0_1}$). Des limites en masse sont alors obtenues pour une différence de masse entre les squarks et le neutralino supérieure à 10 GeV/c^2: un stop et un sbottom de masses inférieures à 92 GeV/c^2 et à 87 GeV/c^2 sont respectivement exclus quels que soient les angles de mélanges des squarks. En outre, il a été montré que l'introduction des erreurs systématiques dans la méthode statistique pour calculer les niveaux de confiance n'avait aucune influence sur ses limites en masse.

Tout en conservant la R-parité, la signature d'énergie manquante de la LSP est remise en cause dans des modèles développés récemment où le gluino est stable. Cette situation peut apparaître dans différents modèles de supergravité. Dans ce cas, le gluino s'hadronise en R-hadrons à cause du confinement de la couleur. L'état neutre de plus basse masse est le glueballino, un état $\widetilde{\mathrm{g}}\mathrm{g}$, dont les interactions avec la matière diffèrent de celles des hadrons standards. Les R-hadrons chargés peuvent être identifier par une ionisation anormale dans les détecteurs de trace. Le modèle d'hadronisation du stop a été étendu à l'hadronisation du gluino en R-hadron. Les interaction du glueballino avec la matière ont été simulées de manière conservative pour le régime d'énergie du LEP.

Les données collectées par DELPHI en 1994 à la résonance du Z^0 ont été analysées pour rechercher les événements $e^+e^- \to q\bar{q}\tilde{g}\tilde{g}$. Cette analyse a permis d'exclure à 95% de niveau de confiance un gluino stable de masse comprise entre 2 et 18 GeV/c^2. Cette limite est valable quelles que soient les charges des R-hadrons produits. Dans ces modèles, le stop et le sbottom sont toujours produits par paires et se désintègrent respectivement en $c\tilde{g}$ et en $b\tilde{g}$. Ces événements sont constitués de deux jets et de deux "jets" de gluinos. Les générateurs STOPGEN et SUSYGEN ont été adaptés pour simuler ces processus. Les données collectées par DELPHI de 1998 à 2000 ont été analysées pour rechercher le stop et le sbottom dans ces modèles. Les résultats sont en accord avec les prédictions du Modèle Standard. Des zones d'exclusion à 95% de niveau de confiance ont été définies dans les plans ($m_{\tilde{q}_1}$,$m_{\tilde{g}}$) en fonction de la probabilité que le gluino s'hadronise en un R-hadron chargé. Des limites sur la masse du stop et du sbottom sont données pour une différence de masse entre les squarks et le gluino supérieure à 10 GeV/c^2 et pour un gluino de masse supérieure à 2 GeV/c^2: un stop et un sbottom de masses inférieures à 87 GeV/c^2 et à 82 GeV/c^2 sont respectivement exclus. Ces limites sont valables quelles que soient les charges des R-hadrons et pour tout angle de mélange des squarks.

Bibliographie

[1] R. Barbieri et G. Giudice, Phys. Lett. **B309** (1993) 86.

[2] Collaborations du LEP, LEP Electroweak Working Group et SLD Electroweak Working Group, hep-ex/0103048.

[3] M. Peskin et T. Takeuchi, Phys. Rev. **D46** (1992) 381.
G. Altarelli et R. Barbieri, Phys. Lett. **B253** (1990) 161.
P.H. Chankowski *et al.*, Nucl. Phys. **B417** (1994) 101.
S. Dittmaier, M. Kuroda et D. Schildknecht, Nucl. Phys. **B448** (1995) 3.

[4] G. Altarelli, hep-ph/9811456.

[5] A. Djouadi *et al.*, Phys. Rev. **D57** (1998) 4179.
A. Djouadi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **78** (1997) 3626.

[6] V. Barger, C.E.M. Wagner *et al.*, hep-ph/0003154.

[7] Collaboration CMS, S.Abdullin *et al.*, hep-ph/9806366.

[8] A. Bartl *et al.*, hep-ph/0002115.

[9] A.D. Sakharov, JETP Lett. **91B** (1967) 24.

