ORSAY
n° d'ordre:

LAL 95-89
Décembre 1995

THESE de DOCTORAT
de L'UNIVERSITE PARIS 6

présentée
pour obtenir

le grade de DOCTEUR

de L'UNIVERSITÉ PARIS 6

par

Marie JACQUET

Recherche de particules supersymétriques
avec violation de la R-parité

Soutenue le 15 décembre 1995 devant la Commission d'examen

MM.	J.	LEFRANÇOIS	Président
	M.	BAUBILLIER	
	P.	BINETRUY	
	J.-F.	GRIVAZ	
	L.	ROLANDI	

Abstract

Searches for new particles are presented under the assumption that the R-parity, taking the value +1 for all the ordinary particles and −1 for their supersymmetric partners, is not conserved. We suppose that the dominant R-parity violating couplings involve only leptonic fields and that the lifetime of the lightest supersymmetric particle can be neglected. Sleptons, squarks and neutralinos pairs searches have been performed in a data sample collected by the ALEPH detector, at the e^+e^- collider LEP, from 1989 to 1993. In this statistic, corresponding to almost two million hadronic Z decays, no signal was observed. As a result, supersymmetric particle masses and couplings are at least as well constrained as under the usual assumption of R-parity conservation.

In a second part, the ALEPH *Beam Orbit Monitor* system (BOMs) is studied. The BOMs, located at 65 m from the ALEPH interaction region, allow the determination of the beam position at the interaction point. The comparison of the 1994 BOM measurements, with the beam position measured by the ALEPH vertex detector, shows sizeable systematic differences. A position monitoring system of the quadrupoles closest to the interaction point has been installed in 1995 and allows the agreement between the BOMs and ALEPH vertex detector data to be improved. Moreover, a new method for the calibration of the electronic ALEPH BOMs system is developed.

Key words : LEP
ALEPH
R-parity
Supersymmetry
BOMs

Table des matières

Introduction

Le travail présenté dans cette thèse est composé de deux parties indépendantes.

La première est consacrée à la recherche de particules supersymétriques au collisionneur e^+e^- LEP, dans le cadre d'un modèle supersymétrique avec violation de la R-parité. Les analyses sont effectuées sur les données enregistrées par le détecteur ALEPH de 1989 à 1993 où l'énergie disponible dans le centre de masse est égale à 91.2 GeV.

Nous verrons dans le chapitre 1 comment construire un modèle supersymétrique dans lequel la R-parité est violée. Dans le chapitre 2, le détecteur ALEPH sera brièvement décrit, puis les différents jeux de critères de sélection seront détaillés. Le chapitre 3 est consacré à l'interprétation des résultats des analyses dans le cadre du modèle supersymétrique adopté; nous verrons quelles sont les différences avec les résultats obtenus dans le cadre du MSSM où la R-parité est conservée. Enfin, on montrera à l'aide d'un exemple ce qu'on pourra attendre à LEP200.

La deuxième partie du travail présenté ici concerne le système des BOMs (*Beam Orbit Monitor*) du LEP. Une des fonctions des BOMs est de mesurer la position des faisceaux tout le long du tube à vide. Nous verrons dans le chapitre 4 quelle peut être l'utilité des BOMs pour les analyses de physique et quelles sont les performances du système des BOMs propre à ALEPH. La résolution sur la position des faisceaux au point d'interaction d'ALEPH mesurée par ces BOMs est détériorée par des effets systématiques importants que nous décrirons. Enfin, nous parlerons des améliorations faites en 1995 et de leurs effets sur les mesures des BOMs.

Chapitre 1

Aspects théoriques

1.1 Introduction

1.1.1 L'algèbre de la supersymétrie

La supersymétrie est une symétrie transformant un boson en un fermion ou un fermion en un boson. Ses générateurs Q doivent donc nécessairement contenir un caractère fermionique et ainsi se transformer de façon non triviale sous le groupe de Lorentz (les générateurs Q ne doivent pas commuter avec les générateurs du groupe de Lorentz).

En théorie quantique des champs, les lagrangiens sont invariants sous les transformations de Lorentz et les translations d'espace-temps. Ces symétries appartiennent au groupe de Poincaré, leurs générateurs étant respectivement $M_{\mu\nu}$ et P_μ. L'algèbre de ces symétries standard est décrite à l'aide de commutateurs des générateurs de ces symétries :

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

où $\eta_{\mu\nu}$ représente la métrique. Le théorème de Coleman-Mandula dit alors qu'il n'existe pas d'autre générateur que $M_{\mu\nu}$ et P_μ non trivial sous le groupe de Lorentz. Mais on peut trouver des générateurs de symétrie Q, satisfaisant à des relations d'anticommutation, et spinoriels sous le groupe de Lorentz. On s'intéresse donc à l'anticommutateur $\{Q^r, Q^s\}$

(où r et s sont ici des indices spinoriels). C'est un produit de deux spineurs symétrisés; le résultat est donc un objet bosonique vectoriel. D'après Coleman-Mandula, P_μ est le seul non trivial. Ainsi, l'algèbre de la supersymétrie est définie par :

- $\{Q_r, \bar{Q}_s\} \ = \ -2(\gamma^\mu)_{rs} P_\mu$
- $[Q_r, P^\mu] \ = \ 0$
- $[Q_r, M^{\mu\nu}] \ = \ i\sigma^{\mu\nu}_{rs} Q_s$

où Q_r (r=1...4) est un spineur à quatre composantes réelles dans la base où les matrices γ sont réelles, et $\sigma^{\mu\nu}$ une combinaison des matrices gammas. Nous nous intéressons ici au cas d'une théorie à un seul type de générateur de supersymétrie (N=1). Mais il existe des théories, dites de type N, construites à partir de plusieurs générateurs Q^i_r, i=1...N.

Revenons à l'algèbre. La première relation exprime le fait que le produit de deux supersymétries est une translation d'espace-temps. La deuxième relation indique que Q commute avec les translations et la troisième que Q_r est un objet de spin 1/2.
Si on passe à la notation à deux composantes, Q_r r=1..4 est remplacé par deux spineurs à deux composantes Q_α et $\bar{Q}_{\dot\alpha}$, la supercharge Q_α (α=1,2) étant associée à un spineur de Weyl gauche, et son hermitique conjugué $\bar{Q}_{\dot\alpha}$ à un spineur de Weyl droit. La relation d'anticommutation peut alors se réécrire à l'aide de l'indice spinoriel α :

$$\{Q_\alpha, \bar{Q}_{\dot\alpha}\} \ = \ 2(\sigma^\mu)_{\alpha\dot\alpha} P_\mu$$

1.1.2 Conséquences de l'algèbre

- Nécessité de briser la supersymétrie

La relation $[Q_r, P^\mu] = 0$ implique $[Q_r, P^\mu P_\mu] = 0$. Ainsi, les partenaires boson-fermion ont la même masse. Aucun boson de masse et de charge identique à celles des leptons n'ayant été observé dans la nature, la supersymétrie doit être brisée.

- Brisure spontanée

En contractant la relation $\{Q_r, \bar{Q}_s\} \ = \ -2(\gamma^\mu)_{rs} P_\mu$ avec $(\gamma^0)_{sr}$ et en sommant sur s, on obtient l'expression définissant l'énergie d'un état donné :

$$H \ = \ \frac{1}{4} \sum_{i=1}^{4} Q_r^2$$

L' énergie d'un état est donc positive ou nulle. Soit $|\Omega>$ l'état fondamental. Si la supersymétrie est une symétrie du vide (ce qui veut dire que la supersymétrie est exacte) alors : $Q_r|\Omega >= 0$. Et donc $H|\Omega >= 0$ (l'énergie du fondamental est nulle). Réciproquement, si le vide a une énergie nulle ($< \Omega|H|\Omega >= 0$), alors la relation ci-dessus implique que le vide est symétrique ($Q_r|\Omega >= 0$ quel que soit r).

Ainsi, la supersymétrie globale est brisée spontanément si et seulement si l'énergie de l'état fondamental est strictement positive.
La fig.1.1 illustre quelques exemples du potentiel d'un champ scalaire complexe ϕ. Seule la forme du potentiel (b) permettrait de briser en même temps la supersymétrie et la symétrie de jauge.

1.1.3 Variables de Grassman

Dans les théories construites à partir de symétries bosoniques, les générateurs (P_μ et $M_{\mu\nu}$) obéissent à des relations de commutation. Pour construire une théorie supersymétrique, il est pratique de transformer les relations d'anticommutation vérifiées par les générateurs Q_r, en relations de commutation. Pour cela, il est nécessaire d'introduire quatre variables, notées θ^α et $\bar{\theta}_{\dot{\alpha}}$ (α= 1,2; $\dot{\alpha}$= 1,2), anticommutantes, appelées variables de Grassman [1]. Cette démarche est pour le moment purement formelle.
Prenons d'abord le cas d'une seule variable θ : par définition, elle vérifie $\theta\theta = 0$. Ainsi n'importe quel polynôme de la variable θ est de degré inférieur à 2 : $f(\theta) = a_0 + a_1\theta$.
Lorsque l'on a deux variables θ^1 et θ^2, ces relations sont similaires : $\theta^1\theta^1 = 0$ et $\theta^2\theta^2 = 0$. Un polynôme quelconque de ces variables s'écrit alors :

$$f(\theta^1, \theta^2) = a_0 + a_1\theta^1 + a_2\theta^2 + a_3\theta^1\theta^2$$

Avant d'aller plus loin, il est nécessaire de donner quelques règles sur la manipulation de ces variables θ et de leurs indices; $\epsilon_{\alpha\beta}$ étant le tenseur antisymétrique, on a :

$$\theta_\alpha = \epsilon_{\alpha\beta}\theta^\beta \qquad \bar{\theta}^{\dot{\alpha}} = (\theta^\alpha)^+ \qquad \bar{\theta}_{\dot{\alpha}} = \epsilon_{\dot{\alpha}\dot{\beta}}\bar{\theta}^{\dot{\beta}}$$

$$\theta^2 = \theta^\alpha\theta_\alpha \qquad \bar{\theta}^2 = \bar{\theta}_{\dot{\alpha}}\bar{\theta}^{\dot{\alpha}}$$

Ces variables de Grassman permettent simplement d'obtenir des objets commutants. En effet la relation d'anticommutation des générateurs Q devient alors une relation de commutation :

$$[\theta^\alpha Q_\alpha, \bar{\theta}_{\dot{\alpha}}\bar{Q}^{\dot{\alpha}}] \;=\; 2\theta^\alpha\sigma^\mu_{\alpha\dot{\alpha}}\bar{\theta}^{\dot{\alpha}}P_\mu$$

Cet artifice mathématique n'est pas nécessaire. On pourrait aussi bien partir de la relation d'anticommutation pour aboutir aux transformations supersymétriques des champs et au lagrangien. Mais l'introduction des variables de Grassman au niveau de l'algèbre simplifie les calculs et la construction du lagrangien.

Dans tout ce qui suit, les indices spinoriels seront supprimés. Dans ce cas par exemple, la relation de commutation devient :

$$[\theta Q, \bar{\theta}\bar{Q}] \;=\; 2\theta\sigma^\mu\bar{\theta}P_\mu$$

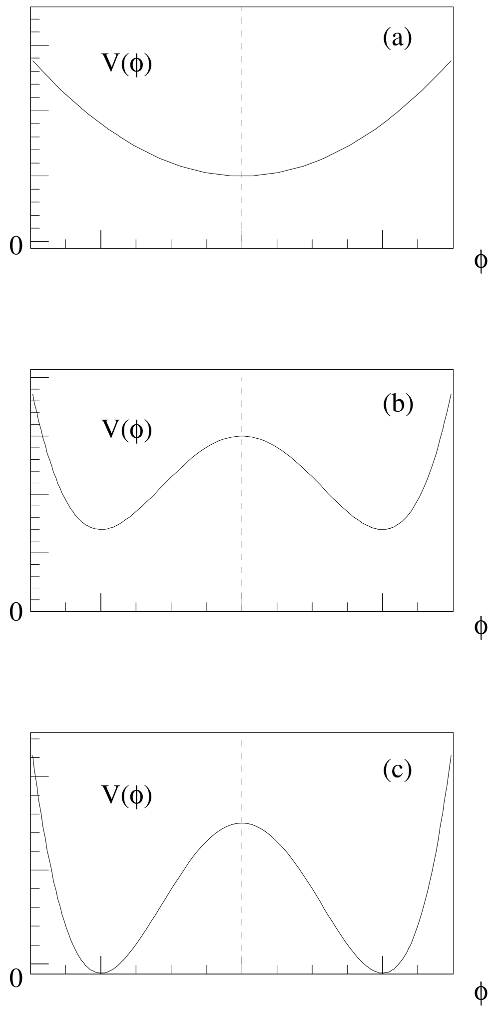


Figure 1.1: Exemples de potentiel V(ϕ). Dans le cas (a) seule la supersymétrie peut être brisée spontanément, dans le cas (c) seule la symétrie de jauge peut l'être. Le potentiel illustré en (b) permettrait de briser et la supersymétrie et la symétrie de jauge.

1.2 Supersymétrie globale

La contruction d'une théorie supersymétrique globale décrite dans cette section est détaillée dans la Ref.[2]$^{(sec.2)}$.

1.2.1 Superchamps

Pour définir un superchamp, il faut étendre l'espace-temps ordinaire à un super-espace, ceci en lui ajoutant les quatre variables fermioniques introduites ci-dessus. Un point du super-espace est maintenant repéré par :

$$z^M \ = \ (\ x^\mu \ , \ \theta \ , \ \bar{\theta} \ )$$

Une transformation supersymétrique S de paramètre $(\eta, \bar{\eta})$ s'écrit :

$$S(x_\mu, \eta, \bar{\eta}) \ = \ \exp i \left[\eta Q \ + \ \bar{Q}\bar{\eta} \ - \ x_\mu P^\mu \ \right]$$

(en fait S est ici le produit d'une transformation supersymétrique et d'une translation, mais le produit de deux transformations supersymétriques étant une translation, on prend directement cette expression plus générale pour S).
Les propriétés des variables de Grassman ($\eta\eta = 0$) permettent d'obtenir l'expression du produit de deux transformations supersymétriques:

$$S(y_\mu, \eta, \bar{\eta}) \ S(x_\mu, \alpha, \bar{\alpha}) \ = \ S(\ x_\mu + y_\mu - i\eta\sigma^\mu\bar{\alpha} + i\alpha\sigma^\mu\bar{\eta} \ , \ \alpha + \eta \ , \ \bar{\alpha} + \bar{\eta} \ )$$

Un superchamp $F(x_\mu, \theta, \bar{\theta})$ est maintenant défini en fonction des paramètres θ et $\bar{\theta}$ (en plus de x_μ qui était la seule variable dans les champs "normaux").
L'expression du superchamp le plus général, développée en puissance des variables θ et $\bar{\theta}$, s' écrit en fonction de plusieurs champs bosoniques et fermioniques:

$$\begin{aligned} F(x^\mu, \theta, \bar{\theta}) \ = \ & \quad f(x) \ + \ \theta\phi(x) \ + \ \bar{\theta}\bar{\xi}(x) \\ & + \ \theta\theta m(x) \ + \ \bar{\theta}\bar{\theta} n(x) \ + \ (\theta\sigma^\mu\bar{\theta})v_\mu(x) \\ & + \ \theta\theta\bar{\theta}\bar{\lambda}(x) \ + \ \bar{\theta}\bar{\theta}\theta\psi(x) \\ & + \ \theta\theta\bar{\theta}\bar{\theta} d(x) \end{aligned}$$

où f, m, n et d sont quatre champs scalaires complexes, ϕ, $\bar{\xi}$, $\bar{\lambda}$, ψ quatre spineurs et v_μ un champ vectoriel. On verra par la suite que ce superchamp est réductible et peut se décomposer en plusieurs catégories de superchamps plus simples; certaines contraintes détermineront la forme de ceux-ci. Sous une transformation supersymétrique donnée, un superchamp d'une catégorie se transformera en un superchamp de la même catégorie.

On peut exprimer $F(x^\mu,\theta,\bar\theta)$ en fonction de $F(0,0,0)$: $F(x^\mu,\theta,\bar\theta) \;=\; S(x^\mu,\theta,\bar\theta)\,F(0,0,0)$, et ainsi déduire l'expression de sa variation sous S ou δS

$$\begin{aligned} S(y,\eta,\bar\eta)F(x,\theta,\bar\theta) \quad &= \quad F(x+y-i\eta\sigma_\mu\bar\theta+i\theta\sigma_\mu\bar\eta\ ,\ \theta+\eta\ ,\ \bar\theta+\bar\eta) \\ \delta_S F(x,\theta,\bar\theta) \quad &= \quad \left[\ \eta\tfrac{\partial}{\partial\theta}\ +\ \bar\eta\tfrac{\partial}{\partial\bar\theta}\ -\ i(\eta\sigma^\mu\bar\theta-\theta\sigma^\mu\bar\eta)\tfrac{\partial}{\partial x^\mu}\ \right]\ F(x,\theta,\bar\theta) \end{aligned}$$

En identifiant avec $[\ \eta Q+\bar\eta\bar Q-iy_\mu P^\mu\ ]F(x_\mu,\theta,\bar\theta)$, on en déduit l'expression des générateurs des translations et des transformations supersymétriques P, Q, $\bar Q$:

$$P_\mu = i\frac{\partial}{\partial x^\mu} \qquad Q=\frac{\partial}{\partial\theta}-i\sigma^\mu\bar\theta\frac{\partial}{\partial x_\mu} \qquad \bar Q = -\frac{\partial}{\partial\bar\theta}+i\theta\sigma^\mu\frac{\partial}{\partial x^\mu}$$

On définit ensuite les dérivées covariantes commutant avec les transformations supersymétriques $(D(\delta_s F)=\delta_s(DF))$

$$DF=\left[\partial_\theta+i\sigma^\mu\bar\theta\partial_\mu\right]F \qquad \bar D F=\left[-\bar\partial_\theta-i\theta\sigma^\mu\partial_\mu\right]F \qquad (2.1)$$

Superchamps chiraux (ou scalaires)

Un superchamp ϕ vérifiant la condition $\bar D\phi \;=\; 0$ est appelé superchamp scalaire ou superchamp chiral gauche. Si $\bar D\phi \;=\; 0$, alors $\bar D(\delta_s\phi) \;=\; \delta_s(\bar D\phi)=0$. Cette contrainte est donc compatible avec les transformations supersymétriques. (Le superchamp chiral droit associé vérifie la contrainte $D\phi^+ \;=\; 0$).
Il faut maintenant trouver quels sont les superchamps solutions de cette contrainte. On montre que seules les deux variables $(x_\mu+i\theta\sigma^\mu\bar\theta)$ et θ vérifient cette contrainte :

$$\bar D\ (x_\mu+i\theta\sigma^\mu\bar\theta)=0 \qquad \bar D\ \theta=0$$

Ainsi n'importe quelle fonction ϕ de ces deux variables satisfait à la contrainte $\bar D\phi \;=\; 0$. Les superchamps ϕ solutions de cette contrainte sont donc des fonctions de $y^\mu=(x_\mu+i\theta\sigma^\mu\bar\theta)$ et θ. Puisqu'une puissance de θ supérieure à deux est nulle, $\phi(y^\mu,\theta)$ se décompose en puissances de θ suivant trois champs φ, F, ψ :

$$\phi(y,\theta) \;=\; \varphi(y) \;+\; \theta\psi(y) \;+\; \theta\theta F(y) \qquad (2.2)$$

où φ et F sont deux champs scalaires complexes de spin nul et ψ un spineur de Weyl gauche de spin 1/2. (Le superchamp chiral droit s'exprimerait de la même manière en fonction de $y^*=x_\mu-i\theta\sigma^\mu\bar\theta$ et de $\bar\theta$). Dans le système de coordonnées $(y,\theta,\bar\theta)$, les générateurs Q prennent alors une expression plus simple :

$$Q=\frac{\partial}{\partial\theta} \qquad \bar Q=-\frac{\partial}{\partial\bar\theta}+2i\theta\sigma^\mu\frac{\partial}{\partial y^\mu}$$

Ainsi, en développant l'expression $\delta_S\phi(y,\theta) \;=\; (\eta Q + \bar{\eta}\bar{Q})\;\phi(y,\theta)$, on obtient les lois de transformation pour les champs φ, ψ et F :

$$\begin{cases} \delta\varphi \;=\; \sqrt{2}\eta\psi \\ \delta\psi \;=\; \sqrt{2}\eta F \;+\; i\sqrt{2}\sigma^\mu\bar{\eta}\partial_\mu\varphi \\ \delta F \;=\; -i\sqrt{2}\partial_\mu\psi\sigma^\mu\bar{\eta} \end{cases} \tag{2.3}$$

Le fait que la variation δF de la composante $[\phi(y,\theta)]_F$ soit une dérivée totale sera une propriété très importante lorsqu'on construira le lagrangien.(De la même façon, la variation δF de la composante $\left[\phi^+(y^*,\bar{\theta})\right]_F$ est une dérivée totale).

Ces équations montrent que S transforme les bosons en fermions et les fermions en bosons. Un superchamp scalaire ne contient que des champs de spin 0 et 1/2. Mais la théorie doit aussi pouvoir décrire des interactions avec des particules de spin 1.

Superchamps vectoriels

On définit donc un superchamp vectoriel $V(x,\theta,\bar{\theta})$ vérifiant la contrainte $V^+ = V$. Cette contrainte est compatible avec les transformations supersymétriques puisque $\delta_S V \;=\; (\eta Q + \bar{\eta}\bar{Q})V \;=\; \delta_S V^+$. Le plus général des superchamps vectoriel peut se décomposer en fonction de plusieurs champs : quatre champs C, M, N, et $\tilde{D}$ réels de spin 0, deux champs χ et λ spineurs de Weyl, et un champ V^μ de spin 1.

$$\begin{aligned} V(x,\theta,\bar{\theta}) \;=\; & \quad C(x) \;+\; i\theta\chi(x) \;-\; i\bar{\theta}\bar{\chi}(x) \\ & + \; \tfrac{i}{2}\theta\theta[M(x)+iN(x)] \;-\; \tfrac{i}{2}\bar{\theta}\bar{\theta}[M(x)-iN(x)] \;-\; \theta\sigma^\mu\bar{\theta}V_\mu(x) \\ & + \; i(\theta\theta)\bar{\theta}[\bar{\lambda}(x)+\tfrac{i}{2}\bar{\sigma}^\mu\partial_\mu\chi(x)] \;-\; i(\bar{\theta}\bar{\theta})\theta[\lambda(x)+\tfrac{i}{2}\sigma^\mu\partial_\mu\bar{\chi}(x)] \\ & + \; \tfrac{1}{2}\theta\theta\bar{\theta}\bar{\theta}[\tilde{D}(x)+\tfrac{1}{2}\Box C(x)] \end{aligned}$$

En fait ce superchamp peut s'exprimer dans une jauge particulière (jauge de Wess-Zumino) uniquement en fonction des champs V^μ, λ, $\bar{\lambda}$ et D, qui forment une représentation à eux seuls :

$$V_{WZ}(x,\theta,\bar{\theta}) \;=\; -\theta\sigma_\mu\bar{\theta}V^\mu \;+\; i\theta\theta\bar{\theta}\bar{\lambda} \;-\; i\bar{\theta}\bar{\theta}\theta\lambda \;+\; \frac{1}{2}\theta\theta\bar{\theta}\bar{\theta}\tilde{D} \tag{2.4}$$

En utilisant $\delta_S V = \ (\eta Q + \bar{\eta}\bar{Q})\ V$ on obtient les expressions des variations de ces champs sous une transformation supersymétrique $\delta S(\eta, \bar{\eta})$:

$$\begin{cases} \delta V_\mu \ = \ i\eta\sigma_\mu\bar{\lambda} \ + \ i\bar{\eta}\bar{\sigma}_\mu\lambda \\ \delta\lambda \ = \ \eta\sigma^{\mu\nu}V_{\mu\nu} \ + \ \eta\tilde{D} \\ \delta\bar{\lambda} \ = \ \bar{\eta}\bar{\sigma}^{\mu\nu}V_{\mu\nu} \ + \ \bar{\eta}\tilde{D} \\ \delta\tilde{D} \ = \ -\partial_\mu\ (\eta\sigma^\mu\bar{\lambda} \ + \ \lambda\sigma^\mu\bar{\eta}) \end{cases}$$

où $V_{\mu\nu} = \partial_\mu V_\nu - \partial_\nu V_\mu$. Le fait que $\tilde{D}$ (c.a.d. le champ intervenant dans le terme $\theta\theta\bar{\theta}\bar{\theta}$ du superchamp V) se transforme en une dérivée totale sera une propriété importante pour la suite.

1.2.2 Lagrangiens

On a vu que la composante F de ϕ et de ϕ^+ (c.a.d. le champ intervenant dans le terme de ϕ et de ϕ^+ proportionnel à $\theta\theta$ et à $\bar{\theta}\bar{\theta}$) et la composante $\tilde{D}$ de V (c.a.d. le champ intervenant dans le terme de V proportionnel à $\theta\theta\bar{\theta}\bar{\theta}$) se transformaient en dérivées totales sous l'action d'une transformation supersymétrique. Les intégrales d'espace-temps S

$$S \ = \ \begin{cases} \int \ d^4y \ [\phi(y,\theta)]_F \ = \ \int \ d^4y \ \int \ \phi(y,\theta) \ d^2\theta \\ \int \ d^4y^* \ [\phi^+(y^*,\bar{\theta})]_F \ = \ \int \ d^4y^* \ \int \ \phi^+(y^*,\bar{\theta}) \ d^2\bar{\theta} \\ \int \ d^4x \ [V(x,\theta,\bar{\theta})]_{\tilde{D}} \ = \ \int \ d^4x \ \int \ V(x,\theta,\bar{\theta}) \ d^2\theta d^2\bar{\theta} \end{cases}$$

auront donc une variation $\delta_S S$ nulle sous une transformation supersymétrique. C'est la donnée de base pour la construction d'un lagrangien supersymétrique.

Il faut à ce niveau définir ce que sont les intégrations sur les variables θ :

$$\int 1 \ d^2\theta \ = \ 0 \qquad \int \theta^\alpha \ d^2\theta \ = \ 0 \qquad \int \theta^\alpha\theta_\alpha \ d^2\theta \ = \ 1 \qquad (2.6)$$

La densité lagrangienne sera la somme de termes F ou $\tilde{D}$ de superchamps, eux-mêmes produits de superchamps élémentaires scalaires ou vectoriels (ϕ ou V) introduits auparavant.

Lagrangiens pour les spins 0 et 1/2

Puisqu'on s'intéresse aux particules de spin 0 et 1/2, on va utiliser des superchamps chiraux ϕ pour construire cette partie du lagrangien notée L_{chir}. Cette densité lagrangienne va donc être composée d'un terme de "type F" (partie d'un superchamp scalaire qui se transforme en une dérivée totale sous une transformation supersymétrique) et d'un terme de "type $\tilde{D}$" (partie d'un superchamp vectoriel qui se transforme en une dérivée totale sous une transformation supersymétrique). Cette densité s'écrit :

$$L_{chir} \; = \; (L_1)_F \; + \; (L_2)_{\tilde{D}} \; = \; L_F \; + \; L_{\tilde{D}}$$

Soit par exemple un superchamp chiral gauche ($\bar{D}\phi = 0$). Alors ϕ^n est aussi un superchamp chiral gauche; et ϕ étant un champ complexe, ϕ^+ est un superchamp chiral droit ainsi que $(\phi^+)^n$. Tous les produits de superchamps chiraux gauches (resp. droits) sont toujours des superchamps chiraux gauches (resp. droits). Les composantes F de tels produits peuvent donc être des termes F du lagrangien. Néanmoins, pour que la théorie reste renormalisable, la puissance maximale acceptable est 3. L_1 peut donc contenir les termes ϕ^2, ϕ^3, $(\phi^+)^2$,$(\phi^+)^3$. Ainsi :

$$L_F \; = \; m_F(\phi^2)_F \; + \; \lambda_F(\phi^3)_F \; + \; h.c. \tag{2.7}$$

L_F est appelé superpotentiel.

On peut développer cette expression en fonction des trois champs ψ, φ et F composant le superchamp chiral ϕ, et on obtient alors l'expression suivante :

$$L_F \; = \; m_F \; \left[\; 2\varphi F - \frac{1}{2}(\psi\psi) + h.c. \; \right] \; + \; \lambda_F \; \left[\; 3\varphi^2 F - \frac{3}{2}\varphi(\psi\psi) + h.c. \; \right] \tag{2.8}$$

A ce niveau aucun terme cinétique n'a été généré. Cette densité lagrangienne L_F ne reflète que les interactions entre les divers champs composant ϕ. L'absence de termes cinétiques est due au fait que les parties gauches et droites ϕ et ϕ^+ ont été complètement dissociées et traitées séparément. Les termes cinétiques vont apparaitre en multipliant un superchamp ϕ gauche et son complexe conjugué ϕ^+ droit. C'est la partie L_D qui correspondra à ces termes.

Les termes composant $L_{\tilde{D}}$ proviennent donc de la multiplication d'un superchamp chiral gauche avec un superchamp chiral droit. En effet, soit un superchamp gauche $\phi(y,\theta) = \varphi(y) + \theta\psi(y) + \theta^2 F(y)$ ($\bar{D}\phi = 0$). Son complexe conjugué ϕ^+ est alors droit $D\phi^+ = 0$ et s'écrit : $\phi^+(y^*,\bar{\theta}) = \varphi^*(y^*) + \bar{\theta}\bar{\psi}(y^*) + \bar{\theta}^2 F(y^*)$. On montre que le produit $\phi\phi^+$ est un superchamp vectoriel et s'écrit :

$$\phi\phi^+(x,\theta,\bar{\theta}) \; = \; \phi(x,\theta) \; exp\left[-2i\theta\sigma_\mu\bar{\theta}\partial_\mu\right] \; \phi^+(x,\bar{\theta}) \; = \; L_2$$

En développant cette expression, on obtient la composante proportionnelle à $\theta\theta\bar{\theta}\bar{\theta}$ de ce superchamp $\phi\phi^+$, en fonction des champs ψ, φ et F :

$$L_{\tilde{D}} = \left[\phi\phi^+\right]_{\tilde{D}} = -(\partial_\mu\varphi)(\partial^\mu\varphi^*) - i\psi\sigma_\mu\partial^\mu\bar{\psi} + FF^* \tag{2.9}$$

Dans le lagrangien d'un superchamp chiral, $L_{\tilde{D}}$ correspond donc au terme cinétique du champ scalaire φ et du spineur ψ, tandis que L_F correspond aux termes de masse et d'interaction.

Les expressions (2.8) et (2.9) montrent que les champs F et F^* n'ont pas de terme cinétique; ils ne se propagent pas. On peut donc les remplacer dans le lagrangien par leurs équations du mouvement :

$$\begin{cases} F^* + 2m_F\varphi + 3\lambda_F\varphi^2 = 0 \\ \\ F + 2m_F\varphi^* + 3\lambda_F\varphi^{*2} = 0 \end{cases}$$

Pour la suite il est utile d'écrire les champs F et F^* et le lagrangien L en fonction du superpotentiel scalaire W construit en remplaçant dans $L_1 = m_F(\phi^2+\phi^{+2})+\lambda_F(\phi^3+\phi^{+3})$ les superchamps ϕ et ϕ^+ par les champs scalaires complexes φ et φ^* :

$$W \;=\; m_F\varphi^2 + \lambda_F\varphi^3 + h.c. \qquad (2.10)$$

Avec cette notation les expressions des champs F et F^* et du lagrangien deviennent :

$$F^* = -\frac{\partial W}{\partial\varphi} \qquad\qquad F = -\left(\frac{\partial W}{\partial\varphi}\right)^* \qquad (2.11)$$

$$\begin{aligned} L_{chir}(\varphi,\psi) \;=\; & -\,(\partial_\mu\varphi)(\partial^\mu\varphi^*) \;-\; i\psi\sigma_\mu\partial^\mu\bar\psi \\ & -\;\Big[\,\left(\tfrac{\partial^2 W}{\partial\varphi\partial\varphi}\right)\psi\psi + \left(\tfrac{\partial^2 W}{\partial\varphi\partial\varphi}\right)^*\bar\psi\bar\psi\,\Big] \qquad (2.12) \\ & -\;\left|\,\tfrac{\partial W}{\partial\varphi}\,\right|^2 \end{aligned}$$

Lagrangiens pour les spins 1

On veut introduire dans le modèle les particules de spin 1, particules de jauge des théories de jauge. Il s'agit donc de construire une théorie de jauge supersymétrique. On se place dans le cas d'une théorie abélienne. Le superchamp de base est le superchamp vectoriel $V(x,\theta,\bar\theta)$ contenant un champ V^μ de spin 1.

Dans une théorie de jauge abélienne standard (QED par exemple), le champ de jauge V^μ (le photon pour QED) se transforme sous une symétrie de jauge de la façon suivante :

$$V_\mu \;\to\; V_\mu + \partial_\mu\epsilon \qquad (2.13)$$

ϵ étant un champ réel scalaire (paramètre de la transformation de jauge).
V^μ étant maintenant un élément du superchamp $V(x,\theta,\bar\theta)$, ϵ doit aussi être inclus dans un supermultiplet. Dans le modèle de Wess et Zumino, la généralisation supersymétrique de la transformation de jauge du superchamp vectoriel V s'écrit :

$$V \;\to\; V + i(\Lambda - \Lambda^+)$$

où Λ est un superchamp chiral : $\Lambda(y) = a(y) + \sqrt{2}\theta\psi(y) + \theta\theta F(y)$.
En développant cette expression en fonction des différents champs composant V, on montre que λ et $\tilde D$ sont invariants de jauge, et que V_μ se transforme suivant l'expression (2.13)

(avec $\epsilon = a + a^*$). Les autres champs C, χ, M et N n'ont pas de signification physique et peuvent être éliminés par le choix de la jauge de Wess-Zumino.
Dans cette jauge, on rappelle que V ne contient que les champs V^μ, λ et $\tilde{D}$ et s'écrit :

$$V_{WZ}(x,\theta,\bar{\theta}) \; = \; -\theta\sigma_\mu\bar{\theta}V^\mu \; + \; i\theta\theta\bar{\theta}\bar{\lambda} \; - \; i\bar{\theta}\bar{\theta}\theta\lambda \; + \; \frac{1}{2}\theta\theta\bar{\theta}\bar{\theta}\tilde{D}$$

Pour construire cette partie du lagrangien (notée L_{vec}), on définit ensuite le superchamp W_α définit par :

$$W_\alpha = (\bar{D}\bar{D})D_\alpha V \qquad , \qquad (2.14)$$

où D et $\bar{D}$ sont les dérivées covariantes de la supersymétrie définies en (2.1). W_α contient les champs $\tilde{D}$, λ, $\bar{\lambda}$, et $V_{\mu\nu} = \partial_\mu V_\nu - \partial_\nu V_\mu$ et est invariant de jauge.
W_α est un superchamp chiral gauche : $\bar{D}W = 0$ (en le développant dans les coordonnées (y,θ,$\bar{\theta}$), on peut en effet montrer qu'il ne dépend pas de $\bar{\theta}$). On peut alors construire une densité lagrangienne avec la composante F du superchamp chiral $W^\alpha W_\alpha$, qui sera invariante sous les transformations supersymétriques et les transformations de jauge :

$$L_{vec} \; = \; \frac{1}{32}[\; W^\alpha W_\alpha \;]_F \; = \; -\frac{1}{4}V_{\mu\nu}V^{\mu\nu} \; - \; i\lambda\sigma_\mu\partial^\mu\bar{\lambda} \; + \; \frac{1}{2}\tilde{D}^2 \qquad (2.15)$$

Cette densité lagrangienne ne concerne que le cas d'une théorie abélienne; le cas d'un groupe de jauge non-abélien sera abordé très succinctement un peu plus loin...
Les équations du mouvement permettent d'éliminer le champ $\tilde{D}$ puisqu'il ne se propage pas. Le boson de jauge V^μ est associé à un partenaire fermionique λ appelé fermion de jauge ou jaugino. L'invariance de jauge implique nécessairement que les champs V_μ et λ sont de masse nulle; la supersymétrie (ainsi que la symétrie de jauge dans le cas d'une théorie SU(2)$\times$U(1)) doit être brisée afin d'obtenir une théorie réaliste.

Couplage des champs de matière avec les champs de jauge

Notons d'abord que sous une transformation de jauge Λ un superchamp chiral ϕ reste un superchamp chiral :

$$\phi \text{ (chiral)} \longrightarrow \; e^{-2gi\Lambda} \; \phi \text{ (chiral)}$$

Le couplage minimal g des champs de matière avec les champs de jauge s' obtient en remplaçant le terme cinétique $[\phi^+\phi]_{\tilde{D}}$ du superchamp $\phi = (\varphi, \psi, F)$ par le terme $\left[\phi^+ \; e^{2gV} \; \phi\right]_{\tilde{D}}$.
Ce nouveau terme est bien invariant sous une transformation de jauge

$$\left(\phi^+ e^{2gV}\phi\right) \;\; \longrightarrow \;\; \left(\phi^+ \; e^{2ig\Lambda^+} \; e^{2gV + 2ig(\Lambda - \Lambda^+)} \; e^{-2ig\Lambda} \; \phi\right) \; = \; \left(\phi^+ e^{2gV}\phi\right)$$

et sa forme développée s'écrit :

$$\begin{aligned} \left[\ \phi^+\ e^{2gV}\ \phi\ \right]_{\tilde{D}} &= -\ D^\mu \varphi^* D_\mu \varphi\ -\ i\psi\sigma_\mu D^\mu \bar{\psi} \\ &+ g\left(\ \tilde{D}\varphi^*\varphi\ +\ i\sqrt{2}\lambda\psi\varphi^*\ -\ i\sqrt{2}\bar{\lambda}\bar{\psi}\varphi\ \right) \\ &+ FF^* \end{aligned} \tag{2.16}$$

où $D_\mu = \partial_\mu + igV_\mu$ est la dérivée covariante de jauge.

Lagrangien total

Finalement, lorsqu'on rassemble tous les termes décrits précédemment, on peut écrire un lagrangien décrivant un superchamp de matière en interaction avec un secteur de jauge :

$$L\ =\ \frac{1}{32}[\ W^\alpha W_\alpha\ ]_F\ +\ \left[\ \phi e^{2gV}\phi^+\ \right]_{\tilde{D}}\ +\ \left[\ m_F(\phi^2)_F + \lambda_F(\phi^3)_F + h.c\ \right]_F \tag{2.17}$$

Le potentiel scalaire V est la partie de ce lagrangien ne contenant ni dérivée ni champ de fermion

$$V\ =\ FF^*\ +\ \frac{1}{2}\tilde{D}^2\ =\ \left|\ \frac{\partial W}{\partial \varphi}\ \right|^2\ +\ \frac{1}{2}\left(g\varphi^*\varphi\right)^2 \tag{2.18}$$

où on rappelle que le superpotentiel scalaire W est défini par :

$$W\ =\ m_F\varphi^2 + \lambda_F\varphi^3 + h.c \tag{2.19}$$

. Il est utile pour la suite d'écrire ce lagrangien en fonction de W et de V

$$\begin{aligned} L\ &=\ -\ \tfrac{1}{4}V_{\mu\nu}V^{\mu\nu}\ -\ i\lambda\sigma_\mu\partial^\mu\bar{\lambda} \\ &-\ |D_\mu\varphi|^2\ -\ i\psi\sigma_\mu D^\mu\bar{\psi} \\ &+\ ig\left[\ \varphi^*(\lambda\psi) - (\bar{\lambda}\bar{\psi})\varphi\ \right] \\ &-\ \left[\ \left(\tfrac{\partial^2 W}{\partial\varphi\partial\varphi}\right)\psi\psi + \left(\tfrac{\partial^2 W}{\partial\varphi\partial\varphi}\right)^*\bar{\psi}\bar{\psi}\ \right] \\ &-\ V \end{aligned} \tag{2.20}$$

Lorsque le modèle fait intervenir plusieurs champs de matière et que la théorie est non abélienne, Λ est une matrice : $\Lambda\ =\ \Lambda^a T^a$ (T^a étant les générateurs du groupe de jauge), et V prend alors la forme suivante :

$$V\ =\ \sum_i \left|\frac{\partial W}{\partial \varphi_i}\right|^2\ +\ \frac{1}{2}\sum_a \left(g\varphi_i^* T^a_{ij}\varphi_j\right)^2 \tag{2.21}$$

1.2.3 Brisure de la supersymétrie globale

Dans un modèle supersymétrique exact, fermions et bosons sont dégénérés en masse, ce qui n'apparait pas être le cas dans la nature. Afin de pouvoir appliquer la supersymétrie aux particules physiques, il est donc nécessaire de considérer des modèles dans lesquels la supersymétrie est brisée.
Il y a deux façons de briser les symétries des lagrangiens en théories des champs. Soit en ajoutant un terme au lagrangien, brisant ainsi son invariance sous cette symétrie; soit en conservant cette invariance, tout en permettant à l'état fondamental de ne plus être invariant (en lui donnant une valeur moyenne dans le vide non nulle). La première méthode introduit un côté arbitraire à la théorie et réduit son pouvoir prédictif. La seconde, la brisure spontanée, est plus satisfaisante mais elle a des difficultés à rendre compte de la réalité dans le cas de la supersymétrie.

On a vu dans la section (1.1.2) qu' une brisure spontanée de la supersymétrie n'était possible que si l'énergie de l'état fondamental est non nulle $E_{vac} \neq 0$. Et d'après le potentiel scalaire 2.18

$$V \ = \ FF^* \ + \ \frac{1}{2}\tilde{D}^2$$

cette brisure spontanée sera possible si l'un des deux champs auxiliaires F ou $\tilde{D}$ (ou les deux) recoit une valeur moyenne non nulle. La première possibilité, $< F > \neq 0$, est le mécanisme de brisure de type F (O'Raifeartaigh), la seconde, $< \tilde{D} > \neq 0$, le mécanisme de type D (Fayet-Iliopoulos).
On peut montrer que la brisure spontanée de la supersymétrie implique l'existence d'un fermion de masse nulle (appelé fermion de Goldstone ou Goldstino); ce phénomène est analogue à ce qui se passe dans le cas de la brisure spontanée d'une symétrie de jauge où il y a apparition d'un boson de Goldstone de masse nulle. Le fermion de Goldstone résultant d'une brisure est le partenaire fermionique du champ auxiliaire recevant la valeur moyenne non nulle dans le vide, à savoir ψ si $< F > \neq 0$ et λ si $< \tilde{D} > \neq 0$. Si les deux champs F et $\tilde{D}$ recoivent une valeur moyenne non nulle, le Goldstino est une combinaison linéaire des partenaires fermioniques ψ et λ. Mais dans tous les cas, il reste de masse nulle.
Nous n'allons pas entrer dans les détails de ces deux modèles mais simplement dire quelques mots à propos des divergences quadratiques.
Dans le modèle standard, la masse des champs scalaires (c.a.d le Higgs) recoit des divergences quadratiques lorsqu'elle est calculée à l'ordre des boucles. Dans un modèle supersymétrique, on peut montrer que les divergences quadratiques engendrées sont proportionnelles à la supertrace :

$$\begin{aligned} S\ Tr\ M^2 \quad &= \quad \textstyle\sum_J \ (-1)^{2J} \ (2J+1) \ m_J^2 \\ &= \quad \textstyle\sum_{bosons} m^2 \ - \ 2 \sum_{fermions} m^2 \end{aligned}$$

Dans le cas de la supersymétrie exacte, les divergences quadratiques se compensent entre boucles de bosons et boucles de fermions grâce à l'égalité de leurs masses; seules certaines divergences logarithmiques subsistent. Lorsqu'on brise la supersymétrie il faut que ces divergences quadratiques continuent à se compenser. Dans les mécanismes de brisure de O'Raifeartaigh ou de Fayet-Iliopoulos par exemple, la séparation des masses se situe de part et d'autre du spectre supersymétrique, permettant ainsi de conserver une valeur nulle de la supertrace.

Mais les modèles brisant spontanément la supersymétrie globale connaissent de nombreux problèmes phénoménologiques et ne donnent pas lieu à un spectre de particules acceptable. Ainsi pour construire un modèle acceptable à partir d'une théorie supersymétrique globale, la supersymétrie doit être brisée explicitement à basse énergie par l'addition de termes supplémentaires au lagrangien de Wess-Zumino. Mais seuls certains types de termes sont permis, car le choix particulier de ces termes doit encore permettre d'annuler les divergences quadratiques engendrées par les champs scalaires de la théorie. On parle alors de brisure explicite "douce".
On montre que seuls quatre types de termes conservant les divergences quadratiques nulles sont permis :

$$m^2\varphi\varphi^* \qquad m'^2(\varphi^2+\varphi^{*2}) \qquad A(\varphi^3+\varphi^{*3}) \qquad M\lambda\lambda$$

où φ est un champ complexe scalaire et λ un champ de fermion.

Pour supprimer le côté arbitraire de la brisure explicite, on voudrait que les termes de brisure douce ne soient plus introduits *à la main*. Pour cela, on va voir qu'il faut introduire la supersymétrie locale (ou supergravité), et décrire les interactions gravitationnelles du graviton et de son partenaire le gravitino avec les champs de matière et de jauge du secteur observable.

1.3 Supersymétrie locale

1.3.1 Supersymétrie locale : supergravité

Les théories exposées jusqu'ici étaient des théories de supersymétrie globale, dans lesquelles les paramètres des transformations supersymétriques α et $\bar{\alpha}$ étaient indépendants des coordonnées d'espace-temps : $\partial_\mu\alpha=\partial_\mu\bar{\alpha}=0$. Lorsque $\alpha=\alpha(x)$, on parle de supersymétrie locale. Le produit de deux transformations de paramètres $\alpha_1(x)$ et $\alpha_2(x)$ transformant l'espace-temps point par point, on s'attend à ce que la gravité apparaisse nécessairement dans toute théorie de supersymétrie locale [2]$^{(sec.3)}$.

Considérons l'action d'un spineur de Dirac libre et de masse nulle :

$$L \;=\; \frac{1}{2}i\bar{\chi}\gamma_\mu\partial_\mu\chi$$

où χ est un spineur à quatre composantes (composition de deux spineurs de Weyl). L est symétrique sous une transformation globale de jauge transformant χ en $e^{i\epsilon}\chi$ (ϵ étant un scalaire). Mais sous la transformation locale $\chi \longrightarrow e^{i\epsilon(x)}\chi$, L n'est plus invariant et il faut ajouter un terme pour retrouver cette invariance. On introduit donc un champ de jauge A^μ se transformant en $A^\mu \longrightarrow A^\mu + \partial^\mu \epsilon$. L'action devient alors :

$$L \;=\; \frac{1}{2} i\bar{\chi}\gamma^\mu(\partial_\mu + iA_\mu)\chi$$

et retrouve son invariance sous ces transformations locales. Pour que cette symétrie existe, il faut donc introduire de nouveaux degrés de libertés A_μ. $\epsilon(x)$ est un scalaire et l'expression de la transformation $A^\mu \longrightarrow A^\mu + \partial^\mu\epsilon$ contient le terme $\partial^\mu\epsilon$; A^μ est donc un champ de spin 1. De plus, dans ce modèle minimal, seuls ces champs de jauge se transforment en donnant des termes proportionnels à $\partial_\mu\epsilon$; la transformation des autres champs contient ϵ mais jamais $\partial_\mu\epsilon$.

Dans le cas de la supersymétrie, on peut procéder de la même façon. On part de l'action d'un multiplet chiral libre $\phi(\varphi, \psi, F)$, où φ est un champ complexe scalaire ($\varphi = (a + ib)/\sqrt{2}$), et ψ un spineur de Weyl; on appelle χ le spineur à quatre composantes défini par $\chi = (\psi, \bar{\psi})$.

$$L \;=\; (\partial^\mu\varphi^*)(\partial_\mu\varphi) \;+\; \frac{1}{2} i\bar{\chi}\gamma^\mu\partial_\mu\chi$$

Cette action L est invariante sous une transformation globale supersymétrique de paramètre $\xi = (\alpha, \bar{\alpha})$, et d'après (2.3), on peut montrer que les variations des champs (en ayant pris le champ F égal à zéro) s'écrivent :

$$\delta a = \bar{\xi}\chi \qquad\qquad \delta b = -i\bar{\xi}\gamma_5\chi \qquad\qquad \delta\chi = -i\gamma^\mu\partial_\mu(a - i\gamma_5 b)\xi$$

La variation δL de cette densité lagrangienne s'écrit alors :

$$\delta L = \partial_\mu\left[\frac{1}{2}\bar{\xi}\gamma^\mu(\not{\partial}(a - i\gamma_5 b))\chi\right]$$

qui, comme on l'a déjà vu, est une dérivée totale.
On veut maintenant passer à la supersymétrie locale et donc donner à ξ une dépendance en x. Une question se pose alors pour le champ de fermions χ qui contient un terme $\partial_\mu\xi$. Pour suivre l'exemple des symétries locales de jauge décrit plus haut, on choisit de transformer χ de la façon suivante :

$$\delta\chi = -i\gamma^\mu\left[\partial_\mu(a - i\gamma_5 b)\right]\xi(x)$$

où ∂_μ n'agit pas sur $\xi(x)$ mais seulement sur les champs scalaires a et b.
La variation de L sous une transformation supersymétrique locale à l'ordre le plus bas du paramètre $\xi(x)$ devient alors :

$$\delta L = \partial_\mu\left[\frac{1}{2}\bar{\xi}\gamma^\mu(\not{\partial}(a - i\gamma_5 b))\chi\right] \;+\; (\partial_\mu\bar{\xi})\left[\gamma^\mu(\not{\partial}(a - i\gamma_5 b))\chi\right]$$

et n'est plus localement supersymétrique. Il faut introduire un champ qui joue le rôle du champ de jauge dans l'exemple précédent. Comme ξ est un spineur et que l'on veut que

le champ de jauge se transforme en $\partial_\mu \xi$ (par analogie avec le champ de jauge du groupe U(1)), le champ de jauge de la supersymétrie locale va être un spineur vectoriel ψ^μ_α : c'est le gravitino.
Et de la même façon que pour les symétries de jauge locales, on ajoute un terme au lagrangien :

$$L_N \;=\; -\kappa \bar{\psi}_\mu \gamma^\mu \left[\not{\partial}(a - i\gamma_5 b) \right] \chi$$

où ψ_μ se transforme comme $\delta\psi_\mu = (1/\kappa)\partial_\mu \xi$ sous la transformation supersymétrique locale ξ (k a la dimension inverse d'une masse et est introduit pour donner au lagrangien la dimension correcte).
Contrairement au cas des transformations de jauge classiques, ici, en raison de la structure des multiplets, le lagrangien $L + L_N$ n'est pas encore invariant sous la transformation ξ; en effet, le champ de jauge ψ^μ_α étant un spineur, et les modèles supersymétriques ayant le même nombre de degrés de liberté fermioniques et bosoniques, il est nécessaire d'introduire des nouveaux champs de bosons pour rendre ce lagrangien invariant. On peut montrer qu'en fait, l'addition d'un terme $L_g \sim g_{\mu\nu} T^{\mu\nu}$, (où $T^{\mu\nu}$ est le tenseur d'énergie-impulsion des champs scalaires, et $g_{\mu\nu}$ la métrique) permet de rendre au lagrangien son invariance. $g_{\mu\nu}$ se transforme alors en : $\delta g_{\mu\nu} \sim \kappa \bar{\psi}_\mu \gamma_\mu \xi$. Sans entrer dans les détails, on peut cependant ajouter que ce terme L_g reflète le couplage entre le graviton, représenté par $g_{\mu\nu}$, et le tenseur énergie-impulsion $T^{\mu\nu}$.

Une théorie supersymétrique locale inclut donc nécessairement la gravitation. Une particule de spin 2 de masse nulle, le graviton représenté par $g_{\mu\nu}$, propage les interactions gravitationnelles; son partenaire supersymétrique, le gravitino ψ^μ_α de spin 3/2 et de masse nulle, est le champ de jauge de la supersymétrie locale. Le graviton et le gravitino forment le multiplet de base de la supergravité.

1.3.2 Couplage des champs de matière et des champs de jauge au multiplet de la supergravité (secteur caché)

Dans les théories de supersymétries globales, on a vu que le lagrangien couplant un superchamp chiral ϕ (superchamp de matière) avec un superchamp vectoriel V (superchamp de jauge) était composé de trois termes (cf. l'expression 2.17) :

$$\left[\, f_{\alpha\beta}(\phi) W^\alpha W^\beta \, \right]_F \qquad , \qquad \left[\, \bar{\phi} e^{2eV} \phi \, \right]_{\tilde{D}} \qquad , \qquad [\, g(\phi) \,]_F$$

où $g(\phi)$ représente le superpotentiel qui, on le rappelle, est un polynôme de degré inférieur ou égal à trois en ϕ. La fonction $f_{\alpha\beta}(\phi)$ n'avait pas été introduite auparavant (cf. l'ex pression 2.17) car cette théorie globale n'est renormalisable que si $f(\phi)$ est constant. Mais en supergravité, c'est différent. En effet, la supergravité n'est de toute façon pas renormalisable, même si elle est couplée à une théorie renormalisable. On peut donc réintroduire ici cette fonction $f_{\alpha\beta}(\phi)$ qui interviendra dans le secteur des jauginos.

Dans un modèle de supergravité, on veut que tous les termes non renormalisables, obtenus en couplant la gravité aux champs de matière et de jauge, contiennent la constante de gravitation κ afin que, dans la limite où $\kappa \to 0$, la théorie devienne renormalisable. Tant qu'il n'existe aucune solution au problème de la renormalisation de la gravitation, on fait en sorte que ce problème disparaisse dans la physique à basse énergie (comparée à la masse de Planck).

Il s'agit donc d'étendre la supersymétrie globale à une symétrie locale en couplant ϕ et V au multiplet de la supergravité, composé du gravitino de spin 3/2 et du graviton de spin 2 et noté $(\psi_\mu, g_{\mu\nu})$. Il existe plusieurs façons de le faire dont nous ne parlerons pas ici. Ces superchamps ϕ et V qui seront couplés au multiplet de la supergravité, forment ce qu'on appelle le secteur caché. Seule la partie du lagrangien ne contenant que des champs scalaires nous intéresse car, de la même façon qu'en supersymétrie globale, c'est elle qui interviendra dans la brisure de symétrie.

Les membres des multiplets chiraux ϕ sont notés (z_i, χ_i), ceux des multiplets vectoriels $(V_\mu^\alpha, \lambda^\alpha)$. On peut montrer que la partie scalaire du lagrangien est fonction d'une quantité G, appelée potentiel de Kähler [2]$^{(sec.3)}$, et définie par :

$$G(z_i, z_i^*) \;=\; K(z_i, z_i^*) \;-\; \log(|g(z_i)|^2) \qquad (3.1)$$

(la constante de gravitation κ est pour le moment prise égale à 1). G est une fonction réelle des champs z_i et z_i^* et peut être identifiée au superpotentiel scalaire W défini dans la construction du lagrangien en supersymétrie globale (cf. section 1.2.2).
On définit aussi les quantités notées G^i et G^i_j, par

$$G^i \;=\; \frac{\partial G}{\partial z_i} \qquad\qquad G^i_j \;=\; \frac{\partial^2 G}{\partial z_i \partial z^{*j}} \qquad (3.2)$$

On peut montrer que les termes cinétiques des champs scalaires sont fonction de G^i_j et s'écrivent : $G^i_j D_\mu z_i D^\mu z^{*j}$, où D_μ est la dérivée covariante du groupe de jauge et de la gravité.

1.3.3 Brisure spontanée de la supergravité

On a vu que la supersymétrie globale est spontanément brisée si un des champs auxiliaires F ou $\tilde{D}$ reçoit une valeur moyenne dans le vide non nulle; dans ce cas le partenaire fermionique est un fermion de Goldstone. Ceci est en fait une conséquence directe de l'algèbre de la supersymétrie et sera donc aussi vrai pour la supersymétrie locale (une interprétation adéquate du fermion de Goldstone sera néanmoins nécessaire dans ce cas).

