UNIVERSITE PARIS VII - DENIS DIDEROT
UFR de Physique

THESE

pour l'obtention du diplôme de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE PARIS 7
Spécialité: Champs, Particules, Matières

présentée par

Frédéric Déliot

Reconstruction et identification des muons dans l'expérience DØ
Étude de la production résonnante de sleptons

soutenue le 17 Avril 2002 devant la commission d'examen composée de

MM.	J.F.	Grivaz	(rapporteur)
	C.	Guyot	(directeur de thèse)
	C.	Savoy	(rapporteur)
	M.	Spiro	
	F.	Vannucci	(président)
	J.	Womersley	
	P.	Zerwas	

Remerciements

Avant tout, je remercie Pascal Debu, Michel Spiro et Joël Feltesse de m'avoir accueilli au sein du Service de Physique des Particules du DAPNIA pour effectuer cette thèse.

J'exprime ma vive reconnaissance à mon directeur de thèse Claude Guyot qui m'a témoigné toute sa confiance en me laissant une grande liberté dans mon travail tout en me faisant partager sa grande expérience sur les muons. Merci pour sa gentillesse et sa disponibilité. Je tiens à remercier chaleureusement les membres du groupe DØ-Saclay au sein duquel j'ai trouvé une ambiance de travail des plus agréables. Merci en particulier à Armand Zylberstejn pour sa connaissance et son expérience de DØ (et de Chicago!), à Christophe Royon avec qui j'ai navigué dans le *software* des muons et qui m'a entraîné dans le *monde merveilleux* de la supersymétrie, à Marc Besançon pour son impressionnant sens de l'orientation dans ce monde merveilleux, à Laurent Chevalier qui a débloqué nombre de mes problèmes informatiques, à Boris Tuchming même si une vie entière de salaire ne pourra suffir à rembourser tout ce que je lui dois (!) et à Emmanuelle Perez qui n'a eu de cesse de m'apporter son aide aussi bien sur le plan technique que sur le plan de la physique. Merci aussi à Mathieu Agelou, Pierre Bonamy, Jiri Bystricky, Paul Colas, Antoine Kouchner, Nadia Lahrichi, Patrick LeDu, Pierre Lutz, Pierrick Micout et Bruno Thooris. A Saclay, je tiens également à remercier ma marraine Vanina Ruhlman-Kleider et mon voisin de bureau Philippe Schune pour leur inconditionnel soutien (même si trois ans dans le bureau de Philippe, c'est long tout de même!), ainsi que tous les gens avec qui j'ai interagi durant ces années passées au DAPNIA.

Ces trois années ont aussi été l'occasion de rencontres humaines enrichissantes qui font également l'interêt du monde de la recherche. Je ne peux citer ici les nombreuses personnes avec qui j'ai eu la chance de travailler. Merci en particulier à Grégory Moreau, Gérard Sajot et à Laurent Duflot pour leur aide et leur gentillesse ainsi que tous les membres de la collaboration DØ que j'ai cotoyé.

J'exprime mes vifs remerciements aux membres de mon jury: François Vannucci pour avoir accepté de le présider, Jean-François Grivaz et Carlos Savoy pour avoir accepté d'être rapporteurs de ce travail et pour les discussions que nous avons eu ensemble (en espérant qu'il y en aura beaucoup d'autres), John Womersley et Peter Zerwas qui sont venus de si loin, et enfin Michel Spiro.

Merci à tous mes amis physiciens (enfin presque tous physiciens) pour avoir partagé les bons moments, les angoisses et tout ce qui fait que ces trois années sont si particulières: Antoine, Auguste, Brice, Bruno, Eric, Esther, Florian, Gianni, Guillaume, Laurent, Marie-Hélène, Mélanie (et la petite), Mélissa, Olivier, Pavel, Xavier (et Angeline) et bien sur Sophie (ainsi qu'Olivier et le petit).

Merci aussi au "groupe" qui malgré les cinq années qui nous séparent désormais de notre sortie de l'école a résisté (quoiqu'on en dise!) et qui, j'espère, perdurera encore longtemps: Ben, Carine, Catherine, Cécile, Christophe, Corinne, Florence, Jean-Luc, Johann, Karyn (et Cloé), Laurent, Madelyne, Rodolphe, Rémi (et Maud), Sophie, Stéphane et Vincent.

Enfin, parce qu'à bien des égards, je leur dois d'en être arrivé là et en particulier du fait que nous avons ensemble surmonté les années difficiles, mes pensées vont à ma soeur et ma mère. Immense merci!

Table des matières

Introduction

Le modèle standard est le cadre théorique utilisé pour décrire les particules élémentaires ainsi que les interactions fondamentales: interaction électromagnétique, interaction faible et interaction forte. Ce modèle est en très bon accord avec les données expérimentales. Cependant, des arguments théoriques indiquent qu'il ne s'agit que d'un modèle effectif, limite à basse énergie d'une théorie plus fondamentale. Les théories supersymétriques sont de bons candidats pour dépasser le modèle standard et peuvent permettre de décrire la dernière interaction fondamentale, la gravité. Elles prédisent l'existence de partenaires supersymétriques pour les particules connues actuellement.

Dans ces modèles, un nouveau nombre quantique, appelé R-parité, est introduit. Ce nombre quantique distingue les particules standard des particules supersymétriques. L'hypothèse de conservation de la R-parité implique en particulier que les particules supersymétriques ne peuvent être produites que par paire. Cette hypothèse est la plus économique pour éviter, par exemple, une désintégration trop rapide du proton mais elle n'est pas imposée par la théorie. Ainsi, dans la limite des contraintes expérimentales existentes, la présence de couplages qui violent la R-parité est possible. La non conservation de la R-parité a des conséquences phénoménologiques importantes comme par exemple la désintégration de la particule supersymétrique la plus légère ou le fait que les particules supersymétriques peuvent être produite à l'unité et en particulier de manière résonnante. Du fait de cette phénoménologie particulière, il est intéressant d'étudier les états finals prédits par ces modèles. Dans un environnement de collision hadronique, les signatures leptoniques sont essentielles car elles peuvent être facilement mises en évidence. En supposant la violation de la R-parité, la production résonnante de sleptons peut conduire à des états finals leptoniques et en particulier à des signatures contenant plusieurs muons. Cette thèse porte sur la reconstruction et l'identification des muons dans l'expérience DØ au Tevatron et sur l'étude de la production résonnante de sleptons.

En 2001, le collisionneur protons-antiprotons Tevatron à Fermilab est entré dans sa deuxième phase de fonctionnement après cinq années d'arrêt pendant lesquelles d'importantes améliorations ont été apportées au complexe d'accélération. Parallèlement le détecteur DØ a subi de profondes modifications. L'ensemble de l'appareillage est en place mais une partie de l'électronique de lecture et de déclenchement est encore en cours d'installation. Au moment de l'écriture de cette thèse (février 2002), le détecteur DØ est en phase de mise au point, de calibration et d'alignement.

Ce mémoire est divisé en six chapitres. Dans le premier chapitre, quelques rappels sur le modèle standard sont exposés ainsi que les motivations pour introduire les modèles supersymétriques. La construction de ces modèles, le modèle de supersymétrie minimal puis celui de supergravité sont ensuite développés. Le modèle de supergravité minimal est choisi comme cadre théorique pour ce travail.

Le système d'accélération de Fermilab et plus particulièrement le Tevatron ainsi que le détecteur DØ, font l'object du deuxième chapitre. L'accent y est mis sur les modifications apportées au détecteur par rapport à la phase précédente de prise de données.

Le troisième chapitre porte sur la phénoménologie de la production résonnante de sleptons au Tevatron. Les couplages qui violent la R-parité intervenant dans cette production sont détaillés ainsi que l'étude des sections efficaces et des rapports d'embranchement de la production de sneutrinos muoniques ou de smuons. En utilisant une simulation rapide, les potentiels de découverte de la recherche d'états finals avec trois leptons ou avec deux leptons ont été établis. Ces signaux permettent également de reconstruire la masse des particules qui participent à la chaîne de désintégration.

La reconstruction des muons dans le spectromètre à muons de DØ est exposée dans le quatrième chapitre en mettant l'accent sur la reconstruction des traces. Les principes de l'algorithme utilisé pour cette reconstruction ainsi que ses performances sont discutés.

Le chapitre suivant présente l'identification des muons. Cette identification se fait en associant la trace reconstruite dans le spectromètre à muons avec les traces du détecteur de traces interne pour former des traces globales. Les performances du détecteur interne ne permettant pas au cours des premiers mois de prise de données d'utiliser ces traces globales, des critères d'identification basés sur le seul spectromètre à muons ont été élaborés.

Ces critères sont utilisés dans le dernier chapitre pour sélectionner les muons dans les premières données. Celles-ci permettent d'évaluer l'efficacité du système de déclenchement et les performances de la reconstruction. Dans la région de la résonance J/ψ, la comparaison des distributions obtenues dans les données avec celles d'événements *Monte Carlo* est effectuée. Une estimation préliminaire de la section efficace inclusive de production de J/ψ à l'avant montre que la chaîne de reconstruction est raisonnablement comprise.

Chapitre 1

Supersymétrie

Sommaire

Le modèle standard des interactions électromagnétique, faible et forte est le modèle de référence en physique des particules. Ces trois interactions fondamentales sont décrites par des symétries de jauge abélienne ou non abéliennes. Les interactions électromagnétique et faible peuvent déjà être décrites par un même formalisme, la symétrie électrofaible. Un mécanisme de brisure de cette symétrie est introduit afin d'engendrer des masses aux particules par l'intermédiaire d'un champ scalaire: le boson de Higgs. Le modèle standard ainsi construit est une théorie renormalisable.

Le modèle standard a été testé de façon précise et est, à ce jour, en très bon accord avec les données expérimentales. Cependant le boson de Higgs n'a pas encore été découvert et il est la source de certains problèmes théoriques. En raison de ces problèmes et du fait qu'il n'inclut pas la gravitation, quatrième interaction fondamentale, le modèle standard n'est qu'un modèle effectif. L'introduction d'une nouvelle symétrie, la supersymétrie, permet de résoudre une partie des insuffisances du modèle standard et, dans sa version locale, d'inclure la gravitation. Cette description de la gravité n'est toutefois pas encore satisfaisante du fait de son caractère non renormalisable mais peut apparaître comme une limite de basse énergie de théories sans divergences. Même s'il n'y a, actuellement, aucun signe expérimental direct de l'existence de la supersymétrie, cette nouvelle symétrie semble être un pas prometteur vers la définition d'une théorie unifiée pouvant rendre compte de l'ensemble des quatre interactions fondamentales connues à ce jour, et ainsi de caresser le rêve de définir une "théorie du tout".

Ce chapitre revient sommairement sur le contenu en champs du modèle standard et évoque quelques uns de ses succès. Il décrit ensuite un de ses points faibles lié au boson de Higgs. La suite du chapitre est consacrée à la supersymétrie: introduction de ses principaux concepts et des notations puis description détaillée du modèle standard supersymétrique minimal. La notion de R-parité est ensuite exposée. Enfin, quelques notions de supergravité, supersymétrie locale, sont introduites.

1.1 Le modèle standard: succès et faiblesses

1.1.1 Quelques rappels sur le modèle standard

Le modèle standard [1, 2] décrit les interactions électromagnétique (QED: quantum electrodynamics), faible et forte (QCD: quantum chromodynamics) des particules élémentaires. Il est invariant sous le groupe de Poincaré (transformation globale d'espace temps: translation P_μ et transformation de Lorentz $M_{\mu\nu}$). Il est basé sur le groupe de jauge $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$, $SU(3)$ de couleur, $SU(2)$ d'isospin faible et $U(1)$ d'hypercharge.

le secteur des fermions

Le secteur des fermions est constitué de 6 quarks et 6 leptons classés en 3 familles. Les quarks appartiennent à des triplets de $SU(3)$, chaque saveur pouvant porter trois couleurs. Au contraire, les leptons sont des singlets de $SU(3)$. Afin de prendre en compte la violation de la parité dans les interactions faibles, les composantes de chiralité gauche et droite des fermions sont traitées différemment. Les composantes gauches (droites) appartiennent à des doublets (singlets) d'isospin du groupe $SU(2)$:

$$\begin{aligned}\psi_{qL} &= \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L \\ \psi_{qR} &= u_R, d_R, c_R, s_R, t_R, b_R\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\psi_{lL} &= \begin{pmatrix} e \\ \nu_e \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \mu \\ \nu_\mu \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \tau \\ \nu_\tau \end{pmatrix}_L \\ \psi_{lR} &= e_R, \mu_R, \tau_R\end{aligned}$$

Si on considère que les neutrinos ont une masse de Dirac, on fait également intervenir les champs droits ν_{eR}, $\nu_{\mu R}$ et $\nu_{\tau R}$.

le secteur des bosons de jauge

Les bosons de jauge, décrivant les particules vecteurs d'interactions, sont introduits en demandant l'invariance du lagrangien sous des transformations locales du groupe $SU(3)\times SU(2)\times U(1)$. Ceci est réalisé par la procédure de Noether que nous allons brièvement rappeler.

Partons du lagrangien d'un champ de Dirac sans masse:

$$\mathcal{L} = i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi. \tag{1.1}$$

Ce lagrangien est invariant sous la transformation de jauge globale $U(1)$:

$$\psi \to e^{-i\epsilon}\psi$$

où ϵ est une phase constante. Si on veut rendre cette symétrie locale:

$$\psi \to e^{-i\epsilon(x)}\psi \tag{1.2}$$

le lagrangien (1.1) devient:

$$\mathcal{L} \to \mathcal{L} + \bar{\psi}\gamma^\mu\psi\partial_\mu\epsilon$$

où on peut définir un courant de Noether associé à la symétrie:

$$j^\mu = \bar{\psi}\gamma^\mu\psi.$$

Le lagrangien n'est donc pas invariant. Pour restaurer l'invariance du lagrangien, on introduit un champ de jauge A_μ qui se transforme sous U(1) comme:

$$A_\mu \to A_\mu + \partial_\mu\epsilon \tag{1.3}$$

ainsi qu'un nouveau terme dans le lagrangien couplant le champ de jauge au courant de Noether:

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi - A_\mu j^\mu = i\bar{\psi}\gamma^\mu(\partial_\mu - iA_\mu)\psi. \tag{1.4}$$

Le lagrangien ainsi transformé, où on reconnaît, à la charge près, la dérive covariante de QED: $D_\mu = \partial_\mu - iA_\mu$, est maintenant invariant sous la transformation locale (1.2) et (1.3).

Cette procédure: construction d'un lagrangien invariant sous une symétrie globale, transformation de la symétrie en symétrie locale, introduction de nouveaux champs et de nouveaux termes dans le lagrangien pour rétablir son invariance sous la symétrie locale sera utilisée pour construire une supersymétrie locale. L'application de la procédure de Noether au groupe $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ conduit à introduire 12 bosons de jauge:

- 8 gluons pour $SU(3)_C$: $G^i_\mu, i = 1, ..., 8$
- 3 bosons de jauge pour $SU(2)_L$: $A^i_\mu, i = 1, 2$ *ou* 3
- 1 boson de jauge pour $U(1)_Y$: B_μ

Le lagrangien décrivant les fermions et les bosons de jauge peut s'écrire:

$$\mathcal{L}_{MS} = \mathcal{L}_{cin} + \mathcal{L}_f + \mathcal{L}_Y. \tag{1.5}$$

$\mathcal{L}_{cin}$ contient les termes cinétiques pour les champs de jauge, $\mathcal{L}_f$ le secteur fermionique, $\mathcal{L}_Y$ les termes de Yukawa. $\mathcal{L}_{cin}$ s'écrit en fonction des tenseurs de force des trois groupes de jauge:

$$\mathcal{L}_{cin} = -\frac{1}{4}G^a_{\mu\nu}G^{\mu\nu a} - \frac{1}{4}F^b_{\mu\nu}F^{\mu\nu b} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} \tag{1.6}$$

les indices a allant de 1 à 8 et b de 1 à 3. Les tenseurs de force sont définis par:

$$\begin{aligned} G^a_{\mu\nu} &= \partial_\mu G^a_\nu - \partial_\mu G^a_\mu + g_3 f_{abc} G^b_\mu G^c_\nu & (1.7)\\ F^b_{\mu\nu} &= \partial_\mu A^b_\nu - \partial_\mu A^b_\mu + g_2 \epsilon_{abc} A^b_\mu A^c_\nu & (1.8)\\ B_{\mu\nu} &= \partial_\mu B_\nu - \partial_\mu B_\mu & (1.9) \end{aligned}$$

où g_3, g_2 sont les constantes de couplages et f_{abc}, ϵ_{abc} les constantes de structure des groupes $SU(3)_C$ et $SU(2)_L$ respectivement. Les termes proportionnels à g_3 et g_2 traduisent le caractère non abélien des symétries $SU(3)$ et $SU(2)$.
Le secteur fermionique $\mathcal{L}_f$ s'écrit en fonction de la dérivée covariante D_μ:

$$\mathcal{L}_f = \bar{\psi}_l(i\gamma^\mu D_\mu)\psi_l + \bar{\psi}_q(i\gamma^\mu D_\mu)\psi_q D_\mu)\psi$$

avec

$$D_\mu = \partial_\mu - ig_3\frac{\lambda^a}{2}G^a_\mu - ig_2\frac{\tau^a}{2}A^b_\mu - ig_1\frac{Y}{2}B_\mu$$

où g_1 est la constante de couplage du groupe $U(1)_Y$. Y représente l'hypercharge du fermion considéré. Le deuxième terme de cette dérivée n'est pas présent dans le cas des champs leptoniques. Le troisième terme n'est pas présent dans le cas de champs singlets d'isospin faible. λ^a sont les matrices 3×3 de Gell-Mann, générateurs de $SU(3)_C$, et τ^a les matrices 2×2 de Pauli, générateurs de $SU(2)_L$.