[10] M. Carena, M. Quiros et C.E.M. Wagner, Phys. Lett. **B380** (1996) 81.
M. Carena et C.E.M. Wagner, hep-ph/9704347.
M. Carena *et al.*, hep-ph/0011055.

[11] M. Quiros, hep-ph/0101230.

[12] LEP Higgs Working Group, note 2001-2.
Collaboration ALEPH, note ALEPH 2001-032 CONF 473.
Collaboration DELPHI, note DELPHI 2001-017 CONF 458.
Collaboration L3, note L3 2656.
Collaboration OPAL, note technique OPAL TN 682.

[13] L.Y Shan et S.H. Zhu, Phys. Rev. **D62** (2000) 14028.

Remerciements

Merci à Stavros Katsanevas, mon directeur de thèse, qui a accompagné mes premiers pas dans la physique des particules. C'est avec rigueur et enthousiasme qu'il a guidé mes travaux sans jamais brider mes initiatives. Stavros allie deux qualités qui m'apparaissent essentielles pour tout physicien: le plaisir du travail et le sens de l'innovation. Grâce à lui, c'est avec confiance que je vais poursuivre mes travaux de recherche. Je le remercie encore pour ces trois années de collaboration passionnante et fructueuse.

Merci à messieurs Jean-Eudes Augustin et Yves Déclais, successivement directeurs de l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon, pour m'avoir accueilli dans leur laboratoire. C'est le meilleur cadre de travail dont je pouvais bénéficier pour mener à bien mes travaux de thèse.

Merci à messieurs les membres du jury. Messieurs Daniel Froidevaux et Pierre Binetruy, rapporteurs, ont eu la tâche fastidieuse de lire ma thèse *in extenso*. Je remercie également messieurs Jean-Eudes Augustin, Guy Coignet, Stuart Raby et Gérard Smadja. Tous ont été des auditeurs attentifs et bienveillants.

Merci à Rémi Barbier, Pierre Antilogus et Gérard Smadja du groupe DELPHI de Lyon. Leur aide a été indispensable à l'accomplissement de mes recherches. Merci à Rémi qui m'a initié aux rites et secrets de la collaboration DELPHI. Ses indéniables qualités pédagogiques et sa gentillesse m'ont permis d'avancer tout au long de ces trois années. Merci à Pierre pour ses conseils avisés et son regard critique. C'est avec patience et humour qu'il a répondu à toutes mes questions, aussi farfelues soient elles. Merci à monsieur Smadja pour sa lecture minutieuse et ses implacables remarques. Il a toujours pris le temps de me conseiller et sans lui, ce document ne serait pas ce qu'il est.
Merci à Nabil Ghodbane, Bohran Tellili, Morgan Lethuillier, Per Jonsson, Arnaud Duperrin, Gérald Grenier, Lionel Chaussard, Laurent Mirabito et Imad Laktineh, membres de DELPHI ou proches collaborateurs, qui ont créé un environnement de travail sympathique à l'IPNL.

Merci aux membres de la collaboration DELPHI. Je pense à Yannick Arnoud, Patrick Jarry et Jeanne Mas qui m'ont accueilli chaque année au puits de DELPHI pour participer à la prise de données sur la TPC. Je remercie les collaborateurs du groupe SUSY qui ont installé une atmosphère de travail enrichissante et dynamique dans DELPHI. Merci à Corinne Bérat et Rosy Nicolaidou pour leur attention et leur bonne humeur tout au long des réunions de collaboration. Enfin, j'ai une pensée particulière pour Thomas Alderweireld. Sa joie de vivre, sa franchise, sa rigueur et son soutien m'ont aidé à surmonter les épreuves que j'ai rencontrées durant ma thèse.

Merci à toutes les personnes de L'IPNL qui m'ont soutenu et aidé ces trois dernières années. Je remercie vivement messieurs Jean-Yves Grossiord et Robert Béraud qui m'ont permis de découvrir l'IPNL et qui m'ont donné l'envie de poursuivre dans cette voie.

Merci à mes parents et à ma famille. Je les remercie pour leur soutien indéfectible tout au long de ces années. Je remercie également tous mes amis qui m'ont supporté dans les bons et mauvais moments. Leur éternelle bonne humeur m'a permis d'affronter plus sereinement ces années de travail.