Les quantités à considérer sont donc les champs auxiliaires F ou $\tilde{D}$, partenaires des fermions de spin 1/2 λ et χ. Une fois l'expression des transformations $\delta\lambda$ et $\delta\chi$ établie, on peut montrer que les expressions des deux champs auxiliaires s'en déduisent et s'écrivent [2]$^{(sec.3)}$:

$$\begin{cases} F_i \;=\; e^{(-G/2)} (G^{-1})_i^j G_j \;+ ...\lambda\lambda \;+\; ...\chi\chi \\ \\ \tilde{D}_\alpha \;=\; i \; Ref^{-1}_{\alpha\beta} \; (\; -\tilde{g} G^i T_i^{\beta j} z_j \;+\; ...\chi\lambda \;) \end{cases} \qquad (3.3)$$

où les "..." sont des fonctions de $f_{\alpha\beta}$, G, et des dérivées de G. Ainsi, si au moins un de ces deux champs reçoit une valeur moyenne non nulle, la supergravité est brisée et l'échelle de brisure M_S^2 est donnée par $< F >$ ou $< \tilde{D} >$ de la même façon que pour la supersymétrie globale.
A part le premier, tous les termes de F et $\tilde{D}$ contiennent explicitement des champs de fermions; ces termes pourraient recevoir une valeur moyenne dans le vide non nulle seulement si l'état fondamental était un état bilinéaire fermion-antifermion; cette hypothèse n'est pas étudiée ici. On suppose donc que F et $\tilde{D}$ peuvent recevoir une valeur moyenne non nulle uniquement par leur premier terme.
Supposons par exemple $< F >\neq 0$, c'est-à-dire : $< 0| \; e^{(-G/2)} \; (G^{-1})_i^j \; G_j \; |0 > \; \neq \; 0$. Puisque les termes cinétiques des champs scalaires sont donnés par $G_j^i D_\mu z_i D^\mu z^{*j}$, G_j^i est non nulle pour ce modèle; $e^{(-G/2)}$ étant aussi non nul, seule la quantité G_i est importante pour étudier une brisure (comme le montre l'expression 3.3 du champ $\tilde{D}$, ce serait la même chose dans le cas où $< \tilde{D} >\neq 0$). On suppose donc $< G^i >\neq 0$.

Dans le cas de la supersymétrie globale, le partenaire fermionique du champ auxiliaire recevant la valeur moyenne non nulle dans le vide est une particule de masse nulle, le goldstino. Ici, c'est différent; en effet, les trois termes du lagrangien fermionique suivant

$$\left(e^{(-G/2)}\bar{\psi}_\mu \sigma^{\mu\nu}\psi_\nu\right) \; - \; \left(e^{(-G/2)}G^i\bar{\psi}_\mu\gamma^\mu\chi_i\right)$$
$$+ \; \left(e^{(-G/2)}\left[G^{ij} - G^iG^j - G^l(G^{-1})_l^k G_k^{ij}\right]\chi_i\chi_j\right)$$

(qui sont en fait tous les termes dans lesquels apparaissent les couplages du type $\psi_\mu\chi_i$, $\psi_\mu\psi_\mu$ et $\chi_i\chi_i$) montrent que si $< G^i >\neq 0$, alors le fermion de goldstone χ_i (partenaire du champ auxiliaire F) se mélange avec le gravitino de masse nulle ψ_μ. C'est le mécanisme de Super-Higgs, analogue au mécanisme de Higgs dans les théories de jauge ordinaires : le fermion de Golstone de spin 1/2, défini par $e^{(-G/2)}G^i\chi_i$, se combine avec la particule de jauge de la supersymétrie ψ_μ (de spin 3/2) pour former une particule massive de spin 3/2 et de masse $e^{(-<G>/2)}$.

Avant d'en dire plus sur les conséquences de la masse du gravitino, il faut introduire le potentiel scalaire V, qui est simplement composé par tous les termes du lagrangien ne contenant que les champs scalaires z_i, sans dérivées D_μ. On montre que V est de la forme [2]$^{(sec.3)}$,[3] :

$$V \; = \; -e^{-G} \; [\; 3 \; + \; G_i(G^{-1})_j^i G^j \;] \; + \; \frac{1}{2} f_{\alpha\beta}^{-1} D^\alpha D^\beta \qquad (3.4)$$

où $D_\alpha = \tilde{g} \; G^i T_i^{\alpha j} z_j$, T^α étant les générateurs du groupe de jauge. Un choix particulier dit "choix des termes cinétiques minimaux" permet de simplifier les expressions de ce potentiel V. C'est ce choix que nous adoptons pour la suite; il consiste à choisir les dérivées secondes de G et la fonction $f_{\alpha\beta}$ égaux à l'unité :

$$G_j^i \; = \; \delta_j^i \qquad et \qquad f_{\alpha\beta} \; = \; \delta_{\alpha\beta}$$

V prend alors une forme plus simple

$$V \ = \ -e^{-G} \left[\ 3 \ + \ G_i G^i \ \right] \ + \ \frac{1}{2} D^\alpha D_\alpha \qquad (3.5)$$

On peut remarquer que, dans la mesure où G a déjà été identifié au superpotentiel W, les deux derniers termes de V peuvent être identifiés au potentiel V habituel défini en supersymétrie globale (cf. l'expression 2.18).

On a vu que dans le cas de la supersymétrie globale, $E_{vac} = 0$ était équivalent à une supersymétrie exacte; cette condition n'est plus vraie dans le cas de la supersymétrie locale. En effet, si la supersymétrie locale est exacte (c'est-à-dire si $< G^i >= 0$), l'expression de la valeur moyenne du potentiel V est alors : $< V >= -3e^{-<G>} = -3e^K |g(z_i)|^2$, et montre que $< V >$ est nul ou négatif (généralement on a $|g(z_i)| = 0$, soit $< V >= 0$).

Si par contre la supersymétrie est brisée (c'est à dire si $< G^i > \neq 0$), alors le potentiel au minimum

$$V_0 \ = \ -3 \ e^{-G_0} \ + \ e^{-G_0} G_{i0} G_0^i \ + \ \frac{1}{2} D_0^\alpha D_{0\alpha}$$

peut aussi bien être négatif, positif, ou nul, à cause de la présence du premier terme e^{-G_0}. Si on réintroduit la constante gravitationnelle κ ($1/\kappa = M = M_P/\sqrt{8\pi}$ =2.4 10^{18} GeV), on obtient les expressions de la masse du gravitino et de l'échelle de brisure de la supersymétrie M_S^2, donnée par la valeur moyenne dans le vide du champ recevant le v.e.v (ici comme c'est un champ F_i, on a : $M_S^2 =< F_i >$) :

$$m_{3/2} \ = \ M \ e^{-(G_0/2)} \qquad\qquad M_S^2 \ = \ M^2 \ e^{-(G_0/2)} \ G_{0i} \qquad (3.6)$$

Si on fait l'hypothèse que le secteur caché ne contient pas de superchamp vectoriel (c'est à dire si $D_\alpha = 0$ dans l'expression 3.5) et que le potentiel V est nul au minimum ($V_0 = 0$ correspond au cas d'une constante cosmologique Λ nulle), l'expression (3.5) fournit une valeur simple pour les dérivées premières de G : $G_{0i} G_0^i = 3$; la masse du gravitino et l'échelle de brisure sont alors reliées par :

$$m_{3/2} \ = \ M_S^2 \ / \ (\sqrt{3} M) \qquad (3.7)$$

Cette relation montre qu'il est possible d'avoir une séparation des masses très petite devant l'échelle de brisure, si $M_S \ll M$.

Dans toute cette partie, nous avons supposé que la supergravité était brisée par l'intermédiaire d'une valeur moyenne non nulle d'un champ F. Mais la brisure peut aussi avoir lieu par l'intermédiaire d'une valeur moyenne non nulle développée par un champ $\tilde{D}$. Dans ce cas, c'est le fermion de jauge λ du superchamp vectoriel qui joue le rôle du goldstino et apporte les deux degrés de liberté donnant une masse au gravitino.

Un des intérêts majeurs de la supergravité est d'éliminer le fermion de goldstone de masse nulle qui subsiste dans les modèles de supersymétrie globale. Dans cette section, seul le secteur caché, composé des superchamps ϕ et V et responsable de la brisure, est considéré. Avec les trois hypothèses i) choix des termes cinétiques minimaux, ii) absence de superchamp vectoriel de jauge dans le secteur caché et iii) constante cosmologique nulle, la masse du gravitino est alors reliée à l'échelle de brisure par $m_{3/2} = \ M_S^2 \ / \ (\sqrt{3}M)$, le graviton restant toujours de masse nulle. Si (comme il est supposé dans certains modèles de supersymétrie globale), l'échelle de brisure M_S est de l'ordre de 10^{10} GeV, la masse du gravitino est alors d'une centaine de GeV, et les effets de la gravitation ne peuvent pas être ignorés à basse énergie. Il reste tout de même à savoir si la levée de dégénérescence des masses du multiplet de la gravitation, due à une brisure à grande échelle, induit aussi une séparation des masses dans le secteur observable. C'est l'objet de la section suivante.

1.3.4 Couplage du secteur caché et du secteur observable Origine des termes de brisure douce

Le modèle considéré ici contient donc deux secteurs : le secteur caché, responsable de la brisure spontanée de la supersymétrie, et le secteur observable des superchamps de matière (Higgs, leptons et quarks) et des superchamps vectoriels de jauge. Les champs scalaires du secteur caché sont notés z_i, ceux du secteur observable φ_a.

Avec l'hypothèse des termes cinétiques minimaux, le potentiel de Kähler défini par (3.1) prend la forme simple

$$G(z_i, z_i^*, \varphi_a, \varphi_a^*) \ = - \ z_i z_i^* \ - \ \varphi_a \varphi_a^* \ - \ \log |g(z_i, \varphi_a)|^2$$

Il existe plusieurs façons de coupler les deux secteurs; celle qui est utilisée ici consiste à écrire le superpotentiel g sous la forme [2]$^{(sec.6)}$

$$g(z_i, \varphi_a) \ = \ h(z_i) \ + \ W(\varphi_a)$$

En supposant qu'il n'y a pas de champ vectoriel dans la théorie, l'expression (3.5) permet alors d'écrire le potentiel scalaire V dimensionné ($1/\kappa = M$)

$$V \ = \ e^{\left(\frac{|z_i|^2 + |\varphi_a|^2}{M^2}\right)} \ \left[\ \left| \partial h / \partial z_i \ + \ \frac{z_i^*}{M^2} g \right|^2 \ + \ \left| \partial W / \partial \varphi_a \ + \ \frac{\varphi_a^*}{M^2} g \right|^2 \ - \ \frac{3}{M^2} |g|^2 \ \right]$$

On voit ici que la forme particulière de g n'induit que des couplages d'ordre $1/M$ entre les champs z et φ.
On suppose maintenant que la supersymétrie est brisée dans le secteur caché par les valeurs moyennes dans le vide

$$< z_i >= b_i M \qquad < \partial h / \partial z_i >= a_i^* m M \qquad < h >= m M^2$$

où m est petit devant M. On suppose aussi que toutes les valeurs moyennes dans le vide non nulles du secteur observable sont petites devant M. Avec l'hypothèse d'une constante cosmologique nulle, les coefficients a_i et b_i doivent vérifier $\sum_i |a_i + b_i|^2 = 3$ et la relation $m_{3/2} = M e^{(G_0/2)}$ (cf. 3.6) permet d'écrire la masse du gravitino

$$m_{3/2} \ = \ e^{(\frac{1}{2}|b_i|^2)} \ m$$

Le potentiel effectif à basse énergie $\tilde{V}$ est obtenu ensuite en remplaçant z_i, $\partial h/\partial z_i$ et h par leur v.e.v et en ne gardant que les termes qui ne s'annulent pas quand $M \to \infty$. Dans le cas particulier où le secteur caché ne contient qu'un seul champ z et où le potentiel $h(z)$ est de la forme $h(z) = m^2(z + (2 - \sqrt{3})M)$ [4], on peut montrer qu'alors l'expression de $\tilde{V}$ s'écrit :

$$\tilde{V} \;=\; \left|\frac{\partial \tilde{W}}{\partial \varphi_a}\right|^2 \;+\; m_{3/2}^2 |\varphi_a|^2 \;+\; A m_{3/2}\left(\tilde{W} + \tilde{W}^*\right)$$

où le superpotentiel $\tilde{W}$ et la constante A sont définis par

$$\tilde{W} \;=\; e^{(\frac{1}{2}|b_i|^2)}\, W \qquad\qquad A \;=\; b_i^*(a_i + b_i)$$

Le premier terme correspond au potentiel scalaire habituel de la supersymétrie globale (cf. l'expression 2.18). Le second terme $m_{3/2}^2|\varphi_a|^2$ est un terme de masse, commun à toutes les particules scalaires du secteur observable. Le fait que tous les partenaires scalaires des quarks et des leptons reçoivent la même masse $m_{3/2}^2$ est dû au choix particulier des termes cinétiques minimaux dans le secteur observable. Enfin, le troisième terme est à l'origine de nouveaux couplages entre deux ou trois champs scalaires. On retrouve donc dans ce potentiel les termes de brisure douce des champs scalaires introduits dans la section 1.2.3.

Pour finir, juste un mot à propos des termes de brisure douce des jauginos ($\sim \lambda\lambda$). On peut montrer que de tels termes seront présents dans le lagrangien fermionique seulement si le choix des termes cinétiques du secteur caché n'est pas le choix minimal [2]$^{(sec.6)}$; la fonction $f_{\alpha\beta}$, dont on a parlé au début de la section 1.3.2, doit être non triviale, c'est-à-dire dépendante des champs z_i. Dans ce cas, les termes de brisure douce provenant d'une brisure à haute énergie seront du type $M_S^2/M\ \lambda\lambda \;\sim\; m_{3/2}\ \lambda\lambda$.

1.4 MSSM avec violation de la R-parité

Un modèle supersymétrique contient autant de degrés de liberté fermioniques et bosoniques. Or le modèle standard à trois familles contient 28 degrés de liberté bosoniques (12 bosons de jauge de masse nulle et 2 champs complexes scalaires) et 90 degrés de liberté fermioniques (45 fermions de Weyl). Il faut donc ajouter de nouveaux degrés de liberté pour construire un modèle supersymétrique.

Considérons d'abord les bosons de spin 1. Leurs partenaires fermioniques (les fermions de jauge ou jauginos) doivent avoir les mêmes nombres quantiques : un octet de SU(3), un triplet de SU(2) et un singlet Y=0. Aucun des fermions du modèle standard n'a ces nombres quantiques; il faut donc ajouter de nouveaux champs. Au lieu des 12 bosons de jauge du modèle standard, on a maintenant 12 supermultiplets vecteur de masse nulle (c.a.d. 12 superchamps de type V, cf. section 1.2.1).

Les fermions du modèle standard doivent avoir des partenaires de spin 0, et non de spin 1. En effet la symétrie de jauge étant la seule façon satisfaisante d'introduire les bosons de spin 1, le groupe de jauge devrait être élargi si ces bosons étaient les partenaires des fermions. Les fermions de Weyl sont donc maintenant dans des supermultiplets chiraux où chacun d'eux est associé à un champ complexe scalaire de spin nul (cf. section 1.2.1).

Et pour le Higgs... A première vue, le rôle du Higgs pourrait par exemple être joué par les partenaires scalaires des leptons puisque le doublet de Higgs se transforme sous SU(3)×SU(2)×U(1) comme un doublet gauche de leptons. Mais cette identification est impossible; en effet le Higgs doit recevoir une valeur moyenne dans le vide non nulle pour briser SU(2)×U(1); or, avec cette identification, il serait le partenaire du neutrino, ce qui aurait des conséquences inacceptables, comme une grande masse de neutrino ou de très grandes oscillations de neutrinos. Il faut donc introduire le doublet de Higgs et son partenaire fermionique dans un nouveau superchamp chiral. De plus, pour être en mesure de donner des masses à tous les fermions, il est nécessaire d'introduire un second doublet de superchamps chiraux de Higgs ayant une hypercharge opposée (Y=+1/2).
La table 1.1 fournit la liste des superchamps chiraux (superchamps de matière) utilisés pour construire ce modèle et les nombres quantiques associés. Dans la construction des termes d'interaction, les champs de chiralité droite sont décrits par leurs conjugués de charge qui sont de chiralité gauche : $u_R \rightarrow u_L^c$ (et de même pour d et e).
Enfin, de la même façon que dans le modèle standard, le modèle standard supersymétrique est construit à partir de l'invariance sous les groupes de jauge $\mathrm{U}(1)_Y$, $\mathrm{SU}(2)_L$ et $\mathrm{SU}(3)_C$. Les constantes des groupes de jauge $\mathrm{U}(1)_Y$ et $\mathrm{SU}(2)_L$ sont respectivement notées g' et g.

1.4.1 Le superpotentiel

Le superpotentiel L_F, comme on l'a vu dans la construction des lagrangiens, est composé de produits de superchamps chiraux et ne peut contenir que des termes de dimension inférieure ou égale à trois (cf. l'expression 2.7). Il doit bien sûr être invariant de jauge et l'invariance de jauge $\mathrm{U}(1)_Y$ permet d'écrire six termes pour la partie trilinéaire de L_F [5] :

$$\lambda_e \epsilon_{rs} L_r H_{1s} E^c \qquad \lambda_d \epsilon_{rs} Q_r H_{1s} D^c \qquad \lambda_u \epsilon_{rs} Q_r H_{2s} U^c$$
$$\lambda_1 \epsilon_{rs} L_r L_s E^c \qquad \lambda_2 \epsilon_{rs} Q_r L_s D^c \qquad \lambda_3 U^c D^c D^c$$

où r et s sont les indices de SU(2). Tous ces termes sont aussi invariants sous les deux autres groupes de jauge. Les trois premiers termes sont les termes de Yukawa standard du MSSM. Ils contiennent un superchamp de Higgs et deux superchamps de matière. Les trois derniers contiennent trois superchamps de matière. Ils violent soit le nombre leptonique, soit le nombre baryonique. Dans le MSSM, ces trois termes sont interdits par la conservation d'une nouvelle symétrie, la R-parité, dont nous parlerons un peu plus loin.

De la même facon, deux termes bilinéaires sont invariants de jauge [5]

$$\mu \epsilon_{rs} H_{1r} H_{2s} \qquad \alpha \epsilon_{rs} L_r H_{2s}$$

Le premier terme est le terme de mélange des deux doublets de Higgs du MSSM. Quant au deuxième, il viole le nombre leptonique et est interdit dans le MSSM classique.

Superchamps	SU(3)	SU(2)	U(1)$_Y$
$Q_f = \begin{pmatrix} U_f \\ D_f \end{pmatrix}$ $U \sim (u_L, \tilde{u}_L), D \sim (d_L, \tilde{d}_L)$	3	2	1/3
U^c_f $U^c \sim (u^c_L, \tilde{u}^*_R)$	3	1	-4/3
D^c_f $D^c \sim (d^c_L, \tilde{d}^*_R)$	3	1	2/3
$L_f = \begin{pmatrix} N_f \\ E_f \end{pmatrix}$ $N \sim (\nu_L, \tilde{\nu}_L)$, $E \sim (e_L, \tilde{e}_L)$	1	2	-1
E^c_f $E^c \sim (e^c_L, \tilde{e}^*_R)$	1	1	2
$H_1 = \begin{pmatrix} H^0_1 \\ H^-_1 \end{pmatrix}$ $H^0_1 \sim (h^0_1, \psi_{H^0_1})$, $H^-_1 \sim (h^-_1, \psi_{H^-_1})$	1	2	-1
$H_2 = \begin{pmatrix} H^+_2 \\ H^0_2 \end{pmatrix}$ $H^+_2 \sim (h^+_2, \psi_{H^+_2})$, $H^0_2 \sim (h^0_2, \psi_{H^0_2})$	1	2	1

Tableau 1.1: Liste des superchamps chiraux du MSSM. L'indice f correspond à l'indice de famille (f = 1,2 ou 3). Q_f et L_f sont les doublets de superchamps gauches des trois familles de quarks et de leptons; U^c_f, D^c_f et E^c_f sont les singlets de superchamps droits respectivement pour les quarks de type u, de type d et pour les leptons. h^0_1, h^-_1, h^+_2, h^0_2 sont des champs complexes de spin nul et $\psi_{H^0_1}$, $\psi_{H^-_1}$, $\psi_{H^+_2}$, $\psi_{H^0_2}$ sont des spineurs à deux composantes.

En fait ce dernier terme αLH_2 peut être oublié car il n'a pas de sens physique; en effet en redéfinissant $\tilde{H}_1 = H_1 + aL$ et en prenant $a = \alpha/\mu$, ce terme disparait et les constantes λ_1, λ_2, λ_3, sont remplacées respectivement par

$$\begin{cases} \lambda = \lambda_1 + a\lambda_e \\ \lambda' = \lambda_2 + a\lambda_u \\ \lambda'' = \lambda_3 + a\lambda_d \end{cases}$$

Il faut noter cependant que lorsque le lagrangien contient aussi des termes de brisure douce, cette redéfinition ne permet plus d'éliminer ce terme αLH_2; mais dans ce cas, on peut montrer que sa contribution reste tout à fait négligeable.

Ainsi, dans la construction de ce modèle, la liste des termes du superpotentiel permis par l'invariance de jauge, comprend d'une part les quatre termes classiques du MSSM

$$\lambda_e LH_1E^c \qquad \lambda_d QH_2D^c \qquad \lambda_u QH_2U^c \qquad \mu H_1H_2$$

et d'autre part trois termes violant soit le nombre leptonique soit le nombre baryonique, et composés uniquement de superchamps de matière

$$\lambda LLE^c \qquad \lambda' QLD^c \qquad \lambda'' U^cD^cD^c$$

(les indices de SU(2) étant sous-entendus). On va voir que la présence simultanée de ces trois derniers termes dans le lagrangien supersymétrique donne lieu à des conséquences phénoménologiques inacceptables. Ainsi, après un rapide survol de la construction du MSSM, on définira la R-parité et on verra que sa conservation permet de résoudre le problème. Mais on montrera aussi que la conservation de la R-parité n'est pas nécessaire et que l'on peut construire un modèle qui viole cette symétrie et qui reste cependant phénoménologiquement acceptable (section 5).

1.4.2 Le secteur de Higgs

Le secteur de Higgs joue un rôle très important puisqu'il peut induire une brisure spontanée des symétries de jauge, l'échelle des masses du W et du Z étant donnée par les paramètres de ce secteur. D'un autre côté, les particules scalaires permettent aussi aux fermions d'acquérir des masses par l'intermédiaire des couplages de Yukawa.

Avant de continuer, il faut préciser les significations des champs utilisés : on notera h_1 le doublet de champs complexes formé par h_1^0 et h_1^-, et h_2 celui formé par h_2^+ et h_2^0 :

$$h_1 = \begin{pmatrix} h_1^0 \\ h_1^- \end{pmatrix} \qquad\qquad h_2 = \begin{pmatrix} h_2^+ \\ h_2^0 \end{pmatrix}$$

On s'intéresse ici à la partie du potentiel scalaire V contenant les champs de Higgs, puisque c'est celle-ci qui sera à l'origine de la brisure. On rappelle que V est défini par l'expression

(2.18) où W est le superpotentiel scalaire construit dans la section 1.2.2.
En prenant successivement pour φ_i les champs du doublet h_1 (h_1^0 et h_1^-) et ceux du doublet h_2 (h_2^+ et h_2^0), le développement de l'expression (2.18) fournit une expression de V en fonction des paramètres μ, g et g', noté V_H. En plus de ces termes, il faut ajouter les termes de brisure douce faisant intervenir les champs scalaires de Higgs

$$\tilde{m}_1^2(h_1)^+h_1 \qquad \tilde{m}_2^2(h_2)^+h_2 \qquad \tilde{m}_{12}^2(h_1.h_2 + h.c.)$$

En développant ces termes, on obtient la partie du potentiel, noté $V_{\not{H}}$, qui sera à l'origine de la brisure de supersymétrie.

Le potentiel $V_H + V_{\not{H}}$ contient aussi bien les interactions des Higgs neutres que celles des Higgs chargés. On peut alors montrer que les champs de Higgs chargés ont une valeur moyenne dans le vide nulle :$< h_1^- >=< h_2^+ >= 0$. Cette propriété est vraie dans le cadre spécifique du MSSM, indépendamment du choix des paramètres de ce modèle. Elle est évidemment très satisfaisante car le vide devant avoir une charge nulle, les Higgs chargés ne doivent pas développer de valeur moyenne dans le vide non nulle. Pour trouver un minimum de V, il suffit donc de s'intéresser uniquement à la partie neutre de V et de la minimiser. L'expression du potentiel des Higgs neutres est la suivante :

$$V_{Higgs}^{neutre} = m_1^2|h_1^0|^2 \ + \ m_2^2|h_2^0|^2 \ + \ m_{12}^2\left(h_1^0h_2^0 + (h_1^0)^*(h_2^0)^*\right) \ + \ \frac{g^2+g'^2}{8}\left(|h_1^0|^2 - |h_2^0|^2\right)$$

où les constantes intervenant sont définies par :

$$m_1^2 = \tilde{m}_1^2 + |\mu^2| \qquad m_2^2 = \tilde{m}_2^2 + |\mu^2| \qquad m_{12}^2 = \tilde{m}_{12}^2$$

Ce potentiel dépend donc de trois paramètres indéterminés m_1^2, m_2^2 et m_{12}^2. On cherche un minimum stable et non trivial de V_{Higgs}^{neutre} et on montre que les conditions nécessaires et suffisantes permettant d'obtenir un tel minimum sont :

$$\begin{cases} m_1^2 + m_2^2 > 2|m_{12}^2| \\ \\ m_1^2m_2^2 < m_{12}^4 \end{cases}$$

Le paramètre $\tilde{m}_{12}$ doit donc être non nul. Ces deux conditions impliquent aussi que $m_1^2 \neq m_2^2$; les paramètres de brisure douce $\tilde{m}_1^2$ et $\tilde{m}_2^2$ doivent être différents.
Les valeurs au minimum des champs de Higgs neutres sont notées :

$$< h_1^0 >= v_1 \qquad\qquad < h_2^0 >= v_2$$

Les trois paramètres m_1^2, m_2^2 et m_{12}^2 peuvent être remplacés par v_1, v_2 et une masse de Higgs neutre (m_{h^0} par exemple) qui sont les paramètres couramment utilisés dans la littérature.

⋆ Masses des bosons neutres

Les deux champs réels Reh_1^0 et Reh_2^0 (scalaires) se mélangent pour former les états propres de masse : H_0 et h_0 de masse m_{H^0} et m_{h^0}. Les deux champs Imh_1^0 et Imh_2^0 (pseudoscalaires) se mélangent pour donner deux états propres de masses : G^0 et A^0. Le boson G^0 est un boson de Goldstone absorbé par le Z^0 qui ainsi devient massif. La masse du Z^0 peut s'écrire en fonction des paramètres v_1 et v_2 :

$$m_{Z^0}^2 = \frac{1}{2} (g^2 + g'^2) (v_1^2 + v_2^2)$$

Il ne reste donc plus que deux paramètres indépendants : $tg\beta = v_2/v_1$ et m_{h^0}. Les masses des bosons H^0 et A^0 peuvent alors s'exprimer en fonction de ces deux paramètres :

$$m_{H^0}^2 = M_Z^2 \cos^2 2\beta \frac{M_Z^2 - m_{h^0}^2}{M_Z^2 \cos^2 2\beta - m_{h^0}^2} \qquad m_{A^0}^2 = m_{h^0}^2 \frac{M_Z^2 - m_{h^0}^2}{M_Z^2 \cos^2 2\beta - m_{h^0}^2}$$

⋆ Masses des bosons chargés

Un des champs scalaires du doublet h_1^- (respec. h_2^+) est absorbé par le boson W^- (respec. par le boson W^+). Les deux degrés de liberté restants correspondent à deux bosons de Higgs chargés : H^- et H^+. Et on a

$$m_{H^\pm}^2 = m_{A^0}^2 + m_W^2 \qquad m_{W^\pm}^2 = \frac{1}{2} g^2 (v_1^2 + v_2^2)$$

Les relations établies pour les paramètres m_1^2, m_2^2 et m_{12}^2 peuvent se réécrire pour les paramètres m_{h^0} et β :

$$m_{h^0}^2 < M_Z^2 \cos^2 2\beta < M_Z^2$$

impliquant l'existence d'un Higgs léger (h^0) lorsque les masses sont calculées à l'ordre des arbres. Si on ajoute les effets de renormalisation dûs au quark top, et qu'on recalcule cette masse aux ordres supérieurs, le Higgs léger h^0 est alors prédit plus léger qu'environ 130 GeV/c^2.

1.4.3 Charginos et neutralinos

Les charginos et les neutralinos sont des fermions, mélanges de jauginos (partenaires des bosons de jauge) et de higgsinos (partenaires des bosons de Higgs).

Le secteur de jauge contient quatre superchamps vectoriels : V^1, V^2, V^3, décrivant les trois bosons de jauge W^+, W^- et W^3 du groupe SU(2) et leurs partenaires fermioniques λ^+, λ^- et λ^3, et V', décrivant le boson de jauge B du groupe U$(1)_Y$ et son partenaire fermionique λ'. Dans le secteur de jauge les termes de brisure douce intervenant dans le lagrangien sont (cf. section 1.2.3)

$$M(\lambda^a\lambda^a + \bar{\lambda}^a\bar{\lambda}^a) + M'(\lambda'\lambda' + \bar{\lambda}'\bar{\lambda}')$$

Charginos

Les charginos sont des mélanges des champs fermioniques λ^+, λ^-, $\psi_{H_1^2}$, $\psi_{H_2^1}$. Le lagrangien de masse s'écrit [6]$^{p.210}$:

$$L^{masse}_{charginos} \;=\; \frac{ig}{\sqrt{2}}\left(v_1\lambda^+\psi_{H_1^2} + v_2\lambda^-\psi_{H_2^1}\right) \;+\; M\lambda^+\lambda^- \;-\; \mu\psi_{H_1^2}\psi_{H_2^1} \;+\; h.c.$$

Le premier terme est issu du terme $ig(\varphi^*\lambda\psi - \bar{\lambda}\bar{\psi}\varphi)$ du lagrangien (2.20) dans lequel on a développé les champs de Higgs scalaire autour de leur v.e.v. Le second terme est un terme de brisure douce, le troisième est issu du développement du terme $\mu H_1 H_2$ du superpotentiel. Ce lagrangien peut se réécrire, en notation matricielle :

$$L^{masse}_{charginos} \;=\; -\frac{1}{2}\,\left(-i\lambda^+ \;\psi_{H_2^1} \;\; -i\lambda^- \;\psi_{H_1^2}\right)\begin{pmatrix} 0 & X^T \\ & \\ X & 0 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} -i\lambda^+ \\ \psi_{H_2^1} \\ -i\lambda^- \\ \psi_{H_1^2} \end{pmatrix}$$

où $\quad X \;=\; \begin{pmatrix} M & m_W\sqrt{2}\sin\beta \\ & \\ m_W\sqrt{2}\cos\beta & \mu \end{pmatrix} \quad$ et $\quad m_W^2 = \frac{1}{4}g^2(v_1^2+v_2^2)$

Une fois cette matrice de masse diagonalisée, on obtient quatre états propres : χ_1^+ et χ_1^- de valeur propre $\tilde{M}_+$, et χ_2^+ et χ_2^- de valeur propre $\tilde{M}_-$. Ces quatre charginos sont des spineurs de Weyl à deux composantes et sont deux à deux dégénérés en masse. Par convention, les χ_1 sont choisis plus lourds que les χ_2.

Neutralinos

Les neutralinos sont des mélanges des champs λ^3, λ', $\psi_{H_1^1}$, $\psi_{H_2^2}$. De la même façon, on peut écrire le lagrangien des termes de masse pour ces quatre spineurs à deux composantes [6]$^{p.215}$:

$$\begin{aligned} L^{masse}_{neutralinos} \;&=\; \tfrac{ig}{2}\lambda^3\left(v_1\psi_{H_1^1} + v_2\psi_{H_2^2}\right) - \tfrac{ig'}{2}\lambda'\left(v_1\psi_{H_1^1} + v_2\psi_{H_2^2}\right) \\ &\quad + \tfrac{1}{2}M\lambda^3\lambda^3 + \tfrac{1}{2}M'\lambda'\lambda' + \mu\psi_{H_1^1}\psi_{H_2^2} + h.c. \end{aligned}$$

En notant $(\psi^0)^T \;=\; \left(-i\lambda' \;\; -i\lambda^3 \;\psi_{H_1^1} \;\psi_{H_2^2}\right)$, la forme matricielle de ce lagrangien peut se réécrire, à l'aide d'une matrice de masse Y :

$$L^{masse}_{neutralinos} \;=\; -\frac{1}{2}\,(\psi^0)^T\; Y\; \psi^0 \;+\; h.c.$$

$$
Y = \begin{pmatrix} M' & 0 & -M_Z \sin\theta_W \cos\beta & M_Z \sin\theta_W \sin\beta \\ 0 & M & M_Z \cos\theta_W \cos\beta & -M_Z \cos\theta_W \sin\beta \\ -M_Z \sin\theta_W \cos\beta & M_Z \cos\theta_W \cos\beta & 0 & -\mu \\ M_Z \sin\theta_W \sin\beta & -M_Z \cos\theta_W \sin\beta & -\mu & 0 \end{pmatrix}
$$

Les quatre états propres de masse (spineurs de Weyl à deux composantes), rangés par ordre croissant en masse, sont notés : χ^0, χ'^0, χ''^0 et χ'''^0. Dans une théorie SU(2)×U(1)$_Y$ les paramètres M et M' sont indépendants. Néanmoins, si SU(2)×U(1)$_Y$ est englobé dans une théorie grande unifiée, alors à basse énergie ils sont reliés par la relation :

$$
\frac{M}{g^2} = \frac{3}{5} \frac{M'}{g'^2}
$$

Cette relation est en fait plus générale: si on introduit aussi le terme de masse M_3 des gluinos et la constante g_3 du groupe de gauge SU(3), la relation entre ces masses et ces couplages à basse énergie s'écrit

$$
\frac{M_3}{g_3^2} = \frac{M}{g^2} = \frac{3}{5} \frac{M'}{g'^2}
$$

Dans le cas d'une théorie grande unifiée, les matrices de mélange ne dépendent plus que des trois paramètres M, μ, et $\tan\beta$.
De la même façon que dans le secteur des bosons, on peut définir les deux états appelés photino et zino par :

$$
\begin{aligned}
\tilde{\gamma} &= \cos\theta_W \lambda' + \sin\theta_W \lambda^3 \\
\tilde{z} &= -\sin\theta_W \lambda' + \cos\theta_W \lambda^3
\end{aligned}
$$

Au lieu du paramètre M, on utilise souvent le paramètre $m_{\tilde{\gamma}}$ dont l'expression s'écrit :

$$
m_{\tilde{\gamma}} = M' \cos^2\theta_W + M \sin^2\theta_W = 8/3 \sin^2\theta_W M
$$

1.4.4 Masses des sfermions

Les deux sfermions notés $\tilde{f}_L$ et $\tilde{f}_R$ sont les partenaires supersymétriques des parties d'hélicité gauche et droite du fermion à quatre composantes f. Avant de briser la supersymétrie, ils sont dégénérés en masse avec f. Lorsque la supersymétrie est brisée les états propres de masse des sfermions notés $\tilde{f}_1$ et $\tilde{f}_2$ sont différents des états propres de

SU(2) $\tilde{f}_R$ et $\tilde{f}_L$; les sfermions droits et gauches se mélangent. Le lagrangien de masse peut s'écrire sous la forme suivante :

$$-L_{\tilde{f}}^{masse} \;=\; \begin{pmatrix} \tilde{f}_L^* & \tilde{f}_R^* \end{pmatrix} M_{\tilde{f}}^{masse} \begin{pmatrix} \tilde{f}_L \\ \\ \tilde{f}_R \end{pmatrix}$$

Les éléments de la matrice $M_{\tilde{f}}^{masse}$ sont composés de plusieurs types de terme : d'une part les termes issus du potentiel scalaire V défini par l'expression 2.21, d'autre part les termes issus des termes bilinéaires et trilinéaires de brisure douce.

Le développement du terme $|\partial W/\partial\varphi_i|^2$ de V (où W est défini par l'expression 2.19) donne lieu à une partie diagonale proportionnelle à la masse du fermion m_f, et à une partie non diagonale proportionnelle à μ.

L'autre terme $\sum_a \left(g\varphi_i^* T_{ij}^a \varphi_j\right)^2$ composant le potentiel V contribue à la partie diagonale de $M_{\tilde{f}}^{masse}$ par des termes usuellement appelés termes D. Ces termes dépendent des constantes g et g' du groupe SU(2)×U(1), de l'angle θ_W et des valeurs moyennes v_1 et v_2 des deux champs de Higgs.

Les termes bilinéaires de brisure douce donnent lieu à des termes diagonaux de la forme $\tilde{M}_Q^2|\tilde{f}_L|^2$ et $\tilde{M}_U^2|\tilde{f}_R|^2$ (pour un squark de type u), tandis que les termes trilinéaires contribuent à la partie non diagonale de la matrice $M_{\tilde{f}}^{masse}$ par un terme du type $Am_f\left(\tilde{f}_L\tilde{f}_R^* + h.c.\right)$.

Pour une saveur de squark par exemple, ce lagrangien de masse peut s'écrire sous la forme suivante [7] :

$$-L_{\tilde{q}}^{masse} \;=\; (\tilde{q}_L^* \quad \tilde{q}_R^*) \begin{bmatrix} m_{\tilde{q}_L}^2 & am_q \\ \\ a^* m_q & m_{\tilde{q}_R}^2 \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{q}_L \\ \\ \tilde{q}_R \end{pmatrix}$$

les quantités $m_{\tilde{q}_L}^2$, $m_{\tilde{q}_R}^2$ et a étant définies pour un squark de type u par :

$$\begin{aligned} m_{\tilde{q}_L}^2 &= m_q^2 + \tilde{M}_Q^2 + m_Z^2 \cos 2\beta(\tfrac{1}{2} - \tfrac{2}{3}\sin^2\theta_W) \\ m_{\tilde{q}_R}^2 &= m_q^2 + \tilde{M}_U^2 + m_Z^2 \cos 2\beta \tfrac{2}{3}\sin^2\theta_W \\ a &= \mu\cot\beta + A_u^* \end{aligned}$$

A priori, les paramètres A_u, $\tilde{M}_Q^2$ et $\tilde{M}_U^2$ introduits ici pour les squarks $\tilde{u}_L$ et $\tilde{u}_R$ sont différents pour chaque saveur de lepton et de quark.
Lorsqu'on diagonalise cette matrice de masse, on obtient les états propres de masse $\tilde{q}_1$ et $\tilde{q}_2$ et les valeurs propres associées suivants :

$$\begin{cases} \tilde{q}_1 = \tilde{q}_L\cos\theta_{mix} + \tilde{q}_R\sin\theta_{mix} \\ \\ \tilde{q}_2 = -\,\tilde{q}_L\sin\theta_{mix} + \tilde{q}_R\cos\theta_{mix} \end{cases}$$

$$m^2_{\tilde{q}_{1,2}} \;=\; \frac{1}{2}\,\left(m^2_{\tilde{q}_L} + m^2_{\tilde{q}_R} \;\pm\; \left[\,(m^2_{\tilde{q}_L} - m^2_{\tilde{q}_R})^2 \;+\; 4a^2 m_q^2\right]^{1/2}\right)$$

où l'angle de mélange θ_{mix} des sfermions droits et gauches est défini par :

$$\tan 2\theta_{mix} = \frac{2am_q}{\left(m^2_{\tilde{q}_L} - m^2_{\tilde{q}_R}\right)^2}$$

Les masses des fermions du modèle standard étant très petites, l'angle θ_{mix} est en général très petit lui aussi, et la matrice de mélange pratiquement diagonale. Cependant, dans le cas des stops, du fait de la masse élevée du quark top, le terme am_t peut induire un angle de mélange important entre les $\tilde{t}_R$ et les $\tilde{t}_L$.

1.4.5 Couplages de Yukawa - Conséquences phénoménologiques

Les couplages de Yukawa sont des couplages entre deux particules de spin 1/2 et une particule de spin nul. Dans le lagrangien supersymétrique, seul le superpotentiel peut être à l'origine de tels couplages, qui s'obtiennent explicitement en développant le terme

$$\left(\frac{\partial^2 W}{\partial\varphi_m \partial\varphi_n}\right)\psi_m\psi_n \;+\; h.c.$$

du lagrangien supersymétrique 2.20, ceci en fonction des champs présents dans la théorie.

Les trois termes du superpotentiel $\lambda_e L H_1 E^c$, $\lambda_d Q H_1 D^c$, $\lambda_u Q H_2 U^c$ donnent naissance aux couplages de Yukawa, bien connus dans le modèle standard, entre un boson de Higgs et deux fermions, et permettent aux fermions d'acquérir des masses grâce aux valeurs moyennes dans le vide non nulles v_1 et v_2 des champs de Higgs : $m_e \sim \lambda_e v_1$, $m_d \sim \lambda_d v_1$, $m_u \sim \lambda_u v_2$.

De la même façon, les trois termes du superpotentiel λLLE^c, $\lambda' QLD^c$ et $\lambda'' U^c D^c D^c$ violant le nombre leptonique ou baryonique, sont à l'origine de couplages entre deux fermions et un sfermion. La présence de tels couplages dans le lagrangien a alors deux conséquences phénoménologiques principales :

- Si les deux termes $\lambda' LQD^c$ et $\lambda'' U^c D^c D^c$ sont simultanément présents dans le superpotentiel, le proton peut alors se désintégrer rapidement [8] par exemple en $\pi^0 e^+$, suivant le diagramme présenté sur la Fig. 1.2, la largeur de ce processus étant proportionnelle à $\lambda'\lambda''/m^2_{\tilde{d}}$.
- Si l'un de ces trois termes LLE^c, QLD^c ou $U^c D^c D^c$ apparait dans le superpotentiel, la particule supersymétrique la plus légère (notée LSP) peut elle aussi se désintégrer en différents états finals visibles possibles, via un des couplages λ, λ' ou λ''. Le diagramme de la Fig. 1.3 présente un exemple d'une telle désintégration dans le cas où la LSP est le neutralino le plus léger χ.

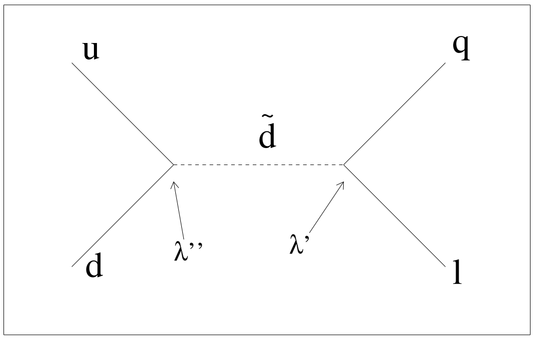


Figure 1.2: Graphe illustrant la désintégration du proton.

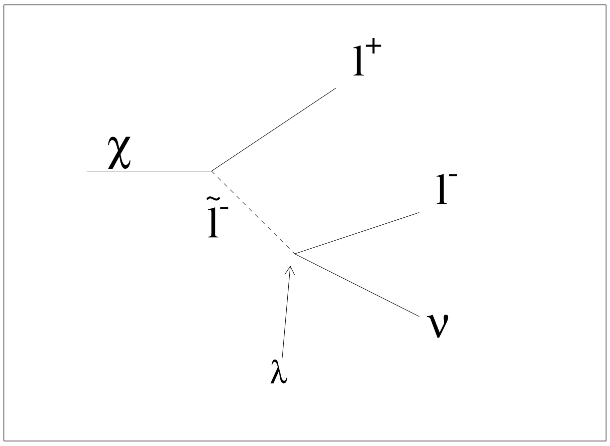


Figure 1.3: Un exemple de désintégration d'un neutralino χ, rendue possible par la présence d'un terme du type λLLE^c dans le superpotentiel W.

Le problème de la désintégration du proton pourrait être réglé si la masse $m_{\tilde{d}}$ du partenaire scalaire du quark d était très grande ($\sim 10^{15}$ GeV); mais dans ce cas, la supersymétrie serait brisée avec une séparation des masses de l'ordre de 10^{15} GeV et n'aurait donc pas besoin d'être considérée à basse énergie. Cette désintégration permise du proton nous amène donc à introduire une nouvelle symétrie dans la théorie.

1.5 R-symétries - R-Parité

En supersymétrie, il existe un nouveau type de symétries globales, appelées R-symétries, qui ne commutent pas avec les générateurs de la supersymétrie (contrairement aux symétries usuelles). Sous une symétrie habituelle (U(1) par exemple), tous les champs composant un superchamp ont les mêmes lois de transformation. Ceci n'est plus vrai dans le cas des R-symétries où les coordonnées θ du super-espace (ou variables de Grassman définies dans la section 1.1.3) se transforment aussi.

Sous l'action d'une R-symétrie (R_{Q_ϕ}), les superchamps chiraux ϕ et les superchamps vectoriels V (cf. section 1.2.1) se transforment de la façon suivante [9, 10] :

$$R_{Q_\phi} \quad : \qquad \begin{cases} \phi(x,\theta) \;\longrightarrow\; e^{i\alpha Q_\phi}\;\phi(x,\theta e^{i\alpha}) \\ \\ V(x,\theta,\bar\theta) \;\longrightarrow\; V(x,\theta e^{i\alpha},\bar\theta e^{-i\alpha}) \end{cases} \tag{5.1}$$

Si on fait agir la transformation R_{Q_ϕ} sur un superchamp chiral $\phi(x,\theta)=\varphi(x)+\theta\psi(x)+\theta\theta F(x)$, on obtient les lois de transformation des différentes composantes de ϕ :

$$R_{Q_\phi} \quad : \qquad \begin{cases} \varphi \;\rightarrow\; e^{i\alpha Q_\phi}\;\varphi \\ \\ \psi \;\rightarrow\; e^{i\alpha(Q_\phi+1)}\;\psi \\ \\ F \;\rightarrow\; e^{i\alpha(Q_\phi+2)}\;F \end{cases} \tag{5.2}$$

et de la même façon pour un superchamp vectoriel $V(x,\theta,\bar\theta)=-\theta\sigma_\mu\bar\theta V^\mu+i\theta\theta\bar\theta\bar\lambda-i\bar\theta\bar\theta\theta\lambda+\frac{1}{2}\theta\theta\bar\theta\bar\theta D$, les champs V_μ, λ, et D se transforment de la façon suivante :

$$R_{Q_\phi} \quad : \qquad \begin{cases} V_\mu \;\rightarrow\; V_\mu \\ \\ \lambda \;\rightarrow\; e^{-i\alpha}\;\lambda \\ \\ \bar\lambda \;\rightarrow\; e^{i\alpha}\;\bar\lambda \\ \\ D \;\rightarrow\; D \end{cases} \tag{5.3}$$

On peut aussi établir la loi de transformation d'un produit de superchamps chiraux

$$\prod_a \phi_a(x,\theta) \;\rightarrow\; e^{i\alpha\left(\sum_a Q_{\phi_a}\right)} \prod_a \phi_a(x,\theta e^{i\alpha}) \tag{5.4}$$

1.5.1 Conservation de la R-parité

On rappelle que le lagrangien supersymétrique ne contient que la composante F de produits de superchamps chiraux (car seule cette partie est invariante sous une transformation supersymétrique). Sa loi de transformation sous une R-symétrie nous intéresse donc particulièrement. Cette composante est le terme proportionnel à $\theta\theta$. Les expressions (5.2) et (5.4) permettent de montrer simplement que la composante F d'un tel produit ne sera R-invariante que si

$$\sum_a Q_{\phi_a} \;=\; -2 \qquad (5.5)$$

Considérons la R-symétrie R_{Q_ϕ} où les transformations des superchamps de Higgs et des superchamps de matière leptoniques et baryoniques sont définies par :

$$Q_\phi \;=\; \begin{cases} 0 \quad si \;\; \phi = H_1, H_2 \\ \\ -1 \quad si \;\; \phi = L, E^c, Q, U^c, D^c \end{cases}$$

ou, de façon équivalente, en introduisant le nombre baryonique B_ϕ et le nombre leptonique L_ϕ du superchamp ϕ :

$$Q_\phi \;=\; (-1)^{3B_\phi + L_\phi} \qquad (5.6)$$

(les superchamps vectoriels se transforment toujours, par définition, avec $Q = 0$). Si on impose au lagrangien d'être invariant sous cette symétrie, les trois termes LLE, QLD^c et $U^cD^cD^c$ sont alors interdits ($\sum Q_{\phi_a} = -3$), tandis que les trois termes LH_1E^c, QH_1D^c et QH_2U^c sont bien R-invariants ($\sum Q_{\phi_a} = -2$).

Mais cette invariance interdit aussi au lagrangien de contenir d'une part un terme du type $[H_1H_2]_F$ (puisque $Q_{H_1} + Q_{H_2} = 0$), d'autre part des termes de masse pour les jauginos (en effet, $\lambda\lambda \to e^{2i\alpha}\lambda\lambda$ n'est pas R-invariant).

La présence du terme de mélange $\mu[H_1H_2]_F$ n'est en fait pas nécessaire dans un modèle supersymétrique. En effet, comme on peut le voir dans la section 1.4.2, la seule condition impérative pour briser la supersymétrie est la non-nullité du paramètre $\tilde{m}_{12}$.

La présence de gluinos de masse nulle n'étant par contre pas phénoménologiquement acceptable, les R-symétries doivent nécessairement être brisées. C'est en fait le cas dès que l'on introduit la gravitation [11]; en effet le terme de masse du gravitino (partenaire du graviton) apparaissant après la brisure de la supersymétrie (cf. section 1.3), brise la R-invariance et permet en même temps aux jauginos d'acquérir des masses.

On est donc amené à considérer des théories qui ne sont pas R-invariantes (en admettant que la supergravité est brisée à grande échelle), mais seulement invariantes sous une symétrie discrète appelée R-parité. Sous l'action de la R-parité, les superchamps $\phi(x,\theta)$ et V se transforment de la façon suivante [12] :

$$R_P \;:\; \begin{cases} \phi(x,\theta) \;\to\; (-1)^{Q_\phi}\; \phi(x,-\theta) \\ \\ V(x,\theta,\bar\theta) \;\to\; V(x,-\theta,-\bar\theta) \end{cases} \qquad (5.7)$$

La R-parité est en fait un cas particulier des R-symétries définies par les expressions 5.1 et 5.6, dans lequel le paramètre α est choisi égal à π; c'est un sous-groupe des R-symétries. La composante F d'un produit de superchamps chiraux ϕ_a sera alors invariante sous la R-parité si :

$$(-1)^{\sum_a Q_{\phi_a}} \; = \; 1$$

Cette condition est moins contraignante que la condition 5.5 et n'interdit plus la présence du terme $[H_1 H_2]_F$ dans le superpotentiel.

Pour obtenir les lois de transformations des différents champs sous la R-parité, il suffit de remplacer, dans les expressions (5.2) et (5.3), le paramètre α par π et les paramètres Q_ϕ, pour chacun des superchamps de la théorie, par l'expression 5.6 : $Q_\phi = (-1)^{3B_\phi + L_\phi}$. Le résultat est alors le suivant :

- tous les champs des particules standard : ψ_{L,E^c,Q,U^c,D^c}, φ_{H_1,H_2} et V_μ (correspondant respectivement aux champs de fermions, de Higgs scalaires et de bosons de jauge), sont invariants sous la R-parité,
- tous les champs des partenaires supersymétriques : $\varphi_{L,E^c,Q,U^c,D^c}$, ψ_{H_1,H_2} et λ (correspondant respectivement aux champs de sfermions, de higgsinos et de jauginos) se transforment avec un signe moins.
  Les termes du type $\lambda\lambda$ sont maintenant invariants sous la R-parité, puisqu'ils se transforment en $e^{2i\pi}\lambda\lambda$.

La conservation de la R-parité implique donc la conservation des nombres leptonique et baryonique (puisqu'elle interdit la présence des trois termes LLE, QLD^c et $U^cD^cD^c$), mais permet aussi au lagrangien de contenir un terme de mélange des superchamps de Higgs H_1 et H_2, ainsi que des termes de masse $\lambda\lambda$ pour les jauginos.
On introduit souvent une symétrie discrète équivalente à la R-parité, appelée symétrie de matière (P_m), sous laquelle les superchamps de matière changent de signe, tandis que les superchamps de Higgs restent invariants :

$$P_m \; : \quad \begin{cases} (H_1, H_2) \; \rightarrow \; (H_1, H_2) \\ \\ (L, E^c, Q, U^c, D^c) \; \rightarrow \; -(L, E^c, Q, U^c, D^c) \end{cases} \tag{5.8}$$

La conservation de la R-parité et la conservation de la symétrie de matière P_m ont les mêmes conséquences sur le lagrangien supersymétrique.

Pour chaque particule, un nombre quantique r_P est associé à la R-parité [13]; égal à $+1$ pour les particules standard et -1 pour les superpartenaires, il est défini par :

$$r_P \; = \; (-1)^{Q_\phi + 2S} \; = \; (-1)^{3B+L+2S}$$

où B, L et S sont respectivement le nombre baryonique, le nombre leptonique et le spin de la particule.

Les trois conséquences phénoménologiques principales résultant de la conservation de la R-parité sont :

– la stabilité du proton,
– la stabilité de la particule supersymétrique la plus légère,
– le fait que les particules supersymétriques ne peuvent apparaitre que par paires.

La R-parité, lorsqu'elle est conservée, interdit donc la présence de chacun des trois termes LLE, LQD^c et $U^cD^cD^c$. Il existe cependant d'autres symétries capables, comme la R-parité, de stabiliser le proton, mais sous lesquelles un ou deux des trois termes précédents restent invariants.

1.5.2 Violation de la R-parité

Comme le montrent les lois de transformation 5.8 des superchamps, la parité de matière traite les leptons et les baryons de la même façon. Mais cette symétrie leptons-baryons n'est pas pour autant une condition nécessaire dans la construction d'un modèle supersymétrique. De plus la conservation des nombres leptoniques et baryoniques n'est prédite par aucune des symétries usuelles des modèles standard ou supersymétrique.

En fait, dans les théories de cordes, qui sont capables de décrire l'unification des interactions à haute énergie, les quarks et les leptons sont souvent traités différemment. Dans la construction de ces modèles, on peut par exemple imposer au lagrangien d'être invariant sous une symétrie discrète, appelée symétrie baryonique (P_B), et sous laquelle seuls les superchamps de quarks changent de signe [14] :

$$P_B \ : \quad \left\{ \begin{array}{lcl} (H_1, H_2, L, E^c) & \rightarrow & (H_1, H_2, L, E^c) \\ \\ (Q, U^c, D^c) & \rightarrow & -(Q, U^c, D^c) \end{array} \right.$$

L'invariance du lagrangien sous une telle transformation interdit seulement la présence du terme $U^cD^cD^c$. Les deux autres termes LLE^c et LQD^c restant bien invariants sous P_B, la R-parité est violée. Ce type de symétrie assure la conservation du nombre baryonique et donc la stabilité du proton. Seul le nombre leptonique peut être violé. Dans les théories de corde, l'introduction de cette symétrie est en fait tout aussi légitime que l'introduction de la symétrie de matière.

Nous supposons donc dans la suite que tous les termes du type $U^cD^cD^c$ sont interdits, autrement dit que toutes les constantes λ'' sont nulles. La stabilité du proton est assurée mais la particule supersymétrique la plus légère peut encore se désintégrer par l'un des deux autres couplages de Yukawa (λ ou λ').

De plus, il semble assez légitime de supposer l'existence d'une hiérarchie dans ces couplages de Yukawa; en effet, dans le modèle standard, les couplages des fermions au Higgs peuvent différer de plusieurs ordres de grandeur, comme par exemple

$$\lambda_{t\bar{t}H}(\sim m_t/v) \ \gg \ \lambda_{e^+e^-H}(\sim m_e/v)$$

Dans le modèle que nous utiliserons ici, nous supposerons donc l'existence d'une hiérarchie semblable: l'une des constantes λ ou λ' est dominante devant toutes les autres. Cette hypothèse est d'ailleurs adoptée dans la plupart des modèles phénoménologiques violant la R-parité [15].

Enfin, la dernière hypothèse que nous faisons concerne la LSP. Les arguments cosmologiques poussant à croire que la particule supersymétrique la plus légère est le neutralino χ [16] ne s'appliquent que dans le cadre d'un modèle supersymétrique où la R-parité est conservée. Néanmoins, nous adoptons tout de même cette hypothèse.

1.6 Désintégration d'un neutralino χ

Dans les recherches que nous décrirons dans le chapitre suivant, la différence essentielle par rapport aux recherches habituelles de particules supersymétriques vient de la désintégration du neutralino le plus léger en particules standard. Il est donc nécessaire de passer en revue les différents modes de désintégration et de vérifier que les états finals obtenus seront effectivement visibles. Pour cela, il faut avant tout expliciter les couplages violant la R-parité.

1.6.1 Expressions explicites des couplages λ et λ'

Si on introduit les indices des familles de leptons et de quarks, notés (i, j, k), les termes LLE^c et QLD^c s'écrivent alors :

$$\lambda_{ijk}\epsilon_{rs}L_r^i L_s^j E^{ck} \qquad\qquad \lambda'_{ijk}\epsilon_{rs}Q_r^i L_s^j D^{ck}$$

où la sommation ne se fait que sur les indices r et s de SU(2). Le premier type de terme, antisymétrique dans l'échange de i et j, donne lieu à neuf termes différents selon les valeurs du triplet (i, j, k); l'autre type de termes peut engendrer vingt-sept termes. Les indices i, j et k sont par convention égaux à 1 pour les électrons, 2 pour les muons et 3 pour les taus.