Le lagrangien ci-dessus décrit uniquement des particules de masse nulle. L'introduction de termes de masse nécessite de briser la symétrie électrofaible $SU(2) \times U(1)$ (un terme de masse fermionique $m\bar{\psi}\psi$ n'est pas invariant sous cette symétrie). Dans le modèle standard, la brisure de $SU(2)_L \times U(1)_Y$ en $U(1)_{em}$ est réalisée par le mécanisme de Higgs [5]. Pour ce faire, on introduit un doublet de champs scalaires complexes:

$$\Phi_H = \begin{pmatrix} \Phi^\dagger \\ \Phi^0 \end{pmatrix}$$

et on ajoute au lagrangien (1.5):

- un terme cinétique $\mathcal{L}_{cin_H} = D_\mu \Phi_H (D^\mu \Phi_H)^\dagger$
- un potentiel scalaire $\mathcal{V}$:

$$\mathcal{V} = \mu^2 \Phi_H^\dagger \Phi_H + \lambda(\Phi_H^\dagger \Phi_H)^2$$

  où λ est un réel positif
- des termes couplant Φ_H aux fermions via des couplages dits de Yukawa (écrits ici seulement pour la première génération de fermions)

$$\mathcal{L}_Y = -\lambda_e \bar{\psi}_e \Phi_H \psi_{e_R} - \lambda_u \bar{\psi}_u \tilde{\Phi}_H \psi_{u_R} - \lambda_d \bar{\psi}_d \Phi_H \psi_{d_R} + h.c. \qquad (1.10)$$

  où $\tilde{\Phi}_H = i\tau_2 \Phi_H^*$.

Si μ^2 est négatif, la composante neutre Φ^0 du doublet de Higgs Φ_H acquiert une valeur moyenne non nulle dans le vide v (*vev* pour *vacuum expectation value*). Cette *vev* peut être choisie réelle:

$$< \Phi_H >= \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \text{ avec } v = \sqrt{\frac{-\mu^2}{2\lambda}}.$$

La symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$ est alors brisée spontanément.

Trois bosons de Goldstone [4] caractéristiques de cette brisure apparaissent. Ils sont "absorbés" en fournissant une masse à trois combinaisons linéaires des champs A_μ et B_μ, identifiées aux bosons W^+, W^- et Z^0 (le champ de jauge qui reste de masse nulle décrit alors le photon). Un boson de Higgs neutre demeure. C'est le mécanisme de Higgs [5].

Par ailleurs, via les termes de $\mathcal{L}_Y$, la *vev* de Φ^0 donne également une masse aux fermions: $m_f = \frac{1}{\sqrt{2}}\lambda_f v$. Pour cela, un seul doublet de Higgs est nécessaire (cf. 1.10).

Les nombres quantiques de ces particules sont résumés dans le tableau (1.1). Les fermions se transforment dans la représentation fondamentale ou la représentation conjuguée des groupes de jauge. Les bosons de jauge se transforment sous la représentation adjointe des groupes de jauges. Ces particules ont toutes été observées expérimentalement à part le boson de Higgs. L'hypercharge Y est reliée à la charge électrique Q de la particule considérée par l'intermédiaire de sa troisième composante d'isospin faible T_3: $Q = T_3 + Y/2$.

Le modèle standard ainsi défini est une théorie de jauge renormalisable [6] sans anomalies triangulaires. Dans le modèle standard, la conservation du nombre baryonique et leptonique à l'ordre le plus bas découle automatiquement de l'invariance de jauge et de la renormalisabilité. Cette conservation est violée par des phénomènes non perturbatifs [7] même si ceux-ci ne peuvent, à eux seuls, expliquer l'asymétrie baryon-antibaryon dans l'univers.

champ de jauge	spin	groupe de jauge		nb de bosons	masse
G_μ^a	1	$SU(3)_C$		$a = 1, ..., 8$	$m_g = 0$
A_μ^b	1	$SU(2)_L$		$b = 1, ..., 3$	$m_W \approx 80.3$ GeV
					$m_Z \approx 91.2$ GeV
B_μ	1	$U(1)_Y$		1	$m_\gamma = 0$
champ de matière	spin	représentation		hypercharge	masse
		$SU(3)_C$	$SU(2)_L$	Y	
$\psi_{q_L} = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$	1/2	3	2	1/3	$m_u \approx 2\ 10^{-3}$ GeV
					$m_d \approx 5\ 10^{-3}$ GeV
$\psi_{q_R} = u_R$	1/2	3	1	4/3	$m_s \approx 0.1$ GeV
					$m_c \approx 1$ GeV
$\psi_{q_R} = d_R$	1/2	3	1	- 2/3	$m_b \approx 4$ GeV
					$m_t \approx 174.3$ GeV
$\psi_{l_L} = \begin{pmatrix} e \\ \nu_e \end{pmatrix}_L$	1/2	1	2	-1	$m_e \approx 0.5\ 10^{-3}$ GeV
					$m_{\nu_e} \leq 3\ 10^{-9}$ GeV
					$m_\mu \approx 105.7\ 10^{-3}$ GeV
$\psi_{l_R} = e_R$	1/2	1	1	- 2	$m_{\nu_\mu} \leq 0.19\ 10^{-3}$ GeV
					$m_\tau \approx 1.78$ GeV
					$m_{\nu_\tau} \leq 18.\ 10^{-3}$ GeV
$\Phi_H = \begin{pmatrix} \Phi^\dagger \\ \Phi^0 \end{pmatrix}$	0	1	2	1	$m_H > 114.1$ GeV

Tableau 1.1 – *Contenu en champs du modèle standard (seule la première famille de quarks et de leptons est représentée) [3].*

1.1.2 Les succès du modèle standard

Depuis sa formulation dans les années 1960 (domaine électrofaible) et dans les années 1970 (QCD), le modèle standard a remporté nombre de succès.

En effet, la description de l'interaction électrofaible par échange de bosons médiateurs γ, $W^{\pm}$ et Z^0 a été validée lors de la découverte des bosons $W^{\pm}$ et Z^0 au $S\bar{p}pS$ par les expériences UA1 et UA2 en 1983 [8, 9]. L'existence d'une troisième famille de leptons et de quarks était connue depuis la découverte du τ à SLAC [10] et du quark bottom en 1977 à Fermilab [11]. La contribution du quark top aux corrections radiatives a été mise en évidence dans les mesures de précision du secteur électrofaible au LEP [12]. Son observation directe par les expériences au Tevatron a permis d'annoncer sa découverte en 1995 [13]. Au LEP, la mesure des largeurs partielles de désintégrations du Z^0 a permis de mesurer le nombre de neutrinos légers: $N_\nu = 2.9841 \pm 0.0083$ [14]. Le neutrino de la troisième famille, le neutrino tau, a été observé directement en 2000 par l'expérience *DONUT* à Fermilab [15]. Ainsi toutes les particules du modèle standard ont été mises en évidence expérimentalement à l'exception notable du boson de Higgs.

En plus de ces découvertes majeures, depuis plus de 10 ans des tests de précision du modèle standard dans le domaine électrofaible (mesure de la masse du Z^0, de celle du W, des asymétries, etc ...) ont été effectués auprès des collisionneurs e^+e^- par les expériences du LEP et du SLC [14], du collisionneur hadronique Tevatron ou du collisionneur électrons-protons HERA. La mesure des propriétés du boson Z^0 aux expériences du LEP et au du SLC: sa masse, ses largeurs totale et partielles ainsi que ses couplages aux fermions, quantités sensibles aux corrections radiatives, permet de tester la théorie au delà du niveau des arbres. Le secteur des interactions fortes a, lui aussi, été étudié auprès de ces mêmes accélérateurs: mesure de α_s et des fonctions de structure [16], physique des jets, ...

A des énergies supérieures à 200 GeV, le LEP a également étudié l'auto-interaction des bosons de jauge. Ainsi on peut tester le caractère non abélien du modèle standard. Du fait de termes de Yangs Mills dans le lagrangien (cf. 1.7 et 1.8), le modèle standard prédit des couplages à trois et à quatre bosons de jauge du type: γW^+W^-, ZW^+W^-, $\gamma\gamma W^+W^-$, γZW^+W^- et ZZW^+W^- à l'ordre le plus bas. La recherche de couplages anormaux, c'est à dire la recherche de nouveaux couplages à l'ordre le plus bas ou d'écarts par rapport aux valeurs des couplages prédites par le modèle standard n'a conduit à aucune observation de déviation par rapport aux prévisions [14].

Les propriétés du boson W ont également été étudiées au LEP et au Tevatron. La mesure précise de sa masse revêt une importance particulière du fait qu'elle permet, associée à la mesure de la masse du top et aux autres mesures de précisions, de contraindre la masse du boson de Higgs ($m_H <$ 196 GeV à 95% de niveau de confiance) [14]. Les recherches directes du boson de Higgs ont permis de mettre une limite inférieure sur sa masse à 95% de niveau de confiance: $m_H >$ 114.1 GeV[17].

Ainsi pour le moment, aucun des nombreux tests du modèle standard n'a permis de mettre en cause de façon significative la validité des prévisions ni la cohérence interne de ce modèle (figure 1.1).

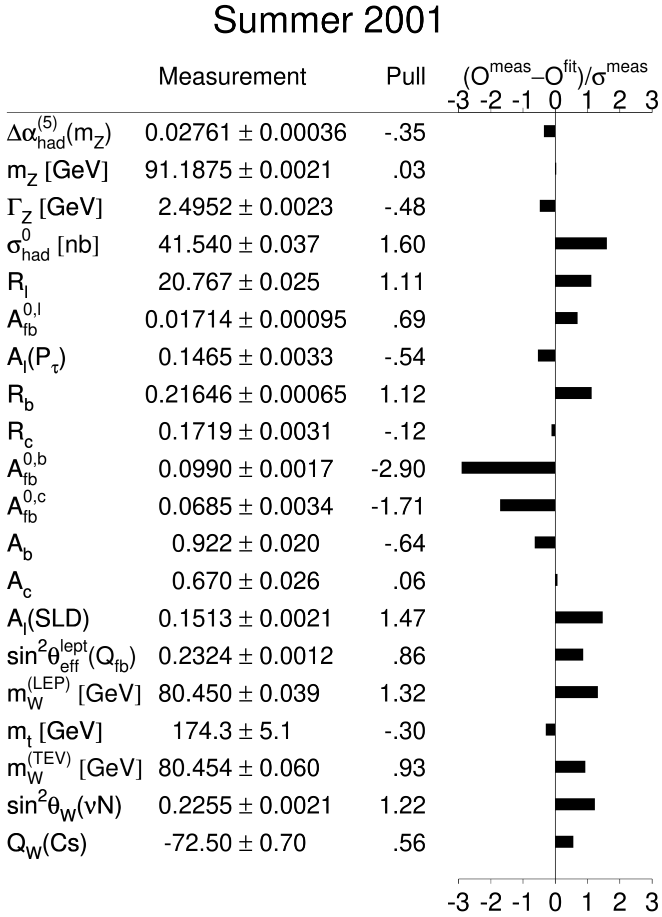


Figure 1.1 – *Mesures des paramètres du modèle standard dans le secteur électrofaible. Le "pull" représente le nombre de déviations standard entre la mesure expérimentale et la valeur ajustée à partir du modèle. [14]*

1.1.3 Les faiblesses du modèle standard

Malgré ses succès expérimentaux, le modèle standard n'est pas la théorie ultime. Il contient de nombreux paramètres libres: au moins 25: 3 couplages de jauge, 12 masses pour les fermions, 2 paramètres du secteur du Higgs, 3 angles et une phase dans la matrice CKM[1] de mélange des quarks [18], 3 angles et une phase[2] dans la matrice MNS[3] de mélange des neutrinos [19]. La diversité des masses des fermions (cf. tableau 1.1) c'est à dire la diversité des couplages de Yukawa (cf. 1.10) reste mystérieuse:

$$v = 246 \text{ GeV} \Rightarrow \lambda_{top} \approx 1 \text{ et } \lambda_{up} \approx 10^{-5}.$$

1. Cabibbo, Kobayashi, Maskawa
2. si la masse des neutrinos est de Dirac
3. Maki, Nakagawa, Sakata

Une telle structure hiérarchique est aussi présente dans la matrice CKM. De plus, le modèle standard ne décrit pas la gravité. Une nouvelle physique doit donc apparaître à une échelle d'énergie, au plus égale à la masse de Planck: $M_{Pl} \approx 10^{19}$ GeV. Le problème de hiérarchie se pose alors lorsqu'il s'agit de faire coexister l'échelle de brisure électrofaible $M_Z \approx 100$ GeV avec l'échelle de Planck, qui présente une différence de 17 ordres de grandeur.

Il faut noter aussi que le modèle standard souffre d'un autre problème théorique, lié au problème de hiérarchie, le problème de naturalité. Nous avons vu que le modèle standard contient un champ scalaire fondamental qui joue un rôle essentiel dans la brisure électrofaible: le boson de Higgs. Or à une boucle, les corrections radiatives à la masse de ce boson, comme celle de la figure 1.2, sont quadratiquement divergentes. Ces divergences doivent être absorbées lors du processus de renormalisation. Pour ce faire, on introduit un "cut-off" Λ, échelle d'énergie à partir de laquelle une nouvelle physique apparaît. Le calcul du graphe de la figure 1.2 avec ce cut-off donne une correction à la masse nue du Higgs m_0:

$$m_H^2 = m_0^2 + a\frac{\Lambda^2}{16\pi^2} \tag{1.11}$$

où a, nombre proportionnel au couplage λ intervenant dans le graphe (1.2), est de l'ordre de l'unité.

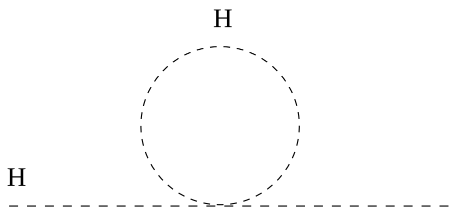


Figure 1.2 – *Correction radiative quadratiquement divergente à la masse du Higgs.*

Si on choisit pour Λ la masse de Planck et si on prend comme masse de Higgs $m_H \approx$ 100 GeV, on a alors:

$$10^{-34} = \frac{m_0^2}{\Lambda^2} + \frac{a}{16\pi^2}.$$

On voit que m_0 doit être ajusté à 34 ordres de grandeur (*fine-tuning*). Ainsi la théorie n'est pas stable lorsqu'on effectue de petites variations autour de ses quantités observables. En ce sens, le modèle standard n'est pas une théorie naturelle.

Ce problème est intimement lié à la présence d'un champ scalaire fondamental. En effet, la masse des fermions est protégée par la symétrie chirale: lorsqu'on fait tendre vers zéro la masse des fermions ψ dans le lagrangien du modèle standard, une nouvelle symétrie apparaît (le lagrangien est invariant lorsqu'on applique à ψ_L et à ψ_R des transformations $U(1)$ ayant des phases différentes). Cette symétrie chirale interdit les contributions quadratiquement divergentes dans les corrections radiatives au propagateur des fermions. Par contre, pour un champ scalaire, il n'existe pas l'équivalent de cette symétrie.

On peut exprimer ce problème de hiérarchie de manière différente dans le cadre des théories de grande unification (GUT: Grand Unified Theory). Si Φ est le champ scalaire dont la *vev* est responsable de la brisure de la symétrie GUT, l'échelle de brisure est typiquement:

$$< 0|\Phi|0 >= V = O(10^{15} \text{ GeV}).$$

La seconde échelle d'énergie présente dans ces modèles est l'échelle de brisure électrofaible donnée par la *vev* de la composante neutre φ du doublet de Higgs:

$$< 0|\varphi|0 >= v \approx 246 \text{ GeV}. \tag{1.12}$$

Le problème de hiérarchie provient de la grande disparité entre ces deux échelles:

$$\frac{V}{v} = O(10^{13}).$$

Le potentiel effectif pour ces champs scalaires est typiquement de la forme:

$$\mathcal{V}_0(\Phi, \varphi) = -\frac{1}{2}A\Phi^2 + \frac{1}{4}B\Phi^4 - \frac{1}{2}a\varphi^2 + \frac{1}{4}b\varphi^4 + \frac{1}{2}\lambda\Phi^2\varphi^2.$$

La brisure de la symétrie GUT est alors assurée par la relation:

$$\left.\frac{\partial\mathcal{V}_0}{\partial\Phi}\right|_{<\varphi>=0} = 0 \Rightarrow < \Phi^2 >= V^2 = \frac{A}{B}$$

ce qui fixe l'échelle de masse pour Φ. Or cette échelle est communiquée au secteur électrofaible par le terme en λ. La condition de brisure de symétrie électrofaible s'écrit dans ce cas:

$$\left.\frac{\partial\mathcal{V}_0}{\partial\varphi}\right|_{<\Phi>=V} = 0 \Rightarrow < \varphi^2 >= v^2 = \frac{a - \lambda V^2}{b}. \tag{1.13}$$

On retrouve dans la relation (1.13) la nécessité d'effectuer un réglage fin du paramètre a pour obtenir l'échelle (1.12). De plus, les corrections radiatives introduisent des corrections à ce potentiel et il est nécessaire d'effectuer cet ajustement fin à chaque ordre du développement perturbatif.