Merci à mon épouse, Aurélie, à qui cette thèse est dédiée. Sa patience, son sens critique et de la remise en question m'ont toujours permis d'avancer. Mon travail aurait été tout autre sans sa présence.

Résumé

La montée en énergie et en luminosité du LEP a permis d'étendre considérablement la recherche de nouvelle physique en collisionneur e^+e^-. La supersymétrie permet de résoudre plusieurs problèmes du Modèle Standard en introduisant une symétrie entre fermions et bosons. Les squarks stop ($\widetilde{t}_1$) et sbottom ($\widetilde{b}_1$), partenaires supersymétriques des quarks de troisième génération occupent une place particulière. Ils pourraient être parmi les particules supersymétriques les plus légères.
Les squarks ont tout d'abord été recherchés dans les données collectées par DELPHI de 1998 à 2000 à des énergies dans le centre de masse allant de 189 à 208 GeV. Lorsque la R-parité est conservée, la particule supersymétrique la plus légère (LSP) est le neutralino ($\widetilde{\chi}_1^0$) qui interagit très faiblement avec la matière. Les canaux de désintégration des squarks sont $\widetilde{t}_1 \rightarrow c\widetilde{\chi}_1^0$ et $\widetilde{b}_1 \rightarrow b\widetilde{\chi}_1^0$. Les événements recherchés sont caractérisés par deux jets et de l'énergie manquante. Une attention particulière a été portée à la modélisation de l'hadronisation du stop et à l'étude des interactions photon-photon produisant des hadrons. Des limites sur les masses des squarks ont été établies.
Cependant, de nouveaux modèles prédisent que la LSP est le gluino ($\widetilde{g}$). La signature d'énergie manquante de la LSP est remise en cause. Le scénario d'un gluino LSP a donc été développé et recherché dans DELPHI. Les données enregistrées en 1994 à la résonance du Z^0 ont permis de donner pour la première fois une limite sur la masse d'un gluino stable. L'analyse des données LEP2 a été réalisée pour les canaux de désintégration du stop en $c\widetilde{g}$ et du sbottom en $b\widetilde{g}$. Des limites sur la masse des squarks, dans ce scénario, ont été obtenues. Elles confortent les limites obtenues à LEP1.
Mots Clés: DELPHI, supersymétrie, stop, sbottom, gluino, R-hadrons, réseau de neurones, dE/dx.

Abstract

The LEP energy and luminosity increase allowed to extend considerably the search for new physics in e^+e^- colliders. Supersymmetry solves several problems of the Standard Model by introducing a symmetry between fermions and bosons. The stop ($\widetilde{t}_1$) and the sbottom ($\widetilde{b}_1$) squarks, supersymmetric partners of the third generation quarks could be among the lightest supersymmetric particles.
Squarks have been searched in the data collected by DELPHI from 1998 to 2000 at centre-of-mass energies ranging from 189 to 208 GeV. When the R-parity is conserved, the lightest supersymmetric particle (LSP) is the neutralino ($\widetilde{\chi}_1^0$) which interacts weakly with matter. The squark decay channels are $\widetilde{t}_1 \rightarrow c\widetilde{\chi}_1^0$ and $\widetilde{b}_1 \rightarrow b\widetilde{\chi}_1^0$. Signal events are characterised by two jets and missing energy. Special care was taken in the modelling of the stop hadronisation and in the photon-photon interactions leading to hadrons. Limits on the squark masses have been obtained.
However, new models predict that the LSP is the gluino ($\widetilde{g}$). The missing energy signature of the LSP is weakened leading to a new phenomelogy. The gluino LSP scenario has been developped and searched in DELPHI. Data collected in 1994 at the Z^0 peak allowed for the first time to give a mass limit on a stable gluino. LEP2 data have been analysed to search for a stop decaying into $c\widetilde{g}$ and for a sbottom decaying into $b\widetilde{g}$. Limits on the squark masses in this scenario have been obtained.
Key Words: DELPHI, supersymmetry, stop, sbottom, gluino, R-hadrons, neural networks, dE/dx.