Dans l'hypothèse où une constante λ_{ijk} est dominante devant toutes les autres, seuls les neuf termes LLE^c du superpotentiel W sont à considérer. La sommation sur les indices r et s de SU(2) permet de développer ce terme en fonction des superchamps définis dans la Table 1.1

$$\lambda_{ijk}\epsilon_{rs}L_r^i L_s^j E^{ck} \;=\; \lambda_{ijk}\,\left(N^i E^j E^{ck} \;-\; E^i N^j E^{ck}\right)$$

On rappelle que les couplages des champs sont ensuite obtenus en développant le terme du lagrangien de l'expression 2.20

$$\sum_{mn}\left(\frac{\partial^2 W}{\partial\varphi_m\partial\varphi_n}\right)\psi_m\psi_n \;+\; h.c.$$

où la sommation se fait sur tous les champs de leptons. Explicitement, ces couplages s'ecrivent [17] :

$$\lambda_{ijk} \Big[\, \tilde{\nu}^i_L \overline{e}^k_R e^j_L + \tilde{e}^j_L \overline{e}^k_R \nu^i_L + (\tilde{e}^k_R)^* (\overline{\nu}^i_L)^c e^j_L - (i \leftrightarrow j) \, \Big] + H.c. \qquad (6.1)$$

Les diagrammes de la Fig.1.4 illustrent ces couplages à un neutrino et deux leptons correspondant aux six termes du lagrangien ci-dessus (trois termes sont explicitement écrits, les trois autres correspondent à l'échange de i et j). La constante de couplage λ_{ijk} choisie pour cet exemple est λ_{312}.

On peut développer de la même façon les termes $\lambda'_{ijk}\epsilon_{rs}Q^i_r L^j_s D^{ck}$ dans le cas où une constante λ' est dominante devant toutes les autres

$$\lambda'_{ijk}\epsilon_{rs}Q^i_r L^j_s D^{ck} \ = \ \lambda'_{ijk} \ (N^i D^j D^{ck} \ - \ E^i U^j D^{ck})$$

et obtenir l'expression explicite du lagrangien [17]

$$\lambda'_{ijk} \ [\ \tilde{\nu}^i_L \overline{d}^k_R d^j_L + \tilde{d}^j_L \overline{d}^k_R \nu^i_L + (\tilde{d}^k_R)^* (\overline{\nu}^i_L)^c d^j_L \qquad (6.2)$$

$$- \ \tilde{e}^i_L \overline{d}^k_R u^j_L - \tilde{u}^j_L \overline{d}^k_R e^i_L - (\tilde{d}^k_R)^* (\overline{e}^i_L)^c u^j_L \ ] \ + \ H.c.$$

Les diagrammes de la Fig.1.5 illustrent ces couplages entre un neutrino et deux quarks, ou entre un lepton et deux quarks, pour une constante λ'_{ijk} choisie égale à λ'_{312}.

La principale conséquence de la présence de tous ces couplages dans le lagrangien est donc de permettre à la LSP de se désintégrer en particules standard. Dans la section suivante, on montre quels sont les états finals possibles, selon la nature du couplage (λ ou λ') et la valeur du triplet (i, j, k).

1.6.2 Les états finals issus de la désintégration d'un χ

Un neutralino χ peut donc se désintégrer (cf. Fig.1.3) via un des couplages schématisés sur les Fig 1.4 et 1.5. Selon l'hypothèse adoptée (un λ ou un λ' dominant), les états finals seront composés de leptons, de quarks, ou de ces deux type de fermions.

Prenons d'abord la situation où l'une des constantes λ_{ijk} domine, toutes les autres étant négligeables. D'après l'expression (6.1) du lagrangien, pour un triplet (i, j, k) donné, il apparaît quatre états finals accessibles dans la désintégration d'un χ, composés de deux leptons et d'un neutrino :

$$\begin{cases} \chi \longrightarrow \ \overline{\nu}_i \ell^+_j \ell^-_k & (1) \\ \chi \longrightarrow \ \overline{\nu}_j \ell^+_i \ell^-_k & (2) \\ \chi \longrightarrow \ \nu_i \ell^-_j \ell^+_k & (3) \\ \chi \longrightarrow \ \nu_j \ell^+_i \ell^+_k & (4) \end{cases}$$

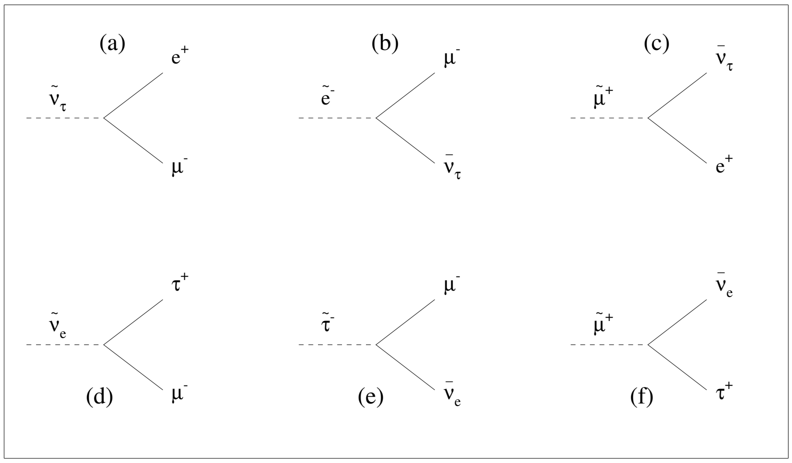


Figure 1.4: Diagrammes illustrant les couplages de l'expression (6.1) pour une valeur de (i, j, k) égale à $(3, 1, 2)$. Les diagrammes (a), (b), et (c) correspondent aux trois premiers termes; les diagrammes (d), (e) et (f) correspondent aux trois derniers (après échange de i et j). Tous ces diagrammes font intervenir la même constante de couplage λ_{312}.

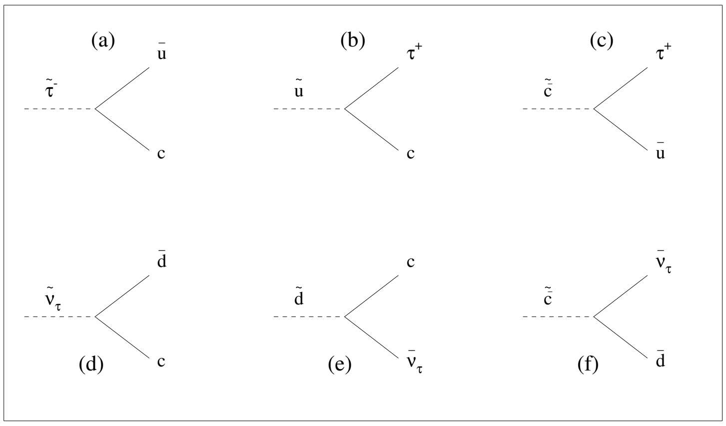


Figure 1.5: Diagrammes illustrant les couplages de l'expression (6.2) pour une valeur de (i, j, k) égale à $(3, 1, 2)$. Les diagrammes (a), (b), et (c) correspondent aux trois premiers termes, les diagrammes (d), (e) et (f) correspondent aux trois derniers. Tous ces diagrammes font intervenir la même constante de couplage λ'_{312}.

– (2) est déduit de (1) par l'échange de i et j.
– (3) est déduit de (1) par l'opération de conjugaison de charge.
– (4) est déduit de (1) par l'échange de i et j suivi de la conjugaison de charge.

Ces quatre processus ont le même élément de matrice, leurs sections efficaces ne diffèrent que par leurs termes d'espace de phase.
Ainsi (1) et (3) ont le même taux de production, puisque ces deux canaux font intervenir deux saveurs de leptons identiques, à savoir j et k (et donc deux masses identiques); il en est de même pour (2) et (4) (saveurs de leptons i et k). Par contre, (1) et (2) (resp. (3) et (4)) sont produits selon le rapport des espaces de phase de ces deux canaux, les saveurs de leptons mises en jeu étant différentes, j et k pour (1) et (3), i et k pour (2) et (4). Néanmoins, dès que la masse du χ devient assez grande devant celles des leptons de désintégration, ce rapport est très proche de 1.

Un exemple des trois diagrammes responsables de la désintégration du χ en $\bar{\nu}_e\mu^+\tau^-$ est présenté Fig.1.6. La constante λ est ici λ_{123}.

Dans le cas où on adopte la deuxième hypothèse, l'une des constantes λ'_{ijk} domine. De la même façon, d'après l'expression (6.2), pour un triplet (i, j, k) donné, le χ peut se désintégrer suivant quatre canaux. Les deux premiers font intervenir un neutrino et deux quarks de type d, les deux derniers sont composés d'un lepton, d'un quark de type u et d'un quark de type d :

$$\begin{cases} \chi \longrightarrow \overline{\nu}_i d_j \bar{d}_k & (1) \\ \chi \longrightarrow \nu_i \bar{d}_j d_k & (2) \\ \chi \longrightarrow \ell_i^+ \bar{u}_j d_k & (3) \\ \chi \longrightarrow \ell_i^- u_j \bar{d}_k & (4) \end{cases}$$

(2) et (4) se déduisent de (1) et (3) par conjugaison de charge. Ces processus n'ont cette fois pas les mêmes éléments de matrice à cause des signes moins intervenant dans le lagrangien 6.2. Les taux de production de ces canaux dépendent donc non seulement des espaces de phase mais aussi des éléments de matrice.

1.6.3 Quelques ordres de grandeur des constantes λ

Avant de s'intéresser à la recherche de processus faisant intervenir des couplages LLE^c ou QLD^c, il faut se demander quel est l'ordre de grandeur des constantes λ et λ', ou tout au moins s'assurer que la désintégration d'un neutralino pourrait effectivement être visible dans un détecteur. On va voir que des contraintes sur ces ordres de grandeur peuvent être obtenues grâce aux mesures précises de certains processus standard.

En effet, ces nouveaux couplages LLE^c et QLD^c pourraient affecter les processus standard à basse énergie par l'addition de nouvelles interactions entre particules ordinaires,

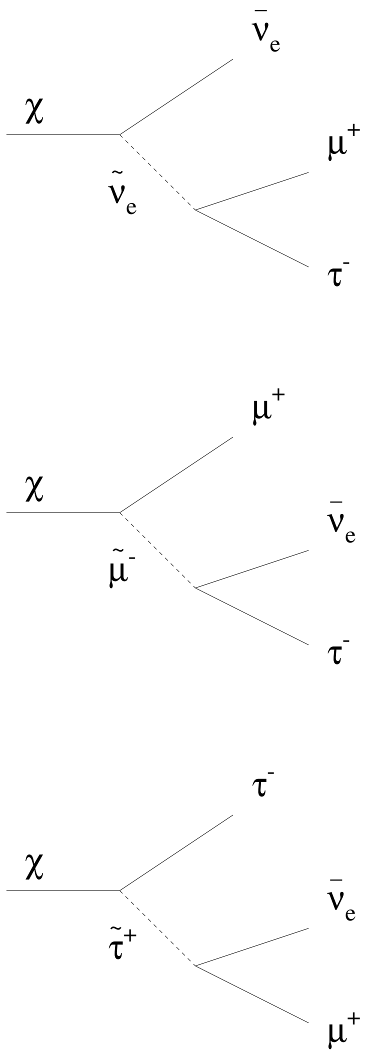


Figure 1.6: Diagrammes responsables de la réaction $\chi \to \overline{\nu}_e \mu^+ \tau^-$.

propagées par des particules supersymétriques. Ainsi, en mesurant précisément certains paramètres de ces processus, des limites supérieures sur les λ et les λ' peuvent être établies pour certains triplets (i, j, k) [17].

Prenons par exemple le cas d'un couplage LLE^c. Si la R-parité est violée, alors les largeurs de désintégration du τ en $e\nu\bar{\nu}$ et en $\mu\nu\bar{\nu}$ peuvent recevoir une contribution supplémentaire due à l'échange d'un sélectron ou d'un smuon. La Fig.1.7 présente les diagrammes correspondant à ces désintégrations supersymétriques. Les constantes de violation de la R-parité intervenant dans ces processus étant respectivement λ_{13k} et λ_{23k}, la largeur de ces désintégrations peut s'écrire

$$\Gamma(\tau \rightarrow e\nu\bar{\nu}) \;=\; \Gamma^{(SM)} \left| 1 \;+\; (M_W^2/g^2)\,\frac{\lambda_{13k}^2}{m_{\tilde{e}_k}^2} \right|^2$$

$$\Gamma(\tau \rightarrow \mu\nu\bar{\nu}) \;=\; \Gamma^{(SM)} \left| 1 \;+\; (M_W^2/g^2)\,\frac{\lambda_{23k}^2}{m_{\tilde{e}_k}^2} \right|^2$$

où $\Gamma^{(SM)}$ est la largeur attendue lorsque la R-parité est conservée.
Le rapport

$$R_\tau = \Gamma(\tau \rightarrow e\nu\bar{\nu})/\Gamma(\tau \rightarrow \mu\nu\bar{\nu}) \;=\; R_\tau^{(SM)} \left[1 + 2(M_W^2/g^2)\left(\frac{\lambda_{13k}^2}{m_{\tilde{e}_k}^2} - \frac{\lambda_{23k}^2}{m_{\tilde{e}_k}^2}\right)\right]$$

étant mesuré expérimentalement, on peut alors obtenir, toujours avec l'hypothèse qu'une seule des constantes est dominante, une limite supérieure sur chacune d'elles

$$|\,\lambda_{13k}\,| < \;0.10\;\left(m_{\tilde{e}_R^k}/100GeV\right)$$

$$|\,\lambda_{23k}\,| < \;0.09\;\left(m_{\tilde{e}_R^k}/100GeV\right)$$

De la même façon, dans le secteur des quarks, le terme LQD^c peut apporter une contribution aux largeurs $\Gamma(\pi \rightarrow e\nu)$ et $\Gamma(\pi \rightarrow \mu\nu)$, et la mesure expérimentale du rapport R_π permet d'obtenir une limite supérieure des constantes λ'_{11k} et λ'_{21k}.

La Table 1.2 [17] fournit la liste des limites sur les couplages λ et λ', selon les valeurs du triplet (i, j, k), et indique les processus ayant permis de les obtenir. Certaines de ces constantes, comme par exemple λ'_{222}, n'ont encore aucune contrainte provenant des mesures actuelles.

D'un autre côté, on peut estimer l'ordre de grandeur des constantes λ permettant à un χ de se désintégrer près de son point de production. En effet, dans l'hypothèse où une constante λ_{ijk} est dominante, on peut exprimer la largeur de désintégration du χ [18] en fonction de λ_{ijk}, de la masse m_χ, et la masse du sfermion échangé $m_{\tilde{f}}$ (cf Fig. 1.3)

$$\Gamma_\chi \;=\; \left[\,\alpha/256\pi^2\,\right] \lambda_{ijk}^2 \left(\,m_\chi^5/m_{\tilde{f}}^4\,\right) \qquad (i)$$

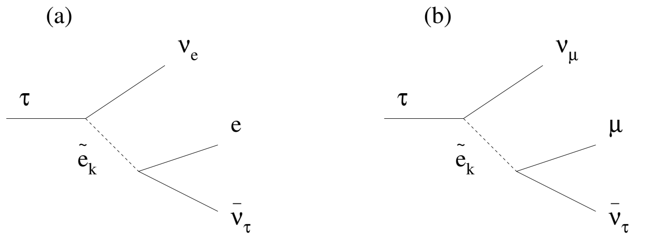


Figure 1.7: Contribution supersymétrique pour la désintégration d'un τ en $e\nu\bar{\nu}$ (a) ou en $\mu\nu\bar{\nu}$ (b), dans un modèle où la R-parité est violée. Le type de couplage intervenant ici est du type LLE^c; dans chacun des deux cas, la constante de couplage est la même aux deux vertex, soit λ_{13k} pour (a) et λ_{23k} pour (b).

ijk	λ_{ijk} <
121	$0.04^{(a)}$
122	$0.04^{(a)}$
123	$0.04^{(a)}$
131	$0.10^{(c)}$
132	$0.10^{(e)}$
133	$0.10^{(c)}$
231	$0.09^{(d)}$
232	$0.09^{(d)}$
233	$0.09^{(d)}$

ijk	λ'_{ijk} <
111	$0.03^{(a)}$
112	$0.03^{(a)}$
113	$0.03^{(a)}$
211	$0.09^{(b)}$
212	$0.09^{(b)}$
213	$0.09^{(b)}$
121	$0.26^{(f)}$
122	$0.45^{(e)}$
123	$0.26^{(e)}$
133	$0.26^{(e)}$
221	$0.22^{(g)}$
231	$0.22^{(g)}$
131	$0.26^{(f)}$

Tableau 1.2: Limites sur les couplages λ_{ijk} et λ'_{ijk} provenant des processus physiques suivants : (a) l'universalité des courants chargés; (b) $\Gamma(\pi \to e\nu)/\Gamma(\pi \to \mu\nu)$; (c) $\Gamma(\tau \to e\nu\bar{\nu})/\Gamma(\tau \to \mu\nu\bar{\nu})$; (d) $\Gamma(\tau \to \mu\nu\bar{\nu})/\Gamma(\mu \to e\nu\bar{\nu})$; (e) asymétries avant-arrière dans les collisions e^+e^-; (f)violation de la parité en physique atomique; (g) diffusions profondément inélastiques des ν_μ. Tous ces nombres doivent être multipliés par $[m_{\tilde{f}}]/100$ GeV où $\tilde{f}$ est le sfermion intervenant dans le processus fournissant la limite.

Le χ ayant un temps de vie $\tau_\chi = \hbar/\Gamma_\chi$, on en déduit l'expression de λ_{ijk} en fonction de sa distance de vol $\ell_\chi = \beta\gamma c\tau_\chi$ [19][1]

$$\lambda_{ijk} \;=\; \sqrt{(\hbar c)\,(256\pi^2/\alpha)}\;\sqrt{(\beta\gamma)}\;\left(1/\sqrt{\ell_\chi}\right)\;\left(m_{\tilde f}^2/m_\chi^{5/2}\right)$$

Pour des neutralinos d'énergie égale à 45 GeV (correspondant typiquement au cas où une paire de χ serait produite au collisionneur LEP 100), on peut alors calculer la valeur minimum d'une constante λ nécessaire pour que le neutralino vole moins d'un centimètre avant de se désintégrer

- si $m_\chi = 40$ Gev : $\lambda \;>\; 5.6\;10^{-5}\;\left(\frac{m_{\tilde f}}{100\;GeV}\right)^2$
- si $m_\chi = 5$ Gev : $\lambda \;>\; 0.04\;\left(\frac{m_{\tilde f}}{100\;GeV}\right)^2$

On peut remarquer que l'ordre de grandeur des constantes λ nécessaires pour qu'un χ se désintègre au voisinage de son point de production est compatible avec les limites supérieures de la Table 1.2.

Les recherches de processus violant la R-parité dans les désintégrations du Z n'ont jamais été entreprises. Si l'ordre de grandeur d'une constante λ ou λ' est compris entre les limites inférieures présentées ci-dessus et les limites supérieures de la Table 1.2, les recherches des processus supersymétriques à LEP dans le cadre de ce modèle sont alors justifiées.

D'un autre côté, si les constantes λ et λ' sont très petites, les neutralinos se désintègrent à l'extérieur du détecteur et restent invisibles. Dans ce cas, tous les processus susceptibles d'être recherchés ont des topologies identiques à celles de signaux supersymétriques dans un modèle où la R-parité est conservée. Les résultats des recherches de particules supersymétriques avec conservation de la R-parité effectuées jusqu'ici, pourront alors être utilisés dans un modèle où la R-parité est violée avec des constantes λ petites. Les principaux résultats de ces recherches de nouvelles particules sont présentés dans la section suivante.

1.7 Limites actuelles dans le cadre du MSSM

Dans la plupart des modèles conservant la R-parité, le neutralino χ est supposé être la particule supersymétrique la plus légère. Les désintégrations en cascade des particules supersymétriques qui, on le rappelle, sont produites par paires, donnent lieu à des états finals contenant des χ. Le χ, invisible comme le neutrino, s'échappe sans être détecté; aussi, la signature principale des ces nouveaux processus est la présence d'énergie et d'impulsion manquantes emportées par les χ.

[1] Il y a une erreur dans la formule (10) de cette référence : dans cette expression donnant la limite inférieure de la constante λ en fonction des masses du sfermion et du neutralino, il faut remplacer γ par $\sqrt{\gamma}$

1.7.1 Sleptons

Les limites actuelles sur les masses des sleptons ont été obtenues au collisionneur e^+e^- LEP, avec une énergie dans le centre de masse de 91.2 GeV.

Le principal processus de production à $\sqrt{s}$= 91.2 GeV est la production d'un Z se désintégrant en une paire $\tilde{\ell}\tilde{\ell}$. La production par l'échange d'un neutralino χ dans la voie t peut aussi contribuer à la production de sélectrons, ce taux de production étant très dépendant des paramètres du modèle; comme il n'interfére pas avec le production $Z \to \tilde{\ell}\tilde{\ell}$ au pic du Z, il n'a pas été considéré. Les deux sleptons se désintègrent en $\ell\chi$, le lepton étant de même saveur que le slepton initial. Ces états finals sont donc caractérisés soit, dans le cas de la production de sleptons chargés, par une paire acoplanaire de leptons chargés de même saveur, soit, dans le cas de la production de sneutrinos, par un état final invisible.

La mesure précise de la largeur invisible Γ_ν du Z a permis d'exclure des sneutrinos jusqu'à 41.1 GeV/c^2. Pour les sleptons chargés, la recherche de paires acoplanaires décrite dans la section 5.3.2 de la Ref.[20] n'a sélectionné aucun événement dans les données recueillies par ALEPH en 1989-1990 et permet d'exclure, à 95% de confiance, la majeure partie du domaine cinématique accessible du plan $(m_{\tilde{\ell}}, m_\chi)$; $m_{\tilde{\ell}} < 45$ GeV/c^2 est exclu pour $m_\chi < 41$ GeV/c^2 lorsque $\tilde{\ell} = \tilde{e}$ ou $\tilde{\mu}$, et pour $m_\chi < 38$ GeV/c^2 lorsque $\tilde{\ell} = \tilde{\tau}$.

1.7.2 Squarks et gluinos

Les recherches les plus contraignantes de squarks et de gluinos ont été effectuées au Tevatron, un collisionneur $p\bar{p}$ de 1.8 TeV d'énergie dans le centre de masse.

Les squarks et les gluinos peuvent être produits au Tevatron par les processus : $p\bar{p} \to \tilde{q}\tilde{\bar{q}}X$, $p\bar{p} \to \tilde{q}\tilde{g}X$ et $p\bar{p} \to \tilde{g}\tilde{g}X$ et se désintègrent, selon leurs masses, par les processus : $\tilde{q} \to q\tilde{g}$ puis $\tilde{g} \to q\bar{q}(\chi$ ou $\chi^\pm$ ou $\chi')$, ou $\tilde{g} \to q\tilde{q}$ puis $\tilde{q} \to q(\chi$ ou $\chi^\pm$ ou $\chi')$. Les états finals sont caractérisés par au moins trois jets et de l'énergie manquante emportée par les χ. Le résultat de ces recherches, effectuées par les deux expériences du Tevatron, est présenté dans la partie gauche de la Fig.1.8 ; les domaines exclus du plan $(m_{\tilde{q}}$,$m_{\tilde{g}})$ sont obtenus par CDF et par D0 par des analyses basées respectivement sur 4.3 pb^{-1} [21] et 13.5 pb^{-1} [22]; pour établir ces limites, il a été supposé que les masses des squarks $\tilde{u}$, $\tilde{d}$, $\tilde{s}$, $\tilde{c}$ et $\tilde{b}$ droits et gauches étaient dégénérées.

Dans le cas particulier du squark $\tilde{t}$, à cause de la masse élevée du quark t, le terme non-diagonal de la matrice de masse ne peut plus être négligé; l'un des deux stops peut alors être suffisamment léger pour que le processus dominant de désintégration soit : $\tilde{t} \to c\chi$. Une recherche consacrée à ce cas particulier a été faite par D0 et permet d'exclure un stop entre une cinquantaine et une centaine de GeV/c^2 pour des masses de neutralino χ inférieures à environ 40 GeV/c^2 (Fig.1.8, à droite). Les recherches faites au LEP permettent d'exclure la majeure partie du domaine $m_{\tilde{t}} < 45$ GeV/c^2.

Figure 1.8: Limites sur les masses des squarks et des gluinos obtenues par CDF et D0 (à gauche) et limites sur la masse du $\tilde{t}$ en fonction de la masse du χ obtenue par D0 et par LEP (à droite).

Dans les collisions ep à Hera, un collisionneur asymétrique de positrons de 27 GeV et de protons de 820 GeV, fournissant 300 GeV d'énergie dans le centre de masse, des squarks $\tilde{u}$ et $\tilde{d}$ peuvent aussi être produits par l'échange d'un neutralino χ dans la voie t : $ep \to \tilde{e}\tilde{q}$. Cette recherche effectuée par l'expérience H1 est basée sur la sélection de paires acoplanaires électron-jet; elle permet d'exclure des sélectrons et des squarks dont la somme des masses est inférieure à 100 GeV/c^2, pour des neutralinos plus légers que 30 GeV/c^2 et supposés jauginos plutôt que higgsinos.

1.7.3 Neutralinos et charginos

Les résultats principaux concernant le secteur des jauginos ont été obtenus au LEP. Le couplage des charginos au Z est important et la mesure précise de la largeur Γ_Z suffit pour exclure des charginos plus légers que $m_Z/2$, ceci indépendamment des paramètres du modèle. En revanche, le couplage des neutralinos au Z dépend fortement du choix des paramètres de ce secteur et peut même devenir nul. La recherche la plus récente des processus de production des neutralinos a été effectuée par l'expérience L3 [23] (Les résultats d'ALEPH n'ont pas été mis à jour depuis 1991). Le canal $Z \to \chi\chi$ donne lieu à un état final invisible et ne peut donc être contraint que par la mesure de la largeur invisible du Z. Les canaux analysés sont $Z \to \chi\chi'$ et $Z \to \chi'\chi'$, suivi de $\chi' \to \chi f\bar{f}$ ou $\chi' \to \chi\gamma$. Le résultat de ces recherches, combinées avec les mesures de Γ_Z et Γ_{inv}, permet d'exclure les domaines du plan (M_2,μ) présentés sur la Fig.1.9, pour deux valeurs de $\tan\beta$; M_2 est ici la masse du jaugino associé au groupe SU(2)$_L$,

Figure 1.9: Domaines exclus du plan (M_2,μ) pour deux valeurs de $\tan\beta$, obtenues par l'expérience L3.

1.7.4 Bosons de Higgs

Dans le MSSM, le secteur des Higgs neutres contient trois bosons : h, H (scalaires) et A (pseudoscalaires), h étant plus léger que H. Si on ne considère que le premier ordre dans les calculs perturbatifs, les masses et les couplages des Higgs peuvent s'exprimer en fonction de deux paramètres : par exemple m_h et $\tan\beta$, ou bien m_h et m_A. Le calcul des corrections radiatives fait intervenir en plus les masses m_t et $m_{\tilde{t}}$ et l'angle de mélange du secteur des stops.

Les recherches des bosons de Higgs supersymétriques ont été mises à jour récemment par les expériences ALEPH et L3 du LEP. Les processus de production recherchés sont $e^+e^- \to hZ^* \to hf\bar{f}$ et $e^+e^- \to hA$ où les Higgs h et A se désintégrent en une paire $f\bar{f}$; la largeur de désintégration des Higgs en une paire de fermions étant proportionnelle à m_f^2, les canaux intéressants exploités dans ces recherches sont $h, A \to b\bar{b}, \tau^+\tau^-$. Si $m_A < m_h$, le canal $h \to AA$ devient dominant et doit aussi être considéré.

Les signaux issus de la production d'un Higgs standard ($e^+e^- \to H^0Z^* \to H^0f\bar{f}$) ayant les mêmes topologies que ceux issus de la production supersymétrique hZ^*, les analyses sélectionnant le boson de Higgs standard sont utilisées. Dans ces analyses, les modes $Z^* \to q\bar{q}$ et $Z^* \to \tau^+\tau^-$ ne sont pas exploités à cause de la trop lourde contamination des désintégrations hadroniques de Z; seules les contributions $Z^* \to \ell^+\ell^-$, $\ell = e, \mu$ (6.6%) et $Z^* \to \nu\bar{\nu}$ (20%) apportent de l'information.

Pour sélectionner l'autre processus de production: hA, les analyses d'ALEPH et de L3 utilisent le canal $\tau^+\tau^-q\bar{q}$; ALEPH recherche en plus la désintégration des Higgs en $b\bar{b}b\bar{b}$ en utilisant l'étiquetage des b dans les événements à quatre jets [24]. Les résultats de ces recherches sont présentés sur la Fig.1.10, dans le plan (m_h,m_A) pour L3 et (m_h,$\tan\beta$) pour ALEPH.

Figure 1.10: En haut : domaine exclu par L3 du plan (m_h,m_A), pour $\tan\beta$ >1, m_t= 176 GeV/c^2, $m_{\tilde{t}}$= 1 TeV/c^2 et un angle de mélange nul dans le secteur des stops.
En bas: domaine exclu par ALEPH du plan (m_h,$\tan\beta$), pour m_t= 175 GeV/c^2 et $m_{\tilde{t}}$= 1 TeV/c^2. Les lignes pleines, les pointillés et les tirets correspondent respectivement au cas d'une valeur nulle, typique et maximale du mélange dans le secteur des stops.

Chapitre 2

Les différentes sélections

2.1 Introduction

Ce chapitre est consacré aux recherches de particules supersymétriques dans le cadre du modèle où la R-parité n'est pas conservée. Nous supposons dans toutes ces recherches que le couplage dominant violant la R-parité est celui du type $\lambda_{ijk} L_i L_j E_k^c$ et que la constante λ_{ijk} est assez forte pour que l'on puisse négliger la durée de vie de la particule supersymétrique la plus légère (LSP). Enfin, nous considérerons que la LSP est le neutralino χ le plus léger, même si les arguments cosmologiques poussant à le croire ne s'appliquent que dans le cas où la R-parité est conservée.

Les données analysées ont été collectées par ALEPH au collisionneur e^+e^- LEP. Elles correspondent à une luminosité intégrée de 82 pb^{-1} et à une production de 1.94 millions de Z^0 (prises de données de 1989 à 1993). L'énergie dans le centre de masse est en général égale à la masse du Z, une vingtaine de pb^{-1} ont aussi été collectés à $M_Z\pm$ 2 GeV.

La section 2.2 présente une brève description du détecteur ALEPH et de ses performances, notamment dans l'identification de particules dont nous nous servirons souvent. La liste des processus standard correspondant aux bruits de fond pour nos recherches est donnée dans la section 2.3, et les différentes sélections (neutralinos, sleptons, sneutrinos et squarks) sont décrites dans les sections 2.4 et 2.5.

2.2 Le détecteur ALEPH

ALEPH est un des quatre détecteurs de particules installés sur le collisionneur e^+e^- du LEP. C'est un détecteur cylindrique couvrant des angles polaires jusqu'à 28 mrad, c'est-à-dire plus de 97% de l'angle solide. Il est composé d'une partie centrale, le "barrel", fermée de chaque côté par deux bouchons, les "end-caps" (Fig.2.1).

ALEPH permet de mesurer l'impulsion des particules chargées, l'énergie déposée dans les calorimètres électromagnétique et hadronique et, depuis 1990, grâce à son détecteur de vertex, les distances de vol des particules à courte durée de vie comme le τ ou les hadrons b et c peuvent aussi être déterminées. Enfin, la grande granularité de ses calorimètres permet d'obtenir une très bonne identification de particules.

En partant de l'axe du tube à vide, ALEPH est composé de différents éléments: un détecteur de vertex (le VDET), une chambre à fils (l'ITC), une chambre à projection temporelle (la TPC), un calorimètre électromagnétique (ECAL), une bobine supraconductrice (B=1.5 Tesla) un calorimètre hadronique (HCAL) et enfin une série de chambres destinées à détecter les muons.

Deux sous-détecteurs, LCAL et SICAL, placés dans les bouchons du ECAL, permettent de mesurer la luminosité. LCAL et SICAL sont situés respectivement à ± 2.7 m et ± 2.5 m du point d'interaction. Le LCAL permet de détecter des particules ayant un angle polaire compris entre 40 et 155 mrad, le SICAL couvre des angles polaires supérieurs à 28 mrad.

Les principales références utilisées pour la description de ces sous-détecteurs et de leurs performances sont les Ref.[25] et [26].

2.2.1 Trajectoires et impulsions des particules chargées

- La chambre à projection temporelle

La TPC est une grande chambre à dérive et constitue l'élément principal pour la reconstruction des positions des traces chargées et la mesure de leur impulsion. C'est une chambre cylindrique de 4.4 m de longueur sur 1.8 m de diamètre, remplie d'un mélange d'argon (91%) et de méthane (9%) et séparée en deux par une plaque centrale créant un champ électrique uniforme parallèle à l'axe des faisceaux (axe z) et au champ magnétique. Chaque extrémité de la TPC est équipée de 18 secteurs de plans de fils soumis à haute tension derrière lesquels se trouvent 21 lignes circulaires formées de carreaux (pads) pour la mesure des coordonnées $r\varphi$, r allant de 40 cm à 1.7 m.

Les électrons d'ionisation produits par le passage d'une particule dérivent le long de l'axe z vers les deux extrémités de la TPC et provoquent un signal électrique collecté par les fils. Le temps de dérive de ces électrons est typiquement de 40 μs. Le temps d'arrivée du signal et la vitesse de dérive des électrons dans le gaz fournissent la position longitudinale z de la trace. Ce signal est aussi détecté sur les pads par effet capacitif; on

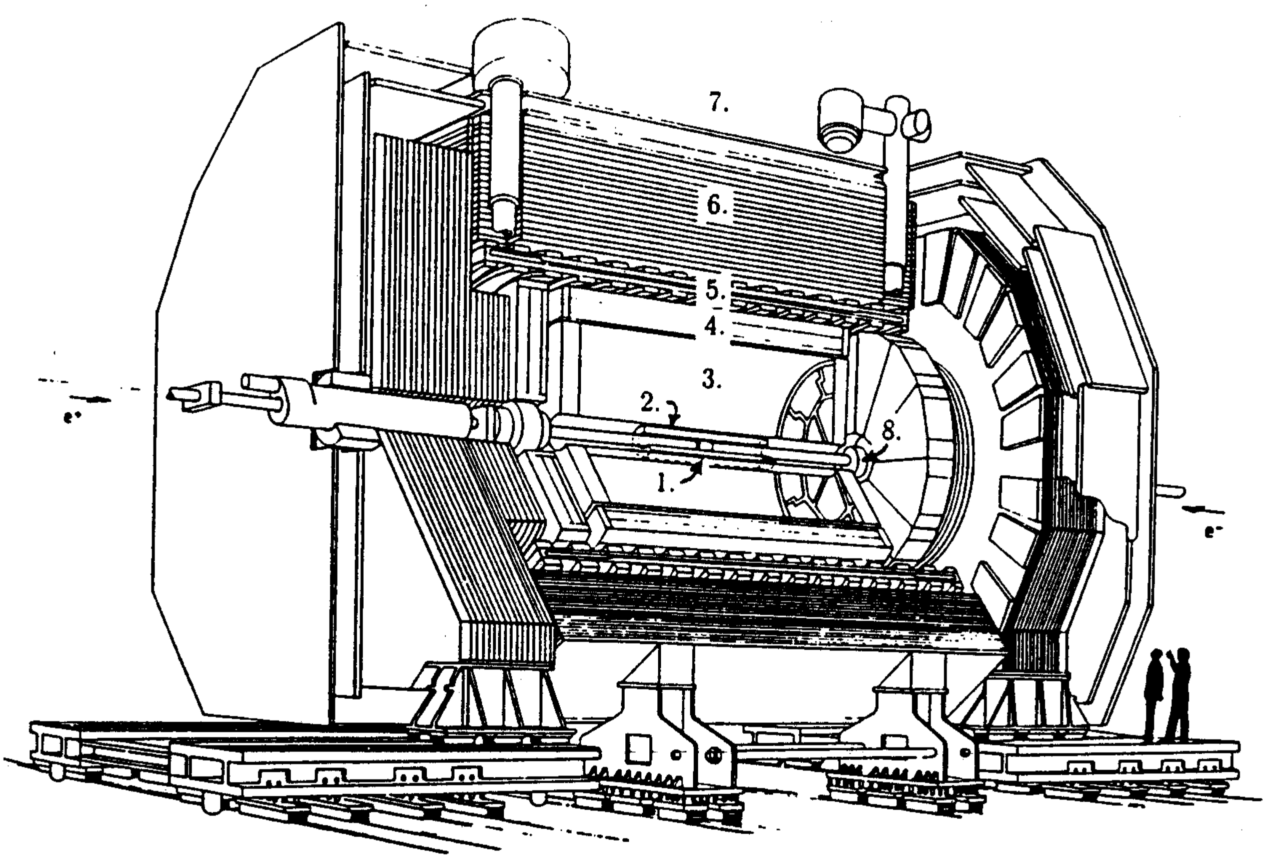


Figure 2.1: Le détecteur ALEPH : (1) détecteur de vertex (VDET); (2) chambre à traces interne; (3) chambre à projection temporelle; (4) calorimètre électromagnétique (ECAL); (5) bobine supraconductrice; (6) calorimètre hadronique (HCAL); (7) chambres à muons; (8) détecteurs de luminosités (SICAL,LCAL).

mesure les charges des pads touchés et la position transverse $r\phi$ de la trace est donnée par le barycentre.

La TPC fournit une très bonne résolution spatiale, les précisions sur les positions transverse et longitudinale étant respectivement $\sigma_{r\phi}$=173 μm et σ_z=740 μm. Mais lorsque les faisceaux contiennent par exemple huit paquets, le temps séparant deux collisions successives étant d'environ 11 μs, cet appareil ne peut pas servir au déclenchement de premier niveau.

- La chambre à traces internes

L'ITC est une chambre à dérive multifils plus petite que la TPC, remplie d'un mélange Argon-CO_2 et contenant une série de fils parallèles à l'axe des faisceaux portés à un potentiel positif. Les rayons interne et externe sont de 16 cm et 26 cm. L'ITC intervient d'une part dans le système de déclenchement pour l'acquisition des données, et permet d'autre part d'améliorer la résolution sur l'origine et la trajectoire des particules.

Les électrons d'ionisation produits par le passage d'une particule sont cette fois collectés rapidement par le fil le plus proche. La connaissance de vitesse de dérive des électrons dans le gaz, de leur temps de dérive et la position du fil touché fournissent la position transverse de la trace avec une résolution d'environ 150 μm. La position longitudinale z peut aussi être déterminée en mesurant la différence des temps d'arrivée des signaux aux deux extrémités de l'ITC, mais la résolution n'est alors que de 3 cm.

L'information fournie par l'ITC étant suffisamment rapide (2 à 3 μs) elle intervient dans le système de déclenchement pour l'acquisition des données.

- Le détecteur de vertex

Le VDET est l'élément le plus proche du tube à vide. Il permet une mesure de la position des vertex primaires ou secondaires, particulièrement importante dans la physique des b et utilisée aussi dans la physique des τ. De plus, le VDET apporte une meilleure précision sur l'impulsion de toutes les traces chargées.

Il est composé de deux couches cylindriques coaxiales de détecteur au silicium situées respectivement à 6.3 cm et 11.3 cm de l'axe du tube à vide. Les faces internes et externes de chaque couche sont formée de petites plaques de 5.12×5.12 cm. Chacune des faces de ces plaques est divisée en bandes (strips) espacées de 100 μm, soit parallèlement soit perpendiculairement à la direction des faisceaux. La lecture peut ainsi se faire dans les deux directions $r\varphi$ et rz. Un point dans le VDET est obtenu en moyennant les positions des strips adjacents à l'extrapolation d'une trace, chaque position étant affectée d'un poids fonction de la charge déposée sur le strip. La résolution sur la position d'un point dans le VDET est de l'ordre de 15 μm dans chaque direction $r\varphi$ et rz. Les mesures de VDET ne seront pas utilisées pour nos recherches de particules supersymétriques mais nous serviront par contre de référence pour l'étude du système des BOMs d'ALEPH (chapitre 4).

L'origine et la trajectoire des particules chargées sont donc déterminées grâce aux mesures fournies par les trois sous-détecteurs précédents. La courbure des traces, due à la présence du champ magnétique, permet en plus à ces détecteurs de déterminer les impulsions (l'impulsion transverse étant directement proportionnelle au rayon de courbure de la trajectoire projetée dans le plan transverse). En combinant les informations venant de la TPC de l'ITC et du VDET, la précision relative sur la mesure de l'impulsion transverse vaut $\sigma(p_T)/p_T^2 = 0.6\ 10^{-3}$ (GeV/c)$^{-1}$.

2.2.2 L'identification des particules et la calorimétrie

- Le dE/dx

La deuxième fonction de la TPC est de permettre l'identification de certains types de particules en mesurant leur perte d'énergie par ionisation.

La perte d'énergie par ionisation dE/dx d'une particule lorsqu'elle traverse un gaz dépend de sa masse et de son impulsion. En principe, puisqu'on connait son impulsion, la mesure du dE/dx d'une particule dans la TPC permettrait de calculer sa masse et donc de déterminer sa nature. Le dE/dx étant soumis à des fluctuations importantes pour de fortes ionisations, 40% des signaux recueillis les plus élevés ne sont pas pris en compte. En fait, cette perte d'énergie, proportionnelle au nombre d'électrons d'ionisation, ne permet pas toujours de distinguer les différents types de particules. On peut voir sur la Fig.2.2 que la mesure du dE/dx est très utile pour identifier des particules de faible impulsion mais que par contre, pour des particules ayant 1 à 2 GeV/c d'impulsion, la mesure du dE/dx ne suffit plus pour séparer les π, les p et les K; d'autre part, à partir de 10 GeV/c d'impulsion, les électrons ne sont plus distinguables des autres particules chargées.

Cette façon d'identifier est donc limitée; l'utilisation des calorimètres électromagnétique et hadronique va permettre une identification plus complète des électrons et des muons.

- Photons et électrons (ECAL)

L'identification des photons et des électrons se fait grâce au calorimètre électromagnétique (ECAL). Ce calorimètre est composé de 12 modules trapézoïdaux pour le barrel et 2$\times$12 en forme de pétale pour les bouchons. Chacun de ces modules est composé de 45 couches de plomb alternées avec des couches instrumentées. Les parties instrumentées sont des chambres proportionnelles parcourues par des fils portés à haute tension, et séparées par une feuille isolante d'un plan cathodique formé par des carreaux en cuivre de 3cm sur 3cm.

Pour la lecture des signaux, ces carreaux sont en plus regroupés en tours pointant vers le point d'interaction, chaque tour couvrant dans le barrel un angle solide constant correspondant à environ $1^o\times1^o$. L'épaisseur de ce calorimètre correspond à 22 longueurs de radiation et les tours sont en plus subdivisées en trois niveaux (dits "stacks") correspondant à 4, 9 et 9 longueurs de radiation.

Le ECAL couvre une zone angulaire importante ($|\cos\theta| < .98$) et sa granularité est très fine (73728 tours). Les jonctions entre deux modules ne représentant que 2% du barrel et 6% des bouchons.

Les photons et les électrons interagissent avec les différentes couches de plomb (les photons se convertissant en paires e^+e^-, les électrons rayonnant des photons par Bremsstrahlung) et la résolution en énergie due à l'incertitude statistique sur le nombre d'électrons collectés est typiquement $\sigma_E \sim 18\%\sqrt{E}$.

Lorsqu'un photon ou un électron pénètre dans le ECAL, le nombre de paires ou de photons de Bremsstrahlung augmente exponentiellement et, en moyenne, la gerbe électromagnétique est maximum au milieu du calorimètre. De plus, les processus de création de paires et de Bremsstrahlung étant dominant dans la direction de la particule incidente, le développement transverse de cette gerbe est limité à quelques centimètres autour de son axe. Les hadrons peuvent aussi commencer le développement d'une gerbe dans le ECAL mais ils interagissent en général plus tard et la forme de leur gerbe est très différente de celle d'une gerbe électromagnétique.

Pour exploiter ces différents profils de gerbe, on construit deux estimateurs qui vont permettre de séparer les électrons des hadrons. Le premier, R_T, est basé sur la forme transverse de la gerbe, le second,R_L, sur sa forme longitudinale.

R_T refléte la compacité de la gerbe électromagnétique. Il est défini par le rapport de l'énergie totale E_4 mesurée dans les quatre tours adjacentes à l'extrapolation de la trace dans le ECAL, et de l'impulsion p de la trace chargée mesurée dans la TPC

$$R_T = \frac{E_4/p - < E_4/p >}{\sigma_{E_4/p}} ,$$

$< E_4/p >$ étant la fraction d'énergie moyenne déposée par un électron dans les quatre tours autour de son point d'impact dans le ECAL, et $\sigma_{E_4/p}$ la résolution attendue pour ce rapport. La quantité $< E_4/p >$ ne dépend pas de l'impulsion de l'électron et vaut 0.85 dans le barrel et 0.89 dans les ends-caps.

Le second estimateur R_L, est basé sur l'inverse de la position moyenne de la déposition d'énergie longitudinale d'une gerbe, notée X_L et définie par

$$X_L = \frac{E_4}{\sum_{i=1}^{3} E_4^i S^i}$$

où E_4^i (i=1,2,3) est l'énergie déposée dans les quatre tours adjacentes à l'extrapolation de la trace dans le stack i, et S^i la position moyenne de la gerbe dans chaque stack. R_L est alors défini par

$$R_L = \frac{X_L - < X_L >}{\sigma_{X_L}}$$

où $< X_L >$ est la valeur de X_L pour les électrons et σ_{X_L} sa résolution. R_L estime donc le degré de ressemblance entre le profil longitudinal observé d'une gerbe et celui attendu pour les électrons.

Pour les photons, la direction utilisée pour le calcul de ces deux estimateurs est celle du barycentre des tours, en supposant que le point de production est le point d'interaction.

Ces deux estimateurs sont par construction centrés en zéro pour les électrons. La distribution, pour 50000 événements, de R_L en fonction de R_T est présentée Fig.2.3 pour les particules chargées de plus de 5 GeV/c; la contribution des électrons et des hadrons apparait clairement.

- Hadrons et muons (HCAL et chambres à muons)

Le calorimètre hadronique (HCAL) placé derrière la bobine est utilisé pour mesurer l'énergie des hadrons, et participe aussi au système d'identification des muons. Le HCAL est divisé en 24 modules trapézoïdaux pour le barrel et 6 modules en forme de pétale pour chaque bouchon. Ces modules sont composés de 23 plaques de fer de 5 cm d'épaisseur intercalées avec des plans de tubes streamer et des plans cathodiques pour la détection. Le centre de chaque module doit contribuer à la rigidité mécanique de l'ensemble du détecteur et n'est pas instrumenté; dans les bouchons, plusieurs zones sont destinées au passage de câbles électriques. Toutes ces zones mortes pour la détection représentent 3.4% de chaque module du barrel et 6% de chaque pétale.

Les interactions nucléaires entre les hadrons incidents et les noyaux du fer sont à l'origine de gerbes hadroniques. Pour donner un ordre de grandeur, il faut typiquement cinq longueurs d'interaction pour que la gerbe d'un hadron d'énergie inférieure à 40 GeV se développe entièrement. L'épaisseur totale des 23 plaques de fer (120 cm) correspond à 7.2 longeur d'interaction à 90^o. De plus, un hadron incident transférant environ la moitié de son énergie à des hadrons secondaires, produits avec une impulsion transverse typique de l'ordre de 500 MeV, les gerbes hadroniques tendent à être plus étendues latéralement que les gerbes électromagnétiques.

La lecture se fait là aussi en tours projectives (4788 tours) couvrant typiquement $3.7^o \times 3.7^o$ (ce qui correspond à 4×4 tours du calorimètre électromagnétique). La lecture des signaux sur les pads fournit une mesure de l'énergie avec une résolution $\sigma_E \sim 80\% \sqrt{E}$ pour une gerbe hadronique.

D'autre part, les signaux digitaux des tubes streamer touchés fournissent une projection en deux dimension de la déposition d'énergie, utilisée dans l'identification des muons.

L'identification des muons utilise donc d'une part les possibilités de détection du calorimètre hadronique, d'autre part les informations des deux chambres à μ placées derrière le HCAL. Ces chambres à μ sont composées de deux double-plans de tubes streamer et fournissent les coordonnées bidimensionnelles des traces ayant traversé tout le détecteur.

Un muon peut alors être identifié par une trace pénétrante dans le HCAL ayant un développement transverse très faible et associée à une trace dans les chambres à μ, les critères utilisés pour définir une trace pénétrante étant : $N_{fire}/N_{exp} > 0.4$, $N_{exp} > 10$ et $N_{10} > 4$ où N_{fire}, N_{exp} et N_{10} sont respectivement le nombre de plans de tubes allumés, le nombre de plans allumés attendus et le nombre de plans allumés parmi les dix derniers.

En fait, pour tenir compte des zones mortes du HCAL et du fait que l'énergie de certains μ peut être faible, l'identification d'un muon n'exige pas que toutes ces conditions soient remplies. On peut par exemple demander simplement que les deux chambres à μ

Figure 2.2: Distribution du dE/dx mesuré en fonction de l'impulsion des particules pour un échantillon d'environ 40000 traces. La forme théorique est indiquée pour les électrons, les μ, les π, les K et les protons.

Figure 2.3: Distribution de R_L en fonction de R_T pour les particules d'impulsion supérieure à 5 GeV/c pour 50000 événements hadroniques.

voient la trace, ce qui permet de ne pas perdre les muons passant dans une zone morte du HCAL. Ou, afin de ne pas perdre des muons de faible énergie, on peut demander, en plus des critères précédents, qu'au moins un plan parmi les trois derniers du HCAL détecte une trace, sans demander de critère concernant les chambres à μ.

Un hadron neutre est identifié par une déposition d'énergie dans le HCAL non associée à une trace dans les autres sous-détecteurs. Le cas des π^0 est différent puisqu'ils se désintègrent en deux photons. Un π^0 sera donc identifié par un amas d'énergie correspondant à deux photons dans le ECAL. Néanmoins lorsque l'énergie du π^0 augmente, l'angle entre les deux photons diminue et il devient difficile de les distinguer.

2.3 Généralités communes aux analyses

2.3.1 Quelques définitions

Pour toutes les analyses décrites dans les sections 4 et 5, le terme "trace" désigne une trace ayant au moins quatre points TPC et dont l'origine est à l'intérieur d'un cylindre coaxial avec l'axe des faisceaux, centré au point d'interaction, de rayon 2 cm et de longueur 20 cm. Deux traces provenant d'un V^0 reconstruit (un V^0, qui est défini par un vertex détaché de deux particules de charges opposées, peut provenir des processus $\gamma \to e^+e^-$, $K_S^0 \to \pi^+\pi^-$ ou $\Lambda \to p\pi^-$) sont considérées comme "trace" si la direction reconstruite pointe vers le point d'interaction.

Nous appelons lepton toute trace identifiée soit comme un électron soit comme un muon. Les électrons sont sélectionnés en demandant $R_T > -3$ et $| R_L |< 3$. Et pour identifier un muon, on demande qu'une trace soit vue dans les deux chambres à μ, ou bien, qu'en plus des critères sur les quantités N_{fire},N_{exp} et N_{10} décrits dans la section 2.2, un des trois derniers plans du HCAL détecte la trace.

Les états finals recherchés dans les sections 4 et 5 étant caractérisés par leur énergie chargée, hadronique, neutre, ou manquante, les informations des calorimètres jouent un rôle particulièrement important. Après avoir localisé dans les calorimètres les différents groupes de tours ayant détecté de l'énergie (un groupe est appelé "cluster d'énergie"), les traces chargées sont extrapolées jusqu'aux calorimètres et associées avec ces clusters pour former ce qu'on appellera un objet. Les différents objets que nous utiliserons sont définis par l'algorithme de reconstruction du flux d'énergie ("Energy Flow") de la façon suivante :

– Toutes les traces définies ci-dessus sont comptées comme **énergie chargée**. Les traces identifiées comme électron ou muon forment l'**énergie leptonique**.

– Les photons sont comptés comme énergie électromagnétique neutre, appelée ici **energie photonique**.

– L'énergie restant à ce niveau est l'**énergie hadronique neutre**. La proportion d'énergie neutre associée à une gerbe hadronique est déterminée en fonction des objets déjà identifiés: en appelant E_e l'énergie électromagnétique non associée à un photon ou à un électron, E_h l'énergie du HCAL non associée à des muons et E_c l'énergie des objets chargés associés à cette gerbe et non identifiés comme électron ou muon, la quantité $E_h + rE_e - E_c$ est alors comptée comme énergie hadronique neutre (r étant le rapport de la réponse du ECAL aux électrons et de sa réponse aux pions) si elle dépasse la fluctuation moyenne attendue sur la mesure des calorimètres et si elle est supérieure à 500 MeV.

– Enfin, l'**énergie totale** est définie comme la somme de l'énergie chargée, de l'énergie photonique et de l'énergie hadronique neutre.

Les événements sont divisés en deux hémisphères par un plan perpendiculaire à l'axe de poussée (couramment appelé axe du thrust): l'axe du thrust d'un événement est celui sur lequel la projection des impulsions de toutes les traces et de tous les objets neutres est maximum. La variable thrust, normalisée pour être comprise entre 0.5 et 1, mesure la valeur de cette projection ou, de façon plus qualitative, le caractère plus ou moins sphérique des événements.

Dans chacun des deux hémisphères, on calcule ensuite la direction de la somme de toutes les impulsions. L'acolinéarité est l'angle entre ces deux directions, l'acoplanarité l'angle entre les deux projections de ces directions dans le plan transverse à l'axe des faisceaux.

2.3.2 Les divers bruits de fond

Les critères de sélection des différentes analyses sont basés sur des échantillons simulés de processus strandards. La Table 2.1 présente la liste de tous les processus générés qui ont été utilisés.

Les processus à quatre fermions présentés dans cette Table sont appelés événements $\ell\ell V$; ils ont été étudiés en détail dans les références [27] et [28]. La section efficace de production $e^+e^- \to \ell^+\ell^- f\bar{f}$ est dominée par les deux diagrammes schématisés sur la Fig.2.4. Ces processus $\ell\ell V$ constituent un bruit de fond pour la plupart des signaux supersymétriques recherchés dans les sections 4 et 5.

La simulation de tous ces processus standard est une simulation complète du détecteur et la statistique de ces échantillons est en général au moins égale à celle des données collectées de 1989 à 1993.

2.3.3 Le générateur des signaux supersymétriques

Afin de déterminer les critères de sélection et les efficacités, nous avons écrit un générateur Monte Carlo spécialement pour les analyses décrites dans les sections 4 et 5. Ce générateur simule les processus de production $e^+e^- \to \chi\chi$, $\tilde{\ell}^+_{R,L}\tilde{\ell}^-_{R,L}$, $\tilde{\nu}_L\tilde{\nu}_L$, $\tilde{q}_{R,L}\bar{\tilde{q}}_{R,L}$, les distributions

Processus généré	N_{MC}/N_{89-93}
$e^+e^- \to \tau^+\tau^-$	3.5
$e^+e^- \to e^+e^-$	0.54
$e^+e^- \to \mu^+\mu^-$	3.6
$e^+e^- \to e^+e^-\mu^+\mu^-$	5.3
$e^+e^- \to e^+e^-e^+e^-$	3.7
$e^+e^- \to e^+e^-\tau^+\tau^-$	9.5
$e^+e^- \to \mu^+\mu^-\mu^+\mu^-$	27.1
$e^+e^- \to \mu^+\mu^-\tau^+\tau^-$	28.5
$e^+e^- \to \tau^+\tau^-\tau^+\tau^-$	295
$\gamma\gamma \to e^+e^-$	1.15
$\gamma\gamma \to \mu^+\mu^-$	1.21
$\gamma\gamma \to \tau^+\tau^-$	1.26
$e^+e^- \to q\bar{q}$	0.73
$e^+e^- \to e^+e^-q\bar{q}$	> 15
$e^+e^- \to \mu^+\mu^-q\bar{q}$	> 15
$e^+e^- \to \tau^+\tau^-q\bar{q}$	> 20
$\gamma\gamma \to q\bar{q}$	0.4

Tableau 2.1: Liste des principaux échantillons de bruits de fond utilisés dans les recherches de particules supersymétriques. N_{MC} est le nombre d'événements générés, N_{89-93} est le nombre d'événements attendus de 1989 à 1993 pour le processus considéré.