Pour résoudre le problème de naturalité, les modèles dits de technicouleur développent des mécanismes de brisure en évitant d'introduire un champ scalaire fondamental. Cependant dans ces modèles, il est difficile de concilier un taux de courants neutres avec changement de saveurs compatible avec l'expérience et un spectre de masse réaliste pour les fermions.

Une autre solution au problème de naturalité consiste à conserver le mécanisme de brisure du modèle standard mais en éliminant les divergences quadratiques par une symétrie bosons-fermions. Ainsi si une boucle de fermion dont la masse est reliée à celle du scalaire de la figure 1.2 est introduite dans les corrections radiatives de la masse du Higgs, elle peut, du fait qu'elle intervient avec un signe opposé, compenser les divergences de la boucle de boson. Cette symétrie bosons-fermions est appelée supersymétrie.

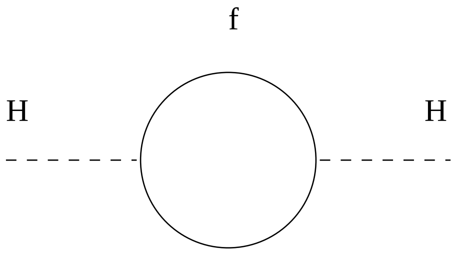


Figure 1.3 – *Correction radiative à la masse du Higgs dont la divergence quadratique s'annule avec celle de 1.2 si le fermion de la boucle est le partenaire supersymétrique du scalaire de la boucle de 1.2, c'est à dire du boson de Higgs.*

Du fait de l'annulation des corrections radiatives quadratiquement divergentes dans les théories supersymétriques, il n'y a plus de *fine-tuning* sur la masse m_0 (équation 1.11). Si on se place dans un modèle de grande unification, le *fine-tuning* des paramètres de (1.13) demeure mais celui-ci n'est pas modifié par les corrections radiatives et ne doit donc être effectué qu'une seule fois. Cette situation n'est en fait pas tout à fait exacte car, comme nous le verrons (cf. § 1.2.1), la supersymétrie doit nécessairement être brisée pour conduire à des théories réalistes. Par conséquent, il existe des corrections radiatives à la masse du boson de Higgs de l'ordre de:

$$\delta m^2 = \frac{\lambda^2}{8\pi^2}\mu^2$$

où μ est un paramètre fini représentant la différence de masse typique entre particules du modèle standard et leur partenaire supersymétrique et où λ est un couplage de Yukawa ou une constante de couplage associée à un groupe de jauge. Ainsi le problème de réajustement à chaque ordre n'a pas lieu si la différence de masse entre particule et superparticule associée est de l'ordre de l'échelle électrofaible: $\mu \approx v$. En d'autres termes les partenaires supersymétriques des particules connues doivent avoir des masses au plus de l'ordre du TeV si on veut que la supersymétrie "résolve" le problème de hiérarchie.

Outre la résolution de ce problème, la supersymétrie a d'autres intérêts. En effet, l'introduction de la supersymétrie dans une théorie de grande unification permet d'obtenir une bonne convergence des trois constantes de couplages g_1, g_2 et g_3 à une échelle de grande unification, ce qui n'est pas le cas dans les modèles non supersymétriques [20]. Enfin, dans sa version locale, la supersymétrie permet de décrire la gravité.

1.2 La supersymétrie: concepts généraux

Cette section a pour but d'exposer les principes généraux des théories supersymétriques. L'algèbre de supersymétrie est d'abord décrite ainsi que le formalisme des superchamps. Les superchamps chiraux et vectoriels sont définis et sont utilisés pour la construction d'un lagrangien invariant sous supersymétrie. Enfin, la question de la brisure de supersymétrie est discutée. Cette section se veut introductive et non exhaustive. Un développement plus détaillé peut être trouvé dans [21], [22], [23] et [24].

1.2.1 L'algèbre de supersymétrie

L'algèbre de Poincaré ne décrit pas toutes les symétries possibles d'espace-temps. Pour résoudre les problèmes énoncés ci-dessus, on cherche à ajouter une nouvelle symétrie entre bosons et fermions. Or un théorème énoncé par Coleman et Mandula [26] interdit l'existence de charges conservées, liées à une symétrie bosonique (algèbre des générateurs donnée par des relations de commutation) et possédant un indice de Lorentz, autre que celles du groupe de Poincaré: P_μ (générateurs des translations) et $M_{\mu\nu}$ (générateurs des transformation de Lorentz). Cela impose donc aux générateurs de cette nouvelle symétrie Q_r d'être, contrairement aux symétries du modèle standard, des générateurs de nature fermionique (algèbre donnée par l'anticommutation des générateurs). Ainsi si on introduit N générateurs $Q_{\alpha i}$, où l'indice i va de 1 à N et où l'indice α est un indice spinoriel, le théorème de Coleman-Mandula impose que l'anticommutateur d'un générateur et d'un générateur conjugué soit proportionnel à P_μ. En généralisant l'algèbre de Poincaré, on trouve l'algèbre suivante:

$$\begin{aligned}
\{Q_{\alpha i}, \bar{Q}^j_{\dot\beta}\} &= 2\delta_i^j (\sigma^\mu)_{\alpha\dot\beta} P_\mu && (1.14)\\
[Q_{\alpha i}, P_\mu] &= \left[\bar{Q}^i_{\dot\alpha}, P_\mu\right] = 0 && (1.15)\\
[Q_{\alpha i}, M_{\mu\nu}] &= i(\sigma_{\mu\nu})_\alpha^\beta Q_{\beta i} && (1.16)\\
\left[\bar{Q}_{\dot\alpha i}, M_{\mu\nu}\right] &= i(\bar\sigma_{\mu\nu})_{\dot\alpha}^{\dot\beta} \bar{Q}_{\dot\beta i} && (1.17)\\
\{Q_{\alpha i}, Q_{\beta j}\} &= \{\bar{Q}_{\dot\alpha i}, \bar{Q}_{\dot\beta j}\} = \epsilon_{\alpha\beta} Z^{ij}. && (1.18)
\end{aligned}$$

Explicitons les notations précédentes. La métrique utilisée est $\eta_{\mu\nu} = (1, -1, -1, -1)$. Les générateurs sont des spineurs de Weyl à deux composantes notés $(Q_{\alpha i}, \bar{Q}^i_{\dot\alpha})$. On utilise la notation de Van der Waerden qui décompose les représentations spinorielles du groupe de Lorentz (4 composantes) en représentation irréductible de chiralité donnée (spineur de Weyl à deux composantes): $4 = 2_L + 2_R$. Ainsi les spineurs d'indice $\alpha, \beta = 1, 2$ appartiennent à la représentation 2_L et ceux d'indices $\dot\alpha, \dot\beta = \dot1, \dot2$ à la représentation 2_R. De cette façon, $\bar{Q}_{\dot\alpha i} = (Q^i_\alpha)^\dagger$. Les matrices σ^μ et $\bar\sigma^\mu$ sont définies à l'aide des matrices de Pauli: $\sigma^\mu = (I_2, \sigma^1, \sigma^2, \sigma^3)$, $\bar\sigma^\mu = (I_2, -\sigma^1, -\sigma^2, -\sigma^3) = \bar\sigma_\mu$. Les matrices $\sigma_{\mu\nu}$ sont définies à partir des matrices précédentes: $\sigma^{\mu\nu} = \frac{1}{4}(\sigma^\mu\bar\sigma^\nu - \sigma^\nu\bar\sigma^\mu)$ et $\bar\sigma^{\mu\nu} = \frac{1}{4}(\bar\sigma^\mu\sigma^\nu - \bar\sigma^\nu\sigma^\mu)$. Dans l'équation (1.18), $\epsilon_{\mu\nu}$ est le tenseur antisymétrique usuel et les Z^{ij} sont appelées charges centrales.

Les générateurs de supersymétrie $Q_{\alpha i}$ peuvent se transformer les uns dans les autres sous une symétrie interne $U(N)$. Si on note B^r les générateurs de ce groupe, on a:

$$\begin{aligned}
[Q_{\alpha i}, B^r] &= (b^r)_j^i Q^j_\alpha && (1.19)\\
\left[\bar{Q}^i_{\dot\alpha}, B^r\right] &= -\bar{Q}^j_{\dot\alpha}(b^r)_j^i. && (1.20)
\end{aligned}$$

Si le nombre N de générateurs $Q_{\alpha i}$ est supérieur à 1, on parle de supersymétrie étendue. Pour $N > 4$, il apparaît des particules de spin $\frac{3}{2}$ ce qui rend la théorie non renormalisable. De plus, toute théorie pour $N \geq 2$ contient des multiplets de matière avec, à la fois, des fermions de chiralité droite et gauche. Or le modèle standard traite de façon différente les spineurs de chiralité différente. On se restreindra donc, dans la suite, au cas $N = 1$. Dans ce cas, il n'y a pas de charges centrales. (1.19) et (1.20) se réduisent à:

$$\begin{aligned} [Q_\alpha, R] &= Q_\alpha \\ [\bar{Q}_{\dot{\alpha}}, R] &= -\bar{Q}_{\dot{\alpha}}. \end{aligned} \tag{1.21}$$

La seule symétrie interne restante est alors une symétrie globale $U(1)$ appelée R-symétrie.

Notons deux conséquences immédiates de cette algèbre. D'abord la relation (1.15) implique que $[Q, P^2] = 0$. Or les valeurs propres de l'opérateur $P^2 = P_\mu P^\mu$ correspondent aux carrés des masses. On voit que si un boson et un fermion sont partenaires supersymétriques, c'est à dire sont transformés l'un en l'autre par Q_α, alors ils ont la même masse. Cependant, le partenaire bosonique de même masse que l'électron (par exemple) n'a pas été observé. La supersymétrie, si elle est réalisée dans la nature, est donc forcément une symétrie brisée. Avec la relation (1.14), on peut également écrire: $H = \frac{1}{4}\sum_\alpha Q_\alpha^2$ où H est le hamiltonien. Ainsi les valeurs propres de l'hamiltonien, c'est à dire les énergies des champs de la théorie, sont positives ou nulles. A l'aide de cette expression, on montre facilement, en notant $|0>$ l'état fondamental de la théorie, que:

$$\exists\alpha \text{ tel que } Q_\alpha|0> \neq 0 \Leftrightarrow < 0|H|0> \neq 0. \tag{1.22}$$

Autrement dit, la supersymétrie globale est brisée spontanément si et seulement si l'énergie de l'état fondamental est non nulle.

On remarque également dans l'algèbre supersymétrique que deux transformations de supersymétrie donnent une translation d'espace temps (cf. 1.14).

1.2.2 Le formalisme des superchamps

Bien que la construction de lagrangiens supersymétriques puisse s'effectuer à partir des champs fermioniques ou bosoniques dans l'espace-temps ordinaire comme pour le modèle standard, elle est grandement facilitée par l'introduction des superchamps. Ces superchamps sont des représentations en supermultiplets (ensemble de champs contenant une particule et son partenaire supersymétrique) pour lesquelles les transformations de supersymétrie s'écrivent simplement à l'aide de dérivées. Ce formalisme est développé dans le superespace qui est l'extension de l'espace-temps ordinaire en ajoutant deux coordonnées fermioniques ayant des relations d'anticommutation [28]. Un point du superespace est défini par:

$$x = (x_\mu, \theta^\alpha, \bar{\theta}_{\dot{\alpha}}) \text{ avec } \theta^\alpha = 1,2 \text{ et } \bar{\theta}_{\dot{\alpha}} = \dot{1}, \dot{2}$$

où θ^α, $\bar{\theta}_{\dot{\alpha}}$ sont des variables anticommutantes de Grassman. Ces variables vérifient:

$$\{\theta^\alpha, \theta^\beta\} = \{\theta^\alpha, \bar{\theta}_{\dot{\beta}}\} = \{\bar{\theta}_{\dot{\alpha}}, \bar{\theta}_{\dot{\beta}}\} = 0$$

d'où découle par exemple que: $\theta^1\theta^1 = 0$. Ainsi le terme de plus haut degré dans un développement en série par rapport à ces variables est de type: $\theta^1\theta^2\bar{\theta}_{\dot{1}}\bar{\theta}_{\dot{2}} = \theta\theta\bar{\theta}\bar{\theta}$.

Une transformation de supersymétrie de paramètres $(\xi, \bar{\xi})$, où ξ est un spineur, transforme un superchamp $\Phi(x_\mu, \theta, \bar{\theta})$ de la façon suivante:

$$\Phi(x_\mu, \theta, \bar{\theta}) \to e^{i(\xi Q + \bar{\xi}\bar{Q})}\Phi(x_\mu, \theta, \bar{\theta}). \tag{1.23}$$

Dans cet espace, les générateurs de supersymétrie ont l'avantage d'être représentés par des opérateurs différentiels. En utilisant l'algèbre de supersymétrie, on trouve:

$$Q_\alpha = \frac{\partial}{\partial\theta^\alpha} - i\sigma^\mu_{\alpha\dot\alpha}\bar\theta^{\dot\alpha}\partial_\mu \tag{1.24}$$

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

Donc une transformation de supersymétrie sur le superchamp Φ s'écrit comme une translation de $i\xi\sigma^\mu_{\alpha\dot\alpha}\bar\theta^{\dot\alpha}$ sur les coordonnées x_μ et de ξ sur la coordonnée θ^α.

Il est possible de définir des dérivées covariantes, de nature fermionique, qui anticommutent avec ces générateurs. Ces dérivées covariantes vont être très utiles à la définition des superchamps chiraux dans la section suivante. Ainsi, dans le superespace, on définit:

$$\mathcal{D}_\alpha = \frac{\partial}{\partial\theta^\alpha} + i\sigma^\mu_{\alpha\dot\alpha}\bar\theta^{\dot\alpha}\partial_\mu$$

$$\bar{\mathcal{D}}_{\dot\alpha} = -\frac{\partial}{\partial\bar\theta^{\dot\alpha}} - i\theta^\alpha\sigma^\mu_{\alpha\dot\alpha}\partial_\mu.$$

Enfin, en utilisant les propriétés des variables de Grassman, on peut donner la forme du superchamp le plus général:

$$\begin{aligned}\Phi(x,\theta,\bar\theta) = {} & f(x) + \theta^\alpha\phi_\alpha(x) + \bar\theta_{\dot\alpha}\bar\chi^{\dot\alpha}(x) + \theta\theta m(x) + \bar\theta\bar\theta n(x) \\ & +(\theta\sigma^\mu\bar\theta)v_\mu(x) + \theta\theta\bar\theta_{\dot\alpha}\lambda^{\dot\alpha}(x) + \bar\theta\bar\theta\theta^\alpha\psi_\alpha(x) \\ & +(\theta\theta)(\bar\theta\bar\theta)d(x)\end{aligned} \tag{1.26}$$

où les champs $f(x), m(x), n(x)$ et $d(x)$ sont de spin 0, $\phi_\alpha, \bar\chi^{\dot\alpha}, \lambda^{\dot\alpha}(x)$ et ψ_α de spin 1/2 et v_μ de spin 1. On voit qu'un superchamp contient un grand nombre de degrés de liberté. Pour décrire des supermultiplets particuliers, contenant un fermion et un boson, il va falloir réduire ce superchamp général en imposant des conditions sur Φ. C'est ce qui va nous intéresser dans les deux sections suivantes en explicitant le cas des superchamps chiraux et des superchamps vectoriels.

1.2.3 Les superchamps chiraux

Les fermions du modèle standard se transforment sous une représentation fondamentale des groupes de jauge alors que les bosons du modèle standard se transforment sous une représentation adjointe. Il n'est donc pas possible de transformer par supersymétrie un fermion du modèle standard en un boson de jauge γ, Z^0, W ou g. Ainsi les partenaires supersymétriques des fermions sont de nouveaux bosons.

Les superchamps chiraux décrivent les champs de matière: lepton, quark, Higgs et simultanément leur partenaire scalaire: slepton, squark ou fermionique: Higgsino. La contrainte covariante et invariante sous supersymétrie imposée à (1.26) pour définir un superchamp chiral est:

$$\bar{\mathcal{D}}_{\dot\alpha}\Phi = 0. \tag{1.27}$$

Ainsi on peut montrer que le superchamp chiral le plus général, qui satisfait (1.27) s'écrit:

$$\begin{aligned}\Phi(x,\theta,\bar\theta) = {} & \varphi(x) + \sqrt{2}\theta\psi(x) + \theta\theta F(x) - \frac{1}{4}\theta\theta\bar\theta\bar\theta\partial_\mu\partial^\mu\varphi \\ & +i\partial_\mu\varphi(x)\theta\sigma^\mu\bar\theta - \frac{i}{\sqrt{2}}\theta\theta\bar\theta\sigma^\mu\partial_\mu\psi\end{aligned} \tag{1.28}$$

où φ et F sont des champs scalaires complexes et ψ un spineur de Weyl de chiralité gauche. Le superchamp chiral $\Phi^\dagger$ satisfait alors la relation: $D_\alpha \Phi^\dagger = 0$ et contient le spineur de Weyl droit $\bar{\psi}$.

D'après (1.23), la transformation supersymétrique infinitésimale de paramètre ξ de Φ: $\Phi \to \Phi + \delta\Phi$ s'écrit:

$$\delta\Phi = i(\xi Q + \bar{\xi}\bar{Q})\Phi. \tag{1.29}$$

En utilisant les expressions des générateurs Q et $\bar{Q}$ (1.24) et (1.25), on obtient les transformations des champs contenus dans un superchamp chiral:

$$\begin{aligned} \delta\varphi &= \sqrt{2}\xi\psi \\ \delta\psi &= \sqrt{2}\xi F + i\sqrt{2}\partial_\mu\varphi\sigma^\mu\bar{\xi} \\ \delta F &= \frac{i}{\sqrt{2}}\partial_\mu\psi\sigma^\mu\bar{\xi}. \end{aligned} \tag{1.30}$$

Puisque Q, $\bar{Q}$, $\mathcal{D}$ et $\bar{\mathcal{D}}$ sont des opérateurs différentiels linéraires, tout produit de superchamps chiraux est également un superchamp chiral, c'est à dire satisfait (1.27). Par contre, ce n'est pas le cas du produit $\Phi\Phi^\dagger$ qui est un superchamp vectoriel (cf. § 1.2.4).

Il faut remarquer également que dans l'expression des transformations de supersymétrie (1.30), le champ scalaire F se transforme comme une dérivée totale. Ce terme, coefficient de $\theta\theta$ dans un superchamp chiral (cf. 1.28) est appelé terme F et sera noté dans la suite $[\Phi]_F$. Il en est de même pour le coefficient $\bar{\theta}\bar{\theta}$ de $\Phi^\dagger$ (noté $[\Phi]_{\bar{F}}$). Ainsi une action construite à partir d'un terme F, $S = \int d^4xF$, est invariante sous supersymétrie: $\delta S = \int d^4x\delta F = 0$. Ceci sera utilisé lors de la construction d'un lagrangien supersymétrique.

1.2.4 Les superchamps vectoriels

A nouveau en raison du fait que les bosons de jauge du modèle standard ne se transforment pas par les mêmes représentations fondamentales que les fermions, les partenaires supersymétriques de spin $\frac{1}{2}$ des bosons du modèle standard sont de nouveaux fermions.

Les superchamps vectoriels décrivent les bosons de jauge ainsi que leur partenaire supersymétrique fermionique les jauginos. La contrainte imposée à (1.26) est dans ce cas:

$$\Phi(x,\theta,\bar{\theta}) = \Phi(x,\theta,\bar{\theta})^\dagger. \tag{1.31}$$

Le superchamp vectoriel le plus général, qui satisfait à (1.31) peut s'écrire:

$$\begin{aligned} V(x,\theta,\bar{\theta}) &= C(x) + i\theta\chi(x) - i\bar{\theta}\bar{\chi}(x) + \frac{1}{2}i\theta\theta[M(x) + iN(x)] \\ &\quad -\frac{1}{2}i\bar{\theta}\bar{\theta}[M(x) - iN(x)] + \theta\sigma^\mu\bar{\theta}V_\mu(x) + i\theta\theta\bar{\theta}\left[\bar{\lambda}(x) + \frac{i}{2}\bar{\sigma}^\mu\partial_\mu\chi(x)\right] \\ &\quad -i\bar{\theta}\bar{\theta}\theta\left[\lambda(x) + \frac{i}{2}\sigma^\mu\partial_\mu\bar{\chi}(x)\right] + \frac{1}{2}\theta\theta\bar{\theta}\bar{\theta}[D(x) - \frac{1}{2}\partial_\mu\partial^\mu C(x)] \end{aligned} \tag{1.32}$$

où C, M, N, D sont des champs scalaires réels, χ, λ des spineurs de Weyl de chiralité gauche et V_μ un champ vectoriel réel. En introduisant le tenseur de force $V_{\mu\nu} = \partial_\mu V_\nu - \partial_\mu V_\mu$, on peut montrer que $V_{\mu\nu}, \lambda, \bar{\lambda}, D$ forment une représentation irréductible de l'algèbre de supersymétrie ce qui correspond en fait à un choix de jauge $U(1)$. La transformation supersymétrique infinitésimale de paramètre ξ du superchamp vectoriel V: $V \to V + \delta V$ avec, comme pour le cas du superchamp chiral, $\delta V = i(\xi Q + \bar{\xi}\bar{Q})V$ s'écrit:

$$\begin{aligned}
\delta\lambda &= -i\xi D - \frac{1}{2}(\sigma^\mu\bar{\sigma}^\nu)\xi V_{\mu\nu} \\
\delta V_{\mu\nu} &= i\partial_\mu(\xi\sigma_\nu\partial_\mu\bar{\lambda} - \lambda\sigma_\nu\bar{\xi}) - i\partial_\mu(\xi\sigma_\mu\bar{\lambda} - \lambda\sigma_\mu\bar{\xi}) \\
\delta D &= \partial_\mu(-\xi\sigma^\mu\bar{\lambda} + \lambda\sigma^\mu\bar{\xi}).
\end{aligned} \tag{1.33}$$

On voit que, comme pour les termes F, le coefficient de $\theta\theta\bar{\theta}\bar{\theta}$, appelé terme D, se transforme comme une dérivée totale et donc va permettre de construire une action invariante sous supersymétrie. Dans la suite, ces termes seront notés $[V]_D$.

Si Λ est un superchamp chiral, la combinaison $i(\Lambda - \Lambda^\dagger)$ satisfait à (1.31) et forme donc un superchamp vectoriel. Dans ce cas, le champ vectoriel V_μ contenu dans ce superchamp vectoriel s'écrit (avec les notations de 1.28 où φ est le champ scalaire du superchamp chiral Λ):

$$\delta V_\mu = -\partial_\mu(\varphi + \varphi^\dagger). \tag{1.34}$$

(1.34) correspond à une transformation de jauge $U(1)$ où $(\varphi + \varphi^\dagger)$ joue le rôle du paramètre de jauge ϵ dans (1.3). Ceci suggère la manière de généraliser l'invariance de jauge dans le cadre des modèles supersymétriques.

En effet, Wess et Zumino ont montré [29] qu'un superchamp vectoriel $V(x, \theta, \bar{\theta})$ se transformait sous une transformation de jauge $U(1)$ comme (cf. 1.3):

$$V \to V' = V + i(\Lambda - \Lambda^\dagger) \tag{1.35}$$

où Λ est un superchamp chiral. Par un choix particulier de ce superchamp chiral appelé jauge de Wess Zumino, les champs scalaires C, χ, M et N du superchamp vectoriel peuvent être éliminés. Ainsi l'expression d'un superchamp vectoriel (1.32) se simplifie:

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

où les champs $\lambda, \bar{\lambda}, D$ sont invariant sous $U(1)$ alors que V_μ se transforme comme $V_\mu \to V_\mu + \partial_\mu(\varphi + \varphi^\dagger)$ (cf. 1.34, 1.35). Dans cette jauge, $V^2 = \frac{1}{2}\theta\theta\bar{\theta}\bar{\theta}V^\mu V_\mu$ et toutes les puissances supérieures de V s'annulent.

1.2.5 Lagrangien supersymétrique

Pour construire un lagrangien supersymétrique $\mathcal{L}$ à partir des superchamps décrits dans les deux sections précédentes, il est nécessaire d'utiliser des termes qui conduisent à une action $S = \int d^4x\mathcal{L}$ invariante sous supersymétrie. Comme nous l'avons vu, c'est le cas des coefficients $\theta\theta$ (termes F) des superchamps chiraux et des coefficients $\theta\theta\bar{\theta}\bar{\theta}$ (termes D) des superchamps vectoriels.

Considérons d'abord le cas des superchamps chiraux. Nous avons souligné au paragraphe 1.2.3 que le produit de superchamps chiraux était un superchamp chiral et que le produit $\Phi^\dagger\Phi$ était un superchamp vectoriel. Ainsi, le lagrangien le plus général que l'on puisse former avec des superchamps chiraux s'écrit:

$$\mathcal{L} = [\Phi_i^\dagger \Phi_i]_D + ([W(\Phi)]_F + \text{hermitique conjugué}). \tag{1.36}$$

La fonction $W(\Phi)$ est appelée superpotentiel et comprend les produits de superchamps chiraux au plus trilinéaires pour respecter la renormalisabilité de la théorie:

$$W(\Phi) = \frac{1}{2} m_{ij} \Phi_i \Phi_j + \frac{1}{3} \lambda_{ijk} \Phi_i \Phi_j \Phi_k. \tag{1.37}$$

Dans les expressions (1.36) et (1.37) les sommes sur i, j et k sont sous-entendues. En développant les termes de (1.36) en fonction du contenu en champs des superchamps, on trouve:

$$[\Phi_i^\dagger \Phi_i]_D = \partial_\mu \varphi_i^\dagger \partial^\mu \varphi_i + i\bar{\psi}_i \bar{\sigma}^\mu \partial_\mu \psi_i + F_i^\dagger F_i \tag{1.38}$$

$$[W(\Phi)]_F + h.c. = m_{ij} \varphi_i F_j - \frac{1}{2} m_{ij} \psi_i \psi_j + \lambda_{ijk} \varphi_i \varphi_j F_k - \lambda_{ijk} \psi_i \psi_j \varphi_k + h.c. \tag{1.39}$$

On peut écrire de façon plus condensée les termes du lagrangien qui proviennent de $[W(\Phi)]_F$:

$$[W(\Phi)]_F = \left.\frac{\partial W}{\partial \Phi_i}\right|_{\Phi=\varphi} F_i - \left.\frac{\partial^2 W}{\partial \Phi_i \partial \Phi_j}\right|_{\Phi=\varphi} \psi_i \psi_j + h.c. \tag{1.40}$$

La notation $|_{\Phi=\varphi}$ de (1.40) signifie qu'après avoir dérivé le superpotentiel par rapport aux champs Φ_i, les superchamps Φ_k restants sont remplacés par leur composante scalaire φ_k. On voit dans (1.38) et (1.39) que les champs F_i n'ont pas de termes cinétiques et donc ne sont pas des champs physiques. Les équations du mouvement pour ces champs F_i sont:

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial F_i} = 0 \Rightarrow F_i^\dagger = -m_{ij} \varphi_j - \lambda_{ijk} \varphi_j \varphi_k = -\left.\frac{\partial W(\Phi_i)}{\partial \Phi_i}\right|_{\Phi=\varphi}. \tag{1.41}$$

Ces équations permettent d'éliminer les champs F_i et $F_i^\dagger$ du lagrangien, c'est pourquoi ils sont appelés champs auxiliaires. Le lagrangien somme de (1.38) et de (1.39) devient alors:

$$\mathcal{L} = \partial_\mu \varphi_i^\dagger \partial^\mu \varphi_i + i\bar{\psi}_i \bar{\sigma}^\mu \partial_\mu \psi_i - (\frac{1}{2} m_{ijk} \psi_i \psi_j + \lambda_{ijk} \psi_i \psi_j \varphi_k + h.c.) - \mathcal{V} \tag{1.42}$$

où $\mathcal{V}$ est défini comme:

$$\mathcal{V} = F_i^\dagger F_i = |F_i|^2 = \left|\frac{\partial W(\Phi_i)}{\partial \Phi_i}\right|^2 = |m_{ij} \varphi_j + \lambda_{ijk} \varphi_j \varphi_k|^2. \tag{1.43}$$

On voit que le lagrangien obtenu en (1.42) contient des termes cinétiques pour les scalaires, des termes de masse pour les scalaires et les fermions, des couplages de Yukawa et des couplages à trois ou quatre scalaires.

Intéressons nous maintenant aux termes invariants sous supersymétrie que l'on peut ajouter au lagrangien (1.36) quand on fait intervenir un superchamp vectoriel. A partir d'un superchamp vectoriel $V = (V_\mu, \lambda, D)$, on peut construire un superchamp qui ne contient que λ, D et le tenseur de force $U(1)$ du modèle standard (1.9):

$$\mathcal{W}_\alpha = -\frac{1}{4}\bar{\mathcal{D}}\bar{\mathcal{D}}\mathcal{D}_\alpha V. \tag{1.44}$$

En utilisant les expressions des dérivées covariantes, on peut montrer que $\mathcal{W}$ contient le terme $\partial_\mu V_\nu - \partial_\nu V_\mu$. On généralise ainsi le tenseur de force du modèle standard. De plus $\bar{\mathcal{D}}_{\dot\alpha}\mathcal{W} = 0$ c'est à dire $\mathcal{W}$ est chiral. $\mathcal{W}^\alpha\mathcal{W}_\alpha$ est alors également chiral et son coefficient en $\theta\theta$ est invariant sous supersymétrie. Ainsi, l'expression (1.6) se généralise, pour une symétrie de jauge $U(1)$, en:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{4}([\mathcal{W}^\alpha\mathcal{W}_\alpha]_F + [\bar{\mathcal{W}}_{\dot\alpha}\bar{\mathcal{W}}^{\dot\alpha}]_F) = -\frac{1}{4}V^{\mu\nu}V_{\mu\nu} + i\lambda\sigma^\mu\partial_\mu\bar{\lambda} + \frac{1}{2}D^2 \tag{1.45}$$

dans la jauge de Wess Zumino, avec ici pour $U(1)$, $V^{\mu\nu} = B^{\mu\nu}$ défini en (1.9).

La dernière étape consiste à introduire l'invariance de jauge. Prenons l'exemple d'une symétrie $U(1)$. Le superchamp chiral Φ se transforme comme (cf. 1.2):

$$\Phi \to \Phi' = exp(-2iq\Lambda(x))\Phi. \tag{1.46}$$

Pour que Φ' reste un superchamp chiral ($\bar{\mathcal{D}}_{\dot\alpha}\Phi' = 0$), il faut nécessairement que Λ soit lui-même un superchamp chiral. Nous avons vu que le terme $[\Phi_i^\dagger\Phi_i]_D$ du lagrangien (1.36) développé incluait les termes cinétiques des champs chiraux (cf. 1.42). Cependant $\Phi^\dagger\Phi$ n'est pas invariant de jauge sous (1.46). Comme dans (1.4), on est donc amené à introduire un superchamp vectoriel et à modifier le terme cinétique en couplant ce superchamp vectoriel aux superchamps chiraux. En effet, le superchamp vectoriel V se transformant comme (cf. 1.35):

$$V \to V' + i(\Lambda - \Lambda^\dagger) \tag{1.47}$$

la quantité vectorielle $\Phi^\dagger exp(2qV)\Phi$ est maintenant invariante de jauge. Du fait qu'il s'agit d'un superchamp vectoriel, sa composante D est invariante sous supersymétrie. Ainsi on peut écrire le lagrangien supersymétrique invariant sous une transformation de jauge $U(1)$ (en excluant pour l'instant le superpotentiel):

$$\mathcal{L} = \frac{1}{4}([\mathcal{W}^\alpha\mathcal{W}_\alpha]_F + [\bar{\mathcal{W}}_{\dot\alpha}\bar{\mathcal{W}}^{\dot\alpha}]_{\bar{F}}) + [\Phi^\dagger exp(2qV)\Phi]_D. \tag{1.48}$$

En développant les termes de (1.48), on a:

$$\begin{aligned}\mathcal{L} &= (D_\mu\varphi)^\dagger(D^\mu\varphi) + i\psi\sigma^\mu D_\mu^\dagger\bar{\psi} + F^\dagger F + i\sqrt{2}q(\varphi^\dagger\psi\lambda - \varphi\bar{\psi}\bar{\lambda}) \\ &\quad + q\varphi^\dagger\varphi D - \frac{1}{4}V^{\mu\nu}V_{\mu\nu} + i\lambda\sigma^\mu\partial_\mu\bar{\lambda} + \frac{1}{2}D^2. \end{aligned}\tag{1.49}$$

A nouveau le champ scalaire D n'a pas de terme cinétique et peut être éliminé en utilisant les équations du mouvement:

$$\frac{\partial\mathcal{L}}{\partial D} = D + q\varphi^\dagger\varphi = 0 \Rightarrow D = -q\varphi^\dagger\varphi \tag{1.50}$$

et le potentiel scalaire de (1.49) s'écrit:

$$\mathcal{V} = \frac{1}{2}D^2 = \frac{1}{2}q^2|\varphi^\dagger\varphi|^2. \tag{1.51}$$

Il est possible de généraliser la construction du lagrangien précédent au cas des symétries de jauge non abéliennes. Dans ce cas, un superchamp chiral Φ se transforme sous une symétrie de jauge de groupe G comme:

$$\Phi \rightarrow \Phi' = exp(-2igt^a\Lambda^a)\Phi$$

où les Λ^a sont des superchamps chiraux et les t^a les générateurs du groupe G. L'analogue du dernier terme de (1.48) s'écrit: $\Phi^\dagger exp(2gt^aV^a)\Phi$ où les V^a sont les superchamps vectoriels qui contiennent les bosons vecteurs appartenant à la représentation adjointe de G. La généralisation du tenseur de force (1.44) s'écrit:

$$\mathcal{W}_\alpha = -\frac{1}{4}\bar{\mathcal{D}}\bar{\mathcal{D}}e^{-V}(\mathcal{D}_\alpha e^V)$$

où on a noté: $V = 2g\sum_a V^a t^a$. Finalement le lagrangien général d'une théorie de jauge supersymétrique renormalisable couplant spineurs, scalaires et vecteurs a la forme suivante:

$$\begin{aligned}\mathcal{L} \;\; = \;\; & [W(\Phi) + \frac{1}{16g^2n}Tr(\mathcal{W}^\alpha\mathcal{W}_\alpha)]_F + [W(\Phi^\dagger) + \frac{1}{16g^2n}Tr(\bar{\mathcal{W}}_{\dot\alpha}\bar{\mathcal{W}}^{\dot\alpha})]_{\bar F} \\ & +[\Phi^\dagger e^V\Phi]_D \end{aligned} \tag{1.52}$$

où le nombre n est défini par: $Tr(t^at^b) = n\delta_{ab}$.