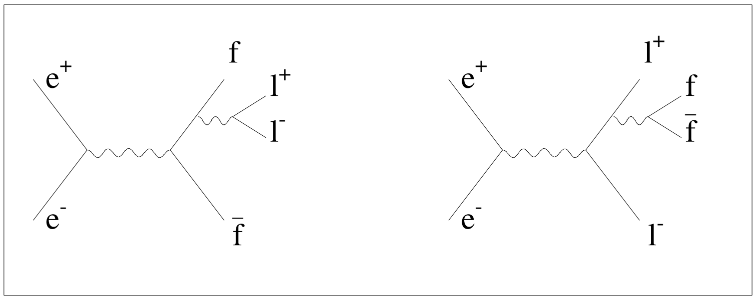


Figure 2.4: Diagrammes dominants dans la production $e^+e^- \to \ell^+\ell^- f\bar{f}$. Les lignes ondulées représentent l'échange d'un Z ou d'un γ.

angulaires tenant compte des éléments de matrice et des facteurs d'espace de phase. Les corrections radiatives dans l'état initial sont aussi simulées.

Par définition, un sfermion droit (respectivement gauche) se couple à un fermion droit (respectivement gauche); en conséquence, lorsque les sfermions se désintègrent en $f\chi$, le neutralino χ est complètement polarisé. Les différentes valeurs de cette polarisation sont explicitement prises en compte dans le générateur; par exemple : si $\tilde{f}_R \rightarrow \chi f$ alors $\chi_{pol} = +1$.

Le programme de désintégration `DECCHI` des neutralinos n'a pas pour but le calcul de la durée de vie du χ, les valeurs des λ_{ijk} étant inconnues. Mais l'élément de matrice y est tout de même calculé de manière à reproduire les distributions angulaires et les distributions en énergie des leptons de désintégration.

`DECCHI` désintègre un neutralino χ de masse m_χ, de durée de vie τ_χ, de polarisation S_χ, via un sfermion de masse $m_{\tilde{f}}$.

Pour la génération d'un processus supersymétrique, on peut donc choisir le canal que l'on souhaite rechercher (neutralinos, squarks, sleptons, sneutrinos), le type de constante λ ou λ' violant la R-parité et le triplet (i,j,k) qui déterminera le type d'état final dans la désintégration du χ, et enfin la durée de vie τ_χ. Dans toutes nos analyses, les événements sont générés avec $\tau_\chi = 0$.

2.4 Recherche de paires de χ

2.4.1 Signal et topologies

Une paire de neutralino χ est produite par annihilation e^+e^- à $\sqrt{s} = M_Z$. La distribution angulaire de ce processus est proportionnelle à $1 + \cos^2\theta$, où θ est l'angle entre l'un des χ et l'axe de la collision, dans le centre de masse de la réaction.

Chacun des deux χ se désintègre en deux leptons $\ell^+\ell^-$ et un neutrino ν, la constante du couplage violant la R-parité étant λ_{ijk}. Deux topologies sont à considérer pour cette recherche : l'une où les masses des χ sont élevées, l'autre pour les basses masses de χ. Ces deux configurations sont présentées sur la Fig. 2.5. Ces topologies étant très différentes, deux analyses séparées seront effectuées.

Pour chacune des analyses, les efficacités seront évaluées pour deux cas particuliers du triplet (i,j,k). Le premier triplet correspondra aux valeurs d'efficacité les plus hautes, le second aux valeurs les plus basses.

Dans la première configuration, (i,j,k) vaut $(1,2,2)$. Ces événements contiennent quatre leptons et peu d'énergie manquante due uniquement aux neutrinos issus de la désintégration des χ. Les différents états finals sont dans ce cas :

$$(2\times)\begin{cases} \overline{\nu}_e\mu^+\mu^- \\ \overline{\nu}_\mu e^+\mu^- \\ \nu_e\mu^-\mu^+ \\ \nu_\mu e^-\mu^+ \end{cases}$$

La deuxième configuration correspond à $(i,j,k) = (1,3,3)$. Ces événements ne sont pas composés exclusivement de leptons, et ont plus de quatre traces chargées dès que les τ se désintègrent en trois ou cinq particules chargées. En plus, ces états finals ont plus d'énergie manquante que les précédents à cause de l'énergie emportée par les neutrinos de désintégration des τ. Ici, les différents états finals sont :

$$(2\times)\begin{cases} \overline{\nu}_e\tau^+\tau^- \\ \overline{\nu}_\tau e^+\tau^- \\ \nu_e\tau^-\tau^+ \\ \nu_\tau e^-\tau^+ \end{cases}$$

On verra par la suite que les critères de sélection favoriseront la première configuration et défavoriseront la seconde. Afin de rester le plus conservatif possible, c'est la plus faible des efficacités qui sera utilisée pour les conclusions. De cette façon, les résultats resteront valables quel que soit le triplet (i,j,k).

2.4.2 Présélection

Pour les deux analyses (haute et basse masse de neutralinos), on présélectionne les événements contenant exactement quatre traces et de charge totale nulle. On demande qu'il n'y ait pas d'énergie déposée dans un cône de 12 degrés autour de l'axe de la collision, et aucune trace dans un cône de 18 degrés autour de ce même axe. Enfin, pour réduire la contamination des événements $\gamma\gamma$, la masse visible doit être supérieure à 15 GeV.

A ce niveau, les principaux bruits de fond attendus sont : environ 21000 événements $\tau^+\tau^-$, 300 $q\overline{q}$, 7000 e^+e^- et $\mu^+\mu^-$ et environ 350 événements $\ell\ell V$. Dans les données, 30024 événements sont sélectionnés.

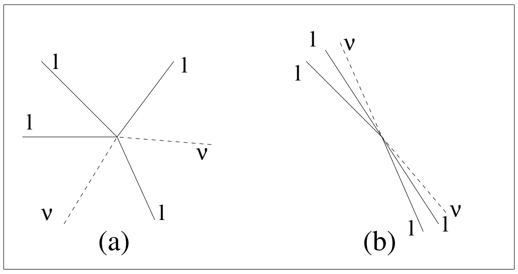


Figure 2.5: Les deux topologies d'un signal de production d'une paire de χ (a) pour une grande masse m_χ, (b) pour une petite masse m_χ.

2.4.3 Analyse haute masse

La section efficace de production d'une paire de neutralinos tombe très rapidement à zéro lorsqu'on s'approche de la limite cinématique ($m_\chi \sim 45$ GeV). Il est donc indispensable de réduire le plus possible le bruit de fond.

Les bruits de fond $\tau^+\tau^-$ et $q\overline{q}$ sont des événements très collimés alors que le signal est composé d'événements plus sphériques. On demande donc que le thrust soit inférieur à 0.95. Les distributions de cette variable sont montrées Fig.2.6 pour les bruits de fond et pour le signal.
Le reste des événements $q\overline{q}$ disparait avec une coupure sur l'énergie hadronique neutre : en effet, les événements de signal avec des taus peuvent contenir un peu d'énergie hadronique neutre si les taus se désintègrent en K_L^0, mais ces modes sont défavorisés par l'angle de Cabibbo et, dans la plupart des cas, les taus vont en leptons ou en pions [29]. Au contraire, puisque les événements $q\bar{q}$ sélectionnés à ce niveau sont de faible multiplicité chargée (quatre traces chargées), ils vont avoir tendance à contenir beaucoup d'énergie hadronique neutre. Ainsi, demander moins de 10 GeV d'énergie hadronique neutre permet de réduire le bruit de fond hadronique sans perdre en efficacité. Les distributions de cette quantité sont montrées Fig.2.7 pour le bruit de fond et pour le signal.
Le bruit de fond $\tau^+\tau^-$ restant est rejeté en utilisant le minimum de la masse invariante de tous les triplets que l'on peut former dans un événement. Dans les événements $\tau^+\tau^-$ contaminant, les taus se désintègrent en une branche d'un coté, et en trois branches de l'autre. Ainsi il va exister une combinaison de trois traces dont la masse invariante sera inférieure à la masse d'un tau. La valeur de la coupure est choisie à 1.5 GeV. Les distributions de cette masse invariante sont montrées Fig.2.8 pour le bruit de fond $\tau^+\tau^-$ et pour le signal.

A ce niveau le principal bruit de fond restant sont les événements à quatre fermions. Il faut distinguer alors deux types d'événements $\ell\ell V$: ceux contenant des τ et ceux n'en contenant pas.

L'acolinéarité est utilisée pour éliminer les événements à quatre fermions sans lepton τ. En effet, la plupart des quatre fermions sans lepton τ sont des événements très colinéaires puisqu'aucune énergie n'est perdue, tandis que les événements de signal sont acolinéaires lorsque la masse des χ est élevée. On sélectionne les événements dont l'angle d'acolinéarité est inférieur à 165 degrés.
Les quatre fermions sans τ restant sont des événements avec un photon dans l'état initial s'échappant sans être détecté. Ces événements sont acolinéaires et passent la coupure précédente. Mais dans un événement de signal, les quatre traces tendent à se partager équitablement l'énergie, alors qu'une ou deux traces emportent plus d'énergie que les autres dans un événement de bruit de fond. Demander que l'énergie de la trace la plus énergique soit inférieure à 25 GeV permet de rejeter le reste de ce bruit de fond. Les Fig. 2.9 et 2.10 montrent les distributions de l'acolinéarité et de l'énergie de la trace la plus énergique (E_{max}^{trace}), pour le bruit de fond et pour le signal.

La dernière contamination provient des quatre fermions avec des leptons τ. A cause des neutrinos de désintégration des τ, ces événements sont acolinéaires et l'énergie de la trace la plus énergique tend à être petite. Pour réduire ce bruit de fond, on utilise la variable $M_{min}^{2-traces}$ définie comme le minimum de la masse invariante de toutes les combinaisons de deux traces que l'on peut former dans un événement. Ainsi, pour éliminer les événements $\ell\ell V$ où la masse invariante des deux particules formant le "V" est petite, on sélectionne les événements pour lesquels $M_{min}^{2-traces}$ est supérieure à 1.25 GeV. Les distributions de cette quantité sont montrées Fig.2.11 pour tous les bruits de fond restant à ce niveau de la sélection et pour le signal. On peut aussi voir sur la Fig.2.12 la topologie caratéristique d'un événement à quatre fermions. Le bruit de fond quatre fermions avec τ est bien réduit; néanmoins, après toutes ces coupures, on attend encore 1.3 événements de ce type ($e^+e^-\tau^+\tau^-$ ou $\mu^+\mu^-\tau^+\tau^-$).

Aucun événement n'est sélectionné dans les données. Les différentes distributions des variables utilisées sont montrées Fig.2.13 pour les données. Pour une masse de χ de 45 GeV/c^2, l'efficacité de sélection est de 27% dans le cas le plus défavorable où λ_{133} est dominant et de 67% lorsque λ_{122} est dominant.

2.4.4 Analyse basse masse

Pour cette analyse, on sélectionne les événements ayant deux traces par hémisphère; on demande que la charge de chaque hémisphère soit nulle, que les angles entre la somme des impulsions de chaque hémisphère et l'axe des faisceaux soient supérieurs à 40 degrés, que l'événement contienne au moins deux leptons. Enfin, on demande que l'énergie hadronique neutre soit inférieure à 10 GeV.

Après cette sélection, les bruits de fond résiduels sont des événements à quatre fermions et quelques événements e^+e^-, $\mu^+\mu^-$ et $\tau^+\tau^-$ avec une paire convertie.
Pour rejeter les quatre fermions sans τ, on demande que la masse totale visible soit inférieure à 80 GeV. Les quatre fermions avec des leptons τ sont rejetés en utilisant la

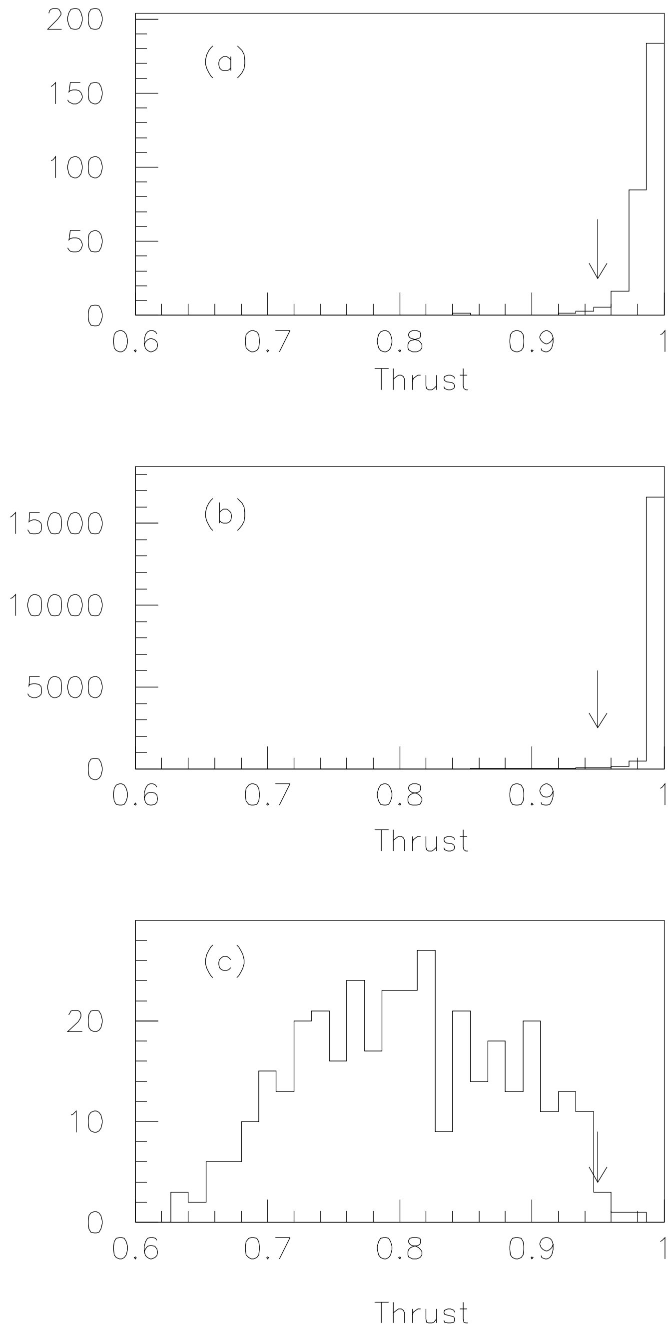


Figure 2.6: Distributions du thrust pour : (a) le bruit de fond $q\bar{q}$, (b) le bruit de fond $\tau^+\tau^-$, (c) un signal dans la configuration λ_{133} dominant et $m_\chi = 45$ GeV.

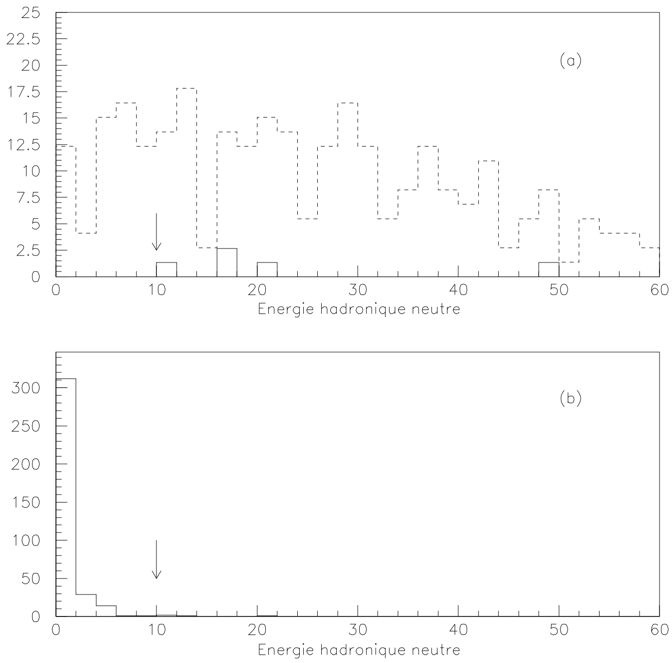


Figure 2.7: Distributions de l'énergie hadronique neutre pour : (a) le bruit de fond $q\bar{q}$, en pointillés avant la coupure sur le thrust, en traits pleins après la coupure sur le thrust, (b) un signal dans la configuration λ_{133} dominant et $m_\chi = 45$ GeV.

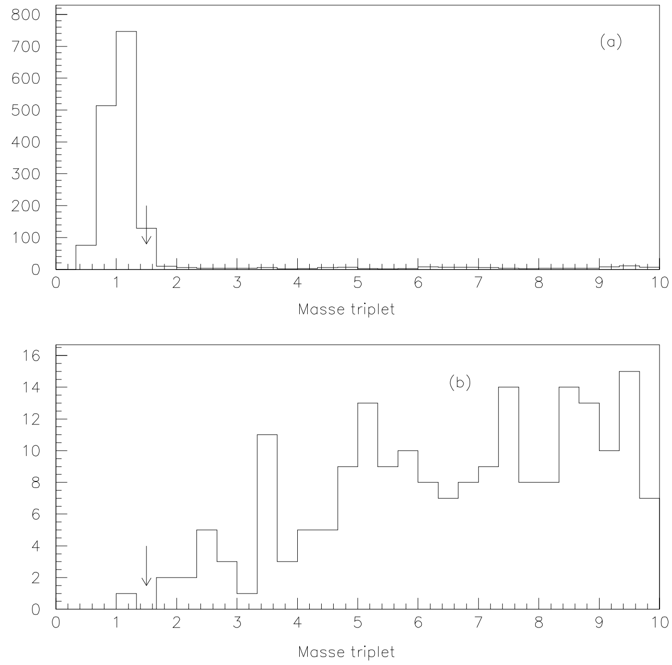


Figure 2.8: Distributions du minimum de la masse invariante de tous les triplets de traces pour : (a) le bruit de fond $\tau^+\tau^-$, (b) un signal dans la configuration λ_{133} dominant et $m_\chi = 45$ GeV.

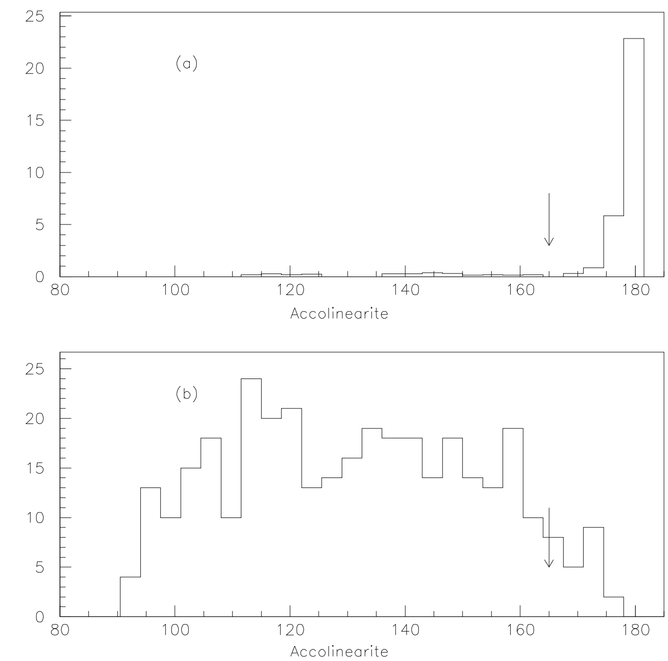


Figure 2.9: Distributions de l'acolinéarité pour : (a) le bruit de fond *eeee* $ee\mu\mu$ $eeq\overline{q}$, (b) un signal dans la configuration λ_{133} dominant et $m_\chi = 45$ GeV.

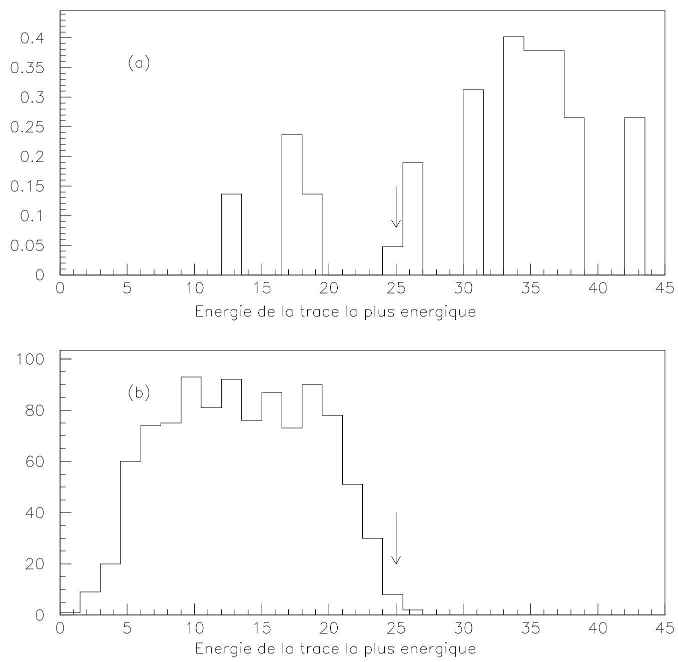


Figure 2.10: Distributions de l'énergie de la trace la plus énergique pour : (a) le bruit de fond *eeee* $ee\mu\mu$ $eeq\overline{q}$, (b) un signal dans la configuration λ_{133} dominant et $m_\chi = 45$ GeV.

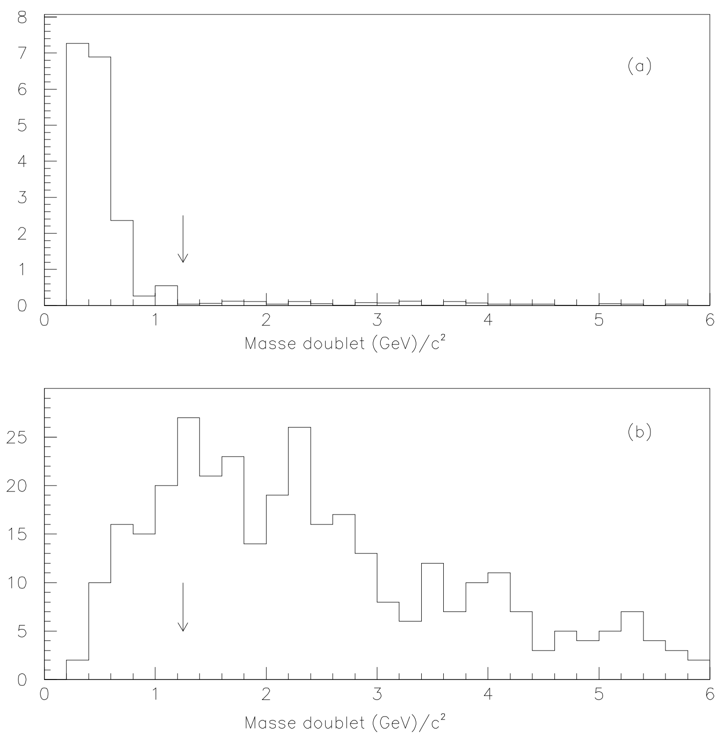


Figure 2.11: Distributions du minimum de la masse invariante de toutes les combinaisons de deux traces pour : (a) le bruit de fond $ee\tau\tau$ $\mu\mu\tau\tau$ $\tau\tau\tau\tau$, $eeee$ $ee\mu\mu$ $eeq\overline{q}$ et $\tau^+\tau^-$, (b) un signal dans la configuration λ_{133} dominant et $m_\chi = 45$ GeV.

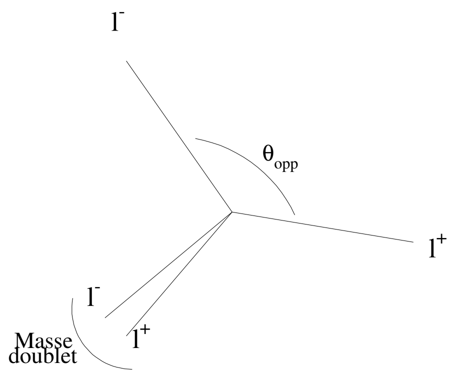


Figure 2.12: Topologie caractéristique du bruit de fond $\ell\ell$V.

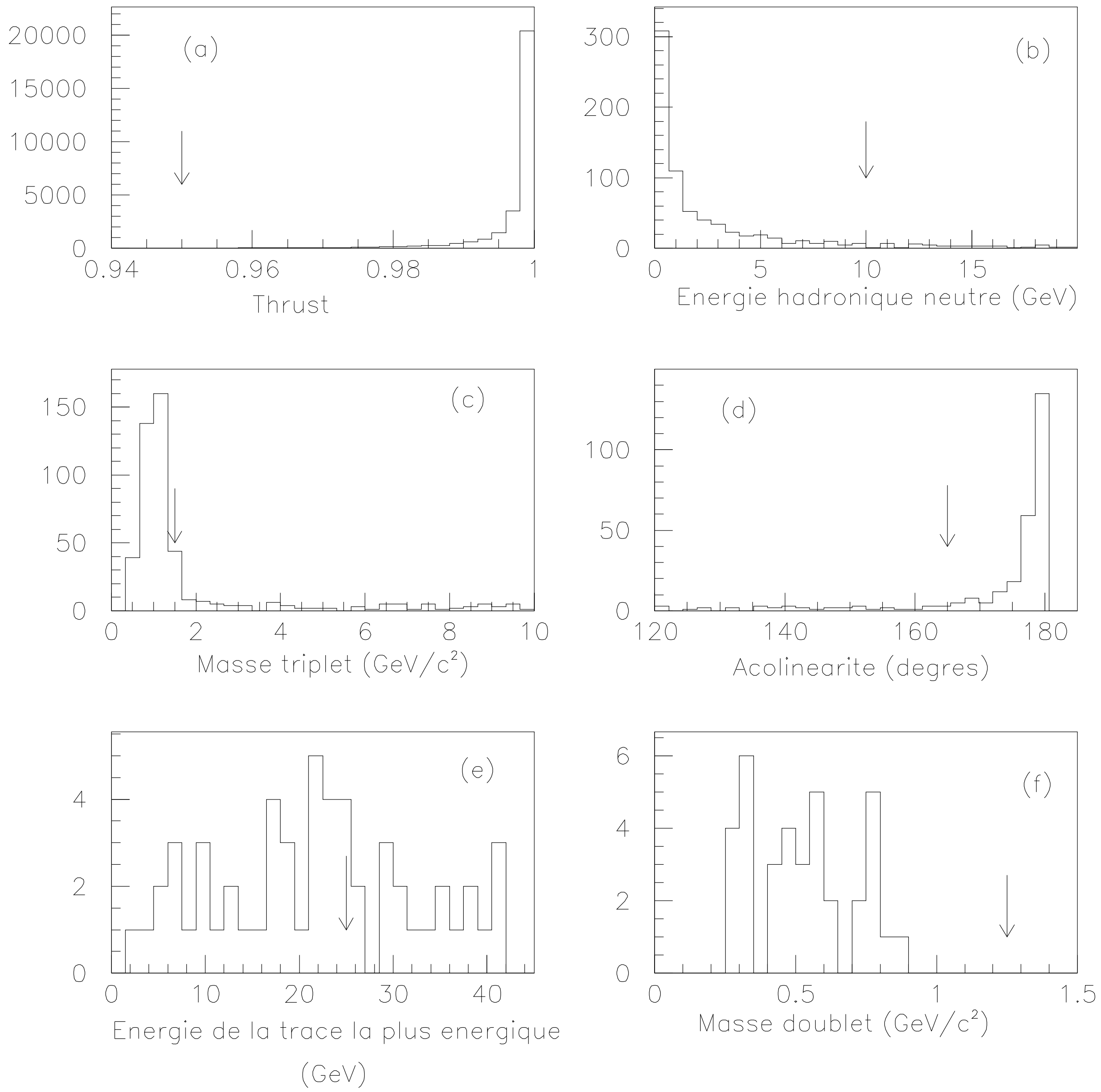


Figure 2.13: Distributions illustrant la recherche de χ de haute masse pour les données. Toutes ces distributions sont faites après avoir fait les coupures sur les variables précédentes : (a) le thrust, (b) l'énergie hadronique neutre, (c) le minimum de la masse de tous les triplets de traces, (d) l'angle d'acolinéarité, (e) l'énergie de la trace la plus énergique, (f) le minimum de la masse de tous les doublets de traces.

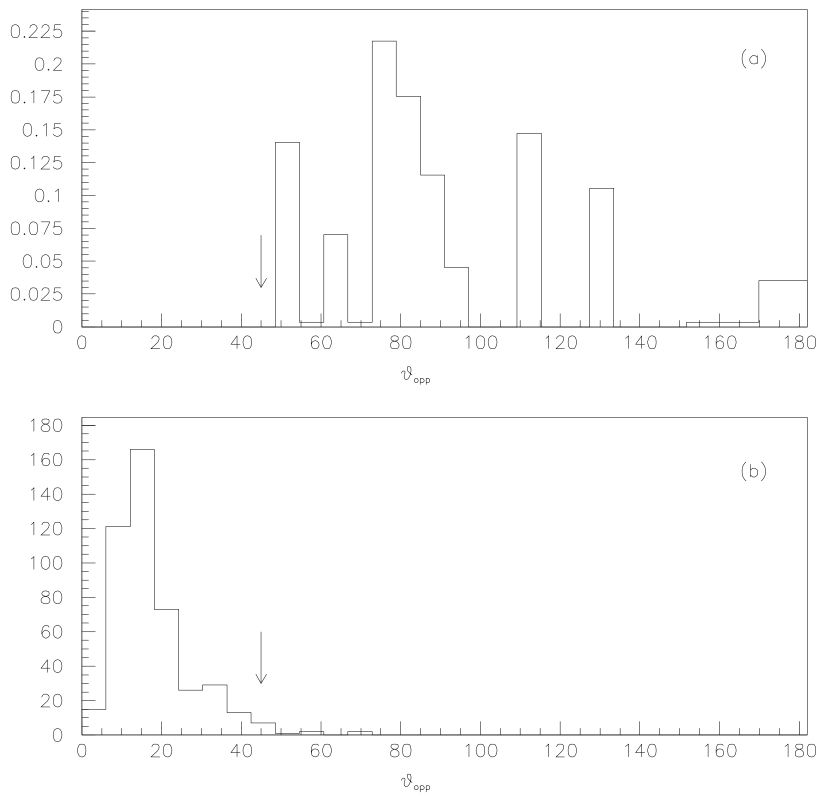


Figure 2.14: Distributions de l'angle opposé à la paire V, pour : (a) le bruit de fond $ee\tau\tau$ $\mu\mu\tau\tau$ $\tau\tau\tau\tau$, (b) un signal dans la configuration λ_{133} dominant et $m_\chi = 5$ GeV.

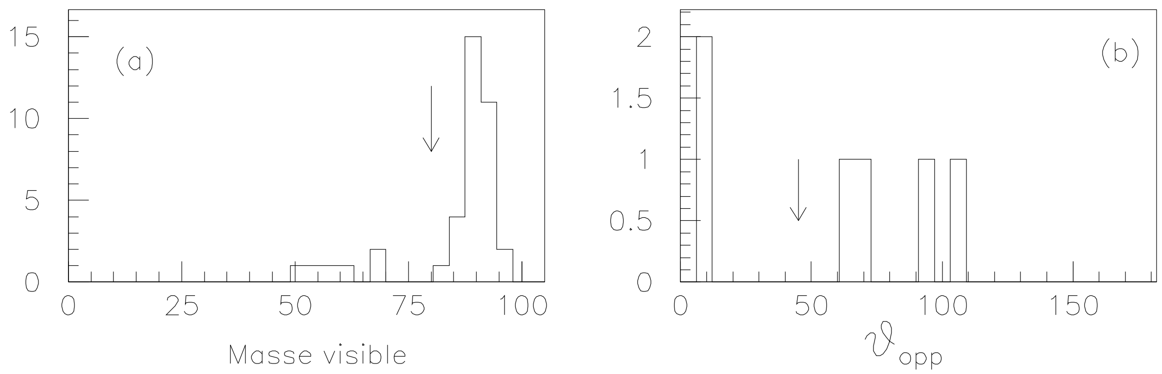


Figure 2.15: Distributions marginales de la masse visible totale et de l'angle opposé à la paire V, pour toutes les données.

quantité θ_{opp} définie comme étant l'angle opposé au plus petit des angles formés par deux traces quelconques (ou plus simplement, l'angle opposé à la paire V). Cette variable est schématisée sur la Fig.2.12. On sélectionne les événements ayant un angle θ_{opp} inférieur à 45^o. La Fig.2.14 montre ces distributions pour les différents bruits de fond et pour un signal.
Enfin, pour éliminer les paires converties restant après toutes ces coupures (environ 1.9 événements de bruit de fond $\tau^+\tau^-$ pour 2 événements sélectionnés dans les données), on ne peut pas simplement demander qu'il n'y ait pas de paire car l'efficacité dans des configurations où le χ serait de très basse masse (quelque centaines de MeV) deviendrait presque nulle. En effet dans ces configurations, le χ se désintègre en deux leptons et la topologie est alors similaire à celle de deux paires converties. Ainsi, on sélectionne les événements contenant au moins quatre leptons, ou bien ne contenant pas d'électron de paire. On appelle ici paire convertie deux traces dont au moins une est identifiée comme électron, et séparées par un angle inférieur à 8 degrés.

Après ces coupures, aucun événement n'est sélectionné dans les données et on n'attend aucun événement de bruit de fond. Les distributions de la masse visible et de θ_{opp} sont montrées Fig.2.15 pour toute la statistique de données. L'efficacité de sélection est de 29% pour une masse de neutralino de 5 GeV/c^2 lorsque la constante λ_{133} est dominante et de 54% dans le cas λ_{122} dominant.

Pour les masses de χ intermédiaires, l'efficacité obtenue en combinant les deux types de sélection (haute et basse masse) n'est jamais inférieure à 18%, valeur obtenue pour une masse de χ de 10 GeV/c^2 et le triplet (i,j,k) égal à $(1,3,3)$.

2.5 Recherches de sfermions

Comme il sera discuté plus tard, la recherche précédente ne contraint pas nécessairement la masse du neutralino χ; car si celui-ci est essentiellement jaugino plutôt que higgsino, il est alors très faiblement couplé au Z. Dans ce genre de situation, les recherches doivent être dirigées vers des particules supersymétriques plus lourdes, telles que les sfermions.

Dans le modèle de violation de la R-parité utilisé ici, les sleptons et les squarks, produits en paires par annihilation e^+e^-, peuvent de désintégrer suivant deux modes différents. L'un conserve la R-Parité (désintégration de jauge) $\tilde{f}_i \longrightarrow f_i\ \chi$, le couplage étant un couplage de jauge ($k_{\tilde{f}f\chi}$), l'autre viole la R-Parité $\tilde{f}_i \longrightarrow f_j\ \nu$ via la constante de couplage λ. Mais les signatures du canal violant la R-parité sont identiques à celles du premier canal conservant la R-parité, le neutrino de l'état final jouant le rôle de la LSP; ces topologies ayant déjà été analysées dans le cadre des recherches standard de particules supersymétriques, il n'est pas nécessaire de les considérer. On ne recherchera donc que des signaux de sleptons et de squarks se désintégrant suivant le premier mode (désintégration de jauge) : $\tilde{f} \longrightarrow f\ \chi$, le fermion de désintégration ayant la même saveur que le sfermion initial produit. Pour les sneutrinos, l'argument précédent ne s'applique plus et les deux modes de désintégration sont à considérer, à savoir : $\tilde{\nu} \longrightarrow \nu\,\chi$ (désintégration de jauge) le χ allant ensuite en deux leptons et un neutrino, ou bien $\tilde{\nu} \longrightarrow \ell^+\,\ell^-$ (R_P violée).

Enfin, dans le cas particulier du squark top, la désintégration $\tilde{t} \to t\chi$ étant exclue lorsque $m_{\tilde{t}} < m_t$, le fermion et le sfermion n'ont pas la même saveur; les deux stops produits se désintègrent en un quark c et un χ. La durée de vie d'un stop, inférieure de plusieurs ordres de grandeur à la durée de vie d'un quark b, n'a pas été prise en compte.

Les diagrammes de la Fig.2.16 résument le ou les modes de désintégration considérés dans les recherches qui suivent, pour les sleptons, les sneutrinos et le stop.

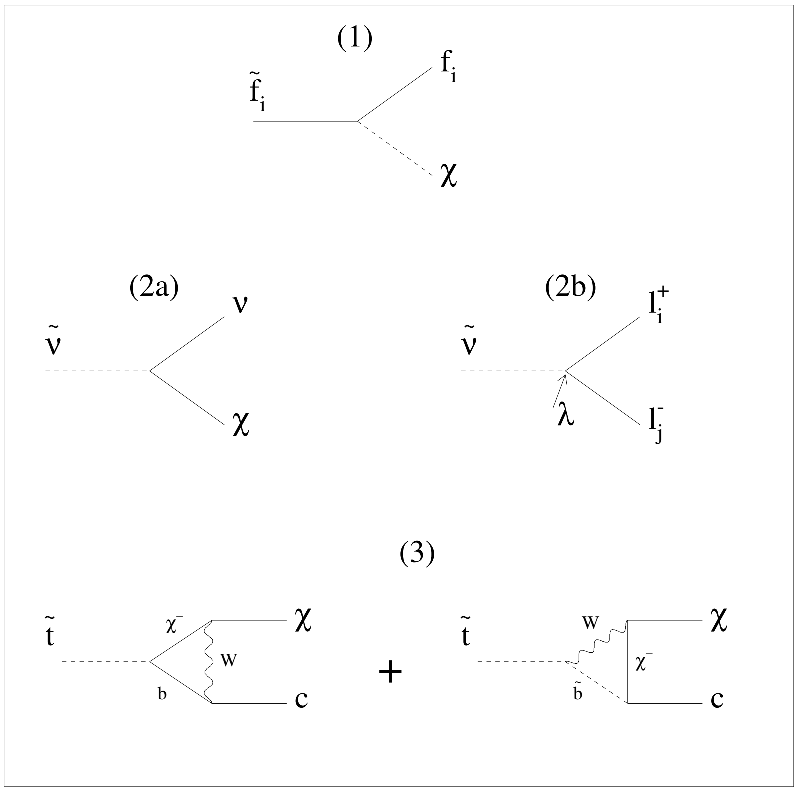


Figure 2.16: Diagrammes de désintégration des sfermions. (1) illustre la désintégration de jauge des sleptons et squarks (autre que le $\tilde{t}$), (2a) et (2b), la désintégration de jauge et la désintégration violant la R-parité des sneutrinos, et (3), les deux diagrammes contribuant à la désintégration d'un stop.

2.5.1 Recherche de sleptons

Deux sleptons $\tilde{\ell}^+$ et $\tilde{\ell}^-$ sont produits via un Z^0, puis se désintègrent en deux leptons ℓ^+ et ℓ^- et deux neutralinos χ, qui eux-mêmes de désintègrent en deux leptons et un neutrino.

Pour illustrer le type d'états finals intervenant ici, prenons un exemple. Supposons que l'on produise uniquement des $\tilde{\tau}$, et que le λ_{ijk} dominant soit λ_{213}. Dans ce cas les états finals possibles sont :

$$\tau\tau \ + \ (2\times)\begin{cases} \overline{\nu}_\mu e^+\tau^- \\ \overline{\nu}_e\mu^+\tau^- \\ \nu_\mu e^-\tau^+ \\ \nu_e\mu^-\tau^+ \end{cases}$$

De la même manière que pour la recherche de neutralinos, les efficacités seront évaluées pour deux configurations extrêmes.
La première, qui sera la plus efficace, correspond à une production de smuons $\tilde{\mu}$ et à λ_{122} dominant; les états finals possibles sont alors :

$$\mu\mu \ + \ (2\times)\begin{cases} \overline{\nu}_e\mu^+\mu^- \\ \overline{\nu}_\mu e^+\mu^- \\ \nu_e\mu^-\mu^+ \\ \nu_\mu e^-\mu^+ \end{cases}$$

Ces événements ont six leptons et un peu d'énergie manquante due aux neutrinos.
La deuxième configuration sera celle utilisée dans les résultats obtenus puisque, comme on le verra, elle fournit l'efficacité la plus basse. Elle correspond à une production de staus $\tilde{\tau}$ et à λ_{133} dominant. Les différents états finals sont :

$$\tau\tau \ + \ (2\times)\begin{cases} \overline{\nu}_e\tau^+\tau^- \\ \overline{\nu}_\tau e^+\tau^- \\ \nu_e\tau^-\tau^+ \\ \nu_\tau e^-\tau^+ \end{cases}$$

Ces événements peuvent avoir plus de six traces chargées lorsque les τ se désintègrent en trois ou cinq particules chargées. Ils contiennent moins de leptons que toute autre configuration. De plus, ces états finals ont plus d'énergie manquante que les précédents, à cause des neutrinos de désintégration des τ.

La Fig. 2.17 montre les trois topologies caractéristiques du signal, en fonction des masses des particules supersymétriques mises en jeu. La première illustre le cas de sleptons et de neutralinos lourds, la seconde, de sleptons lourds et de neutralinos légers et la troisième, le cas de sleptons et de neutralinos légers. On séparera la recherche en deux analyses différentes : l'une adaptée pour les deux premières topologies et l'autre adaptée à la dernière.

Présélection

Pour ces deux analyses, on présélectionne les événements contenant exactement six traces et de charge totale nulle. On demande qu'il n'y ait pas d'énergie déposée dans un cône de 12 degrés autour de l'axe de la collision et aucune trace dans un cône de 18 degrés autour de ce même axe. Enfin la masse visible doit être supérieure à 15 GeV.

A ce niveau, les principaux bruits de fond attendus sont les suivants : environ 3600 événements $\tau^+\tau^-$, 1800 $q\overline{q}$, 150 e^+e^- et $\mu^+\mu^-$, environ 20 événements à quatre leptons avec de l'énergie manquante ($e^+e^-\tau^+\tau^-$, $\mu^+\mu^-\tau^+\tau^-$, $\tau^+\tau^-\tau^+\tau^-$), 20 événements à quatre leptons sans énergie manquante ($e^+e^-e^+e^-$, $\mu^+\mu^-\mu^+\mu^-$,$e^+e^-\mu^+\mu^-$, $e^+e^-q\overline{q}$, $\mu^+\mu^-q\overline{q}$) , environ 20 $\gamma\gamma$ ($\gamma\gamma \longrightarrow q\overline{q}$), et 15 $\tau^+\tau^-q\overline{q}$.
Dans les données, 6021 événements sont sélectionnés sur toute la statistique.

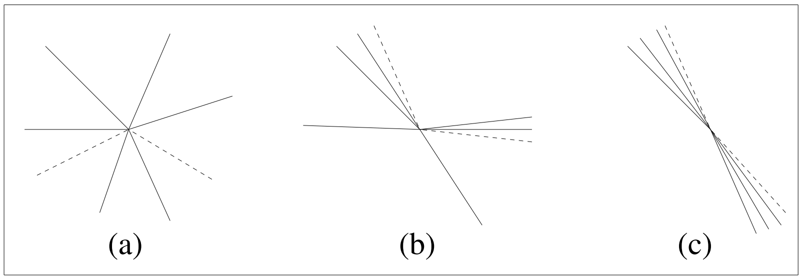


Figure 2.17: Les trois topologies d'un signal de sleptons.

Analyse haute masse

Les bruits de fond $q\overline{q}$ et $\tau^+\tau^-$ sont d'abord réduits par les mêmes coupures sélectionnant des paires de χ : on demande que le thrust soit inférieur à 0.95 et que l'énergie hadronique neutre soit inférieure à 10 GeV.
Les événements $q\overline{q}$ restant à ce niveau disparaissent avec une coupure sur la masse visible totale : les événements de signal ont de l'énergie manquante, mais dans un signal sans lepton τ (lorsque λ_{122} est dominant par exemple), les seuls neutrinos de l'événement étant ceux de la désintégration des neutralinos, la masse visible reste grande; aussi, pour ne pas perdre d'efficacité dans ces configurations, on demande de l'énergie manquante (une masse visible totale inférieure à 70 GeV) seulement si l'événement contient moins de deux leptons.

Le bruit de fond résiduel vient des processus à quatre fermions. Les événements contenant des τ ont une topologie caractéristique schématisée sur la Fig.2.18. La coupure sur la masse minimium de triplet, utilisée dans la recherche de χ, est appliquée pour rejeter ces événements. Cette coupure à 1.5 GeV de masse permet aussi d'éliminer le reste des $\tau^+\tau^-$ contaminant.

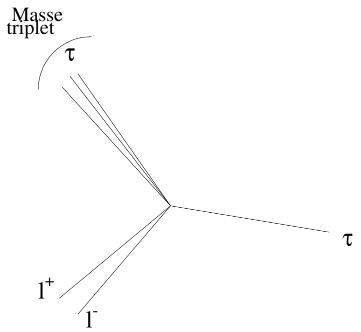


Figure 2.18: Topologies caractéristiques du bruit de fond 4 fermions contenant des τ.

Pour les quatre fermions sans leptons tau ($e^+e^-q\overline{q}$, $e^+e^-\mu^+\mu^-$, etc...) on demande que l'énergie de la trace la plus énergique soit inférieure à 25 GeV. Les arguments expliquant l'effet de cette coupure ont déjà été exposés dans la recherche de neutralinos.

Après toutes ces coupures, aucun événement n'est sélectionné dans les données et on attend 0.15 $\tau^+\tau^-q\overline{q}$. Pour une masse de stau de 45 GeV/c^2 et une masse de χ de 40 GeV/c^2, l'efficacité de sélection est de 19% dans le cas le plus défavorable (i.e. production de $\tilde{\tau}$ avec λ_{133} dominant) et de 74% dans le meilleur (i.e. production de $\tilde{\mu}$ avec λ_{122} dominant).

Analyse basse masse

Lorsque les sleptons sont légers, la section efficace de production au pic du Z est grande et ces particules peuvent être abondamment produites. Il n'est donc pas nécessaire d'être aussi sélectif que dans le cas des hautes masses.

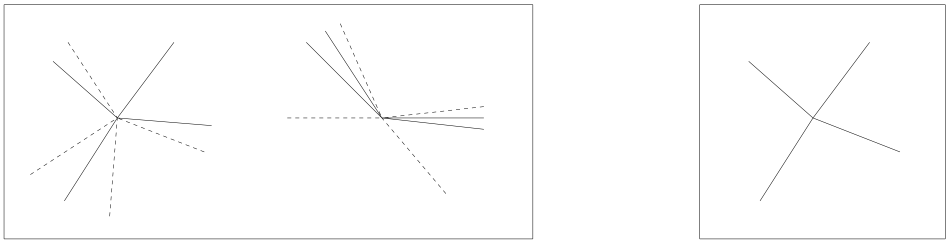
Dans cette analyse, on sélectionne les événements contenant trois traces par hémisphère et on demande que chaque hémisphère ait une charge égale à ± 1. Enfin, seuls les événements contenant au moins deux leptons et dont l'énergie hadronique neutre est inférieure à 10 GeV sont retenus. La distribution angulaire du signal étant en $\sin^2\theta$ (production de particules scalaires), les configurations à grand angle seront favorisées; on impose donc, pour chaque hémisphère, que l' angle entre la direction de la somme des impulsions de tous les objets chargés et neutres et l'axe des faisceaux soit supérieur à 50 degrés.

Sur toute la statistique de données, 39 événements satisfont à ces critères. 27 événements de bruits de fond sont attendus (21.4 événements $\tau^+\tau^-$, 2.8 $q\bar{q}$, et 2.8 événements quatre fermions). L'efficacité de sélection est de 25% dans le cas le plus défavorable et 70% dans le meilleur, pour une masse de sleptons de 10 GeV et une masse de neutralino de 5 GeV.

2.5.2 Recherche de sneutrinos

On verra dans le chapitre 3 que, parmi tous les partenaires supersymétriques des fermions, la section efficace de production des sneutrinos est la plus grande. Les mesures précises de la largeur du Z permettent alors d'exclure des $\tilde{\nu}$ de basse masse (inférieure à 30 GeV/c^2) sans avoir besoin de faire une recherche directe. Nous ne nous intéressons donc ici qu'à des sneutrinos plus lourds qu'une trentaine de GeV.

Dans le cas où les sneutrinos se désintègrent suivant le canal du MSSM ($\tilde{\nu} \longrightarrow \nu\ \chi$), les signaux recherchés sont des événements à quatre traces chargées avec de l'énergie manquante. En effet, on produit deux sneutrinos $\tilde{\nu}$, chacun d'eux se désintègre en un neutrino ν et un neutralino χ, puis chaque χ se désintègre en deux leptons et un neutrino. De la même façon que pour les sleptons, plusieurs topologies sont à considérer : grande masse de sneutrinos et neutralinos, grande masse de sneutrinos et faible masse de neutralinos. Ces deux configurations sont schématisées sur la Fig.2.19a.



(a) (b)

Figure 2.19: Les différentes topologies d'un signal de sneutrinos : (a) lorsque les sneutrinos se désintègrent suivant le canal de MSSM ($\tilde{\nu} \longrightarrow \nu\ \chi$), (b) lorsqu'ils se désintègrent en violant la R-Parité ($\tilde{\nu} \longrightarrow \ell^+\ \ell^-$).

Ces topologies étant très similaires à celles d'un signal de paires de neutralinos χ, le programme d'analyse destiné à rechercher des neutralinos est appliqué à la recherche de sneutrinos. Celui sélectionnant des χ de haute masse sera utilisé pour la première topologie, celui sélectionnant des χ de basse masse sera approprié pour la seconde. Les efficacités de sélection pour cette recherche sont d'environ 20% dans le cas le plus défavorable (λ_{133} dominant) pour une masse de $\tilde{\nu}$ de 45 GeV.

Enfin, dans le cas où les sneutrinos se désintègrent suivant le second mode de désintégration ($\tilde{\nu} \longrightarrow \ell^+\ \ell^-$), les états finals n'ont pas nécessairement d'énergie manquante, mais

contiennent toujours quatre particules chargées (la Fig.2.19b illustre la topologie caractéristique d'un tel signal lorsque la masse des $\tilde{\nu}$ est grande). On utilise donc encore le programme de sélection de paires de neutralinos mais avec quelques modifications : i) la coupure sur l'acolinéarité est retirée afin de sélectionner des événements sans énergie manquante; ii) en revanche, on demande que l'angle θ_{opp} entre les deux traces opposées à la paire V soit plus petit que 120 degrés (cf. Fig.2.12).
Le nombre d'événements de bruit de fond attendu reste similaire (environ un événement), et aucun événement n'est sélectionné dans les données. L'efficacité de sélection est d'environ 20% pour un $\tilde{\nu}$ de 45 GeV/c^2.

2.5.3 Recherche de squarks

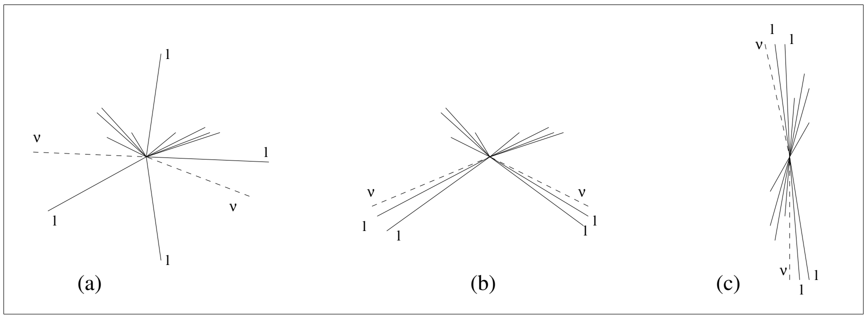


Figure 2.20: Les trois topologies d'un signal de squarks: (a) lorsque le $\tilde{q}$ et le χ sont lourds, (b) lorsque le $\tilde{q}$ est lourd et le χ est léger, (c) lorsque le $\tilde{q}$ et le χ sont légers.

Pour illustrer le type d'état finals recherchés ici, il suffit de reprendre les exemples donnés dans le cas de la production de sleptons en remplaçant les deux leptons issus des sleptons initiaux par deux quarks. Trois analyses séparées sont nécessaires pour sélectionner les signaux correspondant aux trois configurations de masse schématisées sur la Fig 2.20 :

- faible masse de $\tilde{q}$,
- haute masse de $\tilde{q}$ et de χ,
- haute masse de $\tilde{q}$ et basse masse de χ.

Selection de paires de squarks de basse masse

Les événements ayant au moins cinq traces, plus de 8 GeV d'énergie chargée, une masse visible inférieure à 80 GeV et contenant moins de 3 GeV d'énergie dans un angle de 12 degrés autour de l'axe des faisceaux, sont présélectionnés.

On demande ensuite que l'un des deux hémisphères contienne deux leptons de charges opposées; l'autre, au moins un lepton. L'énergie leptonique doit être supérieure à 10 GeV.

De la même façon que dans la recherche de sleptons, la grandeur utilisée ensuite est la distribution angulaire des processus mis en jeu. La distribution angulaire de production de squarks étant en $\sin^2\theta$, on sélectionne les événements dont l'angle θ est supérieur à 50 degrés (correspondant à $\cos\theta_{thrust} < 0.64$).

Pour ne pas perdre trop d'efficacité dans la configuration où il y a peu d'énergie manquante et beaucoup de leptons ($\lambda_{ijk} = \lambda_{122}$ par exemple), on demande une masse visible inférieure à 60 GeV seulement si le nombre de leptons est strictement inférieur à quatre. On rejette ainsi une grande partie des événements $q\bar{q}$.

Dans un événement de signal, l'énergie manquante est partagée entre les deux hémisphères puisque, pour des squarks de basse masse, les deux χ sont dos à dos. Par contre, parmi les événements $q\bar{q}$ restant, seuls les événements $b\bar{b}$ doublement semi-leptoniques et dont l'un des quarks c s'est désintégré semi-leptoniquement peuvent avoir cette caractéristique concernant l'énergie manquante. On impose donc qu'il y ait de l'énergie perdue dans chaque hémisphère. Les distributions de la Fig.2.21 montrent le maximum des deux énergies de chaque hémisphère; chacun d'eux ne doit pas avoir plus de 40 GeV d'énergie visible.

Enfin, l'énergie non leptonique étant définie comme la somme des énergies de tous les objets qui ne sont reconnus ni comme électron ni comme muon, les événements dont l'énergie non leptonique est supérieure à 40 GeV sont rejetés. La Fig.2.22 montre les distributions de cette quantité pour le signal, pour le bruit de fond et pour les données.

240 événements sont sélectionnés par ces critères dans les données et environ 195 événements sont attendus par le Monte Carlo $q\bar{q}$. L'efficacité de sélection est de 10% si λ_{133} est dominant et 17% si λ_{122} est dominant, pour une masse de $\tilde{q}$ de 10 GeV et une masse de χ de 5 GeV et $(i, j, k) = (1, 3, 3)$.

Selection de paires de squarks de haute masse lorsque le χ est lourd

Pour cette recherche, on présélectionne d'abord les événements ayant au moins cinq traces, dont l'énergie chargée est supérieure à 8 GeV et dont l'énergie contenue dans un cône de 12 degrés autour de l'axe des faisceaux est inférieure à 3 GeV. Enfin, on demande un angle d'acolinéarité inférieur à 165 degrés. Cette sélection permet de réduire le bruit de fond dominant $q\bar{q}$ d'un facteur 100 environ. A ce niveau 17000 événements $q\bar{q}$ sont attendus, 8500 $\gamma\gamma \to q\bar{q}$, environ 60 événements $\tau^+\tau^-$ et 60 $\gamma\gamma \to \tau^+\tau^-$. 25210 événements sont sélectionnés parmi toute la statistique de données.

Il s'agit maintenant de choisir la valeur minimale de la masse invariante des jets qui seront reconstruits dans les événements (ou une variable équivalente appelée y_{cut}, $m_{inv} = \sqrt{y_{cut}}\sqrt{s}$) par l'algorithme de JADE [30]. Le signal est composé des deux jets hadroniques, provenant des deux quarks de la désintégration des squarks et de quatre autres jets, provenant de la désintégration des deux neutralinos (voir Fig.2.20). On se place toujours

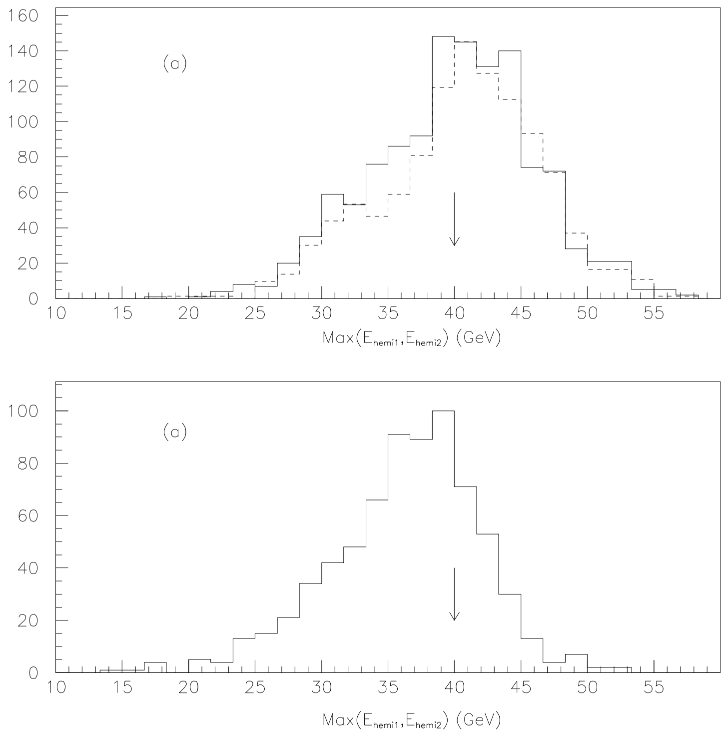


Figure 2.21: Distributions du maximum des énergies des deux hémisphères pour : (a) les données (en pointillés) et le MC $q\bar{q}$ (en trait plein), (b) un signal de $\tilde{q}$ de masse $m_{\tilde{q}} = 8$ GeV avec $m_\chi = 4$ GeV dans la configuration λ_{133} dominant.