1.2.6 Brisures de supersymétrie

Nous avons vu que si la supersymétrie était réalisée dans la nature, elle était nécessairement brisée. Dans le modèle standard, le mécanisme de Higgs permet de réaliser la brisure de la symétrie électrofaible de façon spontanée et ainsi de conserver la cohérence du modèle.

Examinons comment la supersymétrie peut elle aussi être brisée spontanément. Nous avons vu que ceci se produit pour la supersymétrie (globale) lorsque l'énergie de l'état fondamental était non nulle (cf 1.22). Or le potentiel scalaire du lagrangien (1.52) peut s'écrire comme la somme de termes F et D (cf 1.43, 1.51):

$$\mathcal{V} = \sum_i |F_i|^2 + \frac{1}{2}\sum_a D_a^2. \tag{1.53}$$

Ainsi, on a deux possibilités pour obtenir une énergie du vide (minimum du potentiel scalaire) non nulle: soit $< F_i > \neq 0$ pour un certain i, c'est la brisure par les termes F, soit $< D_a > \neq 0$, c'est la brisure par les termes D.

Le modèle le plus simple où l'on peut avoir brisure par les termes F est le modèle de O'Raifeartaigh [30] qui fait intervenir trois superchamps chiraux A, X et Y et trois paramètres réels m, M et λ dans le superpotentiel. O'Raifeartaigh a utilisé le superpotentiel suivant:

$$W = mAY + \lambda X(A^2 - M^2).$$

Avec ce superpotentiel et des paramètres m, M et λ non nuls, le minimum du potentiel est atteint avec forcément un des champs auxiliaires non nul et donc ce minimum est toujours non nul. La supersymétrie est ainsi brisée spontanément. Ce modèle prédit des masses différentes pour les bosons et les fermions. Cependant si on introduit une quantité appelée supertrace définie par:

$$Str(M^2) = \sum_{spin:\ J} (-1)^{2J}(2J+1)m_J^2 = \sum m_{scalaire}^2 - 2\sum m_{fermion}^2, \tag{1.54}$$

ce type de théorie prévoit une supertrace nulle. Dans ce cas, la masse des scalaires compense en moyenne la masse des fermions. Ceci n'est pas compatible avec le spectre des particules observé dans la nature.

Si on s'intéresse maintenant aux termes D, un terme D défini comme (1.50) donne $< V >=< D^2 >=< (q\varphi^\dagger\varphi)^2 >$ comme minimum du potentiel. Ce minimum est atteint pour $\varphi = 0$. Il est donc nul et il n'y a pas brisure. Cependant si le groupe de jauge considéré possède un sous groupe abélien, il est possible d'ajouter un terme ξD dans le lagrangien (1.49) où ξ est un scalaire. En effet ce terme est invariant sous supersymétrie (cf. 1.33) et aussi invariant de jauge $U(1)$. Le terme D est alors modifié:

$$D = -(\xi + q\varphi^\dagger\varphi).$$

Ce terme ξD est appelé terme de Fayet-Iliopoulos [31] et rend possible la brisure par les termes D: pour $\xi \neq 0$, la valeur minimale de

$$V = \frac{1}{2}(\xi + q\varphi^\dagger\varphi)^2 \tag{1.55}$$

est non nulle et la supersymétrie est brisée spontanément. Cependant cette brisure conduit à nouveau à des problèmes phénoménologiques. En effet, si on note m_i la masse des fermions et donc des scalaires avant brisure de supersymétrie, ces masses sont modifiées après brisure par un terme provenant de (1.55):

$$m_i'^2 = m_i^2 + q_i\xi$$

les q_i étant les charges des champs sous la symétrie $U(1)$ présent dans le modèle étudié. Si on prend comme masses m_i celles des fermions du modèle standard, les masses de leur partenaire scalaire supersymétrique m_i' sont forcément toutes plus élevées. Pour réaliser cela, les q_i doivent être toutes de même signe, les charges du groupe $U(1)_Y$ du modèle standard ne peuvent donc pas convenir (cf. Tableau 1.1). Pour généralement, une théorie avec un groupe $U(1)$ de trace non nulle ($\sum q_i \neq 0$) est difficile à obtenir car elle fait apparaître des anomalies triangulaires.

Ainsi, il apparaît difficile de briser spontanément la supersymétrie globale si les particules responsables de cette brisure couplent directement avec les particules du modèle standard. Ces difficultés nous amènerons à introduire le secteur caché dans le cadre des modèles de supergravité afin de réaliser ces mécanismes à plus hautes masses. Pour pallier à ces problèmes en supersymétrie globale, on ajoute explicitement au lagrangien des termes non supersymétriques mais qui conservent l'un des intérêts pour lesquels la supersymétrie a été introduite, c'est-à-dire, l'absence de divergences quadratiques dans les corrections radiatives à la masse des scalaires. De tels termes sont appelés termes de brisure douce. Les termes renormalisables compatibles avec cette exigence sont au nombre de trois [32]:

- termes de masse pour les champs scalaires: $m_{ij}^2 \varphi_i^\dagger \varphi_j$
- couplages cubiques pour les champs scalaires, appelés A-termes: $A_{ijk}\varphi_i\varphi_j\varphi_k$ et termes bilinéaires: $m_{ij}'^2 \varphi_i\varphi_j$
- termes de masse pour les jauginos: $\frac{1}{2}M\lambda\lambda$.

L'introduction ad hoc de ces termes de brisure douce dans le lagrangien trouvera une justification dans le cadre des théories de supergravité.

1.3 Le modèle standard supersymétrique minimal

Le modèle standard supersymétrique minimal (MSSM) est l'extension supersymétrique minimale du modèle standard. Dans ce modèle, la supersymétrie est une symétrie globale brisée explicitement par des termes de brisure douce.

1.3.1 Contenu en champs

Le MSSM se doit de contenir les particules du modèle standard et d'associer à chacune d'elles un partenaire supersymétrique. En particulier, le doublet de Higgs standard est remplacé par un doublet de superchamps chiraux. Cependant, le Higgsino, partenaire supersymétrique fermionique du boson de Higgs d'hypercharge $Y = -1$ contribue aux anomalies triangulaires: $Tr(Y) \neq 0$. Il apparaît donc nécessaire d'introduire un deuxième doublet d'hypercharge $+1$ pour s'affranchir de ces anomalies. L'introduction d'un deuxième doublet semble également impérative pour donner à la fois des masses aux quarks de type up et de type down. En effet, le superpotentiel est une fonction analytique de superchamps chiraux et ne peut contenir d'hermitique conjugué. Ainsi l'astuce du modèle standard où un seul doublet de Higgs via H et H^* donnait une masse à la fois aux quarks de type up et aux quarks de type down (cf. 1.10) ne peut plus s'appliquer. Un doublet de Higgs H_1 permet donc de donner une masse aux quarks de type down et un autre doublet H_2 est nécessaire pour donner une masse aux quarks de type up. Le doublet H_1 donne également une masse aux leptons chargés.

Le contenu en champs du MSSM est présenté dans le tableau (1.2).

1.3.2 Lagrangien et couplages du MSSM

Nous avons vu dans la section 1.2.5 comment construire un lagrangien supersymétrique invariant de jauge. L'application de cette méthode au groupe de jauge $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ permet de construire le lagrangien du MSSM. Ce lagrangien peut s'écrire [33, 22]:

$$\mathcal{L}_{MSSM} = \mathcal{L}_{jauge} + \mathcal{L}_{cin} + \mathcal{L}_W + \mathcal{L}_{soft}$$

où $\mathcal{L}_{jauge}$ désigne les termes de type $W^\alpha W_\alpha$ faisant intervenir les tenseurs de force (cf. 1.45), $\mathcal{L}_{cin}$ correspond aux termes de type $\Phi^\dagger exp(eqV)\Phi$ (cf. deuxième terme de 1.48), $\mathcal{L}_W$ contient les termes dérivant du superpotentiel (cf. deuxième terme de 1.36) et $\mathcal{L}_{soft}$ les termes de brisure douces (cf. § 1.2.6). Nous allons détailler l'ensemble de ces termes. Ils sont schématiquement représentés figure 1.13.

superchamp de jauge	champ bosonique	spin	champ fermionique	spin	groupe de jauge		nb de bosons
V_3^a	G_μ^a	1	$\tilde{G}^a$	$\frac{1}{2}$	$SU(3)_C$		$a = 1, ..., 8$
V_2^b	A_μ^b	1	$\tilde{\lambda}^b$	$\frac{1}{2}$	$SU(2)_L$		$b = 1, ..., 3$
V_1	B_μ	1	$\tilde{\lambda}'$	$\frac{1}{2}$	$U(1)_Y$		1
superchamp de matière					représentation		hypercharge
					$SU(3)_C$	$SU(2)_L$	Y
L	$\begin{pmatrix} \tilde{\nu} \\ \tilde{e}^- \end{pmatrix}_L$	0	$\begin{pmatrix} \nu \\ e^- \end{pmatrix}_L$	$\frac{1}{2}$	1	2	-1
E^C	$\tilde{e}_R^*$	0	$(e_L)^C$	$\frac{1}{2}$	1	1	2
Q	$\begin{pmatrix} \tilde{u} \\ \tilde{d} \end{pmatrix}_L$	0	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$	$\frac{1}{2}$	3	2	$\frac{1}{3}$
U^C	$\tilde{u}_R^*$	0	$(u_L)^C$	$\frac{1}{2}$	$\bar{3}$	1	$-\frac{4}{3}$
D^C	$\tilde{d}_R^*$	0	$(d_L)^C$	$\frac{1}{2}$	$\bar{3}$	1	$\frac{2}{3}$
H_1	$\begin{pmatrix} H_1^0 \\ H_1^- \end{pmatrix}$	0	$\begin{pmatrix} \tilde{H}_1^0 \\ \tilde{H}_1^- \end{pmatrix}$	$\frac{1}{2}$	1	2	-1
H_2	$\begin{pmatrix} H_2^\dagger \\ H_2^0 \end{pmatrix}$	0	$\begin{pmatrix} \tilde{H}_2^\dagger \\ \tilde{H}_2^0 \end{pmatrix}$	$\frac{1}{2}$	1	2	1

Tableau 1.2 – *Contenu en champs du modèle standard supersymétrique minimal (seule la première famille de quarks et de leptons est représentée).*

A. Termes de jauge $\mathcal{L}_{jauge}$

Ce sont les coefficients en $\theta\theta$ dans le développement des tenseurs de force. Ils incluent en particulier les termes cinétiques des bosons de jauge. Il s'agit de la généralisation des termes de (1.45).

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{jauge} &= \frac{1}{4}[2Tr(\mathcal{W}_2^\alpha.\mathcal{W}_{2\alpha}) + \mathcal{W}_1^\alpha \mathcal{W}_{1\alpha} + 2Tr(\mathcal{W}_3^\alpha.\mathcal{W}_{3\alpha})]_F + h.c. \quad (1.56)\\
&= -\frac{1}{4}F^b_{\mu\nu}F^{b\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} - \frac{1}{4}G^a_{\mu\nu}G^{a\mu\nu} \quad (1.57)\\
&\quad + \mathcal{L}_{\tilde{V}} + \mathcal{L}_{\tilde{V}\tilde{V}V} + \mathcal{L}_{D-termes} \quad (1.58)
\end{aligned}$$

où les tenseurs de force sont définis comme:

$$\begin{aligned}
\mathcal{W}_{1\alpha} &= -\frac{1}{4g_1}\bar{\mathcal{D}}\bar{\mathcal{D}}\mathcal{D}_\alpha V_1 \text{ pour } U(1)\\
\mathcal{W}_{2\alpha} &= -\frac{1}{4g_2}\bar{\mathcal{D}}\bar{\mathcal{D}}e^{-V_2}\mathcal{D}_\alpha e^{V_2} \text{ avec } V_2 = \sum_{b=1}^{3}\frac{\tau^b}{2}V_2^b \text{ pour } SU(2)\\
\mathcal{W}_{3\alpha} &= -\frac{1}{4g_3}\bar{\mathcal{D}}\bar{\mathcal{D}}e^{-V_3}\mathcal{D}_\alpha e^{V_3} \text{ avec } V_3 = \sum_{a=1}^{8}\frac{\gamma^a}{2}V_3^a \text{ pour } SU(3)\ .
\end{aligned}$$

Les superchamps vectoriels V_3^a, V_2^b et V_1 sont ceux du tableau (1.2). Le développement des produits de tenseurs de force (1.56) fait apparaître quatre termes (cf. 1.45):

- les termes (1.57) contiennent les termes cinétiques et les couplages VVV et $VVVV$ des bosons de jauge identiques à ceux du modèle standard (cf. 1.7, 1.8 et 1.9). Ils sont écrits à partir de la composante bosonique des superchamps V_1, V_2 et V_3. Ces couplages sont représentés figure 1.4.

Figure 1.4 – *Couplages à trois ou quatre bosons de jauge du modèle standard.*

- les termes cinétiques pour les jauginos $\mathcal{L}_{\tilde{V}}$ (cf. 1.45):

$$\mathcal{L}_{\tilde{V}} = i\tilde{\lambda}^b\sigma^\mu\partial_\mu\bar{\tilde{\lambda}}^b + i\tilde{\lambda}'\sigma^\mu\partial_\mu\bar{\tilde{\lambda}}' + i\tilde{G}^a\sigma^\mu\partial_\mu\bar{\tilde{G}}^a$$

- les termes $\mathcal{L}_{\tilde{V}\tilde{V}V}$ du type:

$$\mathcal{L}_{\tilde{V}\tilde{V}V} = g\tilde{\lambda}\sigma^\mu\bar{\tilde{\lambda}}V_\mu$$

où $\tilde{\lambda}$ et V_μ sont les composantes des superchamps vectoriels V_1, V_2 ou V_3. Ces termes, avec les termes de type $\mathcal{L}_{\tilde{H}\tilde{H}V}$ (figure 1.8) engendrent les couplages entre un boson de jauge et deux jauginos de la figure 1.5.

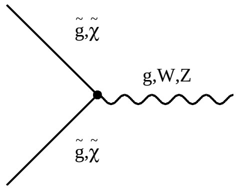


Figure 1.5 – *Couplage d'un boson de jauge à deux jauginos.*

- les termes qui font intervenir les champs auxiliaires D: $\mathcal{L}_{D-termes}$. Ils sont de la forme $\frac{1}{2}D^2$ (cf. 1.45). En utilisant l'équation du mouvement $\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial D} = 0$, on peut exprimer ces termes D en fonction des champs scalaires φ_i contenus dans les superchamps chiraux Φ_i de la théorie (cf. 1.50). On trouve ainsi:

$$D^a = -g\varphi_i^\dagger T_{ij}^a \varphi_j$$

où les T_{ij}^a sont les générateurs de $SU(3)$, $SU(2)$ ou de $U(1)$. Si on développe ces termes, on obtient:

$$\mathcal{L}_{D-termes} = -\frac{1}{2}\sum |D|^2 = \mathcal{L}_{V_{D-termes}} + \mathcal{L}_{\tilde{f}_L\tilde{f}_L} + \mathcal{L}_{\tilde{f}\tilde{f}H} + \mathcal{L}_{\tilde{f}\tilde{f}HH} + \mathcal{L}_{\tilde{f}\tilde{f}\tilde{f}\tilde{f}}. \quad (1.59)$$

Le premier terme de (1.59): $\mathcal{L}_{V_{D-termes}}$ représente la contribution des termes D au potentiel scalaire de Higgs V et intervient dans la brisure électrofaible (cf. § 1.3.4). Il peut se décomposer en:

$$\mathcal{L}_{V_{D-termes}} = \text{ constante } + \text{ termes de masse } + \mathcal{L}_{3H} + \mathcal{L}_{4H}.$$

$\mathcal{L}_{3H} + \mathcal{L}_{4H}$ sont les autocouplages des champs de Higgs (figure 1.6).

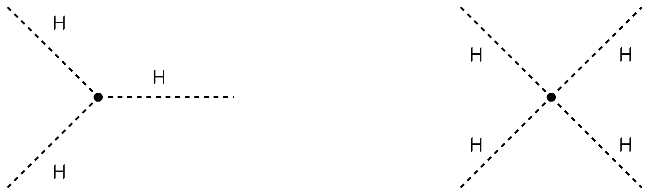


Figure 1.6 – *Autocouplages des champs de Higgs.*

Le terme $\mathcal{L}_{\tilde{f}_L\tilde{f}_L}$ de (1.59) est un terme diagonal de la matrice de masse des sfermions (cf. plus loin 1.81). Les trois derniers termes sont des couplages Higgs-sfermions ou 4 sfermions (figure 1.7). Les couplages $\tilde{f}\tilde{f}H$ de la figure 1.7 reçoivent aussi une contribution des termes F (cf. § C) et des termes de brisure douce $\mathcal{L}_{soft}$ (cf. § E, A-termes).

B. Termes cinétiques $\mathcal{L}_{cin}$

Ce sont les termes qui généralisent, entre autres, les termes cinétiques des spineurs. Ils correspondent à la généralisation du dernier terme de 1.48. Les notations utilisées sont celles du tableau 1.13: Q représente les doublets sous $SU(2)$ de superchamps pour

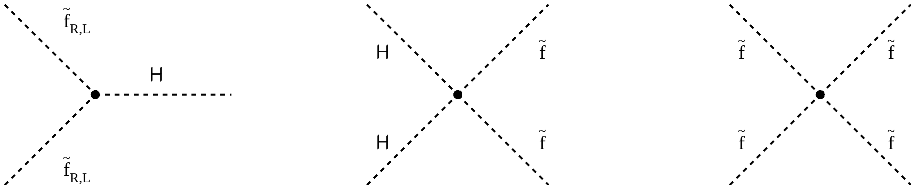


Figure 1.7 – *Couplages higgs-sfermions et sfermions-sfermions.*

les quarks gauches et leur partenaire supersymétrique (on parle abusivement de squarks "gauches"), L les doublets de leptons et de sleptons gauches. U et D sont les superchamps pour les quarks u et d droits et les squarks correspondants. E désigne les superchamps des leptons et sleptons droits. Avec i comme indice de saveur, les termes cinétiques peuvent s'écrire:

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{cin} &= [Q_i^\dagger e^{g_1\frac{1}{3}V_1+2g_2V_2+2g_3V_3}Q_i]_D + [U_i^\dagger e^{-g_1\frac{4}{3}V_1+2g_3V_3}U_i]_D \\
&\quad +[D_i^\dagger e^{g_1\frac{2}{3}V_1+2g_3V_3}D_i]_D + [L_i^\dagger e^{-g_1V_1+2g_2V_2}L_i]_D + [E_i^\dagger e^{2g_1V_1}E_i]_D \qquad (1.60)\\
&\quad +[H_1^\dagger e^{-g_1V_1+2g_2V_2}H_1]_D + [H_2^\dagger e^{g_1V_1+2g_2V_2}H_2]_D \\
&= |\partial_\mu\varphi|^2 + i\psi\sigma^\mu\partial_\mu\bar{\psi} + F^*F \qquad (1.61)\\
&\quad +\frac{g_1}{2}Y[-(\bar{\psi}\bar{\sigma}^\mu\psi + i\varphi^*\partial^\mu\varphi)B_\mu \qquad (1.62)\\
&\quad -\sqrt{2}(\bar{\psi}\varphi\bar{\tilde{\lambda}}' + \psi\varphi^*\tilde{\lambda}') + \varphi^*\varphi D] \qquad (1.63)\\
&\quad +\frac{1}{4}[Y^2g_1^2B^\mu B_\mu(\varphi^*\varphi)] + ... \qquad (1.64)
\end{aligned}$$

Le développement en champ des termes de (1.60) est explicité en (1.61)-(1.64) de façon générique: seuls les termes liés à la symétrie $U(1)$ sont écrits, en fonction d'un superchamp chiral $\Phi = (\varphi, \psi, F)$ d'hypercharge Y et d'un superchamp vectoriel $V_1 = (B_\mu, \tilde{\lambda}', D)$. Ce développement correspond à (1.49) où la dérivée covariante D_μ a, elle aussi, été développée. Ainsi, les termes de $\mathcal{L}_{cin}$ se répartissent de la manière suivante:

- les deux premiers termes de (1.61) correspondent aux termes cinétiques pour les fermions et pour leur partenaire scalaire.
- Le dernier terme F^*F de (1.61) est un terme F et peut être combiné avec un terme lié au superpotentiel (cf § C).
- Les termes (1.62) engendrent les couplages fermion-boson du modèle standard (figure 1.8) et en raison du mélange jaugino-higgsino également le couplage de la figure (1.5). Ils couplent également les sfermions avec les bosons de jauge (figure 1.8).

Figure 1.8 – *Couplages fermion-boson de jauge et sfermion-boson de jauge.*

- Les termes (1.63) sont responsables du couplage d'un fermion avec un sfermion et un jaugino (figure 1.9). De tels couplages peuvent aussi provenir des termes de Yukawa (cf. § C). (1.63) donne également les termes extradiagonaux de la matrice de masse des jauginos (cf. 1.78 et 1.80).

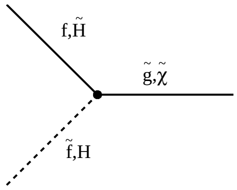


Figure 1.9 – *Couplages fermion-sfermion-jaugino.*

- Les termes (1.64) couplent les fermions ou les boson de Higgs avec les bosons de jauge (cf. figure 1.10).

Figure 1.10 – *Couplages sfermion/higgs-boson de jauge.*

C. Termes liés au superpotentiel $\mathcal{L}_W$

Ces termes s'expriment à l'aide du superpotentiel (cf. 1.36, 1.39 et 1.40) et généralisent en particulier les couplages de Yukawa du modèle standard:

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_W &= ([W(\theta)]_F + h.c) \\ &= \frac{\partial W}{\partial \Phi_i} F_i - [\frac{\partial^2 W}{\partial \Phi_i \Phi_j} \psi_i \psi_j + h.c.]. \end{aligned} \tag{1.65}$$

Dans l'expression développée (1.65), les superchamps $\Phi_i = (\varphi_i, \psi_i, F_i)$ représentent les superchamps chiraux présents dans le superpotentiel W (cf. 1.40). Le superpotentiel du MSSM peut se décomposer en:

$$W = W_Y + W_{\not R_p}$$

avec:

$$W_Y = \epsilon^{ij}(\lambda_\tau H_1^i L^j E^C + \lambda_b H_1^i Q^j D^C + \lambda_t H_2^i Q^j U^C + \mu H_1^i H_2^j) \tag{1.66}$$

$$W_{\not R_p} = \lambda \epsilon^{ij} L^i L^j E^C + \lambda' \epsilon^{ij} L^i Q^j D^C + \lambda'' U^C D^C D^C + \mu' H_2 L. \tag{1.67}$$

Les termes de (1.66) ne sont écrits que pour la troisième famille[4] et ceux de (1.67) génériquement pour une seule famille. Le paramètre μ de couplage des deux doublets de Higgs

4. Lorsqu'on écrit les couplages pour les trois familles, ceux-ci s'écrivent de manière matricielle.

est homogène à une masse. ϵ^{ij} est le tenseur antisymétrique:

$$\epsilon^{ij} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix}.$$

Les paramètres λ_i sont les couplages de Yukawa des quarks et des leptons. En effet, les termes dérivées secondes de (1.65) engendrent les couplages de Yukawa du modèle standard mais sont aussi à l'origine du couplage sfermion-fermion-higgsino qui contribue au vertex de la figure (1.9) (cf. figure 1.11).

Figure 1.11 – *Couplages fermions-higgs et fermion-sfermions-higgs*

Les termes (1.67) regroupent les couplages qui violent soit la conservation du nombre leptonique, soit la conservation du nombre baryonique (cf. figure 1.12). Le dernier terme $\mu_i' H_2 L_i$ est un terme bilinéaire que l'on peut faire disparaître du superpotentiel par une rotation des superchamps H_1 et L_i. Cependant, des termes bilinéaires réapparaissent en présence de termes de brisure douce (cf. § E). Dans ce cas, la brisure radiative de la symétrie électrofaible (cf. § 1.3.4) conduit à une *vev* pour les sneutrinos: $< \tilde{\nu}_i >= v_i/\sqrt{2}$ en même temps que pour les Higgs neutres H_1^0 et H_2^0. Les termes bilinéaires induisent également un mélange entre les neutrinos et les neutralinos et entre les leptons chargés et les charginos. Un neutrino peut ainsi acquérir une masse proportionnelle à la tangente de l'angle ξ entre le vecteur $\vec{\mu}$ (formé par les μ_i) et le vecteur $\vec{v}$ (formé par les v_i) [34]. Les limites expérimentales sur la masse des neutrinos contraignent $tan\xi$ à de faibles valeurs. Les vecteurs $\vec{\mu}$ et $\vec{v}$ doivent donc être pratiquement alignés. L'absorption complète des termes bilinéaires par rotation impose également $sin\xi = 0$. Un tel alignement peut apparaître naturellement dans le cadre de modèle avec symétrie de famille [35]. De plus, la brisure spontanée de ces symétries horizontales, en fournissant un mécanisme à l'origine de la hiérarchie des couplages de Yukawa, peut permettre d'expliquer l'existence d'une structure hiérarchique pour les couplages trilinéaires qui violent la conservation du nombre leptonique ou baryonique.

Dans la suite, nous ferons l'hypothèse que la phénomélogie associée aux couplages trilinéaires n'est pas affectée par la présence des termes bilinéaires et ne prendrons plus en compte ces derniers. Nous reviendrons sur les termes trilinéaires dans la section 1.3.3.

Le premier terme de (1.65) est un terme F et peut être combiné avec le dernier terme de (1.61). En utilisant les équations du mouvement du type de (1.41), ces champs auxiliaires F peuvent être éliminés:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_F &= F_i^* F_i + \frac{\partial W}{\partial \Phi_i} F_i + h.c. = -|\sum_i \frac{\partial W}{\partial \Phi_i}|^2 \\ &= \mathcal{L}_{\tilde{f}_L \tilde{f}_L} + \mathcal{L}_{\tilde{f}\tilde{f}H} + \mathcal{L}_{\tilde{f}\tilde{f}HH} + \mathcal{L}_{V_{F-termes}} + \mathcal{L}_{\tilde{f}_L \tilde{f}_R} + \mathcal{L}_{\tilde{f}\tilde{f}\tilde{f}\tilde{f}}. \end{aligned} \tag{1.68}$$

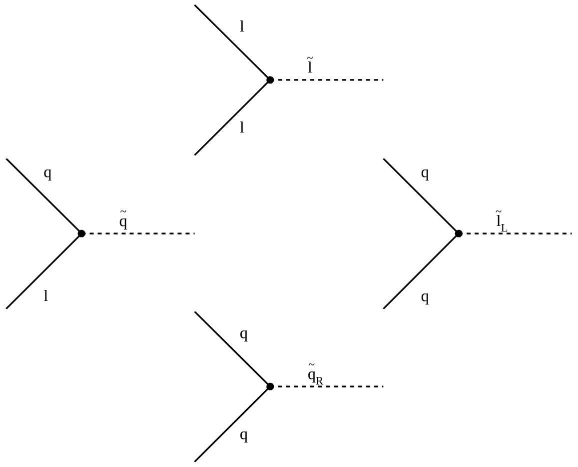


Figure 1.12 – *Couplages avec violation de la R-parité. Le vertex du haut correspond au couplage λ, ceux du milieu au couplage λ' et celui du bas au couplage λ''.*

$\mathcal{L}_{\tilde{f}_L\tilde{f}_L}$ est un terme diagonal dans la matrice de masse des sfermions et $\mathcal{L}_{\tilde{f}_L\tilde{f}_R}$ un terme non diagonal (cf. 1.3.5 E). $\mathcal{L}_{V_{F-termes}}$ est la contribution des termes F au potentiel scalaire de Higgs V (cf. 1.81). Les autres termes interviennent dans les mêmes couplages que les termes D (figure 1.7).

E. Termes de brisure douce

Ce sont les termes qui brisent explicitement la supersymétrie mais qui n'introduisent pas de divergences quadratiques (cf. § 1.2.6) et conservent le nombre leptonique et baryonique:

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{soft} &= -\frac{1}{2}[M_1\tilde{\lambda}'\tilde{\lambda}' + M_2\tilde{\lambda}^b\tilde{\lambda}^b + M_3\tilde{G}^a\tilde{G}^a] && (1.69)\\
&\quad -m^2_{H_1}|H_1|^2 + m^2_{H_2}|H_2|^2 - m_3^2(\epsilon^{ij}H_1^iH_2^j + h.c.) - \sum_{\tilde{f}_i} m^2_{\tilde{f}_i}\tilde{f}_i^*\tilde{f}_i && (1.70)\\
&\quad -\epsilon^{ij}(\lambda_\tau A_\tau H_1^i\tilde{L}^jE + \lambda_b A_b H_1^i\tilde{Q}^jD + \lambda_t A_t H_2^i\tilde{Q}^jU) && (1.71)
\end{aligned}$$

où λ_τ, λ_b et λ_t sont les couplages de Yukawa (écrits ici pour la troisième famille) et avec:

$$\tilde{L} = \begin{pmatrix} \tilde{\nu} \\ \tilde{\tau} \end{pmatrix}_L \quad \tilde{Q} = \begin{pmatrix} \tilde{t} \\ \tilde{b} \end{pmatrix}_L .$$

Ces termes de brisure douce interviennent dans la matrice de masse des jauginos et ont une contribution diagonale dans celle des sfermions. Les A-termes interviennent aussi dans la matrice de masse des sfermions mais de manière extradiagonale dans la base $(\tilde{f}_L^\dagger, \tilde{f}_R)$. Ces A-termes donnent également une contribution au vertex Higgs-sfermion-sfermion (cf. premier graphe de la figure 1.7). Enfin, les termes proportionnels à m_{H_1}, m_{H_2} et m_3 interviennent dans le potentiel scalaire V (cf. § 1.3.4).

L'ensemble des termes présents dans le lagrangien du MSSM que nous venons d'expliciter est résumé schématiquement sur la figure 1.13.

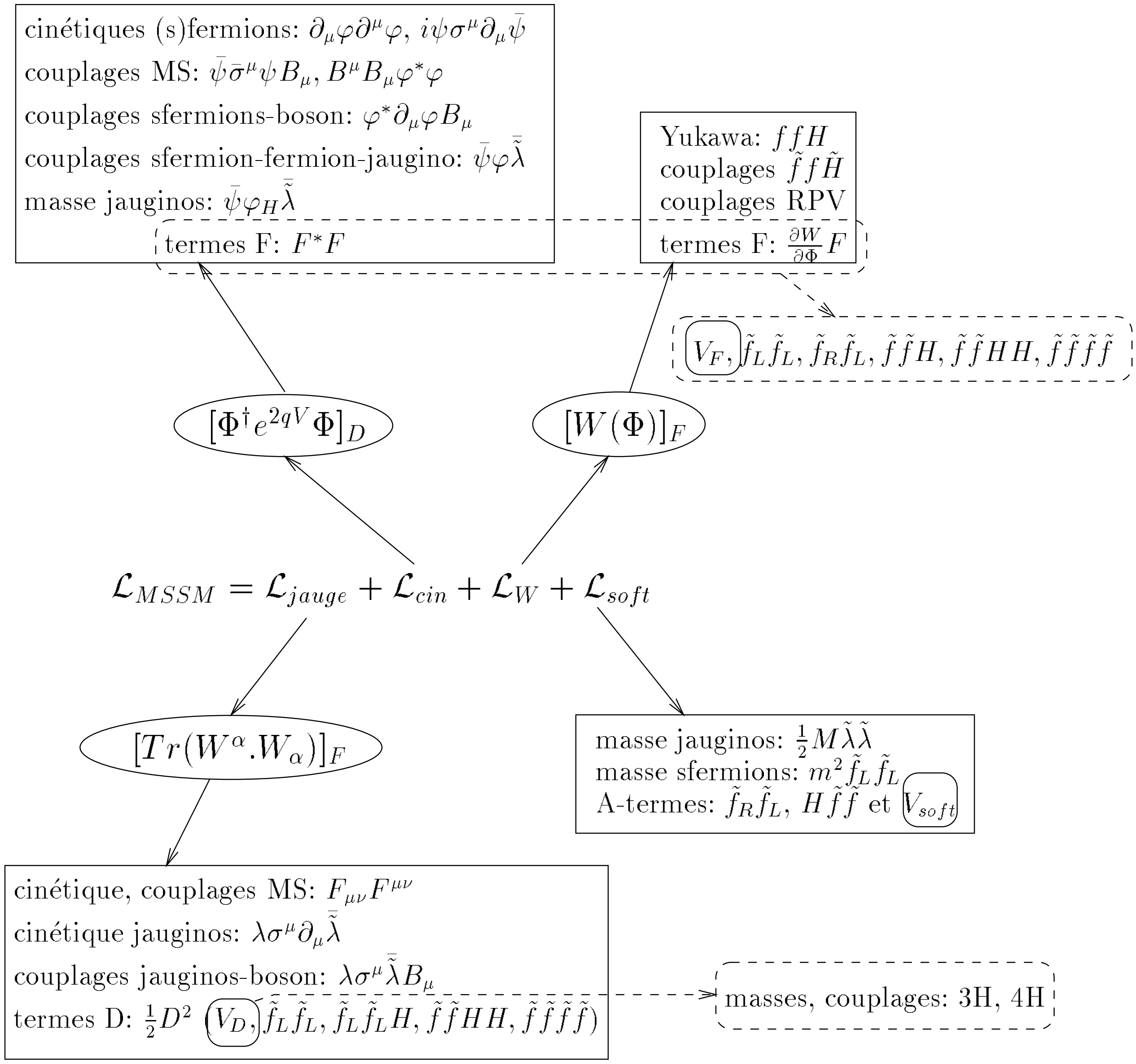


Figure 1.13 – *Schéma récapitulatif des termes du lagrangien du MSSM.* $\tilde{f}_L\tilde{f}_L$ *et* $\tilde{f}_R\tilde{f}_L$ *désignent respectivement des contributions diagonales et extradiagonales à la matrice de masse des sfermions.*

1.3.3 La R-parité

Nous avons vu que le superpotentiel le plus général compatible avec les symétries et avec la renormalisabilité de la théorie contient des couplages (cf. 1.67):

- λ qui associe un slepton et deux leptons et qui violent la conservation du nombre leptonique (premier couplage de la figure 1.12);
- λ' qui associe un squark, un lepton et un quark ou alors deux quarks et un slepton et qui violent également la conservation du nombre leptonique (couplages centraux

de la figure 1.12);

- λ'' qui associe un squark et deux quarks et qui violent la conservation du nombre baryonique (dernier couplage de la figure 1.12).