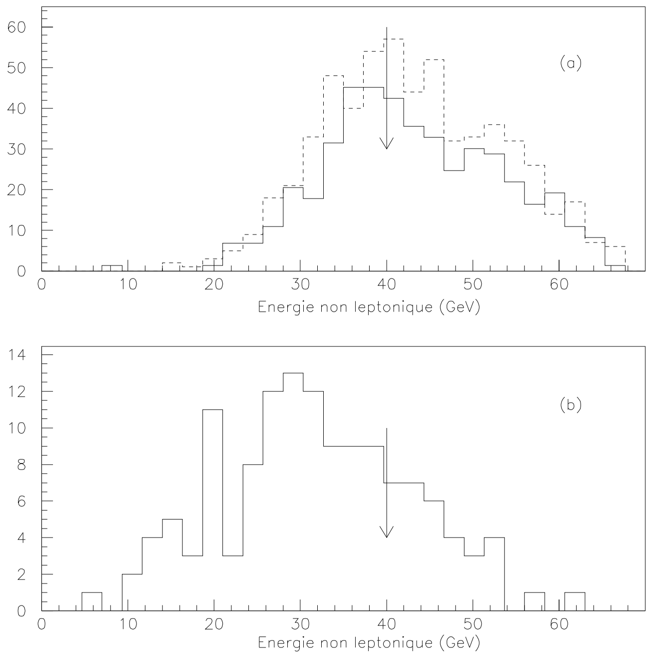


Figure 2.22: Distributions de l'énergie non leptonique pour : (a) les données (en pointillés) et le MC $q\bar{q}$ (en trait plein), (b) un signal de $\tilde{q}$ de masse $m_{\tilde{q}} = 8$ GeV avec $m_\chi = 4$ GeV dans la configuration λ_{133} dominant.

dans la configuration de signal contenant le minimum de leptons (correspondant au cas le moins efficace : λ_{133} dominant). On appelle alors "jet de tau", un jet ne contenant qu'une seule trace, de charge ± 1 et dont la masse invariante est inférieure à 1.8 GeV. On sélectionnera alors les événements ayant au moins deux jets de tau.

La courbe de la Fig.2.23 montre les valeurs de l'efficacité après avoir demandé deux jets de tau, pour le signal et le bruit de fond $q\bar{q}$, en fonction de la valeur du y_{cut}. On veut garder une bonne efficacité tout en ayant un rapport signal sur bruit intéressant : en choisissant une masse invariante égale à 2.23 GeV (correspondant au y_{cut} égal à 0.0006), l'efficacité reste d'au moins 80% et le rapport signal sur bruit est amélioré d'un facteur 2.

Une fois qu'on a sélectionné les événements contenant au moins deux jets de tau, on calcule pour chacun d'eux son angle d'isolation, défini comme l'angle entre sa direction et celle du jet qui lui est le plus proche. On impose que cet angle d'isolation pour les deux jets de tau les plus isolés soit supérieur à 30 degrés. La fig.2.24 montre la distribution du plus petit de ces deux angles pour les $q\bar{q}$ et pour le signal.

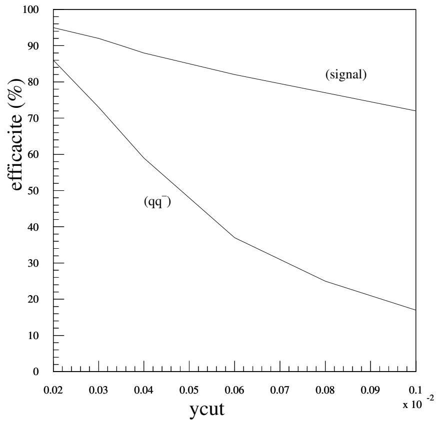


Figure 2.23: Efficacité de la coupure demandant 2 jets de tau pour un signal de $\tilde{q}$ de masse 45 GeV avec un χ de 40 GeV et λ_{133} dominant, et pour le bruit de fond $q\bar{q}$.

Les coupures suivantes, adaptées pour rejeter les bruits de fond $q\bar{q}$ et $\gamma\gamma \to q\bar{q}$, sélectionnent les événements dont la masse visible totale est comprise entre 25 GeV et 65 GeV, et dont l'angle d'acoplanarité est inférieur à 175 degrés. Enfin on demande un minimum de deux leptons et une énergie leptonique supérieure à 4 GeV dans chaque événement.

A ce niveau de la sélection, 24.6 événements $q\bar{q}$, 0.73 $\tau^+\tau^-$ et 3.0 $\gamma\gamma \to \tau^+\tau^-$ sont attendus.
En demandant que l'énergie non leptonique soit inférieure à 35 GeV, le bruit de fond $q\bar{q}$

tombe à 1.37 événements attendus. Cette coupure rejette également le reste des $\tau^+\tau^-$, mais n'a aucun effet sur les $\gamma\gamma \to \tau^+\tau^-$, qui ont perdu beaucoup d'énergie dans le tube à vide. La fig.2.25 montre la distribution de l'énergie non leptonique.

La dernière variable utilisée est la distribution angulaire, déjà utilisée dans la recherche basse masse. La fig.2.26 montre le cosinus de l'angle θ_{thrust} entre l'axe du thrust et l'axe des faisceaux pour le signal et pour les quelques événements de bruit de fond restant. Les événements de signal étant moins dos à dos que dans les configurations basse masse, l'axe du thrust n'est pas bien défini. Ainsi, la coupure doit être plus relachée que dans l'analyse basse masse, afin de ne pas perdre trop en efficacité. Les événements dont le cosinus est supérieur à 0.9 sont rejetés. Enfin, on demande que la valeur absolue de l'impulsion longitudinale totale soit inférieure à 25 GeV (pour éliminer le reste du bruit de fond $\gamma\gamma \to \tau^+\tau^-$).

Aucun événement de bruit de fond n'est attendu et aucun événement n'est sélectionné dans les données. L'efficacité de sélection est de 35% pour les masses $m_{\tilde{q}} = 45$ GeV et $m_\chi = 40$ GeV dans le cas λ_{133} dominant (et de 57% si λ_{122} est dominant) et décroit d'une part lorsque $m_{\tilde{q}}$ diminue, d'autre part lorsque m_χ diminue. Pour des squarks de masse inférieure à 15 GeV, ces efficacités, inférieures au pour cent, n'ont plus de sens; la recherche de $\tilde{q}$ de basse masse décrite dans la section précédente couvre ce domaine. Les configurations où les masses de χ sont petites devant celles des $\tilde{q}$ nécessitent par contre une recherche séparée. En effet, lorsqu'on s'approche de la limite cinématique $m_{\tilde{q}} \sim 45$ GeV, la section efficace de production des squarks devient très faible (on attend environ 25 événements); et pour des masses de χ inférieures à une vingtaine de GeV, on ne peut plus conclure à l'absence d'un signal.

Selection de paires de squarks de haute masse lorsque le χ est léger

Le dernier domaine qui n'est couvert par aucune des deux analyses précédentes est donc celui où la masse des squarks $\tilde{q}$ est grande devant celle des χ.

De la même façon que dans la recherche haute masse, on présélectionne les événements ayant au moins cinq traces chargées, plus de 8 GeV d'énergie chargée, moins de 3 GeV d'énergie en dessous de 12 degrés, au moins deux leptons et dont la masse visible est comprise entre 25 GeV et 80 GeV. L'angle θ_{thrust} entre l'axe du thrust et l'axe des faisceaux doit être inférieur à 0.9. De plus, les deux χ étant émis dans des directions a priori différentes, le signal a de l'impulsion transverse; on sélectionne les événements ayant au moins 8 GeV de p_t. Enfin, l'énergie non leptonique doit être inférieure à 60 GeV.

Dans ces configurations, on va choisir la valeur de y_{cut} permettant de reconstruire le maximun d'événements à quatre jets (toujours avec l'algorithme de JADE) pour un signal où $m_{\tilde{q}}$ =45 GeV et m_χ =7 GeV. Le y_{cut} utilisé est de 0.006 et correspond à une masse invariante de 7 GeV. On ne sélectionne alors que les événements à quatre jets.

Les quatre jets reconstruits sont ordonnés suivant leur multiplicité. On appellera jets de χ les deux jets de plus faible multiplicité. On s'attend à ce qu'ils correspondent aux

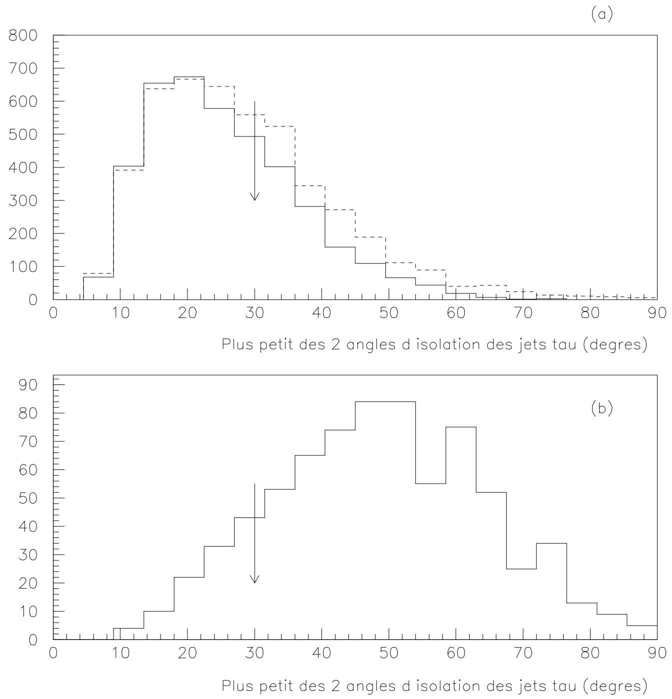


Figure 2.24: Distributions du plus petit des deux angles d'isolation des jets de tau pour : (a) les données (en pointillés) et le MC $q\bar{q}$ (en trait plein), (b) un signal de $\tilde{q}$ de masse 45 GeV avec un χ de 40 GeV et λ_{133} dominant.

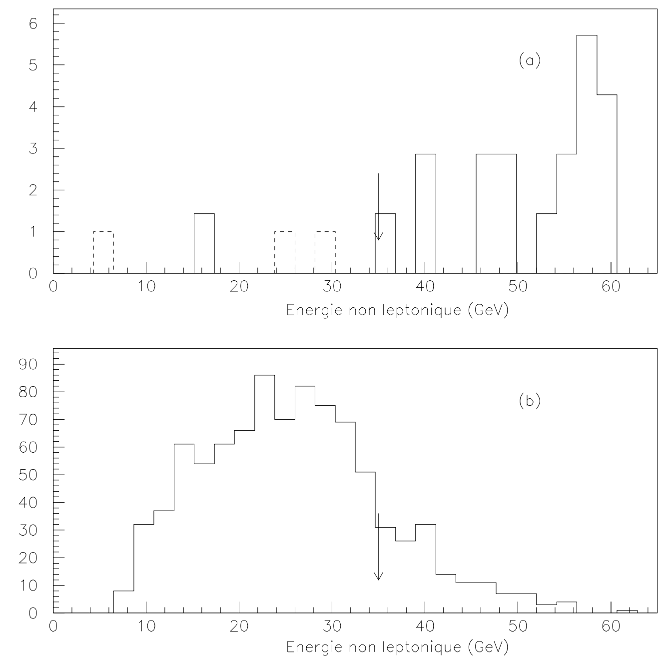


Figure 2.25: Distributions de l'énergie non leptonique pour : (a) les bruits de fond $q\bar{q}$ (en traits pleins) et $\gamma\gamma \to \tau^+\tau^-$ (en pointillés), (b) un signal de $\tilde{q}$ de masse 45 GeV avec un χ de 40 GeV et λ_{133} dominant.

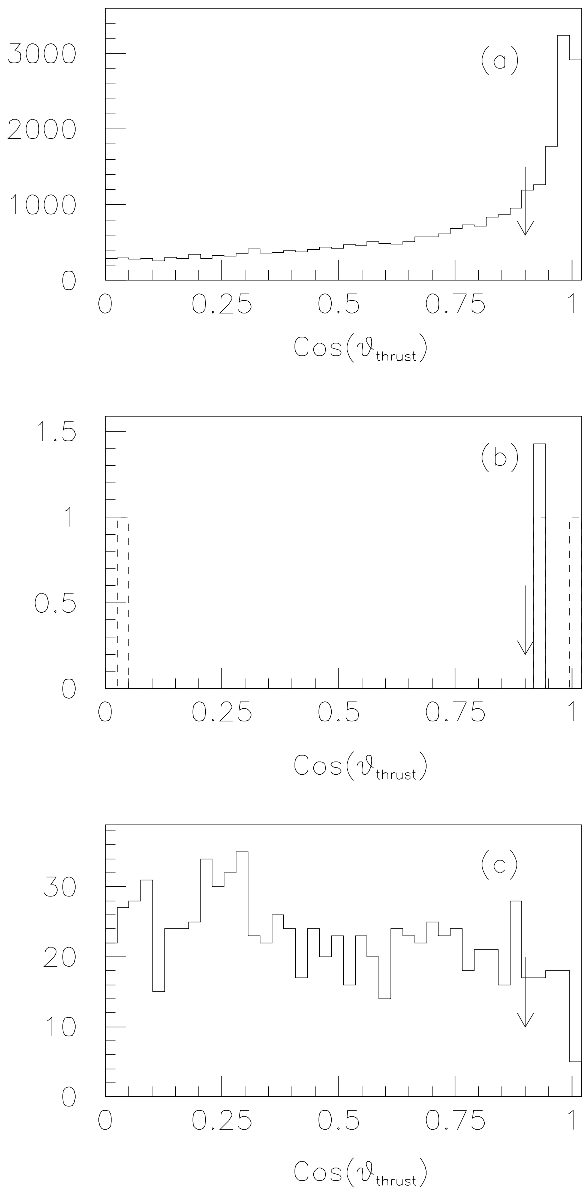


Figure 2.26: Distributions du cosinus de l'angle entre l'axe du thrust et l'axe des faisceaux pour : les MC de bruits de fond, (a) avant toute coupure, (b) marginales ($q\bar{q}$ en traits pleins, $\gamma\gamma \to \tau^+\tau^-$ en pointillés), (c) pour le signal.

produits de désintégration des deux χ. Les deux autres, appelés jets de q, ont une plus grande multiplicité; on s'attend à ce qu'ils viennent des deux quarks (cf. Fig.2.20).
On demande d'abord que la multiplicité des deux jets de χ ne soit pas trop grande (1 ou 2 traces chargées dans le premier, entre 2 et 4 dans le second), la multiplicité de ces deux jets pour le bruit de fond $q\bar{q}$ est en général plus haute. Puis, on sélectionne les événements qui ont au moins un lepton dans l'un ou l'autre des deux jets de χ. Les squarks étant de haute masse, les quatre jets ne sont pas collimés; on impose un angle minimum et un angle maximum entre les quatre jets : on sélectionne les événements dont l'angle minimum est supérieur à 25 degrés et l'angle maximum inférieur à 110 degrés.
A ce niveau, on attend environ 48 événements $q\bar{q}$; 50 événements sont sélectionnés dans les données.

Les coupures suivantes concernent les énergies des quatre jets. Dans le signal, les quatre jets ont tendance à se partager équitablement l'énergie. Par contre, lorsqu'on reconstruit un événement $q\bar{q}$ en quatre jets alors qu'il est naturellement formé de deux jets, il n'y a aucune raison pour que ces quatre jets soient sensiblement d'énergie égale. Ainsi, on demande que le jet le plus énergique ait moins de 30 GeV d'énergie. Les distributions correspondantes sont montrées sur la Fig.2.27.
De plus, on peut utiliser le fait que les deux jets de χ (repectivement les deux jets de q), pour le signal, ont sensiblement la même énergie. Cette propriété n'a aucune raison physique d'être vraie pour le bruit de fond. Sur la Fig.2.28, l'axe horizontal représente la valeur absolue de la différence des énergies des jets de q ($|E_{q_1} - E_{q_1}|$), l'axe vertical la même grandeur pour les jets de χ ($|E_{\chi_1} - E_{\chi_2}|$). Pour le signal, la différence $|E_{q_1} - E_{q_1}|$ tend à être plus petite que la différence $|E_{\chi_1} - E_{\chi_2}|$, puisque très peu d'énergie est perdue dans les jets de q. Ainsi, on choisit de rejeter les événements dont la différence d'énergie est supérieure à 7 GeV pour les jets de q et 14 GeV pour les jets de χ.

Après toutes ces coupures on n'attend plus aucun événement de bruit de fond. Aucun événement n'a été sélectionné dans les données. L'efficacité de sélection est de 10% pour une masse de $\tilde{q}$ de 45 GeV et des χ de basse masse, dans le cas le plus défavorable où la constante λ_{133} est dominante, et 12% si λ_{122} domine.

2.6 Conclusions

La Table 2.2 résume toutes les analyses décrites dans ce chapitre, en donnant pour chacune d'elle le nombre d'événements sélectionnés dans les données, et le nombre d'événements de bruit de fond sélectionnés dans les lots de Monte Carlo utilisés, normalisés à la luminosité des données analysées (82 pb^{-1}). On rappelle que la statistique de ces lots d'événements de bruits de fond est en général bien supérieure à la statistique de données (voir Table 2.1).

Dans tous les processus recherchés, la production des particules supersymétriques a lieu uniquement par paires (paires de neutralinos, de sleptons, de squarks ou de sneutrinos).

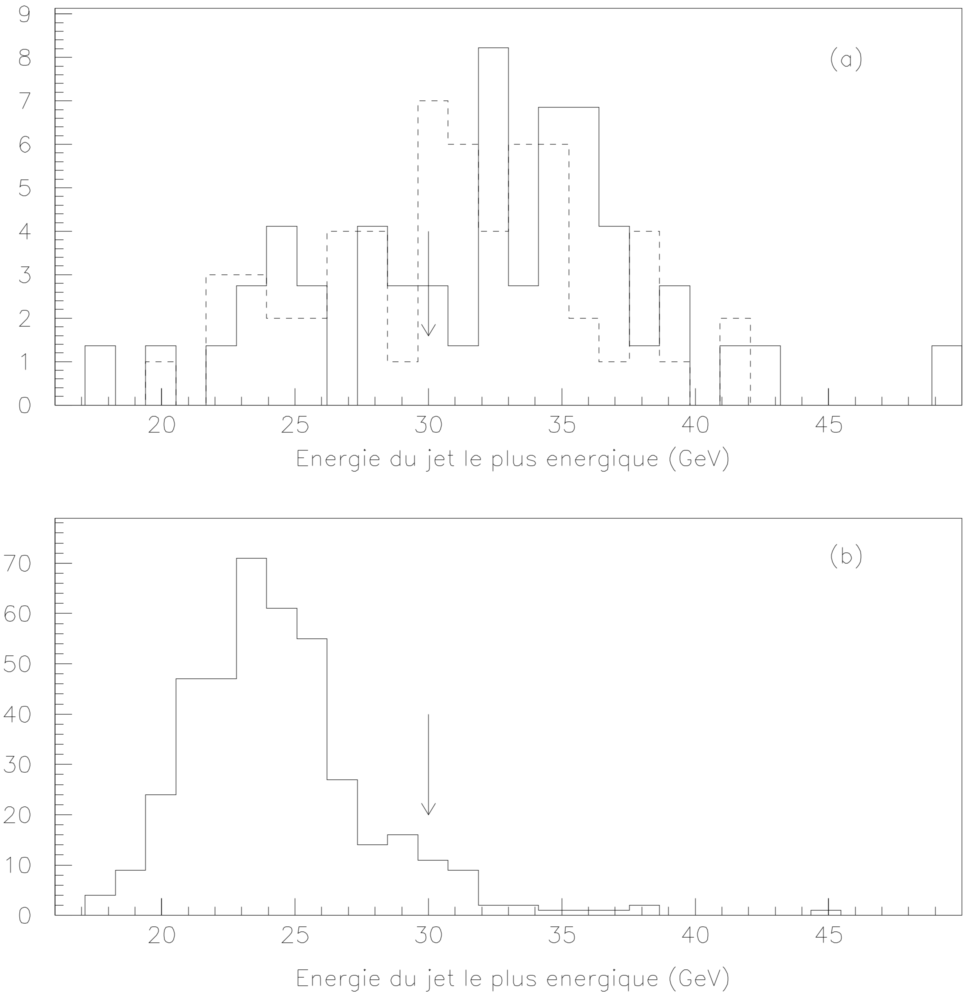


Figure 2.27: Distributions de l'énergie du jet le plus énergique pour : (a) le MC $q\bar{q}$ (en traits pleins) et les données (en pointillés), (b) un signal de $\tilde{q}$ où $m_{\tilde{q}} = 45$ GeV et $m_{\chi} = 7$ GeV avec λ_{133} dominant.

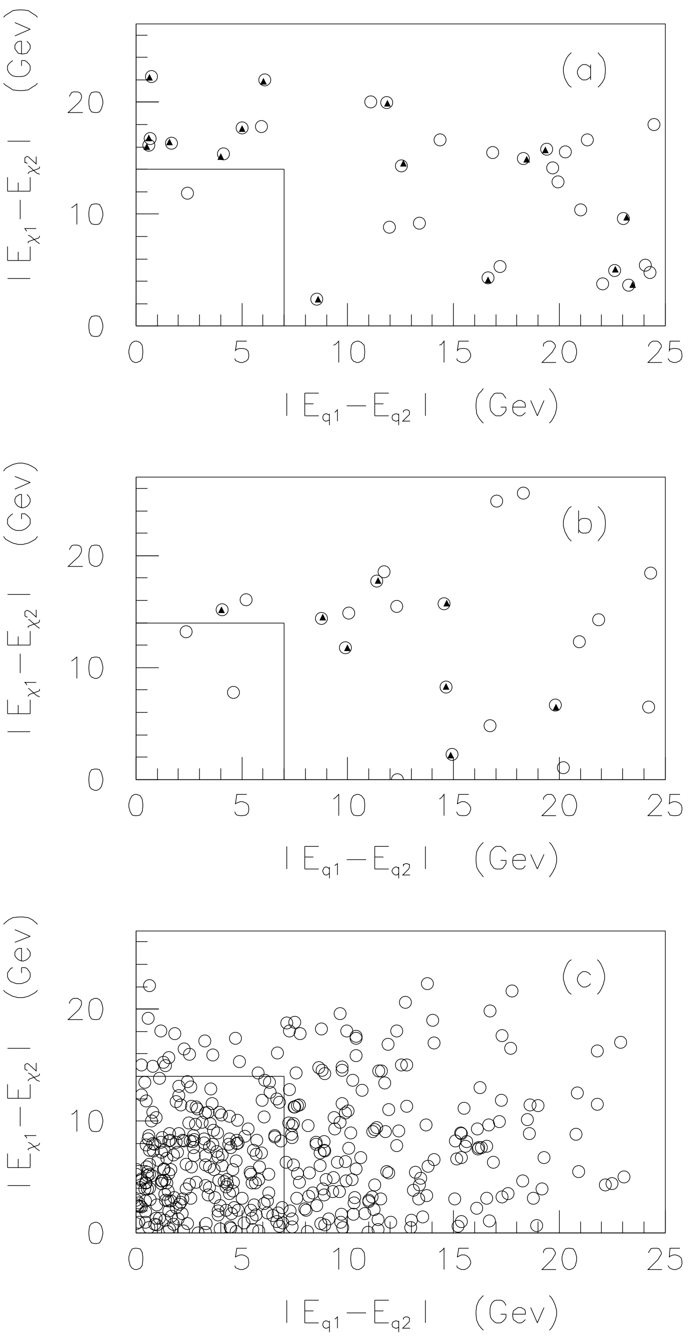


Figure 2.28: Différence des énergies des deux jets de q en fonction de la différence des énergies des deux jets de χ, pour : (a) les données, (b) le MC $q\bar{q}$, (c) un signal de $\tilde{q}$ où $m_{\tilde{q}} = 45$ GeV et $m_\chi = 7$ GeV avec λ_{133} dominant. Les triangles noirs sont dessinés toutes coupures faites, les cercles sans la coupure à 30 GeV sur l'énergie des jets.

	Nb. d'événements sélectionnés dans les données	Nb. d'événements de bruit de fond attendu
χ haute masse	0	1.3 $\ell\ell\tau\tau$
χ basse masse	0	0
$\tilde{\ell}$ haute masse	0	0.15 $\tau\tau q\bar{q}$
$\tilde{\ell}$ basse masse	39	21.4 $\tau\tau$ 2.8 $q\bar{q}$ 2.8 $f\bar{f}f\bar{f}$
$\tilde{\nu} \to \ell^+\ell^-$	0	1.3 $\ell\ell\tau\tau$
$\tilde{q}$ haute masse χ haute masse	0	0
$\tilde{q}$ haute masse χ basse masse	0	0
$\tilde{q}$ basse masse	240	195 $q\bar{q}$ 2.5 $\tau\tau$

Tableau 2.2: Résumé des nombres d'événements sélectionnés dans toutes les données et des nombres d'événements de bruit de fond sélectionnés dans des échantillons normalisés à la luminosité des données, pour toutes les analyses du chapitre 2.

Pourtant, lorsque la R-parité est violée, deux autres types de processus de production sont permis. D'abord, un seul sneutrino, réel ou virtuel, peut être produit : $e^+e^- \to \tilde{\nu}$; la constante de violation la R-parité λ intervient ici au niveau de la production. A $\sqrt{s} = m_Z$, le taux de production de cette réaction est négligeable devant la production $e^+e^- \to Z \to \tilde{\nu}\tilde{\nu}$, sauf si la masse $m_{\tilde{\nu}}$ est de l'ordre de m_Z. Ce cas particulier n'a pas été considéré ici. Enfin, une des conséquences possibles de la violation de la R-parité est l'apparition d'une valeur moyenne dans le vide non nulle du champ associé à un sneutrino. L'existence d'une telle valeur moyenne non nulle pourrait alors créer un mélange des neutrinos avec les neutralinos et des leptons chargés avec les charginos et donner en plus une masse aux neutrinos. Des processus comme $Z \to \bar{\nu}\chi$ ou $Z \to \tau^+\chi^-$ seraient alors permis. Les limites connues sur les masses des neutrinos permettent de contraindre les taux de production de ces réactions [31]; par exemple, pour une valeur du rapport v_2/v_1 égale à 4 (où v_2 et v_1 sont les valeurs moyennes dans le vide des deux doublets de Higgs), le rapport de branchement du Z en $\bar{\nu}_\tau\chi$ varie entre 3×10^{-5} et 3×10^{-7}, suivant les valeurs des paramètres $m_{\tilde{\gamma}}$ (cf. section 1.4.3) et μ (cf. section 1.4.1). Ces processus n'ont pas été considérés dans nos recherches.

Chapitre 3

Exploitation des diverses recherches

3.1 Introduction

Pour toutes les analyses développées dans le chapitre précédent, les critères de sélection sont destinés à un canal spécifique, dans un domaine de masse déterminé. Néanmoins certains de ces jeux de critères ont une efficacité non négligeable sur les autres canaux ou dans d'autres domaines de masse.

Dans la production de paires de χ de haute masse par exemple, les événements contenant des τ se désintégrant en trois branches ont plus de quatre traces chargées; ce type de topologie ne sera donc pas sélectionné par les critères décrits dans la section 4.3 du chapitre 2. En combinant cette recherche avec la sélection de paires de squarks de haute masse (basée essentiellement sur la sélection de jets de basse masse et de basse multiplicité), 10% d'efficacité sont ajoutés aux 27% initiaux dans le cas où la constante dominante est λ_{133}.
Une autre approche qui, dans certains cas, est encore plus efficace, consiste à caractériser le signal par l'énergie manquante emportée par les neutrinos de l'état final. Cette approche a été utilisée dans la recherche de jets acoplanaires [32] et était destinée à être sensible à la production d'un boson de Higgs dans la réaction $e^+e^- \to HZ^*$ avec $H \to$hadrons et $Z^* \to \nu\bar{\nu}$. Si on utilise les critères de sélection de cette analyse, pour une masse de χ de 40 GeV/c^2 et toujours avec l'hypothèse que la constante λ_{133} est dominante, l'efficacité de sélection de squarks de 45 GeV/ c^2 passe de 35% à 50%.

Ainsi, pour tous les canaux analysés, les efficacités de sélection ont été estimées en combinant les recherches du chapitre 2 ayant un bruit de fond contaminant négligeable, ainsi que la recherche de jets acoplanaires. Seules les recherches de sfermions de basse masse (sleptons de basse masse et squarks de basse masse), décrites dans les sections (2.5.1) et (2.5.3), ne rentrent pas dans cette combinaison; en effet leur trop lourde contamination de bruit de fond ne permet pas d'améliorer la sélectivité de l'ensemble des autres analyses. On rappelle donc la liste de toutes les analyses participant à la combinaison :

- Recherche de paires de neutralinos de haute masse (1),
- Recherche de paires de neutralinos de basse masse (2),
- Recherche de paires de sneutrinos lorsque $\tilde{\nu} \to \ell^+\ell^-$ (3),
- Recherche de sleptons de haute masse (4),
- Recherche de squarks de haute masse lorsque le χ est lourd (5),
- Recherche de squarks de haute masse lorsque le χ est léger (6),
- Analyse H$\nu\nu$ (7).

Tous les événements ayant été rejetés par l'une des analyses sont passés dans le programme de sélection des suivantes. Environ 1.5 événements de bruit de fond sont attendus pour l'ensemble de ces recherches et on rappelle qu'aucun événement n'a été selectionné dans les données.

Enfin, de façon à être le plus conservatif possible, tous les résultats sont donnés dans le cas où la constante λ_{133} est dominante, hypothèse correspondant aux efficacités les plus basses. Ces efficacités ont été calculées à l'aide d'une simulation complète, spécialement au voisinage des limites de la sensibilité. Une simulation rapide permettant de calculer l'efficacité pour un grand nombre de points a ensuite été utilisée pour interpoler ces points de simulation complète.

Les résultats concernant les sfermions sont d'abord présentés dans la section 3.2. Les résultats des différentes analyses sont ensuite exploités dans le secteur des jauginos (section 3.3) et on verra qu'ils permettent de contraindre certains paramètres de ce secteur dans le MSSM. Enfin, après quelques conclusions, on illustrera par un exemple ce qu'on peut attendre de ce type de recherche à LEP200.

3.2 Les sfermions

On rappelle que chaque fermion f a deux partenaires supersymétriques de spin 0. Ces deux états sont états propres pour l'interaction électrofaible, et sont notés $\tilde{f}_L$ et $\tilde{f}_R$. $\tilde{f}_L$ est associé à la composante d'hélicité gauche de f, $\tilde{f}_R$ à sa composante d'hélicité droite. On a vu que la matrice de masse reliant $\tilde{f}_L$ et $\tilde{f}_R$ aux états propres de masse ($\tilde{f}_1$ et $\tilde{f}_2$) est pratiquement diagonale tant que les masses des fermions sont petites devant les masses de brisure de la supersymétrie (cf. Section 4.4 du chapitre 1). Ainsi, pour tous les sfermions autres que le stop, on confondra les états $\tilde{f}_L$ et $\tilde{f}_R$ avec les états propres de masse $\tilde{f}_1$ et $\tilde{f}_2$. Les largeurs du Z en une paire de ces sfermions [33] ont alors les expressions suivantes

– Pour des sleptons droits ou gauches

$$\cdot \quad \Gamma(Z \to \tilde{l}_R^+ \tilde{l}_R^-) \;=\; 2\ \sin^4\theta_W\ \beta^3\ \ \Gamma_{\nu\bar{\nu}} \;=\; 0.11\ \beta^3\ \ \Gamma_{\nu\bar{\nu}}$$

$$\cdot \quad \Gamma(Z \to \tilde{l}_L^+ \tilde{l}_L^-) \;=\; 2\ (\sin^2\theta_W^2 - \tfrac{1}{2})^2\ \beta^3\ \ \Gamma_{\nu\bar{\nu}} \;=\; 0.14\ \beta^3\ \ \Gamma_{\nu\bar{\nu}}$$

– Pour des sneutrinos gauches

$$\cdot \quad \Gamma(Z \to \tilde{\nu}_L \bar{\tilde{\nu}}_L) \;=\; \frac{1}{2}\ \beta^3\ \ \Gamma_{\nu\bar{\nu}} \;=\; 0.5\ \beta^3\ \ \Gamma_{\nu\bar{\nu}}$$

– Pour des squarks droits ou gauches, de type u ou d

$$\cdot \quad \Gamma(Z \to \tilde{u}_R \bar{\tilde{u}}_R) \;=\; \tfrac{8}{3}\ \sin^4\theta_W\ \beta^3\ \ \Gamma_{\nu\bar{\nu}} \;=\; 0.14\ \beta^3\ \ \Gamma_{\nu\bar{\nu}}$$

$$\cdot \quad \Gamma(Z \to \tilde{u}_L \bar{\tilde{u}}_L) \;=\; \tfrac{8}{3}\ (\sin^2\theta_W^2 - \tfrac{3}{4})^2\ \beta^3\ \ \Gamma_{\nu\bar{\nu}} \;=\; 0.71\ \beta^3\ \ \Gamma_{\nu\bar{\nu}}$$

$$\cdot \quad \Gamma(Z \to \tilde{d}_R \bar{\tilde{d}}_R) \;=\; \tfrac{2}{3}\ \sin^4\theta_W\ \beta^3\ \ \Gamma_{\nu\bar{\nu}} \;=\; 0.035\ \beta^3\ \ \Gamma_{\nu\bar{\nu}}$$

$$\cdot \quad \Gamma(Z \to \tilde{d}_L \bar{\tilde{d}}_L) \;=\; \tfrac{2}{3}\ (\sin\theta_W^2 - \tfrac{3}{2})^2\ \beta^3\ \ \Gamma_{\nu\bar{\nu}} \;=\; 1.07\ \beta^3\ \ \Gamma_{\nu\bar{\nu}}$$

β représente la vélocité du sfermion produit et $\Gamma_{\nu\bar{\nu}}$ la largeur du Z en une saveur de neutrino :

$$\begin{cases} \beta \;=\; (1 \;-\; 4m_{\tilde{f}}^2/s)^{1/2} \\ \Gamma_{\nu\bar{\nu}} \;=\; \Gamma(Z \to \nu_i \overline{\nu}_i) \;=\; \tfrac{1}{2}\,(g^2 m_Z)\,(48\pi\cos^2\theta_W) \end{cases}$$

A l'énergie $\sqrt{s} = m_Z$, la production des ces sfermions par l'échange d'un Z étant largement dominante devant tout autre mode de production (échange d'un γ dans la voie s ou, dans le cas de la production d'une paire de $\tilde{e}$, échange d'un neutralino dans la voie t), nous négligerons toutes les autres contributions.

Dans la plupart des modèles de supergravité, lorsqu'on renormalise les masses des sfermions, les corrections radiatives sont plus importantes pour les sfermions gauches que pour les sfermions droits; les $\tilde{f}_R$ sont donc prédits plus légers que les $\tilde{f}_L$. De plus, parmi les squarks de type u ou d, les expressions ci-dessus montrent que la production la plus faible est celle des squarks de type d. Ainsi, en établissant tous les résultats pour des sleptons droits et des squarks droits de type d, on se mettra dans les situations les plus défavorables possibles.

Dans le cas particulier des squarks $\tilde{t}$, à cause de la grande masse du quark top, le mélange entre les états $\tilde{t}_R$ et $\tilde{t}_L$ et les états propres de masse $\tilde{t}_1$ et $\tilde{t}_2$ peut être très important. On rappelle que l'angle de mélange θ_{mix} est défini par les expressions

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

Le couplage du plus léger des stops $\tilde{t}_1$ au Z^0 peut même aller jusqu'à s'annuler. En effet, le couplage $Z \rightarrow \tilde{t}_1\tilde{t}_1$ étant proportionnel à $\frac{1}{2}\cos^2\theta_{mix} - \frac{2}{3}\sin^2\theta_W$ [34], il est nul si

$$\theta_{mix} = \arccos\left(\frac{2\ \sin\theta_W}{\sqrt{3}}\right)$$

ce qui correspond à une valeur de θ_{mix} égale à 0.98. Dans ce cas, la production de stops ne peut se faire que par l'échange d'un photon dans la voie s. La section efficace de production de ce processus peut alors s'exprimer en fonction de la section efficace d'une paire de muons produite par l'échange d'un photon :

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma \rightarrow \tilde{t}_1\tilde{t}_1) \ = \ \frac{\beta^3}{3}\ \sigma_{(e^+e^-\rightarrow\gamma\rightarrow\mu^+\mu^-)}$$

$$\text{où} \qquad \sigma_{(e^+e^-\rightarrow\gamma\rightarrow\mu^+\mu^-)} \ = \ (4\pi\alpha^2)\,/\,(3s) \ = \ [91.6(nb)]\,/\,[s(GeV^2)]$$

On se placera dans cette configuration défavorable pour établir les résultats dans le secteur des stops.

On peut alors calculer le nombre $N_{\tilde{f}\tilde{f}}$ de paires de sfermions attendues de 1989 à 1993 en tenant compte des valeurs de luminosité prises de part et d'autre du pic du Z pendant cette période :

$\sqrt{s}$ (GeV)	88.3	89.3	90.3	91.3	92.3	93.3	94.3
L (pb^{-1})	1.38	11.08	1.33	52.63	1.61	12.13	1.76

$$N_{\tilde{f}\tilde{f}} \ = \ \sum_{\sqrt{s_i}} \sigma_{\tilde{f}\tilde{f}}(\sqrt{s_i})\ L(\sqrt{s_i})$$

Les tables 3.1, 3.2, 3.3 et 3.4 donnent les nombres $N_{\tilde{f}\tilde{f}}$ de paires de $\tilde{l}_R$, de $\tilde{\nu}_L$, de $\tilde{d}_R$ et de $\tilde{t}_1$ attendus en fonction de leurs masses.

Sachant qu'on a sélectionné n événements dans les données de notre expérience, on appelle N_s la limite supérieure à 95% de confiance du nombre d'événements que l'on s'attend à observer en répétant l'expérience; N_s vaut 3 lorsqu'aucun événement n'est observé dans les données. Les recherches de sfermions décrites dans la Section 5 du chapitre 2 permettent alors d'exclure un couple de masse $(m_{\tilde{f}}, m_\chi)$ à 95% de confiance lorsque

$$N_{\tilde{f}\tilde{f}} \ > \ \frac{N_s}{\epsilon(m_{\tilde{f}}, m_\chi)}$$

En fonction de la masse du χ, quelques exemples de valeurs d'efficacité de sélection de sleptons, squarks et sneutrinos de 45 GeV/c^2 sont présentés dans la Table 3.5 où on peut voir les différentes contributions des sept programmes de sélection. La Table 3.6 présente quelques valeurs d'efficacité pour des sleptons et squarks de basse masse.

$m_{\tilde{\ell}}$ (GeV/c^2)	$N(Z \longrightarrow \tilde{\ell}^+_R \tilde{\ell}^-_R)$
5.0	19085
10.0	18044
20.0	14082
30.0	8257
40.0	2104
45.0	85.00
45.4	26.11
45.5	17.00
45.6	11.58
45.9	6.26
46.0	4.83

Tableau 3.1: Nombre de paires de sleptons $\tilde{\ell}_R$ de masse $m_{\tilde{\ell}}$ attendues.

$m_{\tilde{\nu}}$ (GeV/c^2)	$N(Z \longrightarrow \tilde{\nu}_L \bar{\tilde{\nu}}_L)$
5.0	88644
10.0	83811
20.0	65411
30.0	38356
40.0	9775
45.0	394.3
46.0	22.12
46.1	16.86
46.2	12.15
46.3	8.12

Tableau 3.2: Nombre de paires de sneutrinos $\tilde{\nu}_L$ de masse $m_{\tilde{\nu}}$ attendues.

$m_{\tilde{d}}$ (GeV/c^2)	$N(Z \longrightarrow \tilde{d}_R\bar{\tilde{d}}_R)$
5.0	6361
10.0	6015
20.0	4694
30.0	2752
40.0	701
43.0	236.8
44.0	116.2
45.0	28.31

Tableau 3.3: Nombre de paires de squarks $\tilde{d}_R$ de masse $m_{\tilde{d}}$ attendues.

$m_{\tilde{t}}$ (GeV/c^2)	$N(Z \longrightarrow \tilde{t}\bar{\tilde{t}})$
5.0	258.1
10.0	244.1
15.0	221.3
20.0	190.7
25.0	207.11
39.0	36.57
40.0	29.09
41.0	22.04
43.0	9.69
44.0	4.75
45.0	1.11

Tableau 3.4: Nombre de paires de squarks $\tilde{t}_1$ de masse $m_{\tilde{t}_1}$ attendues lorsque le couplage $Z^0\tilde{t}_1\tilde{t}_1$ est nul.

processus	m_χ (GeV/c^2)	(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	total
$\tilde{\tau} \to \tau\chi$	40				19.4	29.8	0.4	6.2	55.8
	3				21.0	5.5	1.9	0.4	28.8
$\tilde{\nu} \to \tau^+\tau^-$		11.6	1.6	8.4	0.6	3.5		0.3	26.0
$\tilde{\nu} \to \mu^+\mu^-$				23.7					23.7
$\tilde{\nu} \to \nu\chi$	40	20.6	0.2	1.6	0.2	10.3		1.2	34.1
$\tilde{\nu} \to \nu\chi$	3	0.5	8.8						9.3
$\tilde{q} \to q\chi$	40				4.2	32.6	0.9	14.0	51.7
$\tilde{q} \to q\chi$	3					0.2	9.9	0.4	10.5

Tableau 3.5: Exemples de combinaison des efficacités de sélection en fonction de la masse du neutralino χ pour des signaux de sfermions de 45 GeV/c^2 dans le cas où λ_{133} est dominant. Chaque colonne doit être ajoutée aux précédentes.

	$m_{\tilde{f}}$ (GeV/c^2)	m_χ (GeV/c^2)	ϵ(%)
$\tilde{\tau} \to \tau\chi$	10	5	25.5
	4	2	16.9
$\tilde{q} \to q\chi$	8	4	11.0

Tableau 3.6: Exemple de valeurs d'efficacités de sélection pour des signaux de sleptons et squarks de basses masses dans le cas où λ_{133} est dominant.

Avec la combinaison d'analyses, les sneutrinos sont exclus jusqu'à 46.0 GeV/c^2. Toutes les saveurs de sleptons sont exclues entre environ 12 GeV/c^2 et 45.6 GeV/c^2. Les basses masses (en dessous de 12 GeV/c^2) sont exclues par l'analyse destinée à rechercher des paires de sleptons de basses masses, sans avoir recours à une soustraction de bruit de fond.

De la même façon, la combinaison d'analyses permet d'exclure tous les squarks autres que le stop, entre environ 12 GeV/c^2 et 45.1 GeV/c^2. Les basses masses sont exclues par la recherche spécifique de paires de squarks de basses masses, sans utiliser, là non plus, de soustraction de bruit de fond.

Enfin, dans le cas où le stop n'est produit que par l'échange d'un photon dans la voie s, la section efficace est bien plus petite que pour les autres types de squarks. On peut néanmoins exclure à 95% de confiance un tel stop entre 11.0 GeV/c^2 et 41.0 GeV/c^2.

Ces limites sur les squarks ne s'appliquent que si le gluino (partenaire du gluon) est suffisamment lourd pour interdire la désintégration d'un squark en un quark plus un gluino ($\tilde{q} \to q\tilde{g}$); or cette hypothèse ne peut être justifiée par les résultats négatifs des recherches de gluinos aux collisionneurs hadroniques [22], puisque celles-ci ont été faites en supposant la conservation de la R-parité. Toutes ces limites ne sont donc valables que dans l'hypothèse où les gluinos sont lourds ($M_{\tilde{g}} > 50$ GeV environ).

Pour établir les limites précédentes, nous avons aussi supposé que les sleptons et les squarks se désintégraient dans 100% des cas en $f\chi$ (désintégration de jauge). Mais les sleptons peuvent aussi se désintégrer en $\ell\nu$ (canal de violation directe de la R-parité), et on a vu dans ce cas que les topologies sont similaires à celles d'une désintégration de jauge avec conservation de la R-parité. Les résultats de ces recherches (correspondant cette fois à Br($\tilde{f} \to f\nu$)=1) ont permis d'exclure ces particules jusqu'à la limite cinématique $m_Z/2$ [20]. En fait, les conséquences de ces approximations ($\mathrm{Br}_{f\chi}$=1 ou $\mathrm{Br}_{f\nu}$=1) sur les valeurs des limites obtenues sont tout à fait négligeables car on est essentiellemet limité par la section efficace de production de sleptons et non par les efficacités.

Dans ce modèle de violation de la R-parité où les λ sont dominants, on peut donc considérer que les sleptons, les squarks et les sneutrinos, sont exclus en dessous de $m_Z/2$ (excepté le stop, qui est exclu entre 11 et 41 GeV/c^2), ceci quelles que soient la hiérarchie et la valeur des constantes λ_{ijk}.

3.3 Le secteur des jauginos

Comme il a été vu dans la section 4.3 du chapitre 1, les partenaires supersymétriques des bosons de jauge et des bosons de Higgs se mélangent pour former les états propres de masse appelés charginos ($\chi_1^{\pm}$,$\chi_2^{\pm}$) et neutralinos (χ, χ', χ'', χ'''). Leur couplage au Z dépend des paramètres du modèle considéré, ici le MSSM.

3.3.1 Charginos

Dans le cas des charginos, quel que soit leur contenu en champ, leur couplage au Z est important; en effet, chacune des deux composantes higgsino et jaugino se couple au Z et contribue donc au couplage $Z\chi_i^+\chi_j^-$ (ce qui ne sera pas le cas pour les neutralinos).

La section efficace de production d'une paire de charginos les plus légers $\chi_2^+\chi_2^-$, par l'échange d'un Z à l'énergie $\sqrt{s}$, s'écrit [35] :

$$\sigma_{\chi_2^+\chi_2^-} \;=\; 2\;\sigma_{\nu_i\bar{\nu}_i}\;\beta\;\left[\;\left(|O'^L_{22}|^2 \;+\; |O'^R_{22}|^2\right)\left(1-\frac{m^2_{\chi_2^\pm}}{s}\right)\;+\;6\;O'^L_{22}O'^R_{22}\;\frac{m^2_{\chi_2^\pm}}{s}\right]$$

où $\sigma_{\bar{\nu}\nu}$ est la section efficace de production d'une saveur de neutrino et β un facteur d'espace de phase

$$\beta \;=\; (1 \;-\; 4m^2_{\chi\pm}/s)^{1/2}$$

O'^L_{22} et O'^R_{22} sont les constantes de couplage des charginos au Z et dépendent des paramètres M, μ et $\tan\beta$ définis dans la section 1.4.3. A $\sqrt{s}=m_z$, cette contribution est largement dominante. La Fig.3.1 [35] donne un exemple de cette section efficace pour des charginos de 30 GeV/c^2, lorsqu'ils sont pratiquement du purs winos (a) ou de purs higgsinos (b), en fonction de $\sqrt{s}$. A $\sqrt{s}=m_z$, ces sections efficaces sont de l'ordre de grandeur de $\sigma_{\nu\bar{\nu}}$.

Plus généralement, losque la masse des charginos est très inférieure à $m_Z/2$, la largeur de désintégration du Z en $\chi^+\chi^-$ est de l'ordre de $0.5\Gamma_{\nu\bar{\nu}}$ si le chargino est un pur higgsino, et de $4.5\Gamma_{\nu\bar{\nu}}$ si le chargino est un pur wino. Losque les charginos sont des mélanges wino-higgsino, la largeur $Z\rightarrow\chi^+\chi^-$ varie entre ces deux extrêmes. Ce fort taux de production permet d'utiliser la mesure de la largeur du Z pour contraindre les masses $m_{\chi^\pm}$. En effet, la mesure précise de Γ_Z [36] comparée avec les prédictions théoriques permet de donner une limite supérieure à toute contribution non standard : $\Gamma^Z_X < 0.14\ \Gamma_{\bar{\nu}\nu}$. Sans avoir besoin de faire une recherche spécifique, cette limite fournit alors une contrainte suffisante pour exclure des charginos plus légers que $M_Z/2$, quels que soient leur couplage au Z et leur mode de désintégration.

3.3.2 Neutralinos

Pour les neutralinos, c'est différent. Seule la composante higgsino contribue au couplage des neutralinos au Z, la composante jaugino ne se couplant pas au Z [37]. Le couplage $Z\chi\chi$ ayant la possibilité d'être nul, une limite inférieure absolue sur la masse du χ ne peut pas être déduite des recherches directes; seule une limite supérieure du carré du couplage $C_{Z\chi\chi}$ en fonction de la masse m_χ peut être extraite du résultat des recherches de χ.
La largeur du Z en neutralinos χ s'écrit [37]

$$\Gamma(Z\rightarrow\chi\chi) \;=\; |C_{\chi\chi}|^2\;\Gamma_{\bar{\nu}\nu}\;\beta^3$$

où $\Gamma_{\bar{\nu}\nu}$ est la largeur du Z en une saveur de neutrino et β le facteur d'espace de phase des neutralinos.

Figure 3.1: Section efficace totale (en trait plein) $e^+e^- \to \chi_2^+\chi_2^-$, en fonction de l'énergie dans le centre de masse : (a) lorsque les charginos sont presque de purs winos, (b) lorsqu'ils sont presque de purs higgsinos. Les diverses contributions par l'échange d'un Z, d'un photon, ou d'un sneutrino de 25 GeV/c^2 dans la voie t, sont indiquées par les lignes en pointillés.

Là encore, le résultat sur $|C_{\chi\chi}|^2$ est obtenu en utilisant la combinaison des sept analyses décrites précédemment. Aucun événement n'ayant été sélectionné dans les données, on peut calculer la limite supérieure à 95% de confiance de ce couplage pour des masses de χ allant jusqu'à 45 GeV/c^2:

$$|C_{\chi\chi}|^2 \; < \; \frac{3}{\epsilon(m_\chi)\; N_{\bar{\nu}\nu}\; \beta^3} \tag{3.2}$$

$\epsilon(m_\chi)$ est l'efficacité de sélection des paires de χ évaluée par la combinaison d'analyses. Quelques exemples de cette efficacité sont présentés Table 3.7.

Le résultat de la limite sur $C_{\chi\chi}$ est présenté sur la Fig.3.2 en fonction de m_χ. Le petit pic aux alentours de 2 GeV/c^2 correspond au cas où la masse du χ s'approche très près de la masse du tau; dans ce cas, le χ se désintégre toujours en $\tau e\nu$ (puisque l'autre mode $\chi \rightarrow \tau\tau\nu$, permis lorsque λ_{133} est dominant, n'est plus cinématiquement possible) et l'électron de très faible énergie peut être émis dans l'hémisphère opposé. La topologie à deux traces de charge totale nulle dans chaque hémisphère n'est alors plus celle de ce type d'événement. Sur cette figure, on peut voir que pour des masses inférieures à une quarantaine de GeV/c^2, le carré du couplage est inférieur à quelques 10^{-4}. Ainsi, puisque les neutralinos se couplent au Z uniquement par leur composante higgsino, la LSP, si elle est légère, est essentiellement du type jaugino.

3.3.3 Résultats sur les paramètres du MSSM

On va voir que pour contraindre le plus possible certains paramètres du MSSM, il faut aussi s'intéresser aux neutralinos plus lourds χ',χ'' et χ'''.

Les sections efficaces de production d'une paire de neutralino $\chi_a\chi_b$ par l'échange d'un Z^0 [37] dépendent de l'énergie dans le centre de masse de la collision $\sqrt{s}$, du signe relatif des valeurs propres de masses, noté η_{ab}, et de la constante de couplage $C_{\chi_a\chi_b}$ de ces neutralinos au Z :

$$\begin{aligned}
\sigma_{(e^+e^- \;\rightarrow\; \chi_a\chi_b)} \quad &= \quad 2(1 - \tfrac{1}{2}\delta_{ab})\; \sigma_{\nu_i\bar{\nu}_i} \mid C_{\chi_a\chi_b} \mid^2 \\
&\quad \left[1 - \tfrac{1}{2}\tfrac{(M_a^2+M_b^2)}{s} - 3\tfrac{\eta_{ab}M_aM_b}{s} - \tfrac{1}{2}\tfrac{(M_a^2-M_b^2)^2}{s^2}\right] \\
&\quad \sqrt{1 - 2\tfrac{(M_a^2+M_b^2)}{s} + \tfrac{(M_a^2-M_b^2)^2}{s^2}} \qquad (3.3) \\
&= \quad 2(1 - \tfrac{1}{2}\delta_{ab})\; \sigma_{\nu_i\bar{\nu}_i} \mid C_{\chi_a\chi_b} \mid^2 \;\; \Phi(\chi_a, \chi_b)
\end{aligned}$$

$\sigma_{\nu_i\bar{\nu}_i}$ étant la section efficace de production d'une saveur de neutrino par l'échange d'un boson Z. On appelle $N(\chi_a\chi_b)$ le nombre de paires $\chi_a\chi_b$ attendues

$$N(\chi_a\chi_b) \; = \; \sigma_{(e^+e^- \;\rightarrow\; \chi_a\chi_b)}\; L$$

m_χ (GeV/c^2)	(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	total
45	27.1	0.1	1.4	0.1	9.8		0.7	39.2
40	24.0	0.1	0.7	0.7	11.5		0.5	37.5
30	18.8	0.3	2.3	0.3	9.6		1.0	32.3
20	11.2	3.2	3.2	0.3	6.7	0.1	0.8	25.5
10	0.6	17.0	0.2	0.1	0.4			18.3
5		29.2		0.2				29.4
3		26.7						26.7
2		18.1						18.1

Tableau 3.7: Exemples de combinaison des efficacités de sélection de paires de χ en fonction de la masse du χ, dans le cas où λ_{133} est dominant. Chaque colonne doit être ajoutée aux précédentes.

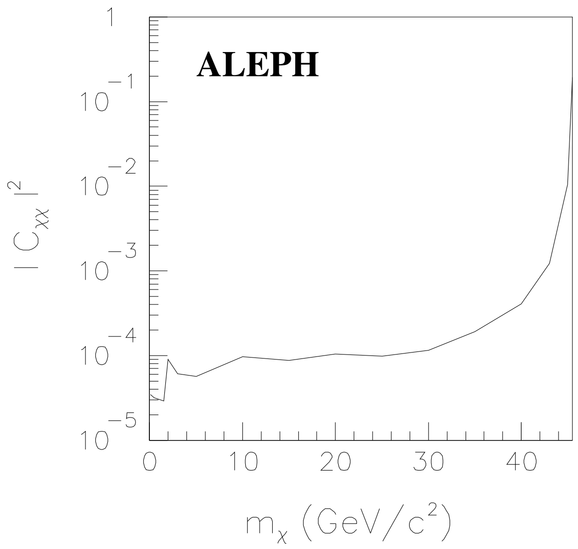


Figure 3.2: Limite supérieure à 95% de confiance du couplage $|C_{\chi\chi}|^2$ des neutralinos χ au Z^0 en fonction de la masse m_χ.

Les processus qui vont nous intéresser ici sont ceux dans lesquels interviennent les deux neutralinos les plus légers (χ et χ'), la production des deux autres (χ'' et χ''') n'apportant rien de plus à nos conclusions.

Le χ' qui a plusieurs façons de se désintégrer [38] va donner lieu à deux types d'états finals. Dans le premier cas, le χ' se désintègre suivant la réaction

$$\chi' \to \chi Z^* \to \chi f \bar{f}$$

où $f\bar{f}$ est une paire $q\bar{q}$, $\ell^+\ell^-$ ou $\nu\bar{\nu}$. Le rapport de branchement de ce processus est noté $br_{\chi f\bar{f}}$. La désintégration $\chi' \to \bar{f}\tilde{f}^*$, suivie de $\tilde{f}^* \to f\chi$, peut aussi contribuer à cet état final $\chi f\bar{f}$; si, en plus, les sleptons sont prédits plus légers que les squarks, cette contribution tend à augmenter les états finals leptoniques. La désintégration $\chi' \to \chi^{\pm}W^* \to \chi^{\pm} f\bar{f}'$, suivie de $\chi^{\pm} \to \chi f\bar{f}'$, en général interdite cinématiquement, n'est pas considérée. Le deuxième mode de désintégration des χ'

$$\chi' \to \chi\gamma$$

n'est pas un processus au premier ordre mais peut néanmoins devenir le mode dominant pour des masses et des contenus en champs particuliers des neutralinos [39]. Ce rapport de branchement est noté $br_{\chi\gamma}$. Ainsi, pour contraindre certains paramètres du MSSM, on utilisera les limites provenant des processus suivants

$$\left\{ \begin{array}{llllll} (1) & e^+e^- & \longrightarrow & \chi\chi & & \\ & & & & & \\ (2) & e^+e^- & \longrightarrow & \chi\chi' & & \\ & & & & \star\ \chi' \to \chi f\bar{f} & (a) \\ & & & & \star\ \chi' \to \chi\gamma & (b) \\ (3) & e^+e^- & \longrightarrow & \chi'\chi' & & \end{array} \right.$$

dans lesquels on rappelle que le neutralino χ se désintègre en violant la R-parité ($\chi \to \ell\ell\nu$). On utilisera aussi la contrainte provenant de la mesure de Γ_Z [36].