Ces termes, qui n'ont pas d'équivalent dans le modèle standard, peuvent avoir des conséquences phénoménologiques importantes. En effet, si un couplage λ' et un couplage λ'' sont présents à la fois dans le superpotentiel avec des valeurs trop élevées, le proton peut alors se désintégrer rapidement en $\pi^0 e^+$ par l'intermédiaire d'un squark en voie s par exemple. C'est pourquoi, on a cherché des symétries qui interdisent ces termes.

Or, nous avons remarqué que dans le cas d'une supersymétrie $N = 1$, il existe une symétrie globale $U(1)$ supplémentaire (cf. 1.21) par laquelle les variables de Grassman θ se transforment:

$$R : \theta \rightarrow e^{i\alpha}\theta \text{ et } \bar{\theta} \rightarrow e^{-i\alpha}\bar{\theta}.$$

Ces R-symétries ont été introduites par Salam, Strathdee et Fayet [36]. Sous une telle symétrie, les superchamps chiraux et vectoriels se transforment comme:

$$\begin{array}{rcl} \Phi(x,\theta,\bar{\theta}) & \rightarrow & e^{i\alpha r}\Phi(x, e^{i\alpha}\theta, e^{-i\alpha}\bar{\theta}) \\ V(x,\theta,\bar{\theta}) & \rightarrow & V(x, e^{i\alpha}\theta, e^{-i\alpha}\bar{\theta}) \end{array}$$

où r est la R-charge de Φ. En développant les superchamps chiraux $\Phi = (\varphi, \psi, F)$, on en déduit que ses composantes se transforment comme:

$$\begin{array}{rcl} \varphi & \rightarrow & \varphi e^{i\alpha r} \\ \psi & \rightarrow & \psi e^{i\alpha(r+1)} \\ F & \rightarrow & F e^{i\alpha(r+2)}. \end{array}$$

Ainsi les termes du lagrangien dérivant du superpotentiel se transforment comme:

$$[W(\Phi_i\Phi_j\Phi_k)]_F \rightarrow [W]_F e^{i\alpha(r_i+r_j+r_k+2)}.$$

Si l'on veut que ces termes F soient invariants dans le cas du superpotentiel W_Y du MSSM (cf. 1.66), il faut que $r_i + r_j + r_k = -2$. On peut choisir $r_i = -1$ pour tous les superchamps de matière et $r_i = 0$ pour les superchamps de Higgs. Les charges peuvent alors s'écrire: $r_i = -(3B_i + L_i)$ où B_i est le nombre baryonique et L_i le nombre leptonique du champ considéré. Avec ce choix, les termes de $W_{\not R_p}$ ne sont pas invariants car $\sum_i r_i = -3$. Par conséquent, en imposant une R-symétrie, les termes violant la conservation du nombre leptonique et du nombre baryonique sont interdits.

Cependant sous une telle R-symétrie, la composante spinorielle λ d'un superchamp vectoriel V se transforme comme:

$$\lambda \rightarrow \lambda e^{-i\alpha}$$

ce qui entraîne que les termes de masses pour les jauginos: $M\tilde{\lambda}\tilde{\lambda}$ (cf. 1.69) ne sont pas invariants. Une R-symétrie empêche donc les jauginos d'avoir une masse ce qui n'est pas acceptable phénoménologiquement. Introduire un terme de masse pour les jauginos, et donc briser de façon douce la supersymétrie, brise également la R-symétrie globale en une symétrie discrète obtenue pour $\alpha = \pi$:

$$\begin{aligned} \varphi &\rightarrow (-1)^r \varphi \\ \psi &\rightarrow (-1)^{r+1} \psi. \end{aligned} \tag{1.72}$$

Dans ce cas, les termes de $W_{\not R_p}$ (cf. 1.67) sont toujours interdits mais un terme de masse pour les jauginos est possible. Avec le choix précédent de R-charge: $r = -(3B+L)$, (1.72) devient:

$$\begin{aligned} \varphi &\rightarrow (-1)^{3B+L+2S} \varphi \text{ avec } S = 0 \\ \psi &\rightarrow (-1)^{3B+L+2S} \psi \text{ avec } S = \frac{1}{2}. \end{aligned}$$

Ce nombre quantique conservé $R_p = (-1)^{3B+L+2S}$ reliquat de la R-symétrie est appelé R-parité. $R_p = +1$ pour les particules du modèle standard et $R_p = -1$ pour leurs partenaires supersymétriques qui portent le même nombre baryonique et leptonique mais diffèrent par leur spin.
La conservation de la R-parité a des conséquences phénoménologiques importantes:

- les nombres leptoniques et baryoniques sont conservés;
- les particules supersymétriques ne peuvent être produites que par paire;
- la particule supersymétrique la plus légère ou LSP (*Lightest Supersymmetric Particle*) est stable car elle ne peut se désintégrer en particules du modèle standard.

La conservation de la R-parité n'a pas de justification théorique mais il existe des limites expérimentales supérieures pour les couplages λ, λ' ou λ'' (cf. chapitre 3). En dehors de ces contraintes, il n'y a pas, a priori, de raison de choisir des valeurs nulles pour ces couplages.

La brisure de R-parité peut être explicite (par les termes de (1.67)) ou spontanée (par exemple en donnant une *vev* au sneutrino). La violation de R-parité ($\not R_p$) a pour conséquence que la *LSP* n'est plus stable et peut se désintégrer en particules du modèle standard. Dans les modèles violant la R-parité, il est également possible de produire des particules supersymétriques à l'unité et en particulier de manière résonnante. Dans le cas d'une brisure explicite, les termes trilinéaires en λ, λ' ou λ'' ont la même structure que les couplages de Yukawa. Ainsi, comme c'est le cas pour les couplages de Yukawa, on fait couramment l'hypothèse qu'il existe une hiérarchie entre les couplages $\not R_p$ et on suppose qu'un seul couplage $\not R_p$ est dominant (la brisure d'une symétrie de famille peut conduire, comme pour les couplages de Yukawa, à une telle hiérarchie pour les couplages $\not R_p$[37]). Cette hypothèse interdit la désintégration rapide du proton et permet de simplifier la phénoménologie.

Une étude plus détaillée de certains de ces couplages sera faite au chapitre 3.

1.3.4 La brisure électrofaible

Pour étudier la brisure de symétrie électrofaible, il faut s'intéresser au potentiel scalaire $\mathcal{V}$. Comme nous l'avons vu, celui-ci reçoit une contribution de (1.59), (1.68) et (1.70) (figure 1.13): $\mathcal{V} = -\mathcal{L}_{V_{D-termes}} - \mathcal{L}_{V_{F-termes}} - \mathcal{L}_{V_{soft}}$.

En explicitant ce potentiel pour la composante neutre H_1^0 et H_2^0 des champs des doublets de Higgs H_1 et H_2, on trouve:

$$\begin{aligned} V_0 &= m_1^2 H_1^{0\dagger} H_1^0 + m_2^2 H_2^{0\dagger} H_2^0 + m_3^2 (H_1^0 H_2^0 + H_1^{0\dagger} H_2^{0\dagger}) \\ &+ \frac{1}{8}(g_2^2 + g_1^2)(H_1^0 H_1^{0\dagger} - H_2^0 H_2^{0\dagger})^2 \end{aligned} \tag{1.73}$$

où on a défini:

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

Comme pour le modèle standard, on cherche les conditions pour lesquelles les champs scalaires neutres de Higgs acquièrent une *vev* non nulle dans le vide. On note:

$$< H_1 >= \begin{pmatrix} v_1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad < H_2 >= \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 \end{pmatrix}.$$

Pour que le minimum du potentiel soit stable et non trivial, il faut que:

$$\text{stabilité:} \quad m_1^2 + m_2^2 > 2m_3^2 \tag{1.74}$$

$$\text{brisure électrofaible:} \quad m_1^2.m_2^2 < m_3^4. \tag{1.75}$$

On peut remarquer que si les termes de brisure douces sont nuls: $m_{H_1} = m_{H_2} = m_3 = 0$, les conditions ci-dessus ne peuvent pas être vérifiées. Ainsi, la brisure électrofaible ne peut pas avoir lieu sans brisure de supersymétrie.

Pour voir comment la brisure électrofaible peut être réalisée, il est intéressant d'observer l'évolution de m_2 en fonction de l'échelle d'énergie considérée T. L'équation du groupe de renormalisation qui régit cette évolution s'écrit [23]:

$$8\pi^2 \frac{d}{dT} m_{H_2}^2 \approx 3|\lambda_t|^2 (m_{H_2}^2 + m_{Q_3}^2 + m_{U_3}^2) + |A_t|^2 - 3g_2^2|M_2|^2 - \frac{3}{5} g_1^2 |M_1|^2. \tag{1.76}$$

λ_t est la constante de Yukawa du quark top, m_{Q_3} la masse de la troisième génération de squarks et de sleptons doublet sous $SU(2)$ et m_{U_3} la masse de la troisième génération singlet sous $SU(2)$. Du fait que l'équation (1.76) fait intervenir la constante de couplage du quark top, qui est plus grande que celle des autres quarks, et que ce terme contribue à l'équation de renormalisation avec un signe positif, $m_{H_2}^2$ décroît quand l'échelle d'énergie décroît et ce, de façon plus rapide que ne le ferait $m_{H_1}^2$. On s'attend donc à ce que m_2^2 devienne négatif à l'échelle électrofaible. Si m_2^2 est négatif (mais pas m_1^2) à cette échelle, la condition (1.75) est automatiquement vérifiée et la symétrie électrofaible est brisée. La brisure électrofaible est alors qualifiée de brisure radiative.

1.3.5 Le spectre de masse du MSSM

A partir des états propres de $SU(2)$, il nous faut maintenant revenir aux états propres de masse. Les matrices de masse sont exprimées à l'aide des paramètres évalués à l'échelle électrofaible.

A. Le secteur de Higgs

Les doublets de Higgs du MSSM offrent huit degrés de liberté. Après brisure électrofaible, trois de ces degrés de liberté sont les bosons de Goldstone absorbés par les bosons vecteurs Z^0 et $W^{\pm}$ pour acquérir une masse. Ils restent donc cinq bosons de Higgs massifs: deux bosons neutres scalaires: h^0 et H^0, un boson neutre pseudoscalaire: A^0, et deux bosons de Higgs chargés: $H^{\pm}$. A l'ordre des arbres, les masses des bosons de Higgs s'expriment comme:

$$\begin{aligned}
m_A^2 &= m_1^2 + m_2^2 \\
m_{h,H}^2 &= \frac{1}{2}\left(m_A^2 + m_Z^2 \mp \sqrt{(m_A^2 + m_Z^2)^2 - 4m_A^2 m_Z^2 cos^2 2\beta}\right) \\
m_{H^\pm}^2 &= m_A^2 + m_W^2
\end{aligned}$$

avec:

$$\begin{aligned}
\tan\beta &= \frac{v_2}{v_1} \\
m_Z^2 &= \frac{1}{2}(g_1^2 + g_2^2)(v_1^2 + v_2^2) \\
m_W^2 &= \frac{1}{2} g_2^2 (v_1^2 + v_2^2).
\end{aligned} \tag{1.77}$$

B. Les charginos:

Ce sont les partenaires supersymétriques chargés des bosons de jauges. Ils sont au nombre de quatre. Leur masse résulte de la diagonalisation de la matrice de mélange Higgsinos-Winos, où les Winos sont les partenaires fermioniques des bosons $W^{\pm}$ définis par:

$$\tilde{\lambda}^{\pm} = \frac{\tilde{\lambda}^1 \pm \tilde{\lambda}^2}{\sqrt{2}}$$

avec $\tilde{\lambda}^1$ et $\tilde{\lambda}^2$ spineurs de Weyl à deux composantes (cf. tableau 1.2). Si on note:

$$\psi^{\dagger} = \begin{pmatrix} -i\tilde{\lambda}^{\dagger} \\ \tilde{H}_2^{\dagger} \end{pmatrix} \text{ et } \psi^{-} = \begin{pmatrix} -i\tilde{\lambda}^{-} \\ \tilde{H}_1^{-} \end{pmatrix}$$

alors la matrice de masse des charginos s'écrit:

$$-\mathcal{L}_{\chi_{1,2}^{\pm}} = \frac{1}{2}((\psi^{\dagger})^T, (\psi^{-})^T) \begin{pmatrix} 0 & X^T \\ X & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi^{\dagger} \\ \psi^{-} \end{pmatrix} + h.c.$$

avec:

$$X = \begin{pmatrix} M_2 & M_W\sqrt{2}sin\beta \\ M_W\sqrt{2}cos\beta & \mu \end{pmatrix}. \tag{1.78}$$

Le premier terme diagonal de (1.78) provient des termes de brisure douce (cf. 1.69), le deuxième du couplage des deux bosons de Higgs dans le superpotentiel (cf. 1.66, terme

en μ). Les termes non diagonaux viennent de (1.63) (figure 1.13).
La diagonalisation de cette matrice donnent les masses des charginos:

$$\begin{aligned} m^2_{\chi^\pm_{1,2}} &= \frac{1}{2}(M_2^2 + \mu^2 + 2M_W^2 \\ &\mp \sqrt{(M_2^2 + \mu^2 + 2M_W^2)^2 - 4(M_2\mu - M_W^2 sin2\beta)^2} \quad). \end{aligned} \tag{1.79}$$

C. Les neutralinos:

Ce sont les partenaires neutres des bosons de jauge. Ils sont au nombre de quatre. Si on note $\tilde{\lambda}'$ le partenaire fermionique du boson B (bino) et $\tilde{\lambda}^3$ le wino "3", on définit:

$$(\psi^0)^T = (-i\tilde{\lambda}', -i\tilde{\lambda}^3, \tilde{H}_1^0, \tilde{H}_2^0).$$

Dans cette base, la matrice de masse des neutralinos s'écrit:

$$-\mathcal{L}_{\chi^0_{1,2,3,4}} = \frac{1}{2}(\psi^0)^T Y \psi^0 + h.c.$$

avec:

$$Y = \begin{pmatrix} M_1 & 0 & -M_Z cos\beta sin\theta_w & M_Z sin\beta sin\theta_w \\ 0 & M_2 & M_Z cos\beta cos\theta_w & -M_Z sin\beta cos\theta_w \\ -M_Z cos\beta sin\theta_w & M_Z cos\beta cos\theta_w & 0 & -\mu \\ M_Z sin\beta sin\theta_w & -M_Z sin\beta cos\theta_w & -\mu & 0 \end{pmatrix}. \tag{1.80}$$

Les termes diagonaux M_1 et M_2 proviennent des termes de brisure douce (1.69) et μ du superpotentiel (1.66). Les autres termes de la matrice de masse viennent de (1.63) (figure 1.13).

D. Les squarks et les sleptons:

Si on note $\tilde{f}_L$ le partenaire bosonique du fermion f_L de chiralité gauche et $\tilde{f}_R$ celui du fermion f_R de chiralité droite, la matrice de masse des sfermions s'écrit:

$$-\mathcal{L}_{\tilde{f}_{1,2}} = (\tilde{f}_L, \tilde{f}_R^\dagger) Z \begin{pmatrix} \tilde{f}_L^\dagger \\ \tilde{f}_R \end{pmatrix}$$

avec:

$$Z = \begin{pmatrix} m^2_{\tilde{f}_L} + m_f^2 - M_Z^2 cos2\beta(T_{3f} - Q_f sin^2\theta_w) & \begin{cases} m_u(\mu cotan\beta + A_u) \; pour \; f = u \\ m_f(\mu \tan\beta + A_f) \; pour \; f = d, e \end{cases} \\ \begin{cases} m_u(\mu cotan\beta + A_u) \; pour \; f = u \\ m_f(\mu \tan\beta + A_f) \; pour \; f = d, e \end{cases} & m^2_{\tilde{f}_R} + m_f^2 - M_Z^2 cos2\beta Q_f sin^2\theta_w \end{pmatrix}. \tag{1.81}$$

Dans cette matrice, T_{3f} est la troisième composante de l'isospin faible et Q_f la charge du fermion considéré.

Les termes $m^2_{\tilde{f}}$ proviennent des termes de brisure douce (1.70). Les termes m_f^2 viennent des termes F de (1.68) lorsque les champs de Higgs ont acquis une *vev* v_1 ou v_2: $m_f^2 = \lambda_f^2 v_{1,2}^2$. Les termes diagonaux en $cos\beta$ viennent des termes D (1.59). Quant aux termes extradiagonaux, la contribution en A_f provient des termes de brisure douce (1.71) et les termes proportionnels à μ des termes F du superpotentiel (1.68) (figure 1.13).

Une illustration du spectre possible du MSSM est donnée figure 1.14.

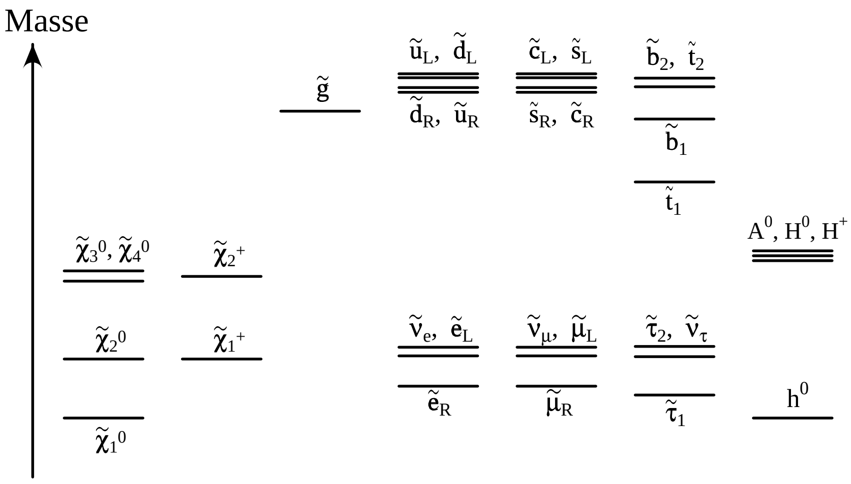


Figure 1.14 – *Exemple de spectre du MSSM [23].*

1.4 La supergravité

L'algèbre de supersymétrie (1.14) montre que deux transformations de supersymétrie donnent une translation d'espace temps. Si ces transformations de supersymétrie dependent du point x_μ d'espace temps où elles sont appliquées, la translation sera elle aussi fonction du point x_μ, et deviendra ainsi une transformation générale de coordonnées. Une théorie de supersymétrie locale est donc une théorie de la gravitation. Les théories de supersymétrie locale sont appelées théories de supergravité. Cette section en présente les principes fondamentaux. Les calculs sont explicités en [24].