Pour sélectionner les paires $\chi\chi'$ et $\chi'\chi'$, aucune recherche directe n'a été développée car les topologies de ces signaux sont souvent très similaires à certaines des topologies décrites dans les recherches du chapitre 2. Les signaux de paires $\chi\chi'$ ou $\chi'\chi'$, lorsque les χ' vont en $\chi\gamma$, ont par exemple la même topologie en traces chargées qu'un signal de paires de χ. Lorsque les χ' vont en $\chi f\bar{f}$, la sélection de paire de squarks est plutôt appropriée. La sélection de ces paires de neutralinos a donc été faite en utilisant la combinaison des sept analyses et on verra que les efficacités obtenues sont assez bonnes pour une large partie du domaine de masse $(m_{\chi'}, m_{\chi})$.

Aucun événement n'ayant été sélectionné par les sept jeux de critères utilisés, l'expression (3.3) permet d'obtenir une limite à 95 % de confiance sur les couplages $\mid C_{\chi\chi'} \mid^2$ et $\mid C_{\chi'\chi'} \mid^2$:

$$\mid C_{\chi\chi'} \mid^2 < \frac{3}{N_{\nu_i\bar{\nu}_i} \; 2 \; \Phi(\chi,\chi') \; B^{(2)}}$$

$$\mid C_{\chi'\chi'} \mid^2 < \frac{3}{N_{\nu_i\bar{\nu}_i} \; \Phi(\chi',\chi') \; B^{(3)}}$$

où les quantités $B^{(2)}$ et $B^{(3)}$ sont définies par

$$\begin{cases} B^{(2)} = \epsilon^{(2b)} \; br_{\chi\gamma} \; + \; \epsilon^{(2a)} \; br_{\chi f\bar{f}} \\ B^{(3)} = \epsilon^{(3b)} \; br^2_{\chi\gamma} \; + \; \epsilon^{(3a)} \; br^2_{\chi f\bar{f}} \end{cases}$$

$\epsilon^{(2a)}$, $\epsilon^{(3a)}$, $\epsilon^{(2b)}$ et $\epsilon^{(3b)}$ étant respectivement les efficacités des canaux (2a), (2b), (3a) et (3b). Ces quatre efficacités dépendent des masses m_χ et $m_{\chi'}$, $\epsilon^{(2a)}$ et $\epsilon^{(2b)}$ dépendent aussi du signe relatif des valeurs propres de masse $\eta_{\chi\chi'}$. Le générateur permettant d'évaluer les efficacités pour ces processus tient compte des masses des neutralinos, des canaux de désintégration 2, 3, a ou b et de $\eta_{\chi\chi'}$ si l'on produit une paire $\chi\chi'$. Pour chaque couple de masse (m_χ,$m_{\chi'}$), l'efficacité est calculée dans les deux cas $\eta = +1$ et $\eta = -1$. Afin d'être le plus conservatif possible, la valeur utilisée dans la suite sera la plus petite des deux.

Quelques exemples de valeurs d'efficacité sont détaillés dans la Table 3.8 où l'on peut voir l'effet des différentes analyses utilisées dans la combinaison. Ces valeurs sont le minimum des deux résultats obtenus avec $\eta = +1$ ou $\eta = -1$. On peut observer par exemple que pour le canal $\chi\chi'$, lorsque $m_{\chi'} = 50$ GeV/c^2 et $m_\chi = 30$ GeV/c^2, l'efficacité totale est de 42.1% si le χ' se désintègre en $\chi f\bar{f}$ et de 32.0% si le χ' se désintègre en $\chi\gamma$.

Pour obtenir les valeurs des limites sur les couplages $\mid C_{\chi\chi'} \mid^2$ et $\mid C_{\chi'\chi'} \mid^2$, les rapports de branchement $br_{\chi\gamma}$ et $br_{\chi f\bar{f}}$ n'ont pas été calculés; en fait les valeurs de $br_{\chi\gamma}$ et $br_{\chi f\bar{f}}$ utilisées sont celles qui minimisent les deux quantités $B^{(2)}$ et $B^{(3)}$, ceci pour chaque doublet de masse (m_χ,$m_{\chi'}$). De cette façon, les limites supérieures obtenues resteront conservatives. Pour le canal (2), celui des deux rapports de branchement associé à la plus grande des deux efficacités est donc pris égal à 0, l'autre égal à 1. Pour le canal (3), les valeurs de $br_{\chi\gamma}$ et de $br_{\chi f\bar{f}}$ minimisant $B^{(3)}$ sont :

$$br_{\chi f\bar{f}} = \frac{\epsilon^{(3b)}}{\epsilon^{(3a)} + \epsilon^{(3b)}} \qquad br_{\chi\gamma} = \frac{\epsilon^{(3a)}}{\epsilon^{(3a)} + \epsilon^{(3b)}}$$

Dans le MSSM, on a vu que les matrices de masse des neutralinos et des charginos dépendent des trois paramètres $m_{\tilde{\gamma}}$, μ et $\tan\beta$, $m_{\tilde{\gamma}}$ étant la masse des jauginos associée au champ de photino, μ la masse du terme de mélange des Higgs supersymétriques, et $\tan\beta = v_2/v_1$ le rapport des valeurs moyennes dans le vide des deux doublets de Higgs. Etant donné un triplet ($m_{\tilde{\gamma}}$, μ, $\tan\beta$), toutes les masses et tous les couplages de ces jauginos peuvent donc être calculés. La comparaison de ces prédictions avec les limites

	$m_{\chi'}$	m_χ	(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	total
	80	5	0.5	0.3		0.7	0.9	0.4	0.7	3.5
$e^+e^- \to \chi\chi'$	65	20	3.0		0.2	1.9	9.8	2.0	7.0	23.9
$\chi' \to \chi f\bar{f}$	50	30	3.7		0.2	3.0	23.3	2.0	10.4	42.6
	20	10	1.1	2.5	0.1	3.1	3.1		0.6	10.5
	45	40	1.5		0.2	2.8	30.9	0.7	12.4	48.5
$e^+e^- \to \chi'\chi'$	45	5	0.1	0.2		1.3	4.4	0.9	2.7	9.6
$\chi' \to \chi f\bar{f}$	20	10	0.8	0.4		2.0	3.4	1.1	3.5	11.2
	10	5		1.4		0.3	0.2		0.1	2.0
	80	5	0.2	3.9	1.7	0.1				5.9
$e^+e^- \to \chi\chi'$	65	20	11.6	0.4	4.9	1.4	3.0		0.8	22.1
$\chi' \to \chi\gamma$	50	30	19.1	0.1	1.8	2.3	7.5		1.2	32.0
	25	10	4.0	3.2	3.5	1.0	0.7			12.4
	45	40	18.4	0.3	1.5	5.0	14.1	0.4	1.8	41.5
$e^+e^- \to \chi'\chi'$	45	5	3.7	8.8	3.8	5.2	0.1	0.1		21.7
$\chi' \to \chi\gamma$	20	10	2.7	2.3	4.1	1.6	0.9		0.1	11.7
	10	5		8.9	0.2					9.1

Tableau 3.8: Exemple d' efficacités de sélection $\epsilon(m_\chi, m_{\chi'})$ pour des signaux de neutralinos χ et χ' dans l'hypothèse où la constante λ_{133} est dominante. Dans le cas de la production d'une paire $\chi\chi'$, l'efficacité est le minimum des deux valeurs obtenues avec $\eta = +1$ ou $\eta = -1$. Chaque colonne doit être ajoutée aux précédentes.

supérieures des couplages obtenues par les recherches directes permettra d'exclure ou non les valeurs de ce triplet.

Afin de couvrir l'espace des paramètres $m_{\tilde{\gamma}}$, μ et $\tan\beta$ sans avoir à procéder point par point, les différentes efficacités ont été ajustées en fonction de m_χ et $m_{\chi'}$ pour tous les canaux qui nous intéressent. Les résultats de ces ajustements pour les canaux $e^+e^- \to \chi\chi$ (canal 1) et $e^+e^- \to \chi\chi'$ lorsque le χ' se désintègre en $\chi f\bar{f}$ (canal 2a), sont présentés respectivement sur les les Fig.3.3 et 3.4.

Les domaines exclus du plan ($m_{\tilde{\gamma}}$, μ) sont présentés sur les Fig.3.5 et Fig.3.6 pour quatre valeurs de $\tan\beta$ ($\tan\beta = 1, \sqrt{2}, 2, 4$). Les processus permettant d'exclure un domaine donné sont indiqués par les différences de couleur. Les limites provenant des différentes mesures ou recherches décrites précédemment ont été utilisées dans l'ordre suivant : d'abord l'information venant de la mesure de la largeur du Z - ce qui revient à interdire l'existence de charginos plus légers que $m_Z/2$ - (en gris clair), puis celle provenant de la recherche des processus $Z \to \chi\chi'$ et $Z \to \chi'\chi'$ (en gris foncé) et enfin, celle provenant de la recherche de paires de χ (en noir).

Ces diagrammes d'exclusion des triplets ($m_{\tilde{\gamma}}$, μ, $\tan\beta$) ont déjà été faits dans le cas de la conservation de la R-parité [20]. La comparaison des résultats des Fig.3.5 et 3.6 avec ceux de la Fig. 7.4 de la la Ref.[20] ou avec la Fig.1.9 du chapitre 1, montre que les domaines exclus sont sensiblement plus grands lorsque la R-parité est violée. Ceci est essentiellement dû au fait que les analyses qui ont été décrites ici sont sensibles à la production de paires de neutralinos χ puisqu'ils se désintègrent en états finals visibles. Dans le cas où la R-parité est conservée, l'état final $\chi\chi$ restant invisible, seule la mesure de la largeur invisible du Z est susceptible de fournir une contrainte.
Pour des petites valeurs de $\tan\beta$, la Fig.3.5 montre qu'une valeur nulle de $m_{\tilde{\gamma}}$ n'est pas exclue. Ceci n'est par contre pas vrai si la R-parité est conservée. En effet, les limites provenant des recherches de gluinos aux collisionneurs hadroniques [22] peuvent être exploitées et permettent d'exclure la configuration $m_{\tilde{\gamma}} = 0$ si l'on suppose l'unification de la masse des jauginos. Ceci n'est plus valable si la R-parité est violée puisque, dans ce cas, il n'existe aucune limite sur la masse des gluinos susceptible d'apporter une contrainte pour l'espace des paramètres étudié ici.

3.4 Conclusions

Dans les recherches présentées ici, on a supposé que le couplage dominant violant la R-parité était du type λ et ne faisait donc intervenir que des champs leptoniques. Il a aussi été supposé que la LSP était le neutralino le plus léger et que sa durée de vie pouvait être négligée. Avec ces trois hypothèses, les sleptons, les sneutrinos, les squarks(excepté peut-être le stop) et les charginos, sont exclus jusqu'à la limite cinématique $m_Z/2$. Dans le cas limite où le stop le plus léger ne se couple pas au Z, le domaine de masse exclu va de 11 à 41 GeV/c^2. Dans le secteur des neutralinos, les limites obtenues sont plus

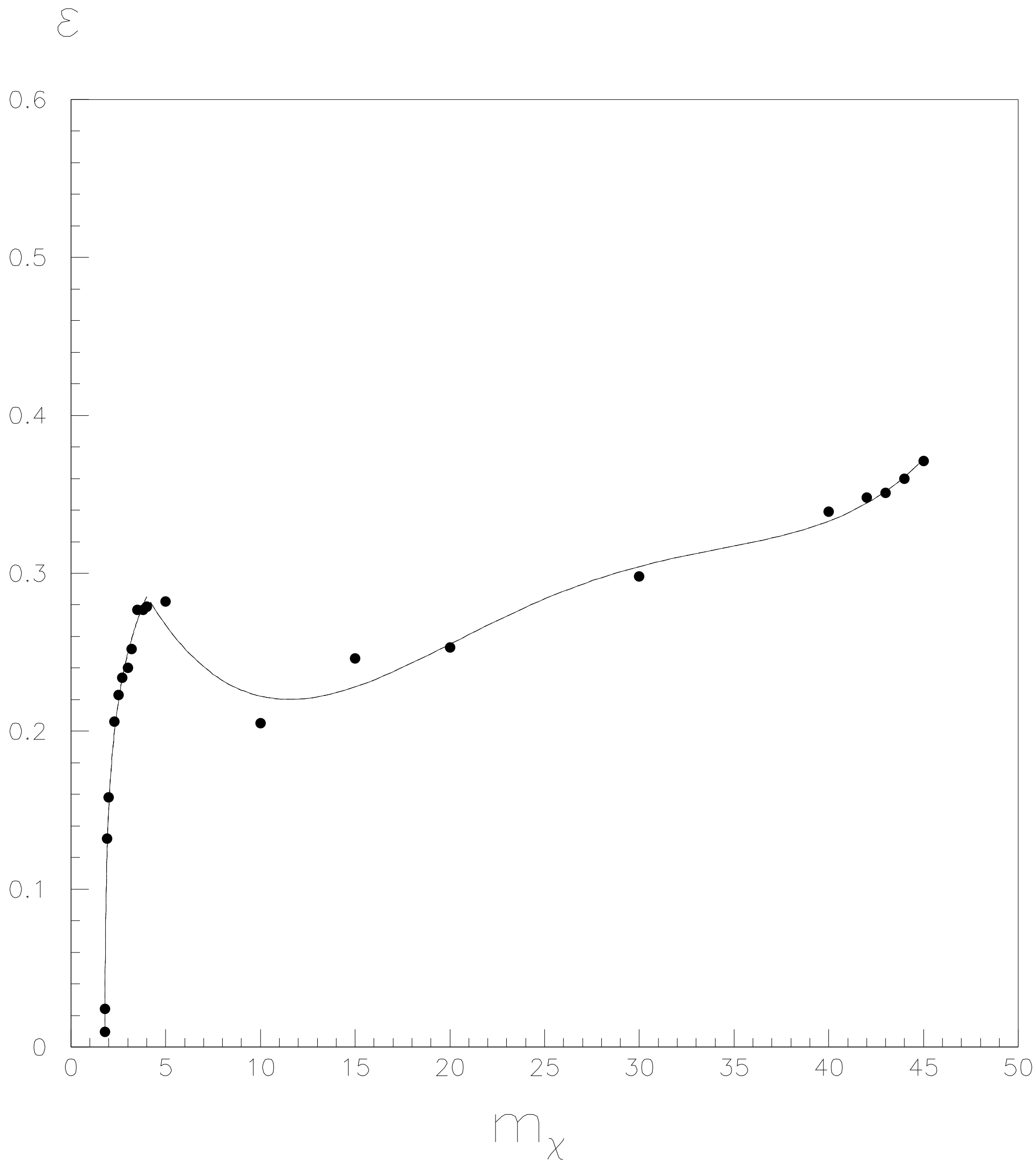


Figure 3.3: Résultat du fit des efficacités du canal $e^+e^- \to Z \to \chi\chi$ dans le cas où λ_{133} est la constante dominante.

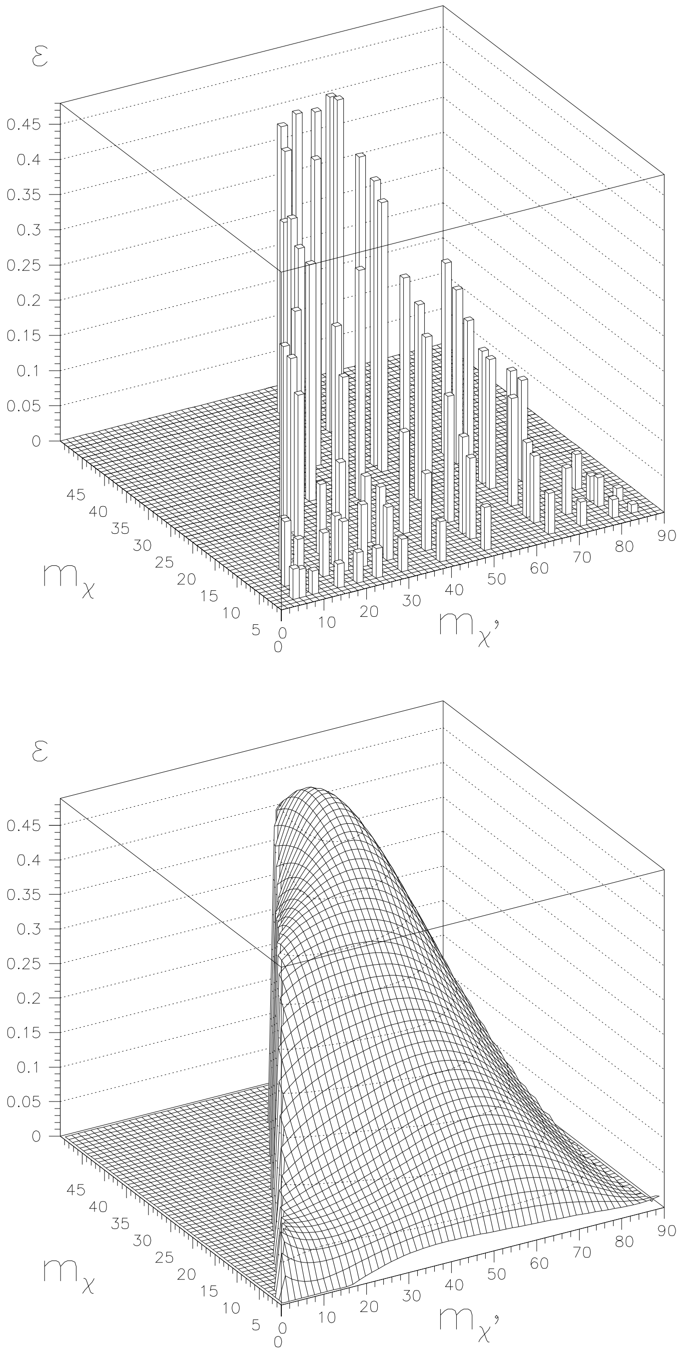
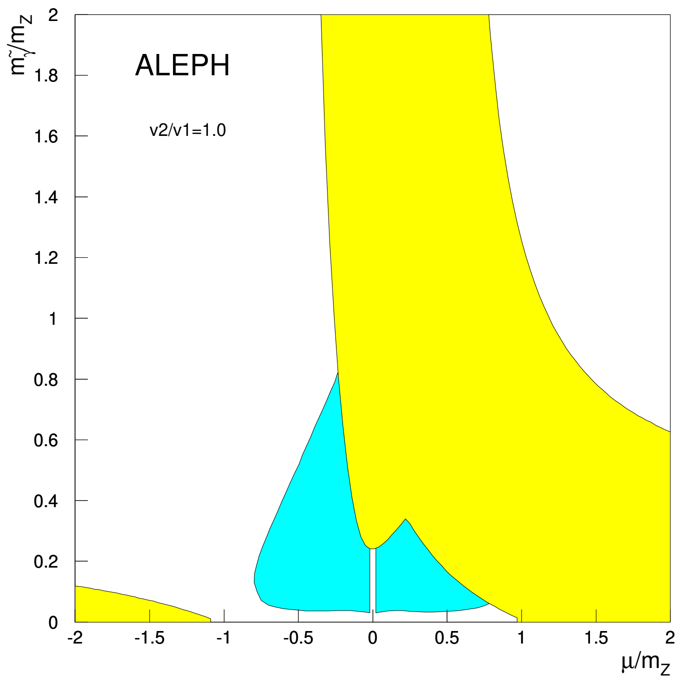


Figure 3.4: Résultat du fit des efficacités du canal $e^+e^- \to Z \to \chi\chi'$, $\chi' \to \chi f\bar{f}$. L'histogramme du haut représente les différents points de mesures d'efficacité utilisés pour le fit. L'histogramme du bas représente la fonction $\epsilon(m_\chi, m_{\chi'})$ qui est un polynôme de degré 6 en m_χ et $m_{\chi'}$. Le χ^2 est égal à 1.03 par degré de liberté.



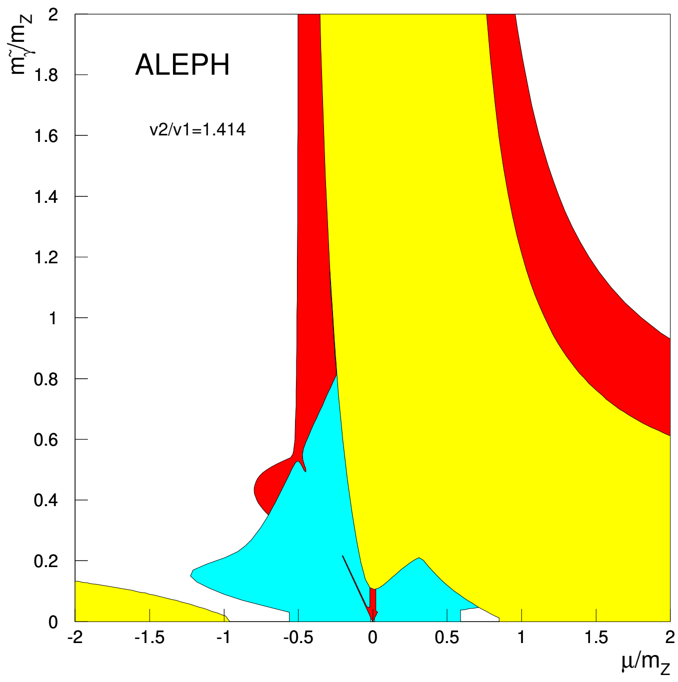


Figure 3.5: Domaines exclus du plan $(m_{\tilde{\gamma}}, \mu)$ à 95% de niveau de confiance pour deux valeurs de v_2/v_1. Les différentes couleurs indiquent le processus qui a permis d'exclure une zone : les différents domaines sont exclus $i)$ en gris clair par la mesure de Γ_Z, $ii)$ en gris foncé par les recherches de neutralinos dans les canaux $Z \to \chi\chi'$ et $Z \to \chi'\chi'$, $iii)$ en noir par la recherche de neutralinos dans le canal $Z \to \chi\chi$.

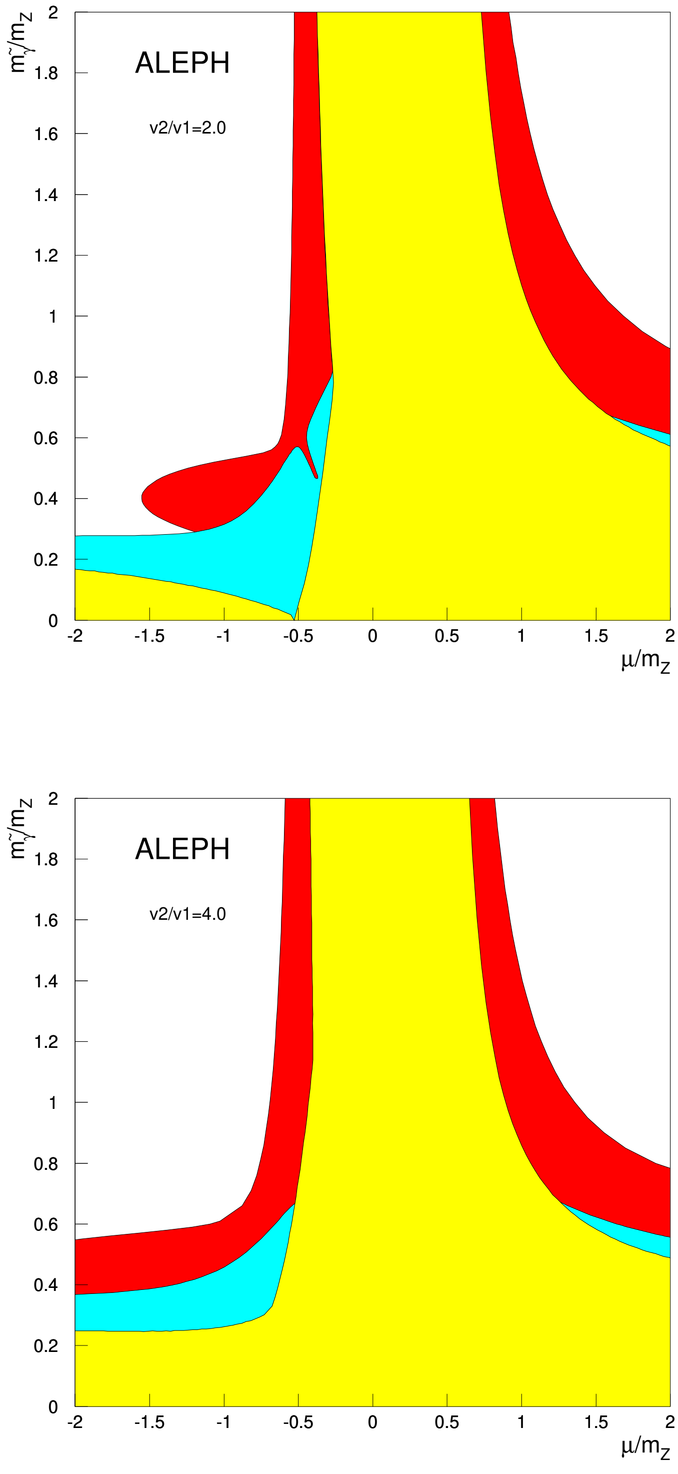


Figure 3.6: Domaines exclus du plan $(m_{\tilde{\gamma}}, \mu)$ à 95% de niveau de confiance pour deux valeurs de v_2/v_1. Pour les couleurs, voir la légende de la Fig.3.5.

sévères que dans le cas où la R-parité est conservée, essentiellement grâce à l'état final $\chi\chi$ visible. Elles permettent de contraindre les valeurs permises du triplet ($m_{\tilde{\gamma}}$,μ,$\tan\beta$) dans le MSSM.

Jusqu'à maintenant, très peu de travaux expérimentaux ont été entrepris sur ce sujet. Seules la Collaboration OPAL du LEP [40] et la Collaboration H1 de Hera [41] ont publié des résultats sur les recherches de particules supersymétriques dans le cadre d'un modèle avec violation de la R-parité.

L'analyse d'OPAL se restreint à la recherche de purs photinos produits par l'échange d'un sélectron dans la voie t ($e^+e^- \to \tilde{\gamma}\tilde{\gamma}$) et n'étudie que le cas où le couplage violant la R-parité est du type λ_{123}. Le photino peut donc se désintégrer suivant les quatre canaux : $\tilde{\gamma} \to \bar{\nu}_e\mu^+\tau^-$, $\nu_e\mu^-\tau^+$, $\bar{\nu}_\mu e^+\tau^-$, $\nu_\mu e^-\tau^+$. Comme dans notre analyse, il est aussi supposé que la durée de vie du photino est suffisamment petite pour qu'il se désintègre près du point d'interaction. Les données utilisées par OPAL sont celles de 1990 et 1991 et correspondent à une luminosité intégrée de 21 pb^{-1}.
Pour des masses de photinos supérieures à 10 GeV/c^2, leur analyse est essentiellement basée sur la sélection d'événements sphériques contenant des leptons et de l'énergie manquante. Aucun événement n'est sélectionné dans les données et le bruit de fond attendu est de 1.6 événements. l'efficacité de sélection diminuant très vite avec la masse du $\tilde{\gamma}$, les critères de sélection sont légèrement modifiés lorsque $m_{\tilde{\gamma}}$ <10 GeV/c^2. Un événement est alors sélectionné dans les données, le nombre d'événements de bruit de fond attendu restant inchangé.
Le résultat de l'analyse d'OPAL permet alors d'établir le domaine d'exclusion dans le plan ($m_{\tilde{\gamma}}$, $m_{\tilde{e}}$) présenté sur la Fig.4 de la Ref.[40]. Grâce à une statistique et à une efficacité plus grandes, les recherches exposées dans cette thèse permettent d'étendre sensiblement ce domaine. En effet, comme on peut le voir sur la Fig.3.7, notre combinaison d'analyse permet d'exclure d'une part des sélectrons de 140 à 220 GeV/c^2 pour $m_{\tilde{\gamma}} = 15$ GeV/c^2, d'autre part des photinos de 2 à 5 GeV/c^2 lorsque $m_{\tilde{e}}$ <220 GeV/c^2.

Quant à l'analyse d'H1, elle est destinée à rechercher la production de squarks dans les collisions électron-quark à Hera. La constante intervenant dans les processus étudiés par H1 est cette fois du type λ', puisqu'elle couple un lepton, un quark et un squark (cf. section 5.1 du chapitre 1). Les collisions à Hera étant entre un électron et un proton, seuls les couplages entre les fermions de la première génération sont considérés; cela revient à supposer que la constante λ'_{111} est dominante devant toutes les autres. De plus comme dans notre analyse ou dans celle d'OPAL, la LSP est supposée être le neutralino le plus léger χ.
Le processus recherché est donc la production d'un squark $\tilde{q}$ dans la collision électron-proton $e^-q \to \tilde{q}$, suivie de la désintégration du squark en un quark et un χ (désintégration de jauge), puis de la désintégration du χ en $e^{\pm}q\bar{q}$. La désintégration du squark en un lepton et un quark $\tilde{q} \to \ell q$ est aussi considérée. Le χ est supposé ici être un pur photino. Ces différents processus de désintégration sont schématisés par les diagrammes de la Fig.3.8. La constante de couplage λ'_{111} intervient d'une part au vertex de production du squark,

Figure 3.7: Domaine d'exclusion dans le plan $m_{\tilde{e}}, m_{\tilde{\gamma}}$ venant de la recherche d'OPAL et venant de notre combinaison d'analyse.

d'autre part dans la désintégration du χ (l'autre canal de désintégration, $\chi \to \nu q\bar{q}$, permis lorsque λ'_{111} domine, n'est pas considéré; mais le rapport de branchement est de 80 % en $e^{\pm}q\bar{q}$ [42] par rapport à 20 % en $\nu q\bar{q}$).
Les résultats de l'analyse d'H1 permettent d'établir une limite supérieure sur la valeur de la constante λ'_{111}, en fonction de la masse du squark $m_{\tilde{q}}$ et de la masse du photino $m_{\tilde{\gamma}}$. Ces résultats sont présentés sur la Fig.3.9.

Aucune comparaison ne peut être faite avec le travail présenté dans cette thèse dans la mesure où les couplages intervenant dans les deux analyses sont de type différent.

3.5 Perspectives

Le programme LEP200, qui prévoit d'augmenter l'énergie du LEP, contient essentiellement trois étapes. Dans une première phase, qui doit avoir lieu avant la fin de l'année 95, l'énergie dans le centre de masse doit atteindre 140 GeV. Au cours de l'année suivante, le LEP prévoit de fournir 175 GeV d'énergie et enfin, en 1998, l'énergie dans le centre de masse devrait atteindre 198 GeV.

Toutes les analyses que nous avons effectuées à $\sqrt{s} = m_Z$ devront alors être étendues à ces nouvelles énergies. La production des particules standard ou supersymétriques par l'échange d'un Z n'étant plus le mode dominant, ces recherches nécessitent une étude détaillée d'un certain nombre de nouveaux bruits de fond. Nous n'allons pas entrer dans les détails de tous ces processus, mais seulement donner un aperçu de ce que pourrait donner une telle recherche lorsque l'énergie dans le centre de masse vaut 175 GeV. A $\sqrt{s}$=140 GeV, le seuil de production des paires de W n'étant pas encore atteint, les bruits

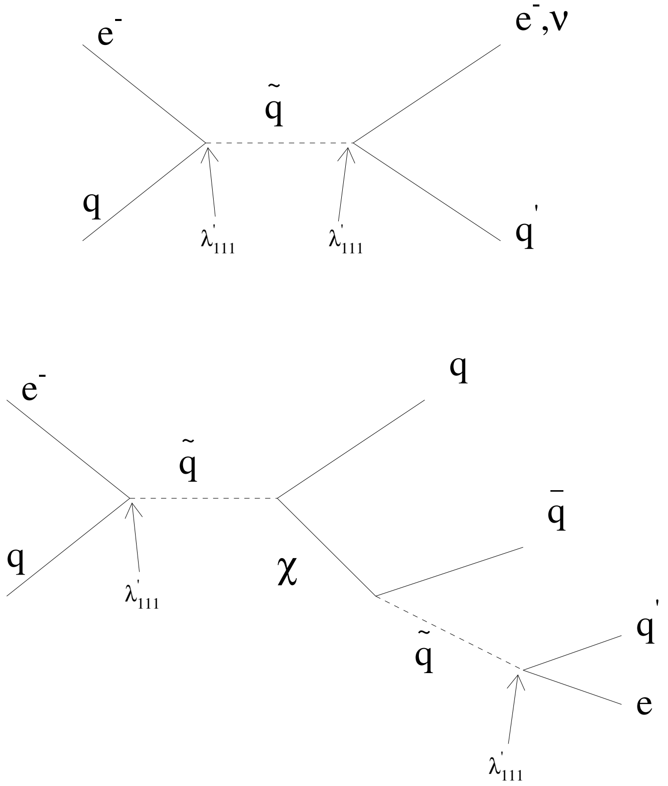


Figure 3.8: Diagrammes des processus violant la R-parité recherchés à Hera dans les collisions électron-quark. En haut, le $\tilde{q}$ se désintègre directement en violant la R-parité; en bas, le $\tilde{q}$ se désintègre par une désintégration de jauge.

Figure 3.9: Limites supérieures à 95% de confiance sur la constante de couplage λ'_{111} en fonction de la masse du squark, pour différentes valeurs fixées de la masse du photino.

de fond standard sont identiques à ceux de LEP1; c'est pourquoi nous choisissons le cas plus intéressant où $\sqrt{s}$=175 GeV.

Le canal supersymétrique choisi pour cet exemple de recherche à plus haute énergie est celui de la production des neutralinos les plus légers χ; ce mode restant invisible lorsque R-parité est conservée, il est particulièrement intéressant ici. Nous supposons toujours que le couplage violant la R-parité est du type λLLE^c, que le χ est la LSP et que sa durée de vie est nulle. Les signaux recherchés à $\sqrt{s}$=175 GeV ayant exactement les mêmes topologies que dans le cas $\sqrt{s} = m_z$ (événements à quatre leptons avec de l'énergie manquante), la recherche de paires de χ de haute masse décrite dans la Section 4 du chapitre 2 sera utilisée, moyennant simplement quelques changements pour tenir compte de la variation de l'énergie disponible. Les échantillons de bruits de fond et de signaux utilisés pour cette étude ont été générés en simulation rapide.

Les principaux bruits de fond standard qu'on pouvait ignorer à l'énergie de LEP1, mais qu'il faut maintenant considérer, sont les suivants:

- la production d'une paire de W, par l'échange d'un photon ou d'un Z dans la voie s, ou par l'échange d'un neutrino dans la voie t: $e^+e^- \rightarrow WW$ avec $W \rightarrow \ell_i\nu_i$ ou $q_i\bar{q}_j$ (cf. Fig.3.10(1)).
- le processus $e^+e^- \rightarrow We\nu$, produit par la fusion d'un W et d'un γ dans la voie t (cf. Fig.3.10(2)).
- l'état final Ze^+e^-, résultant de la fusion d'un électron et d'un γ dans la voie t (cf. Fig.3.10(3)).

Il faut bien sûr ajouter à ces trois bruits de fond les processus classiques à deux fermions, à savoir $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ et $\gamma\gamma \rightarrow f\bar{f}$, ainsi que les processus $\ell\ell V$ à quatre fermions.

Dans la recherche de paires de χ de haute masse produits à $\sqrt{s}$= 91.2 GeV, on sélectionnait des événements sphériques, à quatre traces chargées, de charge totale nulle, et dont l'angle d'acolinéarité était inférieur à 165 degrés. Tous ces critères topologiques restant valables à 175 GeV sont conservés. Les modifications ne portent que sur des variables comme les masses invariantes, la masse visible ou les énergies de traces. Ainsi, on sélectionne les événements dont la masse totale visible est supérieure à 30 GeV/c^2 (au lieu de 15), l'énergie hadronique neutre inférieure à 20 GeV (au lieu de 10), l'énergie de la trace la plus énergique inférieure à 40 GeV (au lieu de 25) et enfin dont la masse minimum de deux traces est supérieure à 2 GeV/c^2 (au lieu de 1.25). La coupure sur la masse invariante de trois traces, destinée à rejeter le bruit de fond $\tau^+\tau^-$, est conservée à 1.5 GeV/c^2.

En se normalisant sur une luminosité de 150 pb^{-1} (correspondant à l'ordre de grandeur prédit pour une année de prise de données à 175 GeV), cette nouvelle sélection, passée sur tous les bruits de fond énumérés plus haut, sélectionne 0.1 événement $\ell\ell\tau\tau$, tous les autres bruits de fond étant rejetés. Lorsque la constante λ_{133} est dominante, l'efficacité est de 28.3% pour une masse de χ de 85 GeV/c^2, 18.4% pour m_χ = 70 GeV/c^2 et décroit avec la masse du χ jusqu'à 7.5% à 50 GeV/c^2.

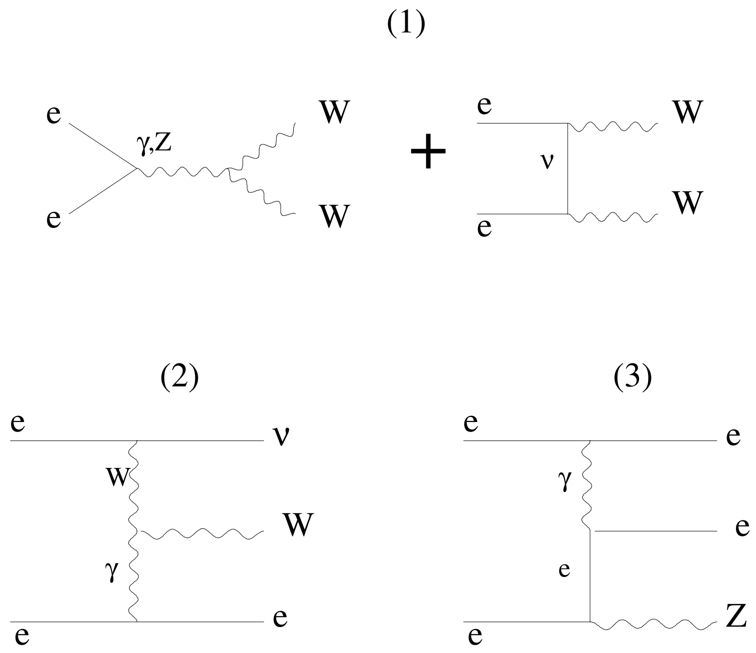


Figure 3.10: Diagrammes des nouveaux processus de bruits de fond pour les recherches de neutralinos χ produits par annihilation e^+e^- à 175 GeV d'énergie dans le centre de masse.

On rappelle que la section efficace de production des paires de χ, si on ignore pour le moment la contribution due à l'échange d'un sélectron dans la voie t, s'écrit

$$\sigma_{e^+e^-\to\chi\chi} \;=\; |C_{\chi\chi}|^2 \; \sigma_{\nu\bar{\nu}} \; \beta^3$$

De la même façon qu'à LEP1, le nombre d'événements que cette analyse sélectionnera dans les données nous permettra d'obtenir des informations sur $C_{\chi\chi}$ en fonction de m_χ ou, de manière équivalente, sur les trois paramètres $m_{\tilde{\gamma}}$, μ, et $\tan\beta$. Si aucun signal n'est mis en évidence, le domaine exclu dans l'espace de ces trois paramètres pourra être étendu. Si par contre un signal apparaissait dans les données, on pourrait alors contraindre et non plus exclure les valeurs de ce triplet. La Fig.3.11 illustre un exemple de limites supérieures établies sur $|C_{\chi\chi}|^2$, dans l'hypothèse où aucun événement n'aurait été sélectionné dans les données d'une année.

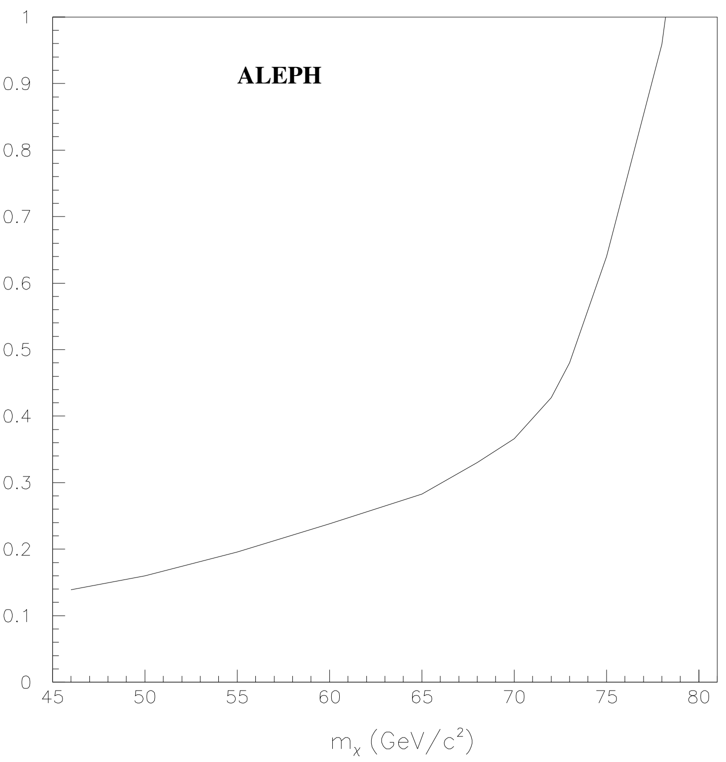


Figure 3.11: Limites supérieures à 95% de confiance sur la constante de couplage $|C_{\chi\chi}|^2$ en fonction de la masse du neutralino, qui seraient obtenues si aucun événement n'était sélectionné dans un échantillon de données à 175 GeV correspondant à une luminosité intégrée de 150 pb^{-1}, dans le cas où λ_{133} est dominante.

Chapitre 4

Etude du système des BOMs d'ALEPH

4.1 Introduction

Les BOMs, ou *Beam Orbit Monitors*, sont généralement utilisés par les opérateurs du LEP pour déterminer la position des faisceaux d'électrons et de positrons dans la machine. Environ 500 BOMs sont placés tout autour de la circonférence du LEP [43]. Chaque BOM est formé de deux paires d'électrodes recouvertes d'acier inoxydable placées très précisément (± 0.05 mm [44]) autour du tube à vide (Fig.4.1).

L'une des extrémités des électrodes est placée à l'intérieur du tube à vide. Le passage d'un paquet de positrons ou d'électrons provoque alors un signal électrique sur chacune de ces électrodes, l'amplitude du signal étant proportionnelle au courant du paquet et à la distance du paquet à l'électrode considérée. Ainsi, en comparant les signaux des quatre électrodes, la position du faisceau peut être déterminée.

La connaissance de la position du faisceau est nécessaire pour les opérateurs du LEP, mais elle permet aussi d'améliorer un grand nombre d'analyses de physique, en particulier lorsque ces analyses utilisent le tagging des B. En effet la connaissance de cette position fournit une contrainte supplémentaire pour déterminer la position du point d'interaction d'un événement donné. Jusqu'à maintenant, la mesure de la position de faisceau utilisée dans les analyses d'ALEPH est celle fournit par le détecteur de vertex. Mais, comme nous le verrons un peu plus loin, cette méthode du VDET utilisée à LEP1 ne pourra plus s'appliquer à LEP2; les informations sur la position des faisceaux pourraient alors être fournies par les BOMs.

Le système de prise de données des BOMs du LEP fournit des mesures qui ne sont pas synchronisées avec les événements d'ALEPH. De plus le système électronique associé n'est pas assez précis et ne peut pas convenir aux besoins d'ALEPH. Les seuls BOMs susceptibles d'apporter des informations utiles pour les analyses de physique sont donc des BOMs propres à ALEPH, totalement indépendants de ceux du LEP, et permettant une mesure de la position du faisceau événement par événement. Ces BOMs sont situés à 65 m de part et d'autre du point d'interaction, juste derrière les quadrupôles QS4 (Fig.4.2). Leur position permet d'avoir une très grande sensibilité aux mouvements des faisceaux au point d'interaction; en effet l'optique de la machine amplifie les variations de position des faisceaux entre le point d'interaction et les BOMs d'ALEPH, le facteur d'amplification valant environ 30.

Après une courte description de la méthode de mesure par le VDET (section 2), le système des BOMs et la procédure permettant d'obtenir la position des faisceaux au point d'interaction, seront décrits dans la section 3. Dans la section 4, les mesures des deux systèmes seront comparées pour les données de l'année 1994, et on verra que les différences observées semblent être assez systématiques. Si on considère les mesures fournies par le VDET comme référence, ces différences affectent beaucoup la résolution sur les mesures des BOMs. Cette résolution devient alors insuffisante et n'apporte plus aucune information utile aux analyses de physique. Deux effets permettant de comprendre ces différences font l'objet des sections 6 et 7. Le premier est un effet dû aux mouvements des quadrupôles les plus proches du point d'interaction (QS0). La position des ces quadrupôles ayant été monitorée en 1995, on verra dans la section 6 les conséquences de ces mouvements sur la position du faisceau au point d'interaction et sur les mesures des BOMs. Une deuxième origine des différences VDET-BOMs pourrait venir d'une mauvaise calibration de l'électronique associée au système des BOMs; en effet, aucune calibration n'a été refaite depuis l'année 1991 et on verra, dans la section 7, une nouvelle façon de procéder.

4.2 Mesure de la position du faisceau avec le détecteur de vertex (VDET)

Depuis 1991, grâce à son détecteur de vertex, ALEPH peut déterminer la position du faisceau au point d'interaction en utilisant l'information sur la position des traces des particules produites dans les collisions. Cette méthode, brièvement décrite ci-dessous, a jusqu'à maintenant été adoptée dans toutes les analyses de physique.

Elle consiste à déterminer la position du faisceau dans le plan transverse à celui-ci. Cette position est le résultat d'une moyenne sur un lot d'une centaine d'événements, appelé "chunk" et correspondant à environ 400 bonnes traces.

Par rapport à une origine arbitraire, les coordonnées du faisceau sont notées x_{beam} et y_{beam}. Les paramètres d'impact des différentes traces d'un chunk par rapport à ce

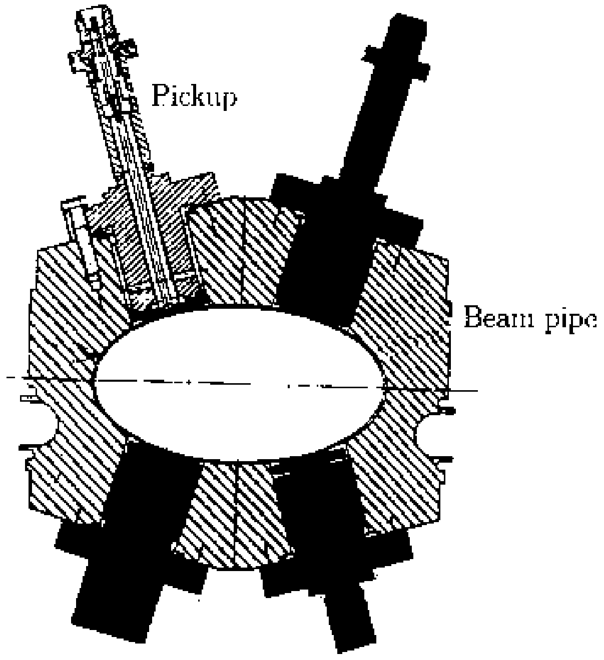


Figure 4.1: Schéma d'un des BOMs du LEP.

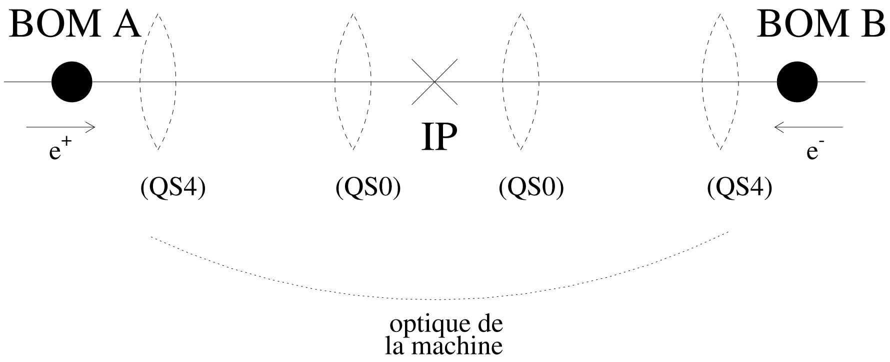


Figure 4.2: Schéma de la position des BOMs d'ALPEH par rapport au point d'interaction.

point (x_{beam},y_{beam}) sont notés d_i. La Fig.4.3 schématise la signification de ces variables. Sachant que la résolution du VDET sur le paramètre d'impact d'une trace individuelle de haute impulsion est de l'ordre de σ_d=30 μm, la position du faisceau est alors déterminée en minimisant la quantité $\sum(d_i^2/\sigma_{d_i}^2)$ par rapport à x_{beam} et y_{beam} (la somme portant sur toutes les bonnes traces du chunk considéré).

A une énergie dans le centre de masse égale à la masse du Z et avec des luminosités comparables à celles du LEP pendant l'année 1994, cette méthode permet une nouvelle détermination de la position du faisceau toutes les 2 ou 3 minutes, avec une précision statistique moyenne de 20 μm dans le plan horizontal et 8 μm dans le plan vertical. Rappelons que la taille de l'enveloppe du faisceau du LEP est inférieure à 10 μm dans la direction verticale et de l'ordre de 150 μm dans la direction horizontale. Le point d'interaction événement par événement étant déterminé avec une résolution d'environ 50 μm verticalement et horizontalement, la connaissance de la position du faisceau et de la taille de son enveloppe permet d'améliorer cette résolution.

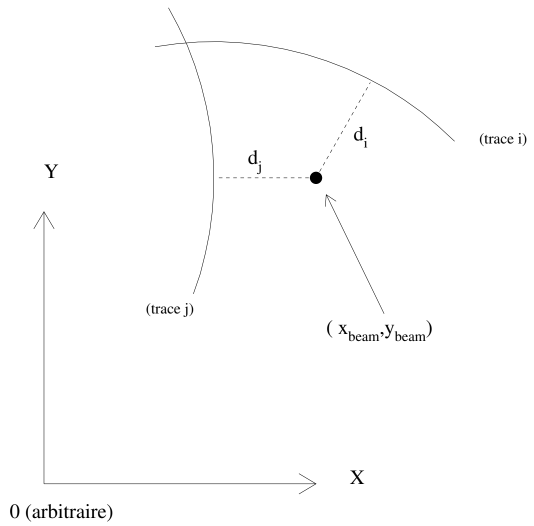


Figure 4.3: Schéma illustrant la procédure de mesure de la position du faisceau par le VDET.

Dans un chunk d'une centaine d'événements, 70% sont des événements hadroniques. Avec les taux de production d'événements hadroniques de LEP2 (qui sont beaucoup plus faibles qu'a LEP1 puisqu'on n'est plus au pôle du Z), cette méthode du VDET utilisée à LEP2 demanderait des heures de prise de données pour avoir une seule mesure de la position du faisceau avec la même précision statistique. Le faisceau étant susceptible de bouger pendant cette période (par exemple à cause de corrections d'orbite faites par les opérateurs du LEP), cette mesure ne pourrait plus être utilisée comme une contrainte pour déterminer le vertex primaire d'un événement ayant eu lieu à un instant donné.

Ainsi, si on veut atteindre à LEP2 une précision comparable à celle de LEP1, il est nécessaire de développer une autre méthode de mesure de la position du faisceau.

4.3 Mesure de la position du faisceau avec les BOMs d'ALEPH

Après une description générale du système d'acquisition des données des BOMs d'ALEPH, cette section décrit la procédure permettant d'obtenir la position du faisceau aux BOMs puis au point d'interaction.

4.3.1 L'acquisition des données BOM

Le système de lecture des données des BOMs d'ALEPH est schématisé sur la Fig.4.4. Les signaux issus des électrodes sont envoyés à travers un atténuateur (6 dB) avant d'atteindre l'entrée d'un module "RF Head" (RFH) qui les reforme et fournit un signal de trigger en sortie. Il y a quatre paires d'entrées RFH, chacune ayant un trigger de sortie; chaque paire de signaux venant de deux électrodes opposées est envoyée dans une de ces paires d'entrées, puis le trigger de sortie est envoyé à un module "track and Hold" (TNH) qui synchronise la digitisation avec le pic des signaux des électrodes. Il y a quatre modules TNH, un pour chaque paire de signaux d'électrodes opposées. Enfin, le signal permettant de sélectionner n'importe quel paquet de la machine est envoyé par le BX (beam crossing) aux TNH.

Lors du passage d'un paquet de positrons ou d'électrons, le signal induit détecté par une électrode des BOMs est très rapide (moins d'une nanoseconde de large) et son amplitude est de l'orde de quelques volts. La Fig.4.5 montre l'allure des signaux mesurés par une des électrodes du BOM placé du côté A (le côté A est celui où les positrons arrivent les premiers). Le premier pic est dû au passage d'un paquet de positrons, puis, environ 440 ns après, un pic de polarité opposée est créé par le passage du paquet d'électrons venant de croiser les positrons au point d'interaction (du côté B, le signal d'électrons arriverait en premier). Les $440ns$ correspondent au temps nécessaire à un paquet pour aller d'un BOM à l'autre. Les signaux suivants, correspondant à la paire de paquets suivante, sont vus 11 μs plus tard si on est dans les conditions de prise de données de 1994 (un faisceau de 8 paquets en mode Pretzel), et ainsi de suite.

Le zéro des TNH correspond à environ 2000 coups ADC. Un paquet d'électrons donne lieu à un signal ADC inférieur à 2000; un paquet de positrons, à un signal supérieur à 2000.

Les données brutes des BOMs ne sont évidemment pas enregistrées à chaque tour du faisceau dans la machine. Une fois un paquet de positrons choisi, 50 mesures de l'amplitude des signaux recueillis aux électrodes sont faites pour ce paquet, et la moyenne est calculée. On cherche ensuite parmi ces 50 mesures celle qui est la plus éloignée de

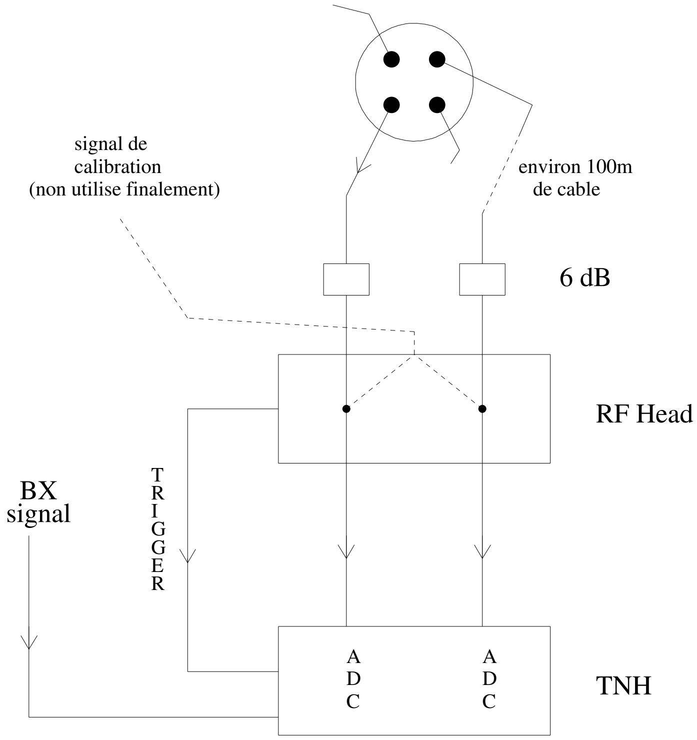


Figure 4.4: Schéma simplifié de l'électronique associée au BOMs d'ALEPH.

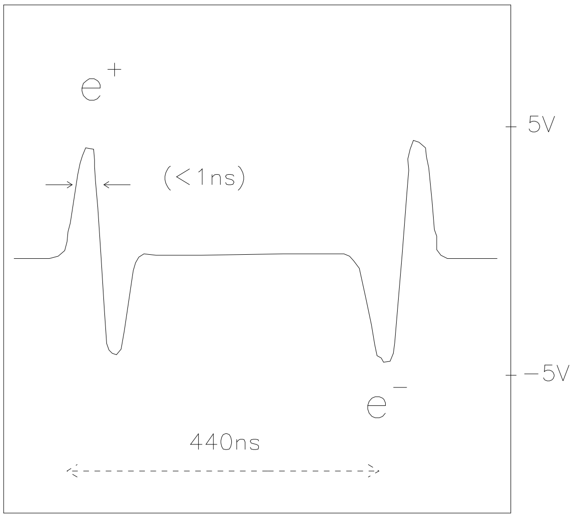


Figure 4.5: Signal mesuré sur une électrode du BOM du côté A.

cette moyenne; si elle est à plus de 100 ADC counts de la moyenne, elle est rejetée et on recalcule la moyenne avec les 49 mesures restantes; et ainsi de suite, jusqu'à ce que plus aucune mesure ne soit éloignée de plus de 100 ADC counts de la moyenne, ou bien tant que le nombre de mesures rejetées ne dépasse pas 20 [45]. La moyenne et l'écart standard sont alors calculés avec le lot restant. La même procédure est appliquée pour le paquet d'électrons correspondant. On sélectionne ensuite le paquet suivant et on recommence. Toutes les quelques minutes, les piedestaux sont mesurés de la même façon, 1 μs avant le signal attendu.

Lorsqu'un événement ALEPH arrive, ce sont les mesures de la paire de paquets la plus récente qui lui sont associées. Les valeurs moyennes et écarts standard des signaux des huit électrodes, pour les positrons et pour les électrons, sont alors enregistrés dans la banque BOMR.

4.3.2 Calcul de la position du faisceau

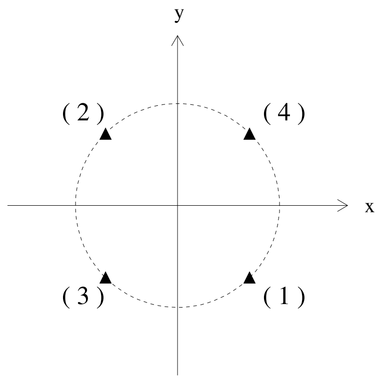


Figure 4.6: Numérotation des électrodes d'un BOM.

A partir des signaux des quatre électrodes, la position du faisceau au BOM peut être calculée. Avec la numérotation des électrodes décrite sur la Fig.4.6, l'expression des positions verticale et horizontale du faisceau s'écrit [45] :

$$x_{BOM}, y_{BOM} \;=\; C\left[\frac{g_{34}s_4 - s_3}{g_{34}s_4 + s_3} \;\pm\; \frac{s_1 - g_{12}s_2}{s_1 + g_{12}s_2}\right] \tag{3.1}$$

où C est une constante caractéristique de la géométrie des électrodes (C =1.814cm), s_i le signal mesuré à l'électrode n^{o}i (piédestal soustrait) et g_{ij} le gain relatif entre l'électrode n^{o}i et l'électrode n^{o}j. Ces expressions ne sont valables que si le faisceau est proche de l'axe du tube à vide (< quelques millimètres).

Les gains g_{ij} ont été déterminés en 1991 [45]. La première idée était d'envoyer un signal dans chacune des paires de signaux entrant dans le RFH (voir Fig.4.4), afin de déterminer leur calibration relative tout au long de la prise de données. Mais, en fait, il

s'est avéré que la forme du signal de calibration était très différente de celle du faisceau; et cette façon de calibrer, trop peu fiable, a été abandonnée.
La calibration a finalement été faite avec le faisceau lui-même, en connectant, pour chaque paire d'électrodes opposées, une seule des deux électrodes sur les deux entrées du RFH. Le système restait dans cette configuration tout au long d'un remplissage de la machine, permettant ainsi une calibration en fonction du courant de faisceau. Les données des BOMs pour la position du faisceau étant bien entendu perdues pour ce remplissage particulier, cette calibration ne peut être faite qu'occasionnellement. Le rapport des signaux de la paire d'électrodes (i, j) en fonction du signal de l'une de ces électrodes permet de paramétrer le gain g_{ij} par l'expression : $g_{ij} = a_{ij} + b_{ij}\ s_j$. Une série de coefficients a_{ij} et b_{ij} résultant d'une calibration avec le faisceau en 1991 est présentée dans la Table 4.1.

	Paire d'électrode	Polarité	a	b $(\times 10^{-4})$
BOM A	1/2	$+$	1.11	0.289
	1/2	$-$	1.13	0.101
	3/4	$+$	1.01	0.398
	3/4	$-$	1.04	0.183
BOM B	1/2	$+$	1.14	-0.091
	1/2	$-$	1.13	-0.116
	3/4	$+$	0.99	0.091
	3/4	$-$	1.00	-0.042

Tableau 4.1: Constantes de calibrations des BOMs A et B mesurées en 1991.

La position et l'angle du faisceau au point d'interaction se déduisent ensuite des positions $(x, y)^A_{BOM}$ et $(x, y)^B_{BOM}$ mesurées aux BOMs A et B, via une matrice de transfert [46, 47] décrivant les effets de l'optique de la machine entre les BOMs et le point d'interaction (quadrupôles, aimants correcteurs, aimant d'ALEPH). Les données des deux BOMs A et B sont nécessaires pour extrapoler la position jusqu'au point d'interaction. Il suffit de résoudre un système linéaire de quatre équations où les quatre inconnues sont la position et l'angle du faisceau dans le plan transverse $((x, y, x', y')_{IP}$ où $x' = dx/dz$ et $y' = dy/dz)$.

Les résultats fournis par les BOMs ont été testés pendant une période de développement de machine du LEP en octobre 1991 [48]. En faisant bouger volontairement le faisceau par pas de 50 μm verticalement et de 100 μm horizontalement, les mesures des BOMs montrent des pics successifs correspondant à ces variations de position. Ajusté par une Gaussienne, un de ces pics donne une résolution d'environ 30 μm en x et 1 μm en y. L'amplitude de ces variations de position du faisceau aux BOMs étant divisée environ par 30 en arrivant au point d'interaction, cette méthode des BOMs permet de mesurer la position du centre du faisceau au point d'interaction avec une erreur statistique inférieure à un micron dans la direction verticale, et à quelques microns dans la direction horizontale. Quant à l'angle du faisceau, il est déterminé dans le plan horizontal et vertical avec une précision inférieure à quelques dizaines de μrad. Mais comme on va le voir dans la section suivante, la comparaison de ces mesures des BOMs extrapolées jusqu'au point d'interaction et de celles du VDET va mettre en évidence l'existence d'effets systématiques qui détériorent cette bonne précision statistique.

4.4 Comparaison des mesures des BOMs et du VDET pour les données de l'année 1994

Cette étude a été faite sur les données de l'année 1994, pendant laquelle le LEP marchait en mode Pretzel avec 8 paquets de positrons contre 8 paquets d'électrons. Les gains utilisés pour la reconstruction des positions horizontale et verticale du faisceau à partir des signaux des BOMs sont ceux qui ont été déterminés en 1991 (Table 4.1). Après une comparaison des données de VDET avec celles des BOMs, certains points, permettant peut-être d'expliquer les différences observées, seront exposés.

Le système des BOMs mesure indépendamment les positions des faisceaux d'électrons et de positrons. Extrapolées jusqu'au point d'interaction, ces positions doivent être identiques puisque les données des BOMs ne sont enregistrées que lorsqu'un événement est accepté par le système de trigger d'ALEPH. Or, comme le montrent les distributions de la Fig.4.7, ces deux mesures, aussi bien horizontalement que verticalement, sont différentes. Ainsi, dans tout ce qui suit, n'ayant aucune raison de choisir l'une ou l'autre des deux mesures, la position du faisceau utilisée au point d'interaction sera la moyenne des deux.

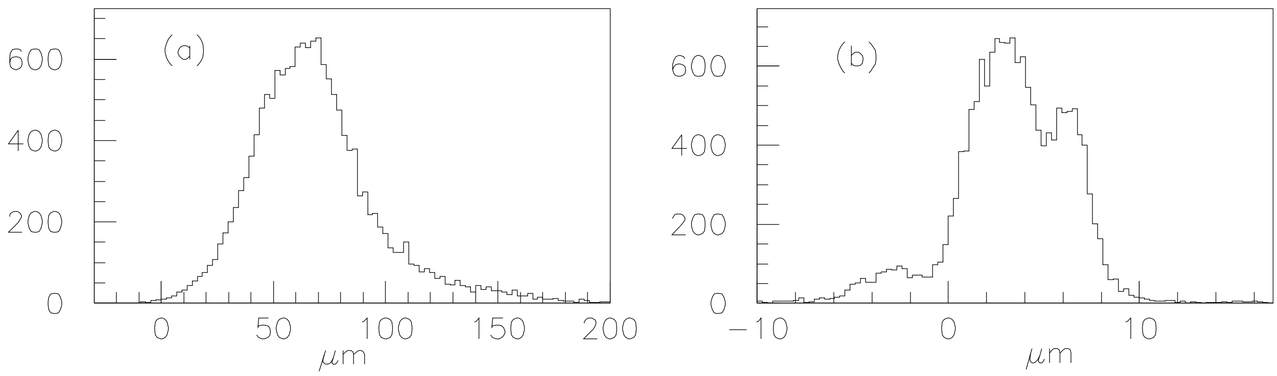


Figure 4.7: Différences horizontale (a) et verticale (b) entre les positions des e^+ et des e^- mesurées par les BOMs au point d'interaction.

Pour la comparaison des mesures du VDET et des mesures des BOMs, les données BOMs sont moyennées sur les 16 paquets de positrons et d'électrons et sur tous les événements d'un chunk (on rappelle qu'un chunk correspond au lot d'événements utilisé par VDET pour fournir une mesure de la position du faisceau).

En premier lieu, les quelques remplissages dans lesquels le faisceau a fait de grands sauts (supérieurs à 100 μm) ont été identifiés. L'exemple d'un saut vertical vu par les BOMs et par le VDET est présenté sur la Fig.4.8 pour le remplissage 2180; sur cette figure, la position verticale du faisceau est fonction du temps écoulé depuis le début du remplissage. La Fig.4.9 présente tous les grands sauts verticaux vus par les deux systèmes pendant l'année 1994. Elle montre qu'en tenant compte de l'incertitude statistique des mesures de VDET, l'amplitude d'un saut mesurée par VDET, est égale à celle mesurée par le système des BOMs. Le système des BOMs semble donc avoir une bonne réponse linéaire et réagir correctement aux brusques variations de position du faisceau.

La comparaison suivante porte sur la variation au cours du temps de la différence des mesures de VDET et de BOM dans un remplissage donné.
Pour la plupart des remplissages, la différence des mesures de BOM et VDET pour la position verticale du faisceau, notée $\Delta y = y_{VDET} - y_{BOM}$, semble décroitre au cours des 2 ou 3 premières heures après le début du remplissage. Et plus précisément, lorsque le faisceau est stable, y_{BOM} semble être constant alors que y_{VDET} décroit au début du remplissage. Cette décroissance avait déjà été observée dans les données de 1991 [49] et Δy avait été paramétrée en fonction du temps par une exponentielle; le temps caractéristique était d'environ 3 heures et l'amplitude de la différence allait d'environ 0 à 100 μm. De la même façon, pour tous les remplissages de l'année 1994 étudiés, la différence Δy a été paramétrée par la fonction :

$$\Delta y \;=\; y_{VDET} - y_{BOM} \;=\; A\exp(-t/\tau) \;+\; C_y$$

où t est le temps écoulé depuis l'enregistrement du premier événement du remplissage.
Les résultats de ces ajustements pour les remplissages 2268, 2378 et 2336 sont présentés sur les distributions (a), (b) et (c) de la Figure 4.10. Dans ces histogrammes, chaque point correspond à une mesure de VDET, et les barres d'erreur sont les incertitudes statistiques sur ces mesures de VDET.
Pour la majorité des remplissages, la paramétrisation choisie donne une bonne convergence. Le temps caractéristique des décroissances est d'environ une heure avec une amplitude de variation d'environ 50 microns. La valeur moyenne de l'amplitude A pour tous les remplissages étudiés (environ 90 remplissages) est de 41 μm, celle de τ de 58 minutes.
Dans le reste des remplissages, la différence Δy est soit plate, soit linéaire au cours du temps, mais l'exponentielle ne semble pas être la bonne paramétrisation; les Fig.4.11 (a) et (b) présentent un exemple de ce genre de comportement.

De plus, dans tous les remplissages, qu'il y ait une décroissance exponentielle ou non, les mesures des BOMs sont décalées systématiquement d'environ 500 μm par rapport aux mesures de VDET.

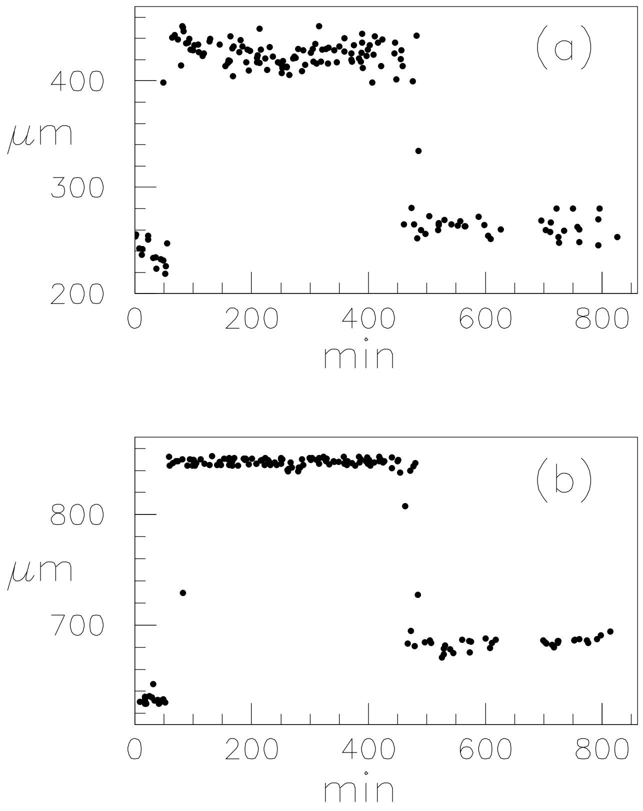


Figure 4.8: Position verticale du faisceau en fonction du temps mesurée par le VDET (a) et par les BOMs (b), pour le remplissage 2180.

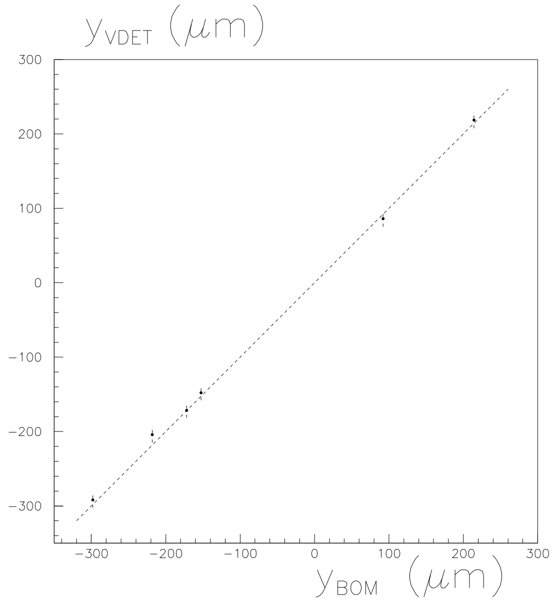


Figure 4.9: Amplitudes de tous les grands sauts (>100 μm) verticaux du faisceau recensés dans les données de 1994, mesurés par le VDET (axe horizontal) et par les BOMs (axe vertical).

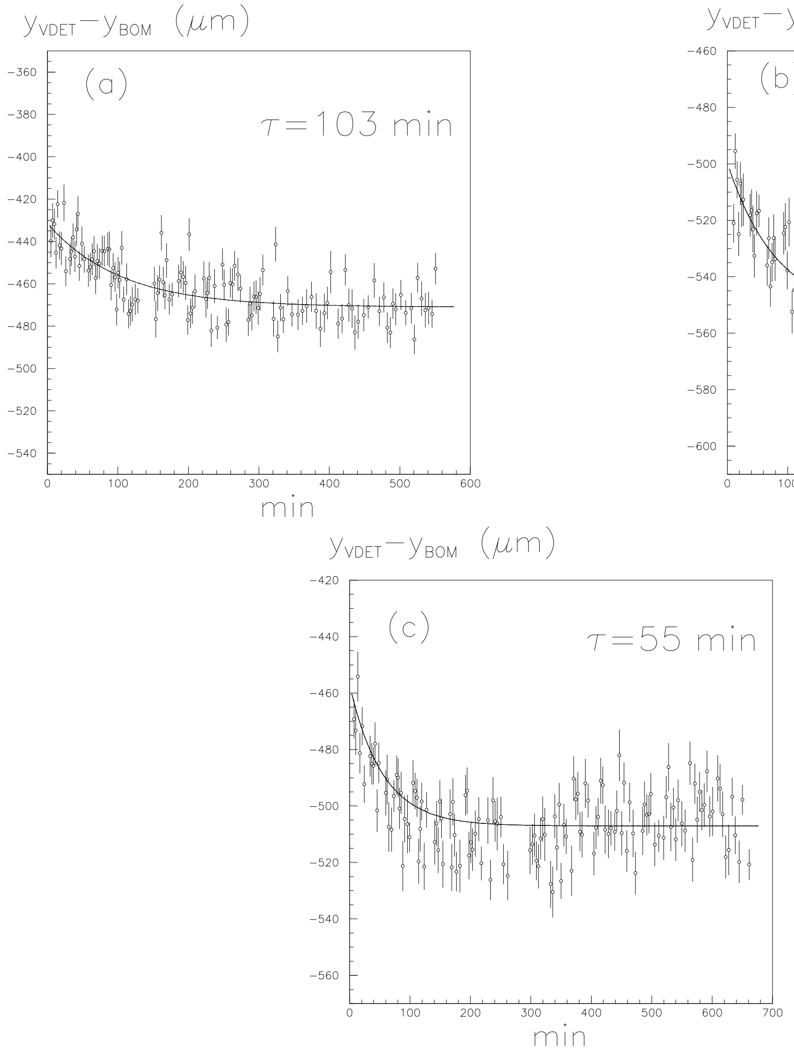


Figure 4.10: Différence $y_{VDET} - y_{BOM}$ pour les remplissages 2268 (a), 2378 (b) et 2336 (c), en fonction du temps écoulé depuis le premier événement du remplissage.

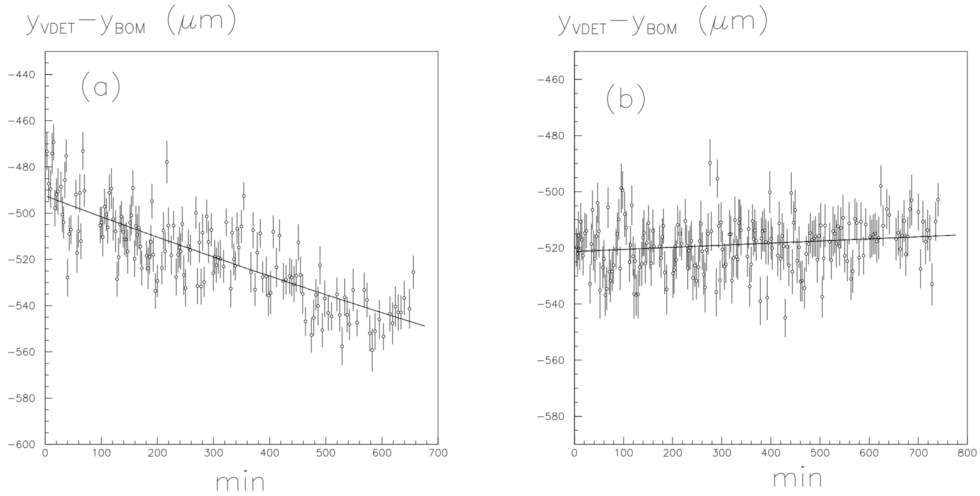


Figure 4.11: Deux exemples dans lesquels $y_{VDET} - y_{BOM}$ ne voit pas de décroissance exponentielle en début de remplissage: remplissage 2337 (a) et 2275 (b).

La quantité $\Delta x = x_{VDET} - x_{BOM}$ ne semble pas avoir cette dépendance exponentielle systématique au début de chaque remplissage, mais plutôt une différence constante tout au long du remplissage. La Fig.4.12 (a) montre un exemple typique de cette différence Δx. La Fig.4.12 (b) présente la distribution de cette différence pour toutes les données de l'année; cette distribution montre que le décalage semble être le même pour tous les remplissages, sa valeur moyennée sur toute l'année étant d'environ 1500 microns.

Dans certains remplissages, la position horizontale voit quand même une dépendance en temps. La Fig.4.13 montre l'exemple du remplissage 2336 où Δx semble osciller tout au long du remplissage. Mais l'étude de cette différence, pour tous les remplissages de l'année 1994, ne permet pas de mettre en évidence un effet systématique comme celui observée pour Δy. Lorsqu'il y a une variation au cours du temps dans un remplissage, sa dépendance n'est pas nécessairement en début de remplissage et sa forme est variable selon les remplissages.

Cette comparaison montre essentiellement deux types de désaccords entre les mesures des BOMs et celles du VDET : d'une part, des différences qui dépendent du temps (dépendance exponentielle systématique en début de remplissages pour Δy, et dépendance assez aléatoire pour Δy ou Δx au cours de certains remplissages); d'autre part un décalage permanent (environ 500 μm verticalement et 1500 μm horizontalement) qui ne semble être lié ni au temps ni au remplissage.

La décroissance systématique de la position verticale du faisceau observée au début de la plupart des remplissages par le VDET est sans doute due à l'optique de la machine entre les BOMs et le point d'interaction; ces effets systématiques seraient de l'ordre de 40 μm dans le plan vertical et pourraient provenir d'un mouvement des quadrupôles QS0. Cette hypothèse avait déjà été avancée lors de l'étude des données de 1991. Ces quadrupôles sont les plus proches du point d'interaction, et leur position semble avoir une influence non négligeable sur celle du faisceau. En effet, il est estimé qu'un mouvement symétrique vertical des deux quadrupôles, de quelques dizaines de microns, induit au point d'interaction un mouvement du faisceau du même ordre de grandeur. Les supports mécaniques de ces quadrupôles sont soumis à des effets de température, lors de l'établissement du courant au début d'un remplissage, et peuvent provoquer un mouvement des QS0 de quelques dizaines de microns. Les données des BOMs ne verraient pas ce mouvement puisqu'il n'est pas pris en compte dans les matrices de transfert décrivant l'optique de la machine. Un système de monitorage de ces quadrupôles a donc été installé dans ALEPH en 1995; une étude des premiers résultats est présentée dans la Section 5.

Quant au décalage permanent existant aussi bien pour la différence horizontale que verticale, il pourrait être dû à une mauvaise calibration. En effet la calibration de 1991 n'a jamais été vérifiée et il se peut que les gains aient changé au cours de ces trois ans. Ainsi, si on veut obtenir des mesures de précision suffisante pour être utilisées dans des analyses de physique, il semble nécessaire de faire une nouvelle calibration.

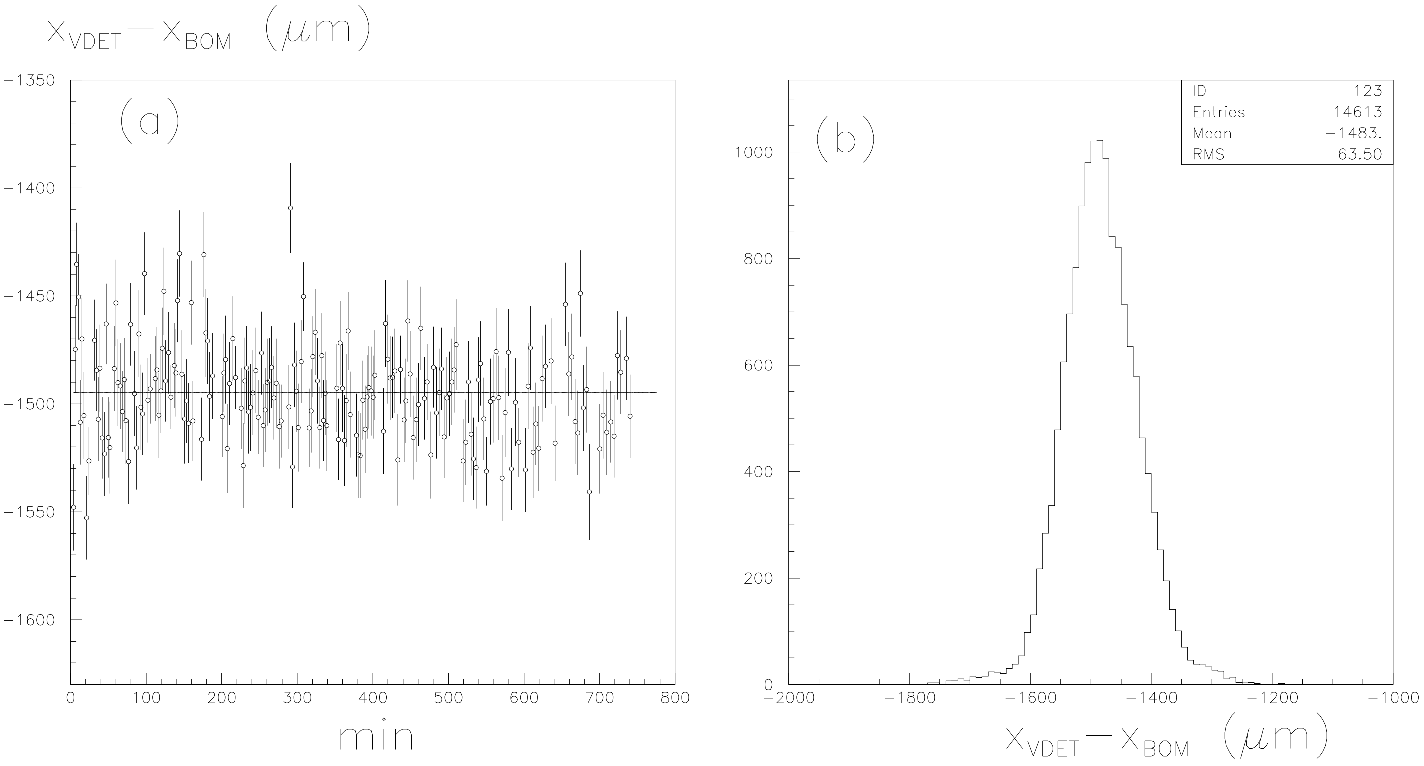


Figure 4.12: (a): différence $x_{VDET} - x_{BOM}$ en fonction du temps pour le remplissage 2275; (b): distribution de cette différence pour tous les remplissages de l'année 94.

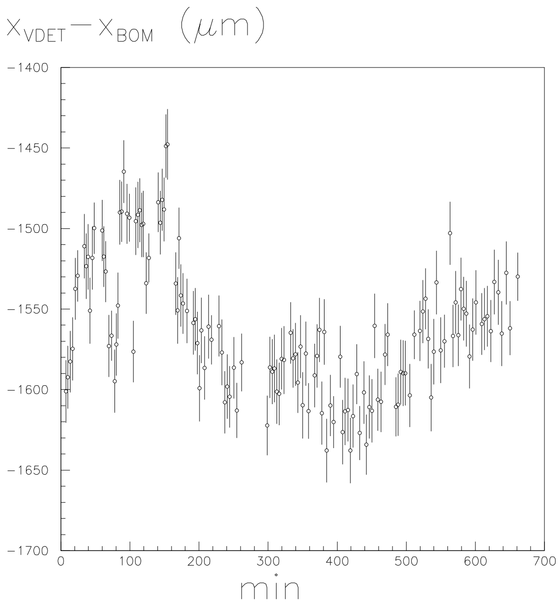


Figure 4.13: Remplissage 2336: un exemple où la différence $x_{VDET} - x_{BOM}$ varie au cours du temps.

4.5 Mesure de la position des quadrupôles QS0 en 1995

4.5.1 Description du système de monitorage

En mars 1995, un système permettant de mesurer la position des deux quadrupôles QS0 a été installé dans ALEPH. De chaque côté du détecteur, une barre horizontale de 38 cm reliant le quadrupôle et le LCAL a été installée; l'une de ses extrémités est solidement fixée au support du quadrupôle et de petits potentiomètres de 10kΩ sont installés sur son autre extrémité. Les surfaces de référence sont de petites plaques en aluminium fixées sur le LCAL. On fait l'hypothèse que la LCAL ne bouge pas par rapport au VDET. Quatre potentiomètres sont placés du côté gauche (côté A) et deux du côté droit (côté B). On a ainsi accès aux positions horizontale et verticale du quadrupôle situé du côté B

$$x_{qs0}^B \qquad y_{qs0}^B$$

et aux positions longitudinale, horizontale et verticale du quadrupôle situé du côté A; le quatrième potentiomètre installé de ce côté fournit une mesure redondante de la position verticale permettant ainsi, en comparant les deux positions indépendantes, d'avoir un ordre de grandeur de l'erreur de mesure. Ces quatre positions sont notées

$$x_{qs0}^A \qquad y_{qs0}^A \qquad {y_{qs0}^A}^* \qquad z_{qs0}^A$$

Ces potentiomètres sont alimentés par une tension continue de 12V. La calibration, faite à l'aide de petites plaques de 50 μm d'épaisseur, montre qu'un mouvement de 1 μm correspond à une variation de tension de 1mV. Les positions de ces quadrupôles sont enregistrés environ toutes les minutes dans les banques de données d'ALEPH.

4.5.2 Analyse des données de 1995

L'objet de cette étude est d'analyser les mouvements des quadrupôles QS0, observés sur les premières données prises en 1995 et de les comparer avec les mouvements du faisceau au point d'interaction d'ALEPH afin de comprendre les corrélations éventuelles.

En 1995, le LEP fonctionne avec un faisceau de quatre trains de positrons contre quatre trains d'électrons, chacun composé de 2, 3 ou parfois 4 paquets. A l'époque où cette étude a été faite, les matrices de transfert décrivant l'optique de la machine entre les BOMs d'ALEPH et le point d'interaction n'étaient pas encore disponibles. Ces matrices sont différentes de celles de l'année 1994 à cause du nouveau mode de fonctionnement par train du LEP: afin que les faisceaux de positrons et d'électrons n'interfèrent pas avant d'atteindre le point d'interaction, une nouvelle optique a été installée et les matrices de 1994 ne conviennent plus pour extrapoler la position du faisceau des BOMs jusqu'au point d'interaction.

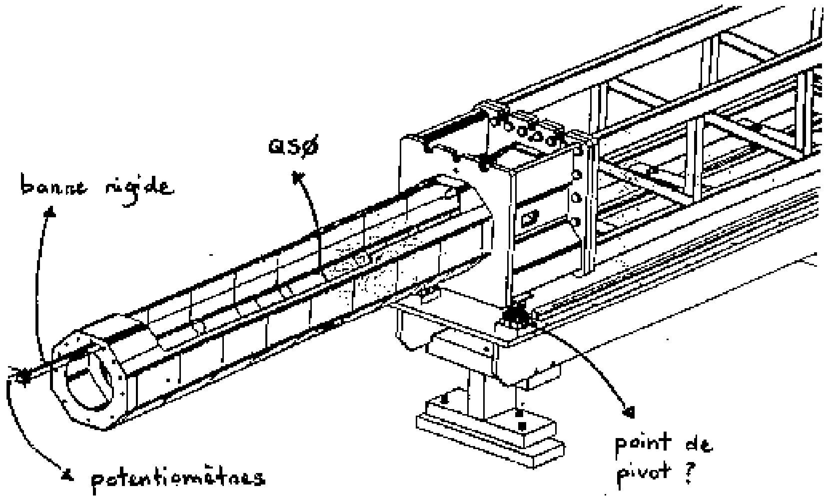


Figure 4.14: Schéma du dispositif de monitorage d'un quadrupôle QS0. Le mouvement des supports mécaniques proviendraient peut-être de l'endroit noté "point de pivot".

L'étude qui suit ne porte pas sur les données des BOMs d'ALEPH mais seulement sur celles des BOMs du LEP. On comparera d'abord le mouvement des quadrupôles avec celui du faisceau mesuré par VDET au point d'interaction, puis on verra alors quel est le type de correction à apporter au système des BOMs du LEP.

Comme on l'a dit un peu plus haut, la position verticale du quadrupôle QSO^A est mesurée deux fois indépendamment (une mesure du mouvement vers le haut et une mesure vers le bas). La Fig.4.15 (a) montre la distribution de la différence de ces deux mesures ($\Delta y_{qs0} = y^A_{qs0} - {y^A_{qs0}}^*$) pour toutes les données étudiées. Ces données correspondent à 45 remplissages collectés aux mois de mai et juin 1995. L'écart type de cette distribution donne une estimation de l'erreur commise sur une mesure, l'incertitude de chaque mesure de position par un potentiomètre est évaluée à $\sigma_{Q0S} = 3.1$ μm.
La Fig.4.15 (b) montre l'allure de cette différence Δy_{qs0} en fonction de la valeur moyenne $\bar{y}_{qs0}$ de la position verticale $\left(\bar{y}_{qs0} = (y^A_{qs0} + {y^A_{qs0}}^*)/2\right)$. Si on ajuste cette distribution par la droite

$$\Delta y_{qs0} \;=\; A\;\bar{y}_{qs0} \;+\; B$$

la pente A obtenue vaut 0.30 et le décalage -23.6 μm. L'erreur dépend de la position du quadrupôle, cette dépendance étant sans doute due à une différence de calibration des potentiomètres. La Fig.4.16 montre la même distribution Δy_{qs0} après correction. L'écart type de cette distribution peut être interprété comme l'erreur commise sur une mesure si la calibration des potentiomètres était parfaite.

Les distributions des Fig.4.17 et Fig.4.18 montrent, pour les deux remplissages 2714 et 2715, les variations de positions horizontales, verticales et longitudinales des quadrupôles $QS0^A$ et $QS0^B$ en fonction du temps.

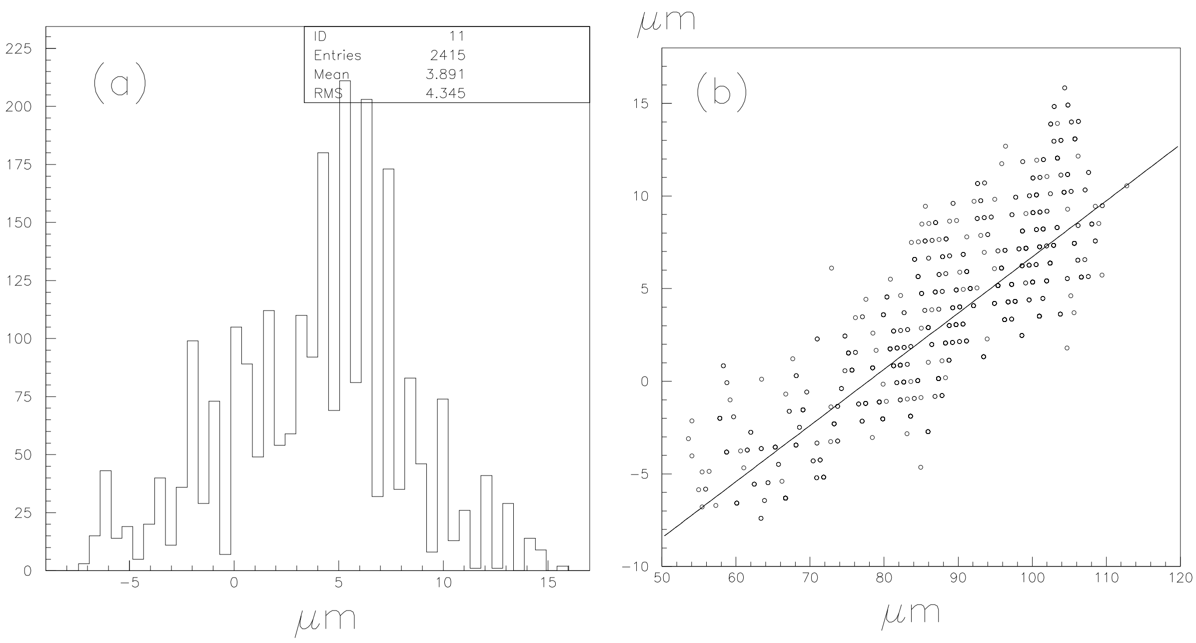


Figure 4.15: Distributions pour tous les remplissages du début de l'année 1995 de la différence Δy_{qs0} (a) et de cette différence Δy_{qs0} en fonction de la valeur moyenne $\Delta \bar{y}_{qs0}$ (b). L'ajustement de la distribution (b) par la droite $\Delta y_{qs0} = A\ \bar{y}_{qs0} + B$ donne $A = 0.30$ et $B = -23.6\ \mu$m.

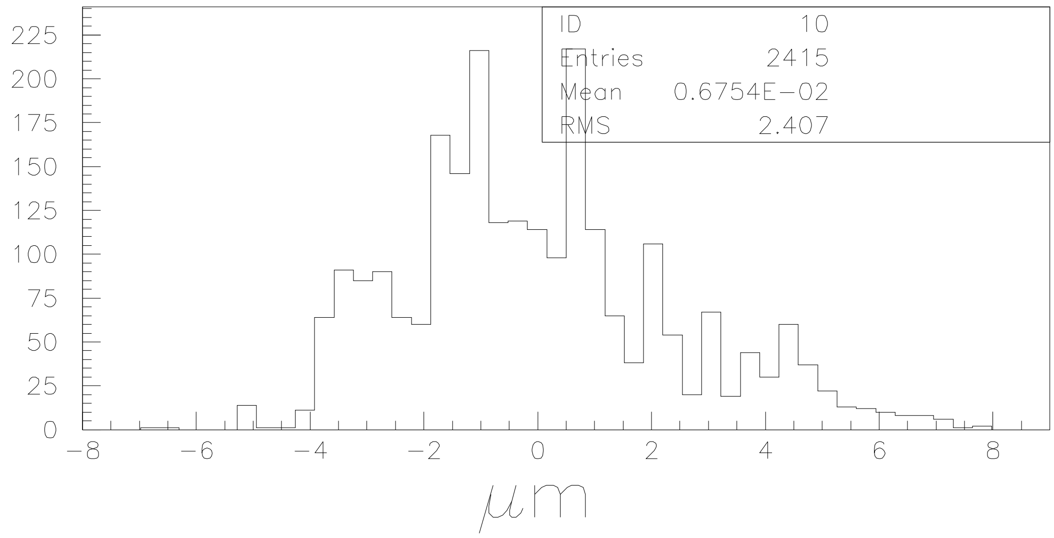


Figure 4.16: Distribution de la quantité $\Delta y_{qs0} - 0.3\bar{y}_{qs0} + 23.6$.

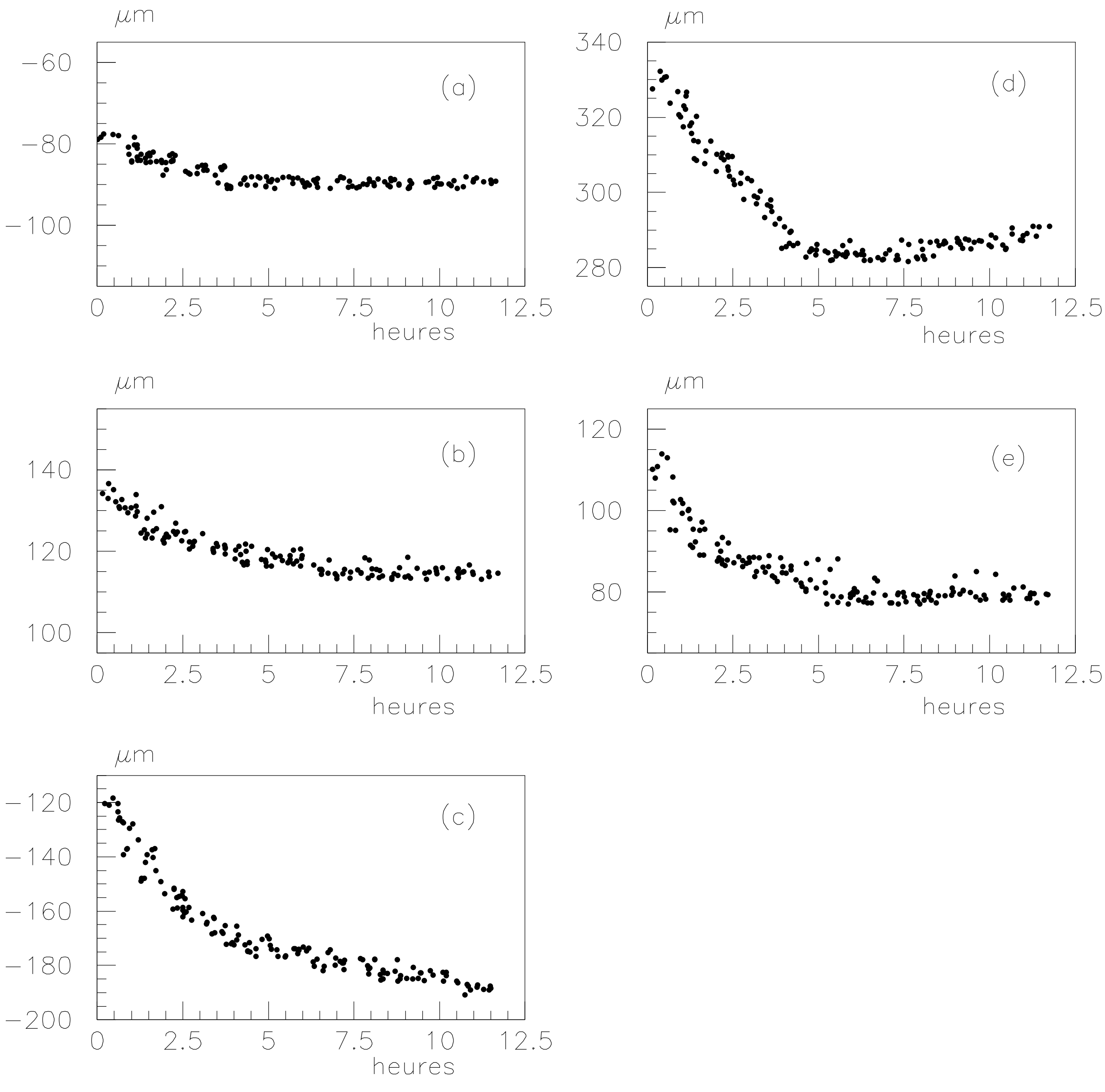


Figure 4.17: Positions des quadrupôles $QS0^A$ et $QS0^B$ en fonction du temps écoulé depuis le début du remplissage 2714.
x^A_{qs0} (a),y^A_{qs0} (b) et z^A_{qs0} (c) représentent respectivement les positions horizontale, verticale et longitudinale de $QS0^A$, x^B_{qs0} (d) et y^B_{qs0} (e) les positions horizontale et verticale de $QS0^B$.

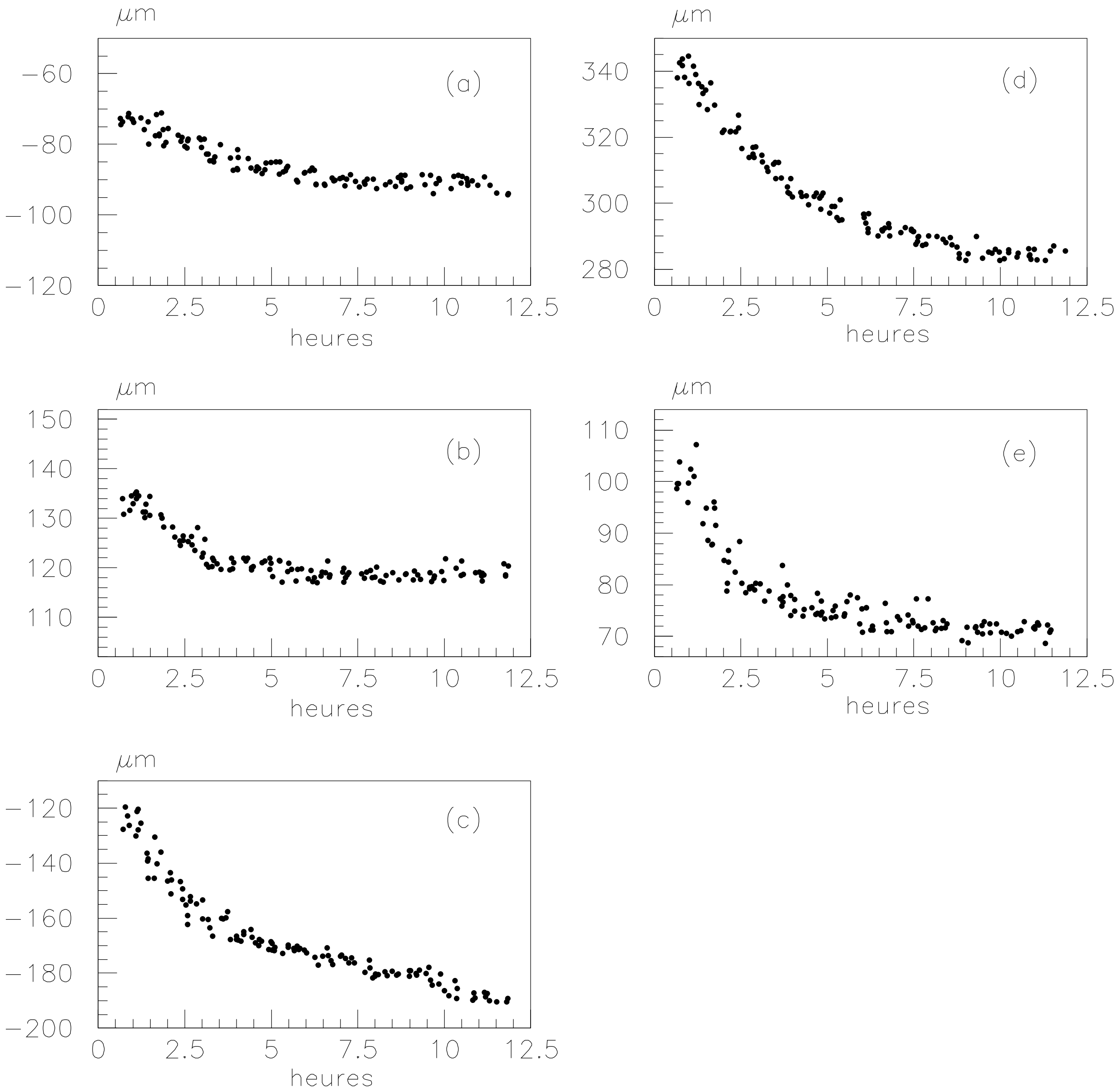


Figure 4.18: Positions des quadrupôles $QS0^A$ et $QS0^B$ en fonction du temps écoulé depuis le début du remplissage 2715. Voir la légende de la Fig.4.17.

Les allures de ces distributions pour ces deux remplissages 2714 et 2715 sont caractéristiques de la majorité des remplissages étudiés. Deux observations peuvent essentiellement être tirées de ces distributions. D'une part, que ce soit du côté A ou du côté B, toutes les positions voient une décroissance de forme exponentielle au début du remplissage, le temps caractéristique de cette exponentielle étant d'au moins une heure. D'autre part, l'amplitude du mouvement de $QS0^B$ est plus importante que celle de $QS0^A$. Ces comportements sont observés pour la plus grande partie des remplissages dans lesquels la statistique est convenable (une centaine de mesures).

Avant de passer à l'étude des corrélations avec la position du faisceau au point d'interaction, quelques prédictions faites par le LEP sur les conséquences du mouvement des quadrupôles doivent être mentionnées.

Un calcul fait par les opérateurs du LEP permet d'estimer le déplacement vertical du faisceau au point d'interaction, lorsque ce déplacement est provoqué par un mouvement des quadrupôles. La Table 4.2 [50] présente quatre scénarios de mouvements de ces quadrupôles et le déplacement vertical du faisceau qui en résulte.

Mouvements des QS0	déplacement de $QS0^A$	déplacement de $QS0^B$	position à l'IP
symétrique	5	5	7
	0	10	7
antisymétrique	-5	5	0
	-10	0	-7

Tableau 4.2: Exemples de déplacements verticaux prédits pour le faisceau au point d'interaction, dus à des mouvements verticaux des quadrupôles QS0.

La règle qu'on peut tirer de ces exemples semble être : $\Delta y_{IP} \sim 0.7 \left(\Delta y^A_{qs0} + \Delta y^B_{qs0}\right)$ où Δy^A_{qs0} et Δy^B_{qs0} sont les variations de positions verticales des quadrupôles, et Δy_{IP} le déplacement vertical du faisceau créé au point d'interaction.

Pour tester cette prédiction, il s'agit de choisir des remplissages dans lesquels le faisceau n'est soumis qu'à des effets dûs aux mouvements des quadrupôles. Les sauts brusques du faisceau étant généralement dus à des corrections d'orbite, la caractéristique principale retenue dans la sélection de ces remplissages est la forme continue de la position du faisceau au cours du temps.

Pour tous les remplissages choisis, les variations de la position verticale du faisceau mesurée par le VDET (y_{Vdet}) sont comparées avec les variations des positions des quadrupôles. Les Figures 4.19, 4.20, 4.21 et 4.22 montrent le résulat de cette comparaison pour les remplissages 2714, 2750, 2751, 2752. Sur toutes ces figures, la position verticale des quadrupôles y^A_{qs0} (a) et y^B_{qs0} (b), la somme $y^A_{qs0} + y^B_{qs0}$ (c) et la position du faisceau au point d'interaction y_{VDET} (d), sont montrés en fonction du temps écoulé depuis le premier événement du remplissage. Dans les distributions (e) de la position y_{VDET} en fonction de la somme $y^A_{qs0} + y^B_{qs0}$, les barres d'erreurs correspondent à l'incertitude statistique sur la mesure de VDET.

Comme il a été dit auparavant, le remplissage 2714 représente l'allure de la majorité des remplissages: les deux quadrupôles bougent en même temps, dans le même sens et seulement en début du remplissage. Dans le remplissage 2750, $QS0^B$ a un mouvement vertical ascendant en milieu de remplissage tandis que $QS0^A$ reste immobile. Le remplissage 2751 montre une situation dans laquelle les deux quadrupôles bougent dans le même sens mais pas au même moment, tandis que dans le remplissage 2752 le mouvement des quadrupôles est antisymétrique. Pour tous ces remplissages, la position du faisceau a été ajustée en fonction de la somme $y^A_{qs0} + y^B_{qs0}$ par une droite:

$$y_{Vdet} \;=\; p\,\left(y^A_{qs0} + y^B_{qs0}\right) \;+\; r$$

Les résultats de ces ajustements sont présentés dans la Table 4.3. Les valeurs de la pente p pour ces cinq remplissages particuliers semblent être en bon accord avec l'ordre de grandeur prédit par LEP.

remplissage	p	χ^2 p.d.l
2714	0.84±0.06	1.20
2750	0.51±0.05	1.14
2751	0.62±0.05	1.31
2752	0.65±0.06	1.28

Tableau 4.3: Résutltats des ajustements du déplacement vertical du faisceau au point d'interaction en fonction du déplacement des quadrupôles QS0.

Aucune corrélation évidente n'a été observée pour la direction horizontale. Mais la résolution sur la position du faisceau mesurée par le VDET étant d'une vingtaine de microns (au lieu de 8 μm dans la direction verticale), les effets dus aux mouvements des quadrupôles, s'il y en a, seront plus difficiles à mettre en évidence.

Il s'agit maintenant de vérifier que ces informations de position des QS0 apportent une amélioration significative au système des BOMs. Comme on l'a dit au début de cette section, nous ne considérons ici que les BOMs du LEP. Autour d'ALEPH, le système des BOMs du LEP comprend deux unités BOM de part et d'autre du point d'interaction. Ces BOMs sont situés entre les quadrupôles QS4 et QS0 (voir Fig.4.2) et leurs mesures de la position des faisceaux au point d'interaction voient, comme les BOMs d'ALEPH, des différences avec les mesures de VDET.

Les données du VDET sont toujours considérées comme référence. L'échantillon de données utilisées pour cette étude comprend 2384 chunks et correspond à une quarantaine de remplissages collectés au mois d'août 1995. La position des faisceaux fournie par les

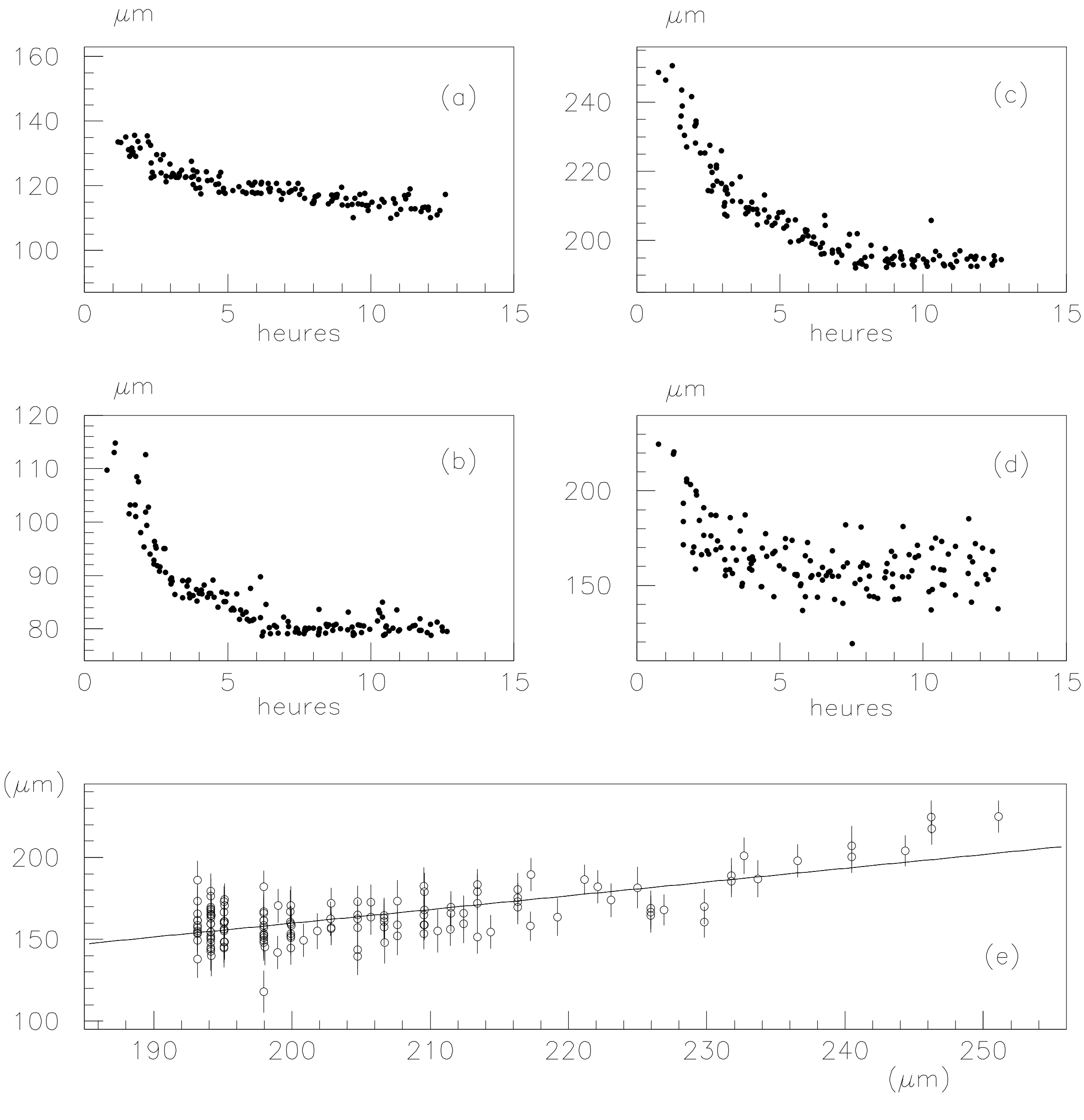


Figure 4.19: Distribution en fonction du temps (en heures) des positions y^A_{qs0} (a) et y^B_{qs0} (b), $y^A_{qs0} + y^B_{qs0}$ (c), y_{Vdet} (d), et distribution de y_{Vdet} en fonction de la somme $y^A_{qs0} + y^B_{qs0}$ (e), pour le remplissage 2714.

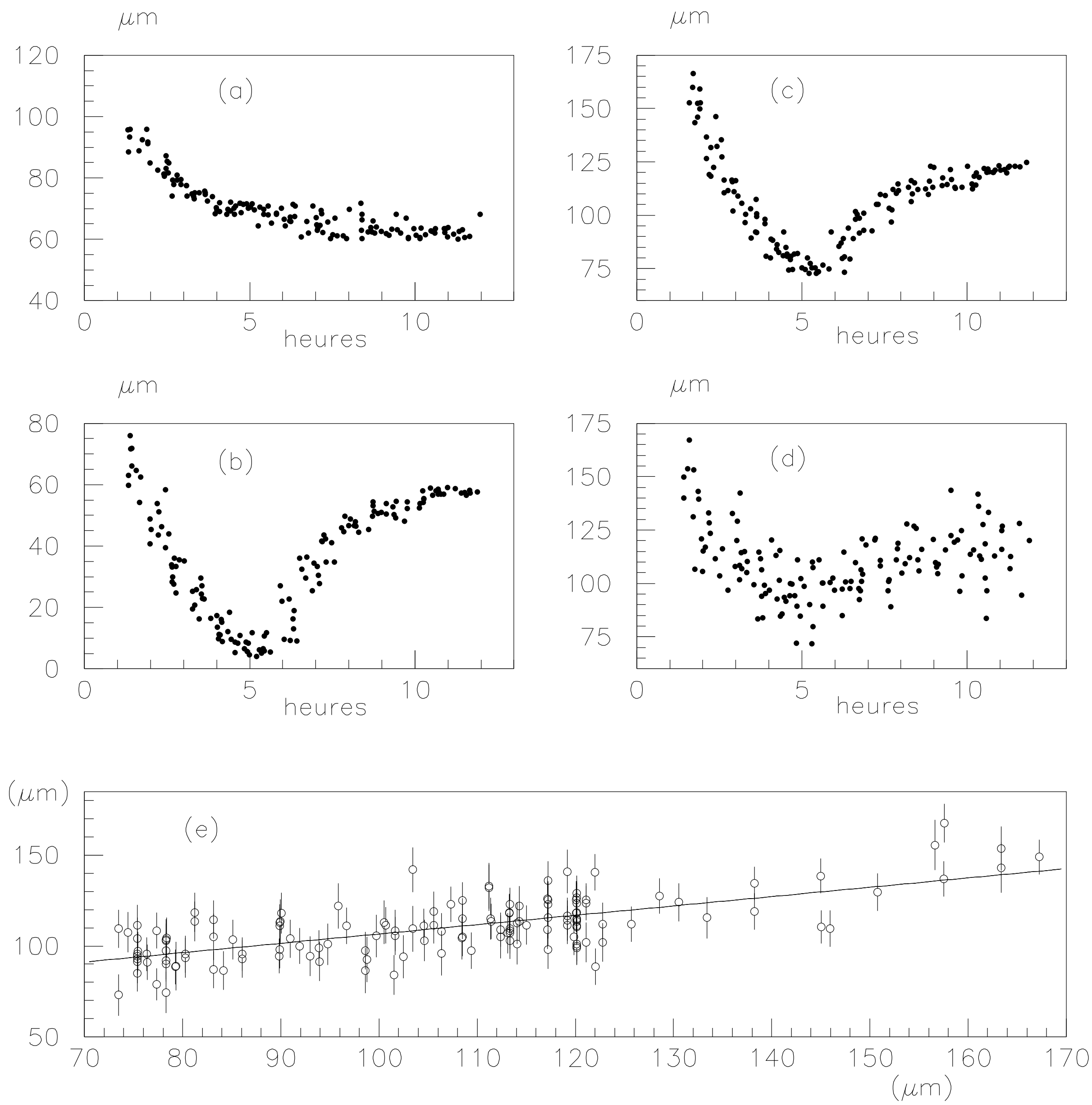


Figure 4.20: Remplissage 2750. Voir la légende de la Fig4.19.

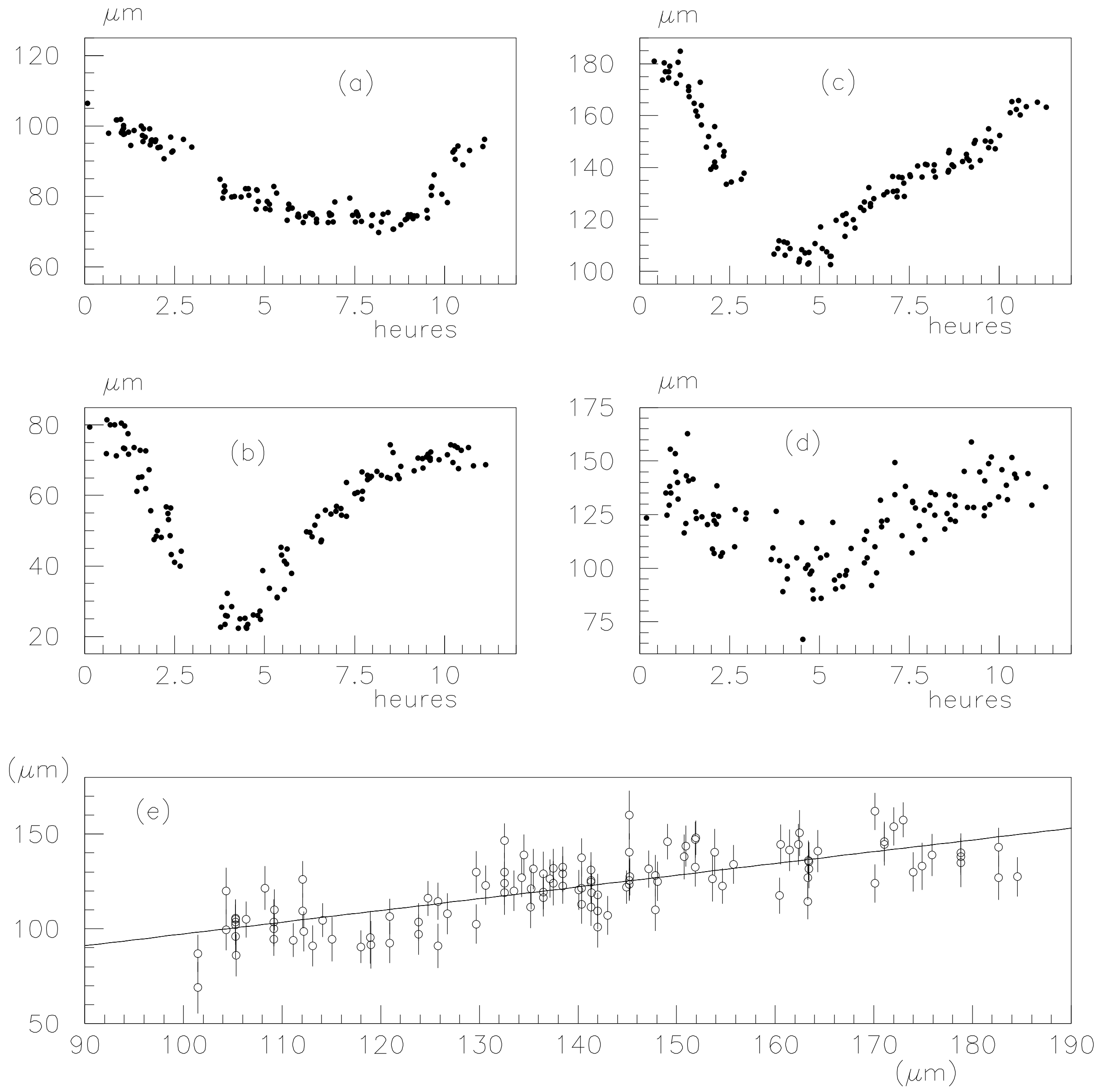


Figure 4.21: Remplissage 2751. Voir la légende de la Fig4.19.

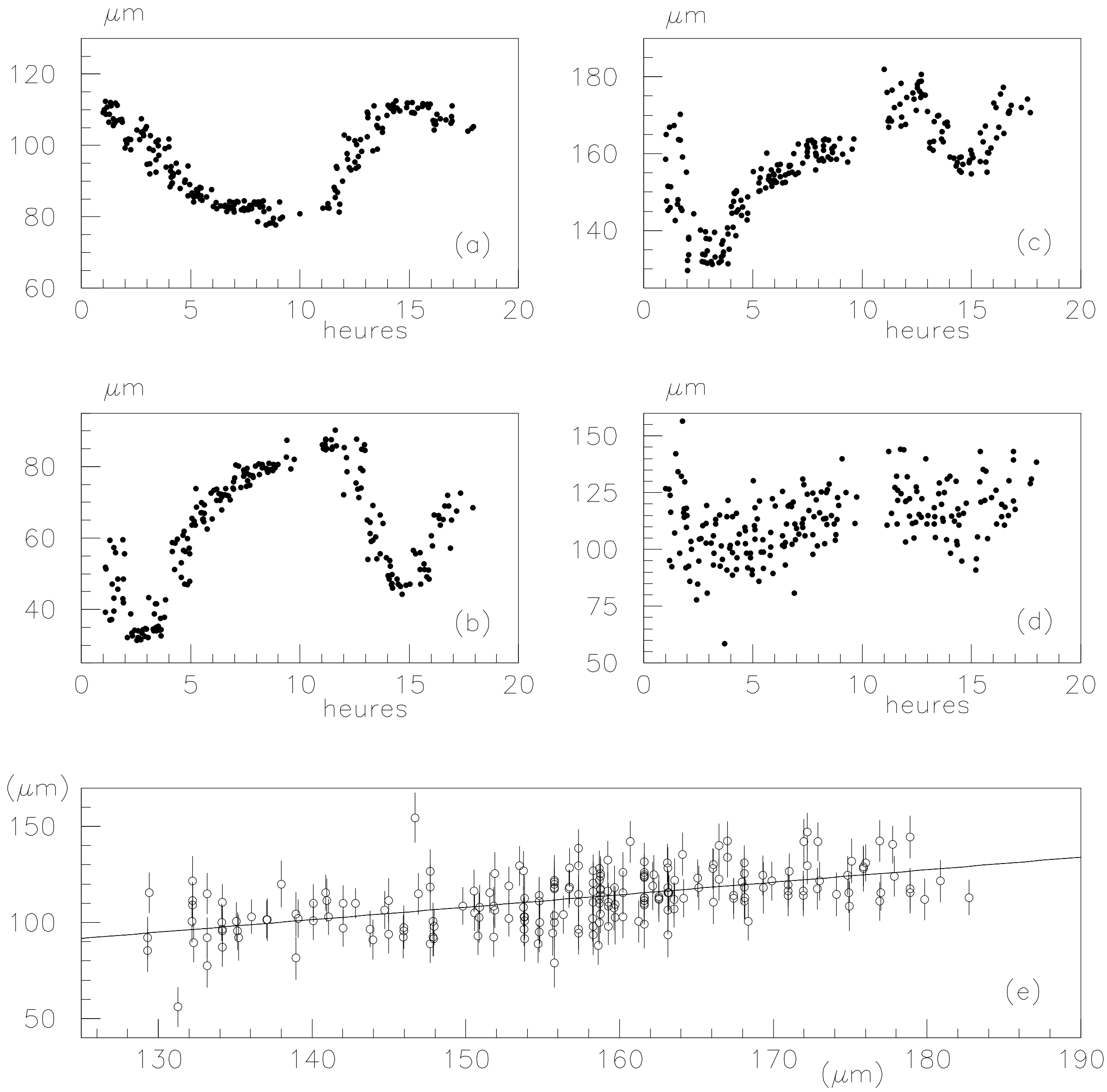


Figure 4.22: Remplissage 2752. Voir la légende de la Fig4.19.

BOMs est la moyenne des deux positions données par les paires droites et gauches.

On s'intéresse surtout à la position verticale du faisceau. La valeur moyenne des erreurs de mesure du VDET pour les 2384 chunks vaut $\sigma_{y_{VDET}}$= 10.5 μm. L'écart type de la distribution $y_{VDET} - y_{LEP}$ valant 17.5 μm, on obtient la valeur de l'erreur des mesures des BOM: $\sigma_{y_{LEP}} = 14$ μm. Afin de savoir comment prendre en compte les effets dus aux mouvements des QS0, l'erreur σ associée à la distribution

$$y_{VDET} - y_{LEP} - \alpha(y^A_{qs0} + y^B_{qs0})$$

a ensuite été ajustée en fonction de la valeur de α. Pour ces 2384 chunks, le minimum de σ vaut 12.47 μm et est atteint pour α= 0.555 [51], qui est bien de l'ordre de grandeur des constantes de la Table 4.3. Cette correction $y_{LEP} - \alpha y_{qs0}$ permet donc de passer de $\sigma_{y_{LEP}}$= 14 μm à $\sigma^{corr}_{y_{LEP}} = (\sigma^2 - \sigma^2_{y_{VDET}})^{1/2} = 6.8$ μm.

Le même travail a été fait pour la position horizontale, mais des désaccords (sans doute dus à des problèmes de calibration des BOMs du LEP) entre les positions des électrons et des positrons étant déjà présents avant toute correction, la prise en compte de ces effets de QS0 n'apporte pas d'amélioration significative.

4.5.3 Conclusion

Ces premiers résultats montrent que les mouvements des quadrupôles ont un effet non négligeable sur la position du faisceau et que les conséquences de ces mouvements semblent être assez bien comprises. L'ordre de grandeur du rapport de 0.7 prédit entre les mouvement des QS0 et ceux du faisceau au point d'interaction est assez cohérent avec les premières observations et confirme la nécessité de prendre cet effet en compte dans le système des BOMs. L'étude précédente montre que la correction apportée permet d'améliorer sensiblememt la résolution sur la position verticale mesurée par les BOMs du LEP; il faut maintenant vérifier que les BOMs d'ALEPH voient aussi ce type d'amélioration.

4.6 Calibration de l'électronique associée aux BOMs d'ALEPH

Les différences des mesures des BOMs d'ALEPH et du VDET pourraient aussi être dues à la calibration du système électronique des BOMs qui, on le rappelle, n'a pas été vérifiée depuis 1991. Dans cette partie, une nouvelle méthode de calibration est donc exposée.

Comme il a été vu dans la section 1.3.2, les positions x et y du faisceau aux BOMs sont calculées avec les signaux provenant des quatre pickups. Mais on peut facilement se convaincre que trois signaux suffiraient pour déterminer ces positions dans le plan transverse au faisceau. L'idée est donc d'utiliser cette redondance d'information pour obtenir les gains relatifs des différentes électrodes à l'aide des données elles-mêmes.

Après avoir décrit la procédure de calibration, on essaiera de l'appliquer sur les données de 1994. On verra alors que certaines manipulations pendant la prise de données sont nécessaires pour que cette méthode puisse aboutir à la détermination des gains et qu'alors, seul un lot particulier de données BOMs de 1995 nous permettra de calibrer les électrodes. En 1995, le LEP fonctionnant avec un système de train de paquets ("bunchs trains"), on verra d'autre part quelles sont les conséquences de ce mode de fonctionnement sur la procédure de calibration et de calcul des positions.

4.6.1 Description de la méthode de calibration

Lorsqu'un paquet d'électrons ou de positrons passe entre les électrodes, le potentiel induit sur chacune des électrodes dépend de l'intensité du paquet et de sa distance à l'électrode. L'expression du signal collecté à l'électrode $n^o i$, noté q_i, est paramétrée par [52]

$$q_i = \frac{I}{r_i^2} \qquad i = 1...4 \qquad (6.1)$$

On se place maintenant dans le référentiel lié au centre du tube à vide dans lequel les distances r_i s'expriment en fonction des positions x et y du faisceau et de la position des électrodes (repérée par la longueur a, voir Fig.4.23):

$$r_i^2 \ = \ (a \pm x)^2 \ + \ (a \pm y)^2 \qquad (6.2)$$

La quantité I prend en compte aussi bien l'intensité d'un paquet que des grandeurs caractéristiques des électrodes, comme leur surface ou leur impédance de sortie. I n'a donc pas l'unité physique d'une intensité. Lorsqu'on linéarise les q_i, le premier terme des développements en x/a et y/a permet d'obtenir les expressions des positions x et y en fonction de ces q_i et de la constante a, ceci indépendamment de la quantité I.

$$x, y \ = \ \frac{a}{2}\left(\frac{q_4 - q_3}{q_4 + q_3} \ \pm \ \frac{q_1 - q_2}{q_1 + q_2}\right)$$

Ces expressions ont une forme identique à celles de la section 3.2 et l'identification permet de fixer la constante a à 3.628 cm. Le diamètre du tube à vide étant de 11 cm et les extrémités des électrodes se trouvant à quelques millimètres de sa surface, cette valeur $a = 3.628$ cm semble confirmer que notre paramétrisation est appropriée à la description du problème.

Les quatre charges une fois passées à travers les canaux d'électronique sont notés s_i^{true} et sont paramétrées en fonction des q_i par

$$q_i = b_i \ s_i^{true} \qquad (6.3)$$

où les constantes b_i sont les quatre gains qu'on cherche à déterminer. Pour chaque événement k, les expressions explicites de ces quantités s_i^{true} (notées maintenant $s_i^{k\,true}$

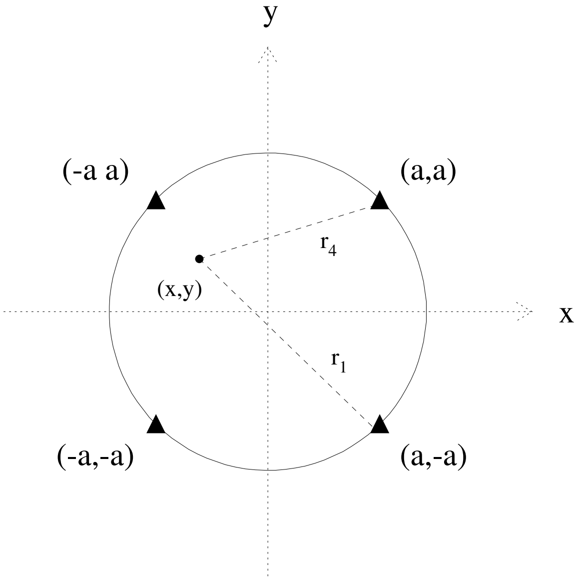


Figure 4.23: Schéma des coordonnées utilisées pour les expressions des charges q_i induite sur chacune des électrodes des BOMs.

pour plus de clarté) sont donc des fonctions des positions x^k et y^k du paquet considéré, de la quantité I^k, et des gains b_i :

$$s_i^{k\,true} = \frac{I^k}{b_i \ [(a \pm x^k)^2 + (a \pm y^k)^2]}$$

Le χ^2 qu'on va minimiser s'écrit alors

$$\chi^2 = \sum_k \chi_k^2 \qquad\qquad \chi_k^2 = \sum_{i=1}^{4} \left(\frac{s_i^{k\,true} - s_i^{k\,mes}}{\sigma_{s_i}^k} \right)^2$$

où l'indice k va de 1 à N et correspond au nombre d'événements utilisés pour la minimisation. Pour chaque événement k, la quantité χ_k^2 est une fonction des quatre signaux mesurés $s_i^{k\,mes}$, des quatre sigmas σ_i^k, des positions x^k et y^k, de la quantité I^k, et des constantes b_i :

$$\chi_k^2 = \sum_{i=1}^{4} \frac{1}{{\sigma_{s_i}^k}^2} \left(\frac{I^k}{b_i \ [(a \pm x^k)^2 + (a \pm y^k)^2]} \right)^2$$

Chaque χ_k^2 sera d'abord minimisé par rapport à x^k, y^k et I^k pour chaque événement, puis le χ^2 total sera ensuite minimisé par rapport aux constantes b_i. Plus présisément, la résolution des trois équations

$$\frac{\partial \chi_k^2}{\partial x^k} = 0 \qquad \frac{\partial \chi_k^2}{\partial y^k} = 0 \qquad \frac{\partial \chi_k^2}{\partial I^k} = 0 \qquad (6.4)$$

fournit, pour chaque événement, l'expression de x^k, y^k et I^k en fonction des constantes de calibration b_i et des quantités s_i^{kmes} et $\sigma_{s_i}^k$. Ces expressions sont ensuite réinjectées dans le χ^2 qui est ensuite minimisé par rapport aux constantes b_i.

Afin de tester cette minimisation, une dizaine de positions x et y ont été générées avec les gains

$$b_1 = 1.0 \qquad b_2 = 1.14 \qquad b_3 = 1.18 \qquad b_4 = 1.09$$

La distribution de ces positions est présentée sur la Fig.4.24(a). Le χ^2 est minimisé par rapport aux trois constantes b_2, b_3 et b_4, la constante b_1 restant fixée égale à 1. Le minimum est alors atteint pour

$$\begin{cases} b_2^{rec} = 1.138 \pm 0.030 \\ \\ b_3^{rec} = 1.171 \pm 0.023 \\ \\ b_4^{rec} = 1.099 \pm 0.021 \end{cases}$$

qui sont des valeurs parfaitement compatibles avec les valeurs générées. Les distributions (b) et (c) de la Fig.4.24 montrent que les positions reconstruites par les équations (6.4) et celles générées sont aussi en bon accord.

4.6.2 Applications aux données BOMs 1994

En 1994, le calcul des coordonnées x et y du faisceau de positrons au BOM B à partir des signaux s_i (sans bien entendu tenir compte des gains puisqu'on ne les connait pas ...), montre que la valeur moyenne de cette position est d'environ 0.14 cm en x et -0.03 cm en y, la variation autour de cette position moyenne étant de l'ordre de 0.01 en x et 0.03 cm en y. On fait donc maintenant un autre test Monte Carlo dans lequel les positions de faisceau simulées sont semblables à celles des données prises en 1994.

La Fig.4.25(a) présente un lot simulé de positions type 1994, dans lequel les constantes b_i choisies pour la génération ont les mêmes valeurs que dans l'exemple précédent. Le résultat de la minimisation du χ^2 fournit alors les constantes

$$\begin{cases} b_2^{rec} = 1.311 \pm 0.141 \\ \\ b_3^{rec} = 1.350 \pm 0.085 \\ \\ b_4^{rec} = 1.093 \pm 0.069 \end{cases}$$

qui ne sont plus du tout en accord avec les constantes générées. Les histogrammes (b) et (c) de la Fig.4.25 montre aussi que les positions ne sont plus reconstruites.

Pour interpréter la différence du résultat des deux exemples précédents, on peut essayer de donner un argument qualitatif : si on ignore toujours les gains, on peut estimer l'erreur commise sur les coordonnées x et y, à partir de la formule linéaire

$$x, y = C\left((s_4 - s_3)/(s_4 + s_3) \pm (s_1 - s_2)/(s_1 + s_2)\right)$$

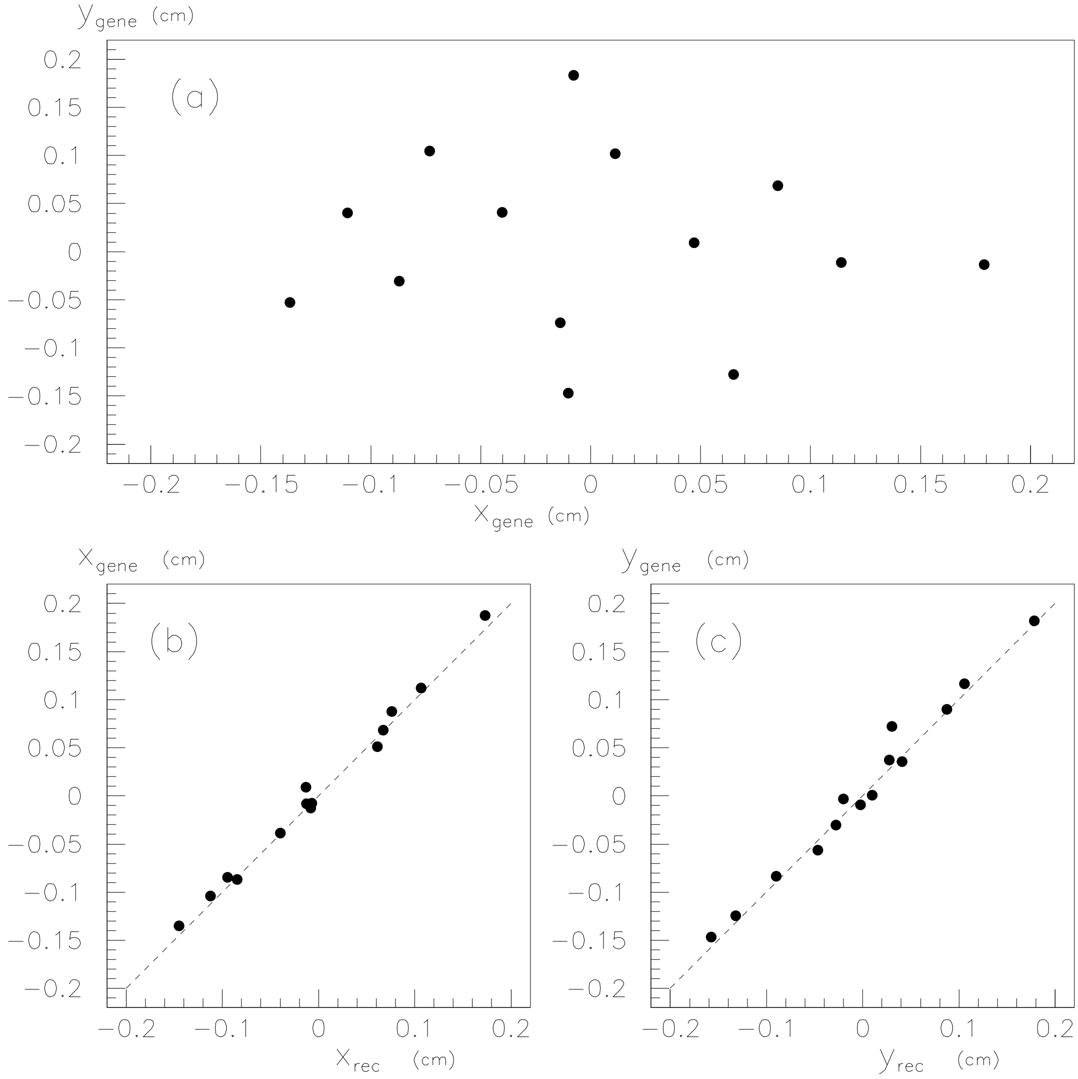


Figure 4.24: Distribution des positions générées (a) avec $b_1 = 1.0$, $b_2 = 1.14$, $b_3 = 1.18$ et $b_4 = 1.09$, et distributions de ces positions en fonction des positions reconstruites verticales (b) et horizontales (c) par le programme de minimisation.

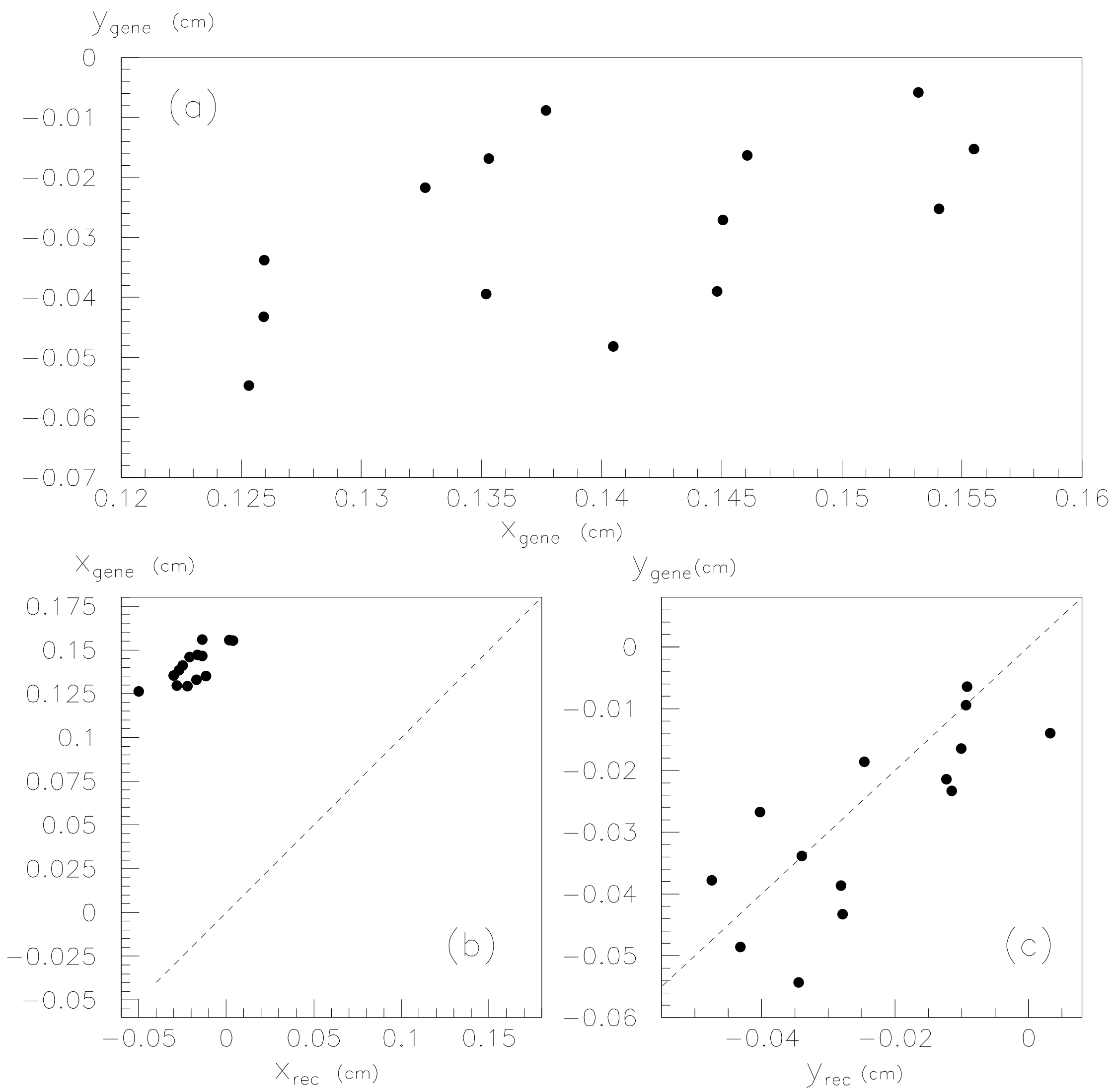


Figure 4.25: Positions simulées et reconstruites (voir la légende de la Fig.4.24) pour un lot où les positions générés sont du même type que celles du faisceau de positrons passant au BOM B en 1994.

et donner l'ordre de grandeur de Δx et Δy, en supposant que les signaux sont identiques pour les quatre électrodes :

$$\Delta x, \Delta y \ \sim\ 1.814\ \sigma_s/s$$

L'ordre de grandeur typique d'un signal s_i et de son erreur σ_{s_i} étant respectivement 1000 et 10 coups ADC, on obtient $\Delta x, \Delta y \sim 0.02$ cm. Or, pour avoir suffisamment de contraintes, le χ^2 utilisé pour déterminer les constantes doit contenir plusieurs positions de faisceaux bien distinctes, séparées d'au moins Δx ou Δy les unes des autres; en effet si tous les événements ont les mêmes positions, aux erreurs Δx et Δy près, cela revient à essayer de minimiser un χ^2 ne contenant qu'un seul événement; les contraintes sont alors insuffisantes pour déterminer trois constantes. La génération de la Fig.4.25(a) ne convient donc pas puisque les événements ne sont séparés que d'environ 0.002 cm en x et 0.0035 cm en y. Par contre, les positions générées de la Fig.4.24(a) étant deux à deux distantes d'environ 0.03 cm, elles permettent bien de retrouver les valeurs des b_i.

Toutes les données BOMs observées de l'année 1994 montrent que le faisceau reste toujours dans la région schématisée sur la Fig.4.25(a). Ce type de calibration semble donc impossible. En fait, faute de pouvoir faire bouger le faisceau, on pourrait échapper à ce problème en simulant un déplacement de faisceau. En effet, si on échange au cours de la prise de données les différentes voies d'électronique, le système aura l'impression que le faisceau a bougé. On peut échanger les entrées 1 et 2, puis 1 et 3 et ainsi pour n'importe quelle combinaison, chaque permutation apportant une contrainte supplémentaire au χ^2.

Si on reprend les positions générées de la Fig.4.25(a) et qu'en plus on simule plusieurs permutations d'électronique (1 et 2, 1 et 3, 1 et 4, 2 et 3 ...), le résultat de la minimisation est alors satisfaisant puisqu'il redonne les bonnes valeurs des constantes:

$$\begin{cases} b_2^{rec} = 1.142 \pm 0.057 \\ \\ b_3^{rec} = 1.179 \pm 0.054 \\ \\ b_4^{rec} = 1.090 \pm 0.050 \end{cases}$$

Cette manipulation de l'électronique qui fournit maintenant un nombre suffisant de contrainte n'a bien sûr pas été faite au cours de la prise de données de 1994. Ce type de calibration utilisant les données BOMs de 1994 a d'ailleurs été un échec. En 1995, en revanche, on a procédé à ces échanges de canaux d'électronique pour un très petit lot de données.

4.6.3 Calibration des BOMs avec les données de 1995 Conséquences des trains de paquets

Jusqu'en 1994, le LEP marchant en mode Pretzel, l'optique de la machine entre le point d'interaction et les BOMs d'ALEPH était telle que les faisceaux se trouvaient très près de l'axe du tube à vide (moins de 0.2 cm) au niveau des BOMs d'ALEPH. La situation est différente en 1995 car le LEP marche avec des faisceaux de quatre trains avec chacun deux, trois ou parfois quatre paquets d'électrons ou de positrons [53]. Avec ce type de faisceau, la présence de bumps est nécessaire pour séparer les faisceaux afin qu'ils n'interagissent pas ailleurs qu'au point de collision. Les faisceaux de positrons et d'électrons sont alors espacés verticalement d'au moins 1 cm lorsqu'ils passent au niveau des BOMs d'ALEPH.

Dans les deux exemples Monte Carlo présentés sur les Fig.4.24 et 4.25, les positions x et y générées étant très proches de l'origine (comparée avec le rayon du tube à vide), le problème avait été linéarisé par un développement au premier ordre en x/a et y/a, et les trois équations (6.4) résolues analytiquement pour chaque événement. Dans les configurations de positions de l'année 1995, ces approximations ne sont plus valables. On peut en effet donner un ordre de grandeur de l'erreur commise en considérant par exemple le faisceau à x_{BOM}=0.2 cm et y_{BOM}=1.2 cm (correspondant à la position moyenne du faisceau de positrons passant au BOM B en 1995): si, à partir de ces positions, on calcule les charges q_i linéarisées d'une part et non linéarisées d'autre part, les différences $q_i^{lin} - q_i^{non\ lin}$ vont jusqu'à 12%. Il est impossible de déterminer les constantes de calibration avec de telles erreurs et les trois équations (6.4) doivent maintenant être résolues numériquement dans la procédure de calibration.

Un lot de positions type 1995 ($\bar{x}_{BOM}$=0.13 cm, $\bar{y}_{BOM}$=1.18 cm) a été simulé afin de vérifier que la procédure fonctionne toujours dans ce cas non linéarisé. La génération a été faite, avec toujours les mêmes constantes : b_1=1.0, b_2=1.14, b_3=1.18 et b_4=1.09, et l'amplitude des variations des positions verticales et horizontales est de l'ordre de 0.03 cm comme cela est observé dans les données. Comme on pouvait s'y attendre, si on ne simule pas d'échange dans les canaux d'électronique, la procédure de minimisation n'aboutit pas. Par contre, avec la simulation de permutations, les valeurs rendant le χ^2 minimum sont bien égales à celles qui ont été générées. Les distributions (a) et (b) de la Fig.4.26 présentent les positions horizontales et verticales générées en fonction des positions reconstruites.

Pour les données BOMs réelles, les permutations de canaux électroniques ont été effectuées au début du remplissage 3007 pendant le run 37652: les entrées 1 et 2 ont été échangées pendant quelques minutes, puis les entrées 1 et 3, etc., etc. La durée de cette opération n'a pas dépassé une demi-heure. Le lot utilisé pour la minimisation comprend une trentaine d'événements couvrant toutes les permutations effectuées. Les valeurs des constantes b_i minimisant le χ^2 sont alors

$$\begin{cases} b_2 = 1.0913 \pm 0.0032 \\ b_3 = 1.1633 \pm 0.0028 \\ b_4 = 1.1064 \pm 0.0028 \end{cases}$$

Les données BOMs utilisées dans cette minimisation sont les signaux induits sur les électrodes du BOM B au passage d'un paquet de positrons. Les constantes de calibration pour les positrons au BOM A et pour les électrons aux BOMs A et B seraient obtenues de la même façon.

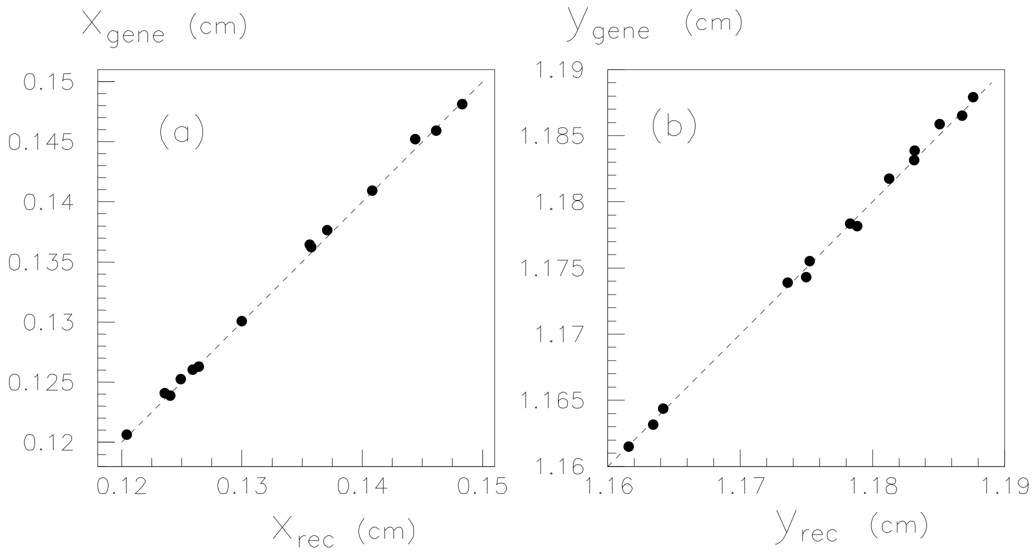


Figure 4.26: Positions simulées en fonction des positions reconstruites pour un lot où les positions générés sont du même type que celles du faisceau de positrons passant au BOM B en 1995.

Alors qu'en 1991, seuls les rapports des gains des électrodes 1 et 2 d'une part et 3 et 4 d'autre part, avaient été déterminés, dans la méthode proposée ici, tous les gains sont calculés. En fait, cette calibration des électrodes deux à deux est nécessaire dès que les formules de reconstruction ne sont plus linéaires. Cette procédure de calibration nécessite très peu de données BOMs et permet donc de vérifier souvent la validité des gains. D'autre part, les données utilisées pour calibrer ne sont pas perdues pour la physique puisque la reconstruction des positions aux BOMs peut être faite en prenant en compte les permutations des canaux d'électronique.

Le problème évoqué précédemment concernant la linéarisation reste valable pour le calcul des positions x et y. Une fois les constantes de calibration établies, une façon d'obtenir les coordonnées x_{BOM} et y_{BOM} du faisceau serait de résoudre numériquement les trois équations (6.4), autrement dit de minimiser pour chaque événement la quantité

$$\left(\frac{\partial \chi_k^2}{\partial x^k}\right)^2 + \left(\frac{\partial \chi_k^2}{\partial y^k}\right)^2 + \left(\frac{\partial \chi_k^2}{\partial I^k}\right)^2 = 0$$

de la même façon que cela est fait dans la détermination des constantes b_i. Cette procédure serait bien sûr beaucoup plus lourde que celle décrite dans la section (4.3.2), mais semble être indispensable pour que les données BOMs soient utilisables avec ce mode des paquets trains.

Il faudra par ailleurs vérifier que les gains obtenus et la procédure de reconstruction des positions permettent bien d'améliorer la résolution des mesures des BOMs au point d'interaction, ceci en comparant avec les mesures fournies par le VDET en 1995. Ceci pourra être fait dès que les données des BOMs auront été extrapolées jusqu'au point d'interaction avec la matrice de transfert décrivant l'optique de la machine en 1995.

4.7 Conclusion

La comparaison entre les données des quadrupôles QS0 et celles du VDET a clairement montré que les effets dûs aux mouvements de ces QS0 ne sont pas du tout négligeables et doivent absolument être pris en compte pour que les mesures des BOMs puissent être utilisées comme contrainte dans les analyses de physique. L'étude d'un échantillon des données de 1995 montre que cette correction, une fois ajoutée, permet d'améliorer sensiblement la résolution de la position verticale des BOMs du LEP qui passe de 14 μm à 6.8 μm.

Une nouvelle méthode de calibration permet maintenant de déterminer les gains des électrodes des BOMs d'ALEPH à partir d'une trentaine de données BOMs, collectées après avoir effectué certaines permutations des voies d'électronique. En utilisant les nouvelles constantes de calibration et en prenant en compte la correction due aux mouvements des quadrupôles QS0, la résolution des mesures des BOMs d'ALEPH devrait aussi être sensiblement améliorée. La comparaison des données BOMs de 1995 avec celles du VDET nous permettra de savoir si la résolution atteinte sera suffisante; on rappelle que la résolution typique fournie par le VDET à LEP1 est de 20 μm horizontalement et 10 μm verticalement.

Comme on l'a dit dans la section 2, le système de mesure par chunk du VDET ne pourra plus être utilisé à LEP2. Une étude a cependant été faite sur la mesure de la position des faisceaux par la méthode des chunks à partir des événements $\gamma\gamma$ [54]. Cette étude est effectuée sur des données prises en 1993 à $\sqrt{s}$=89.4 GeV et utilise 56 chunks, correspondant à une valeur moyenne de 7.48 nb^{-1} par chunk. La résolution sur la position du faisceau mesurée par les événements $\gamma\gamma$ est obtenue par comparaison avec les mesures de VDET classiques. Le résultat est $\Delta x = 52$ μm et $\Delta y = 37$ μm par chunk. Pour comparer avec une situation à plus haute énergie, une étude Monte Carlo à $\sqrt{s} = 175$ GeV a ensuite été faite et la résolution prédite pour des chunks de 7.48 nb^{-1} est $\Delta x = 29$ μm et $\Delta y = 28$ μm.

Cette étude montre qu'il semble possible à LEP2 d'obtenir la position du faisceau grâce aux événement $\gamma\gamma$ aussi régulièrement qu'à LEP1 avec les événements multihadroniques et ce, avec une résolution de l'ordre de 30 μm. Cette méthode de reconstruction pourra aussi être très utile pour la comparaison avec les données des BOMs.

Conclusion

Les recherches de particules supersymétriques décrites ici ont été faites dans le cadre du modèle standard supersymétrique minimum avec violation de la R-parité. Dans ce modèle, la conservation de la parité baryonique interdit la présence des termes $\lambda'' U^c D^c D^c$ dans le superpotentiel, assurant ainsi la stabilité du proton. Seuls les termes λLLE^c ont été considérés, ce qui revient à supposer que les constantes λ sont dominantes devant les constantes λ'. On a aussi supposé que le neutralino le plus léger était la particule supersymétrique la plus légère et que sa durée de vie était négligeable.

Le résultat des recherches sur les données enregistrées par ALEPH de 1989 à 1993 ont permis d'exclure d'une part, les squarks $\tilde{u}$, $\tilde{d}$, $\tilde{c}$, $\tilde{s}$, $\tilde{b}$ et toutes les saveurs de sleptons et de sneutrinos en dessous de la limite cinématique $m_Z/2$ et d'autre part, un stop non couplé au Z dans un domaine de masse compris entre 11 GeV/c^2 et 41 GeV/c^2. Ces limites sur les squarks ont été établies en supposant que les gluinos sont plus lourds que les squarks.

Dans le secteur des jauginos, les résultats des recherches des processus de désintégration du Z en $\chi\chi$, $\chi\chi'$ et $\chi'\chi'$ et la mesure précise de la largeur du Z, ont permis de contraindre l'espace des trois paramètres $m_{\tilde{\gamma}}$, μ et $\tan\beta$, de la même façon que cela avait été fait dans le cadre du MSSM avec conservation de la R-parité. La principale différence des domaines d'exclusion obtenus dans le cadre de ce modèle avec violation de la R-parité est due aux états finals visibles dans les désintégrations du neutralino χ.

Toutes ces limites ou contraintes ayant été établies avec la constante $\lambda_{i,j,k}$ la plus défavorable, (c'est-à-dire $(i, j, k) = (1, 3, 3)$), elles restent valables quelles que soient les valeurs du triplet (i, j, k). L'ordre de grandeur de ces constantes, correspondant à une durée de vie τ_χ négligeable, varie, selon la masse du χ, entre 5 10^{-5} et 0.04 (lorsque la masse des sfermions est de l'ordre de 100 GeV/c^2). D'un autre côté, le cas d'une durée de vie du χ très grande revient à considérer un modèle dans lequel la R-parité est conservée.

Dans la partie concernant le système des moniteurs de position de faisceau (BOMs) d'ALEPH, l'étude comparative de la position des faisceaux, mesurée par le détecteur de vertex (VDET) et par les BOMs sur les données de 1994, a mis en évidence des différences systématiques importantes.

L'influence des mouvements des quadrupôles les plus proches du point d'interaction sur la position des faisceaux au point d'interaction a été clairement établie par l'analyse des données du début de l'année 1995; la prise en compte des corrections dues à ces mouvements dans le système des BOMs améliore sensiblement l'accord BOMs-VDET.

L'autre point avancé pour expliquer ces différences BOMs-VDET était la mauvaise calibration des BOMs. La nouvelle méthode de calibration exposée ici permet maintenant de déterminer les gains relatifs des quatre électrodes directement à partir des données BOMs. Pour déterminer ces gains, quelques échanges dans les branchements électroniques des électrodes sont nécessaires pendant la prise de données; cette manipulation ne demande cependant que quelques minutes et a déjà été effectuée sur un petit échantillon de données en 1995.

Bibliographie

[1] Prem P Srivastava, *Supersymmetry, Superfields and Supergravity : an Introduction*, édition Douglas F. Brewer.

[2] H.P. Nilles, *Supersymmetry, Supergravity and Particle Physics*, Phys. Rep. **110**, Nos 1 & 2 (1984) 1-162.

[3] H.P. Nilles, *Beyond the standard model*, MPI-PAE/PTh 75/90 (Nov. 1990).

[4] H.P. Nilles, *Weak interaction breakdown induced by supergravity*, Phys. Lett. 120 B, (1983) number 4,5,6.

[5] L.J. Hall and M. Suzuki, *Explicit R-parity breaking in supersymmetric models*, Nucl. Phys. **B 231** (1984) 419.

[6] H.E. Haber and G.L. Kane, *The search for supersymmetry: probing physics beyond the standard model*, Phys. Rep. **117**, Nos. 2-4 (1985) 75-263.

[7] K. Hikasa and M. Kobayashi, *Light scalar top quark at* e^+e^- *colliders*, Phys. Rev. **D 36** (1987) 724.

[8] S. Weinberg, *Supersymmetry at ordinary energies. Masses and conservation laws*, Phys. Rev. **D 26** (1982) 287.

[9] P. Fayet, *Supersymmetry and Supergravity*, proceedings of the Trieste Spring School 4-14 April, 1984.

[10] P. Fayet and S. Ferrara, *Supersymmetry*, Phys. Rep. **32**, No. 5 (1977) 249-334.

[11] P. Fayet, *Supersymmetry Theories of Particles and Interactions*, Phys. Rep. **105**, Nos. 1 & 2 (1984) 21-51.

[12] S. Dimopoulos and S. Raby, *Geometric hierarchy*, Nucl. Phys. **B 218** (1983) 479-512.

[13] G. Farrar and P. Fayet, *Phenomenology of the production, decay, and detection of new hadronic states associated whith supersymmetry*, Phys. Lett. **B 76** (1978) 575.

[14] L.E. Ibáñez and G.G. Ross, *Discrete gauge symmetries and the origin of baryon and lepton number conservation in supersymmetric versions of the standard model*, Nucl. Phys. **B 368** (1992) 3.

[15] S. Dimopoulos and L.J. Hall, *Lepton and baryon number violating collider signatures from supersymmetry*, Phys. Lett. **B196** (1987) 135.

[16] J. Ellis *et al.*, *Supersymmetric relics from the Big Bang*, Nucl. Phys. **B 238** (1984) 453.

[17] V. Barger, G.F. Giudice and T. Han, *Some new aspects of supersymmetry R-parity violating interactions*, Phys. Rev. **D 40** (1989) 2987.

[18] S. Dawson, *R-parity breaking in supersymmetric theories*, Nucl. Phys. **B 261** (1985) 297.

[19] H. Dreiner and G.G. Ross, *R-parity violation at hadron colliders*, Nucl. Phys. **B 365** (1991).

[20] ALEPH Coll., D. Decamp *et al.*, Phys. Rep. **216** (1992) 253.

[21] CDF Coll., F. Abe *et al.*, Phys. Rev. Lett. **69** (1992) 3439.

[22] D0 Coll., *Search for Squark and Gluinos in $p\bar{p}$ collisions at the D0 Detector*, International Europhysics Conference on High Energy Physics, Brussels (Belgium) 1995, contributed paper No.434.

[23] M. Acciarri *et al.*, L3 Collaboration, Phys. Lett. **B 350** (1995) 109.

[24] S. Simion, *Recherche des bosons de Higgs neutres d'un modèle à deux doublets avec le détecteur ALEPH au CERN*, thèse soutenue le 11 avril 1995 à Orsay, LAL 95-14.

[25] The ALEPH Collaboration, *The Aleph handbook 1989*, ALEPH 89-77.

[26] ALEPH Coll., D. Buskulic *et al.*, *"Performance of the ALEPH detector at LEP"*, Nucl. Inst. and Methods **A 360** (1995) 481.

[27] ALEPH Coll., D. Decamp *et al.*, Phys. Lett. **263 B** (1991) 112.

[28] ALEPH Coll., D. Buskulic *et al.*, *"Study of the four-fermion final state at the Z resonance"*, Z. Phys. **C 66** (1995)3-18.

[29] The ALEPH Collaboration, *Tau hadronic branching ratios*, CERN-PPE/95-140, June 1995.

[30] JADE Coll.,S.Bethke *et al.*, Phys. Lett. **B 213** (1988) 235.

[31] R. Barbieri *et al.*,Phys. Lett. **B 238** (1990) 86.

[32] ALEPH Coll., D. Buskulic *et al.*, Phys. Lett. **B 313** (1993) 299.

[33] D.H. Schiller and D. Wähner, Nucl. Phys. **B 255** (1985) 505-514.

[34] M. Drees and K. Hikasa, Phys. Lett. **B 252** (1990) 127.

[35] A. Bartl, H. Fraas and W. Majerotto, *Signatures of Chargino Production in e^+e^- Collisions*, Z. Phys. **C 30** 91986) 441-449.

[36] The LEP Collaborations ALEPH, DELPHI, L3, OPAL and the LEP Electroweak Working Group, *"Combined preliminary data on Z parameters from the LEP experiments and constraints on the standard model"*, CERN PPE/94-187, November 1994.

[37] R. Barbieri *et al.*, *"Supersymmetry searches"*, in *Z Physics at LEP 1*, eds. G. Altarelli, R. Kleiss and C. Verzegnassi, CERN 89-08, Vol. 2, September 1989.

[38] R. Barbieri, G. Gamberini, G.F. Giudice, G. Rudolfi, *"Neutralino Production at (and close to) the Z^0-peak"*, IFUP-TH-12/87.

[39] G. Gamberini, Z. Phys. **C 30** (1986) 605.

[40] OPAL Coll., P.D Acton *et al.*,Phys. Lett. **B 313** (1993) 333.

[41] H1 Coll., T. Ahmed *et al.*, Z. Phys. **C 64** (1994) 545.

[42] J. Butterworth and H. Dreiner, Nucl. Phys **B 397** (1993) 3.

[43] G. Baribaud *et al.*, *The LEP Orbit Measurement System : Status and Running-in Results*, EPAC 1992, Nice, pp 137-9.

[44] J.-C. Brunet, *Industrial fabrication of ultra-high vaccum quadrupole chambers for LEP*, CERN/LEP-VA/89-60.

[45] R. Forty, O. Schneider, and Sheng Tian Xue, *The BOM's*, Contribution to the ALEPH handbook, May 1994.

[46] W. Kozanecki, *Extracting the Interaction Point beam position from the ALEPH BOM readings*, ALEPH 91-47, BOM 91-01 (1991).

[47] H. Kim and J. Rothberg, *Status of BOM Offline Reconstruction*, ALEPH 92-140, PHYSIC 92-128 (1992).

[48] F. Bird *et al.*, *Beam orbit measurements in the ALEPH interaction region*, LEP-PERF/91-39 (1991).

[49] H. Kim, *Beam Spot Position with BOM*, ALEPH 93-78, PHYSIC 93-64 (1993).

[50] C. Bovet, *Vertex position for LEP2 physics*, Transparencies shown at the April 3rd, 1995 Meeting of the "Interaction Region" Subgroup of LEP2 Workshop WG4.

[51] O. Schneider, *Beam Position Measurements at IP4 using LEP BOM and ALEPH QS0 data*, Transparencies shown at the September 14th, 1995 Meeting of the "Interaction Region" Subgroup of LEP2 Workshop WG4.

[52] L. Landau et E. Lifchitz, *Théorie des champ.*

[53] The ALEPH Bunch Train Working Group, *Performance of the ALEPH Detector with Bunch Trains at LEP*, ALEPH 94-191, PHYSIC 94-162 (1994).

[54] J. Putz and S. Wasserbaech, *A Beam Position Measurement from $\gamma\gamma$ Events*, ALEPH 95-106, PHYSIC 95-094 (1995).

Remerciements

Je remercie Jacques Lefrançois d'avoir bien voulu présider ce jury. Je lui suis par ailleurs très reconnaissante de m'avoir incitée à entreprendre le travail plus expérimental que j'ai effectué ces derniers mois.

Je remercie Michel Baubillier d'avoir accepté d'être membre de mon jury, ainsi que Pierre Binetruy et Luigi Rolandi qui ont pris le temps d'être rapporteurs de mon travail.

Je remercie Jean-François Grivaz pour la grande liberté qu'il m'a laissée et qui s'est toujours accompagnée des "remises sur les rails" qui s'imposaient. Je le remercie de m'avoir permis de participer à la conférence d'hiver de cette année. Enfin, je le remercie pour ses enseignements dont j'ai beaucoup profité.

Merci à Patrick Janot et Laurent Duflot, qui ont toujours été là qu'il s'agisse de physique ou d'amitié.

Je remercie Ioana Videau qui a rendu possible mon travail sur les BOMs. Merci à François Le Diberder pour toutes les discussions que nous avons eues à ce sujet, et à Olivier Schneider et Roger Forty qui m'ont acceptée dans leur groupe.

Je remercie Philippe Heusse pour l'accueil chaleureux qu'il m'a fait à mon arrivée, et tous les membres du groupe ALEPH-LAL pour leur sympathie et leur soutien : R. Alemany, J. Boucrot, O. Callot, A. Cordier, F. Courault, M. Davier, A. Höcker, A. M. Lutz, G. Mussolino, I. Nikolic, H. J. Park, I. C. Park, M. H. Schune, S. Simion, E. Tournefier, J. J. Veillet et D. Zerwas.

Enfin, merci à Emmanuel pour la patience dont il a toujours fait preuve, et pour ses escortes au beau milieu de la nuit dans les rues désertes de Montmartre.

Résumé

Des recherches de nouvelles particules sont présentées dans le cadre d'un modèle où la R-parité, égale à $+1$ pour les particules standard et -1 pour les particules supersymétriques, n'est pas conservée. On suppose que les couplages dominants violant la R-parité sont de type leptonique et que la durée de vie de la particule supersymétrique la plus légère peut être négligée. Les recherches de paires de sleptons, de squarks et de neutralinos ont été effectuées dans les données enregistrées par le détecteur ALEPH, au collisionneur e^+e^- LEP, de 1989 à 1993. Dans cette statistique, correspondant à presque deux millions de désintégrations hadroniques du Z, aucun signal n'a été observé. Les résultats de ces recherches permettent d'exclure des domaines de masse et de couplage des particules supersymétriques au moins aussi étendus que ceux obtenus dans le cadre des modèles conservant la R-parité.

Dans une deuxième partie, le système des BOMs (*Beam Orbit Monitors*) d'ALEPH est étudié. Ces BOMs, situés à 65 m de part et d'autre du point de collision d'ALEPH, permettent de déterminer la position des faisceaux au point d'interaction. La comparaison des mesures des BOMs de l'année 1994, avec les mesures de position du faisceau fournies par le détecteur de vertex d'ALEPH, met en évidence des différences systématiques importantes. Un système de monitorage de la position des quadrupôles les plus proches du point d'interaction a été installé en 1995 et permet d'améliorer sensiblement l'accord entre les données des BOMs et les données du détecteur de vertex. D'autre part, une nouvelle méthode de calibration de l'électronique associée aux BOMs d'ALEPH est développée.

Mots clefs : LEP
ALEPH
R-parité
Supersymétrie
BOMs