1.4.1 Lagrangien invariant sous supersymétrie locale

Afin d'introduire la gravitation, on cherche à construire un lagrangien invariant sous supersymétrie locale. Nous avons vu à la section 1.1.1 comment construire un lagrangien invariant sous une symétrie locale grâce à la procédure de Noether. Cette procédure nécessite d'ajouter des termes au lagrangien lorsque la symétrie est rendue locale afin de restaurer l'invariance. Nous allons procéder de manière analogue pour construire un lagrangien invariant sous supergravité [25]. Partons du lagrangien de Wess-Zumino incluant un champ scalaire complexe $\varphi = \frac{1}{\sqrt{2}}(A + iB)$ et un spineur de Majorana ψ:

$$\mathcal{L}_0 = \partial_\mu \varphi^* \partial^\mu \varphi + \frac{i}{2}\bar{\psi}\gamma^\mu \partial_\mu \psi. \tag{1.82}$$

Dans ce modèle, les transformations des champs sous supersymétrie globale (1.30) s'écrivent:

$$\begin{aligned} \delta A &= \bar{\xi}\psi \\ \delta B &= i\bar{\xi}\gamma_5\psi \\ \delta\psi &= -i[\gamma_\mu(A + i\gamma_5 B)]\xi \end{aligned}$$

avec ξ spineur de Majorana. Si on rend la transformation locale $\xi(x)$, le lagrangien (1.82) n'est plus invariant:

$$\mathcal{L}_0 \to \mathcal{L}_0 + \partial_\mu \bar{\xi}[\gamma^\mu \not{\partial}\,(A + i\gamma_5 B)\psi] = \mathcal{L}_0 + \partial_\mu \bar{\xi}^r J_r^\mu \tag{1.83}$$

où $\partial\!\!\!/ = \gamma^\mu \partial_\mu$ et où le courant de Noether J^μ_r est défini par:

$$J^\mu_r(x) = \gamma^\mu \partial\!\!\!/ (A + i\gamma_5 B)\psi.$$

L'expression (1.83) fait apparaître la dérivée du spineur ξ qui porte un indice vectoriel et un indice spinoriel. Le terme à ajouter au lagrangien pour restaurer l'invariance (cf. 1.3) fera donc intervenir un vecteur spinoriel Ψ^μ_α de spin $\frac{3}{2}$ qu'on appelle gravitino. L'équivalent du terme de (1.4) à ajouter au lagrangien (1.82) est dans ce cas:

$$\mathcal{L}_1 = \mathcal{L}_0 - \kappa \bar{\Psi}_\mu J^\mu.$$

La constante κ, homogène à une masse, est introduite pour que $\mathcal{L}_1$ ait la bonne dimension. Sous une transformation locale de supersymétrie, Ψ_μ se transforme comme $\Psi_\mu \rightarrow \Psi_\mu + \frac{1}{\kappa}\partial_\mu \xi$. Malgré l'ajout de ce terme, le lagrangien $\mathcal{L}_1$ n'est pas encore invariant en raison du fait que le courant de Noether J^μ n'est pas invariant. Il va donc falloir itérer la procédure de Noether en introduisant de nouveaux champs. Ceci n'est pas étonnant car en ajoutant Ψ_μ nous avons introduit des degrés de libertés fermioniques, on s'attend donc à introduire de nouveaux champs bosoniques. Les calculs explicites montrent que sous une transformation de supersymétrie locale:

$$\mathcal{L}_1 \rightarrow \mathcal{L}_1 + \kappa \bar{\Psi}_\nu \gamma_\mu T^{\mu\nu} \xi \tag{1.84}$$

où $T^{\mu\nu}$ est un tenseur énergie impulsion qui correspond à celui de la relativité générale. Pour éliminer le terme (1.84), il faut introduire un champ tensoriel $g_{\mu\nu}$ qui se transforme comme: $g_{\mu\nu} \rightarrow g_{\mu\nu} + \kappa \Psi_\mu \gamma_\nu \xi$. Le nouveau lagrangien s'écrit alors:

$$\mathcal{L}_2 = \mathcal{L}_1 - g_{\mu\nu} T^{\mu\nu}.$$

Ainsi pour rendre le lagrangien invariant sous supersymétrie locale, il faut introduire une métrique locale $g_{\mu\nu}(x)$ ce qui confirme qu'une théorie où la supersymétrie est locale englobe la gravité. Le champ $g_{\mu\nu}$ représente le graviton de spin 2, partenaire du gravitino Ψ_μ.

Il reste maintenant à ajouter à $\mathcal{L}_2$ le terme cinétique pour le gravitino $\mathcal{L}_{RS}$ (lagrangien de Rarita-Schwinger) et le terme cinétique pour le graviton $\mathcal{L}_{EH}$ (lagrangien de Einstein-Hilbert):

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{RS} &= -\frac{1}{2}\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} \bar{\Psi}_\mu \gamma_5 \partial_\rho \Psi_\sigma \\
\mathcal{L}_{EH} &= -\frac{1}{2\kappa^2}\sqrt{|g|} R.
\end{aligned}$$

$\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma}$ est le tenseur antisymétrique tel que $\epsilon^{0123} = 1$. g est défini par $g = det(g_{\mu\nu})$ et R est la courbure scalaire de la variété de métrique $g_{\mu\nu}$. κ peut s'exprimer comme: $\kappa^2 = 8\pi G_N$ où $G_N = \frac{\hbar c}{M^2_{pl}}$ est la constante de Newton.

Intéressons nous maintenant à un modèle plus réaliste que le modèle de Wess-Zumino (1.82). De façon générale, le lagrangien invariant sous supersymétrie globale et invariant de jauge fait intervenir deux fonctions $K(x,y)$ et $f_{ab}(x)$ en plus du superpotentiel $W(\Phi)$:

$$\mathcal{L}_{global} = [W(\Phi) + Tr(f_{ab}(\Phi) W^\alpha_a W_{b\alpha})]_F + [K(\Phi^\dagger e^V, \Phi)]_D \tag{1.85}$$

Nous avons vu (cf. 1.52) que si on se restreint aux théories renormalisables, K se réduit à $K(x,y) = xy$, le superpotentiel est au plus trilinéaire dans les superchamps chiraux et $f_{ab} = \delta_{ab}$. La prise en compte de la gravité, interaction non renormalisable, dans les théories de supergravité, nous permet de relaxer les contraintes sur K et f_{ab} pourvu que la limite basse énergie de cette théorie de supergravité (lorsque $M_{pl} \to \infty$ ou $\kappa \to 0$) soit, elle, bien renormalisable. Ainsi, même si la supergravité a un meilleur comportement ultraviolet que la gravité usuelle, elle reste une théorie non renormalisable. Lorsqu'on applique la procédure de Noether au lagrangien (1.85), on peut montrer que le lagrangien invariant sous supersymétrie locale obtenu ne dépend que d'une fonction G des champs scalaires φ_i φ_i^* et de ses dérivées [38]:

$$G(\varphi_i^*, \varphi_i) = 3ln(-K/3) - ln(|W|^2).$$

Cette fonction G est appelée potentiel de Kähler. On note ses dérivées par rapport aux champs scalaires φ_i:

$$G^i = \frac{\partial G}{\partial \varphi_i} \text{ et } G^i_j = \frac{\partial^2 G}{\partial \varphi_i \varphi_j^*}.$$

Avec cette fonction, le terme cinétique pour les champs scalaires s'écrit:

$$G^i_j \partial_\mu \varphi_i \partial^\mu \varphi^{j*}.$$

Le choix $G^i_j = -\delta^i_j$ conduit aux termes cinétiques minimaux pour les champs scalaires et dans ce cas le potentiel de Kähler se réduit à:

$$G = -\varphi_i \varphi_i^* - ln|W|^2. \tag{1.86}$$

De même, le choix minimal pour les champs vectoriels conduit à $f_{ab} = \delta_{ab}$.

Ainsi, il est possible, comme nous l'avons fait pour le lagrangien de Wess-Zumino, de coupler le lagrangian de supergravité pure avec les champs de matière.

1.4.2 Brisure spontanée de la supergravité

Les mécanismes de brisure spontanée d'une supersymétrie globale font intervenir les termes F ou les termes D (cf. § 1.2.6). Cette brisure spontanée peut, par exemple, être réalisée lorsque $< F > \neq 0$. Dans ce cas, le champ spinoriel ψ qui est dans le même supermultiplet que le champ auxiliaire F est un Goldstino. Cette possibilité de brisure est une conséquence de l'algèbre et sera donc encore valable dans le cas de la supergravité. Examinons donc la brisure spontanée de la supergravité par les termes F en présence du supermultiplet de la gravité $(\Psi_\mu, g_{\mu\nu}, M, b_\mu)$ où M et b_μ sont les champs auxiliaires de la gravité et d'un certain nombre de superchamps chiraux (φ_i, ψ_i, F_i). Les champs auxiliaires F_i s'expriment en fonction des champs scalaires φ_i:

$$F_i = e^{-\frac{G}{2}} (G^{-1})^j_i G_j + \text{termes avec champs fermioniques.} \tag{1.87}$$

En supposant que les termes fermioniques de (1.87) ne contribuent pas à la valeur moyenne dans le vide, on peut écrire:

$$< F_i > = < 0| e^{-\frac{G}{2}} (G^{-1})^j_i G_j |0 > .$$

Le terme $(G^{-1})_i^j$ ne peut pas être nul car il intervient dans les termes cinétiques des champs scalaires. Or $e^{-\frac{G}{2}}$ est également non nul, donc c'est G_j qui conditionne le fait d'obtenir la brisure spontanée par $< F_i > \neq 0$. L'échelle de brisure M_S^2 est donnée par la valeur de $< F_i >$. Dans le cas où G a la forme minimale (1.86), les termes non cinétiques pour les fermions ψ_i et le gravitino Ψ_μ peuvent s'écrire:

$$\mathcal{L}_{ferm} = \frac{i}{2} e^{-\frac{G}{2}} \bar{\Psi}_\mu \sigma^{\mu\nu} \Psi_\nu - \frac{i}{\sqrt{2}} e^{-\frac{G}{2}} G^i \bar{\Psi}_\mu \gamma^\mu \psi_i + \frac{1}{2} e^{-\frac{G}{2}} (G^{ij} + G^i G^j) \bar{\psi}_i \psi_j \tag{1.88}$$

avec $\sigma^{\mu\nu} = \frac{i}{2}[\gamma^\mu, \gamma^\nu]$. La contribution du Goldstino: $\eta = G^k \psi_k$ peut être séparée de celles des autres fermions. On peut alors redéfinir le gravitino comme:

$$\Psi'_\mu = \Psi_\mu + \frac{i}{3\sqrt{2}} \gamma_\mu \eta + \frac{\sqrt{2}}{3} e^{\frac{G}{2}} \partial_\mu \eta. \tag{1.89}$$

Avec cette redéfinition, (1.88) devient:

$$\mathcal{L}_{ferm} = \frac{i}{2} e^{-\frac{G}{2}} \bar{\Psi}'_\mu \sigma^{\mu\nu} \Psi'_\nu + \frac{1}{2} e^{-\frac{G}{2}} (G^{ij} + \frac{1}{3} G^i G^j) \bar{\psi}_i \psi_j$$

où le Goldstino a été absorbé. Ainsi par la redéfinition (1.89), le champ de spin $\frac{3}{2}$ sans masse Ψ_μ a acquis de nouvelles composantes d'hélicité $\pm\frac{1}{2}$. Il est maintenant massif avec pour masse:

$$m_{3/2} = e^{-\frac{<G>}{2}} M_{pl}. \tag{1.90}$$

Ce mécanisme est l'équivalent du mécanisme de Higgs du modèle standard et est appelé mécanisme de super-Higgs [39]. $m_{3/2}$ donne l'ordre de grandeur de la différence de masse entre particules d'un même supermultiplet.

Si on suppose qu'il n'y a pas de contributions des termes D, le potentiel scalaire s'exprime:

$$\mathcal{V} = -e^{-G}(3 + G_k (G^{-1})_l^k G^l). \tag{1.91}$$

Dans ce cas, on voit que si la symétrie n'est pas brisée, c'est à dire si $G^k = 0$, on a $\mathcal{V} = -3e^{-G} \neq 0$. Ceci est très différent du cas d'une supersymétrie globale où on a brisure si et seulement si l'énergie de l'état fondamental est nulle (cf. 1.22). En faisant le choix minimum $G_l^k = -\delta_l^k$, le potentiel au minimum vaut:

$$\mathcal{V}_0 = -3e^{-G_0} + e^{-G_0} G_{0k} G_0^k$$

avec $G_0 =< G >$. En imposant que $\mathcal{V}_0 = 0$, on obtient $G_{0k} G_0^k = 3$ ce qui permet de calculer $< F_i >$:

$$< F_i >= M_S^2 = -\frac{1}{\kappa^2} e^{-\frac{G_0}{2}} \sqrt{3}.$$

Avec l'expression de la masse du gravitino (1.90), on en déduit une relation entre la masse de Planck, l'échelle de brisure et la masse du gravitino:

$$m_{3/2} = \frac{M_S^2}{\sqrt{3} M}$$

avec $M = \frac{1}{\kappa}$. Ainsi, pour que la différence de masse entre une particule et son partenaire supersymétrique soit de l'ordre de 100 GeV ("résolution" du problème de hiérarchie, cf. § 1.1.3), c'est à dire pour que la masse du gravitino soit de l'ordre de 100 GeV, il faut que la brisure de supersymétrie ait lieu à une échelle de l'ordre de $M_S \approx 10^{10}$ GeV.

Le principal problème de la brisure spontanée par les termes F dans le cas des modèles supersymétriques globales provenait du fait que la supertrace (1.54) était nulle. Dans le cas des modèles de supergravité, la supertrace s'écrit:

$$Str(M^2) = 2(N-1)m_{3/2}^2$$

où N est le nombre de supermultiplets. On voit que, dans les théories de supergravité, les problèmes phénoménologiques lié à la brisure par les termes F ont disparu: la supertrace est positive et donc, en moyenne, les bosons sont plus lourds que leur partenaire fermionique (ce que l'on veut obtenir pour construire un modèle réaliste).

1.4.3 Le secteur caché

Le mécanisme de super-Higgs que nous venons de décrire permet, de façon très élégante, de fournir une masse au gravitino en faisant apparaître un Goldstino. Ce mécanisme se produit lorsque pour un superchamp chiral donné Φ_i, on obtient $G_i \neq 0$. Il ne fait donc pas intervenir de superchamps vectoriels. On peut alors supposer que les superchamps chiraux qui interviennent dans le mécanisme de brisure sont des singlets de jauge [40]. Nous avons vu que ces superchamps ne pouvaient pas se coupler directement aux champs du modèle standard sous peine d'introduire des problèmes phénoménologiques (cf. § 1.2.6). Dans les modèles de supergravité, ces superchamps chiraux ne se couplent avec les autres superchamps (quarks, leptons, champs jauge et leur partenaire supersymétrique) que par interaction gravitationnelle. On dit qu'ils appartiennent au secteur caché. C'est dans ce secteur caché que se produit la brisure de supersymétrie locale (effet super-Higgs).

Prenons d'abord un exemple simple où le secteur caché ne contient qu'un seul superchamp chiral: $\Phi = (\varphi, \psi, F)$. Le potentiel de Kähler minimal de ce secteur s'écrit alors (cf. 1.86):

$$G(\varphi, \varphi^*) = -\frac{\varphi\varphi^*}{M^2} - ln\frac{|W(\varphi)|^2}{M^6}. \tag{1.92}$$

Le potentiel scalaire et le champ auxiliaire s'expriment:

$$\begin{aligned}
\mathcal{V} &= exp(\frac{\varphi\varphi^*}{M^2})\left(|\frac{\partial W}{\partial\varphi} + \frac{\varphi^*}{M^2}W|^2 - \frac{3}{M^2}|\varphi|^2\right) \\
F &= \frac{\partial W}{\partial\varphi} + \frac{\varphi^*}{M^2}W.
\end{aligned}$$

Dans ce cas, le superpotentiel le plus simple pour lequel on peut obtenir $< F > \neq 0$ avec $\mathcal{V} = 0$ au minimum du potentiel est le superpotentiel de Polonyi [41]:

$$W(\varphi) = m^2(\varphi + \beta)$$

dans lequel on peut ajuster β afin d'avoir à la fois brisure spontanée et $\mathcal{V}_0 = 0$.

Cet exemple montre comment il est possible de briser la supersymétrie dans le secteur caché. Mais il nous faut maintenant nous intéresser aux conséquences de cette brisure sur le secteur observable.
Notons les superchamps chiraux du secteur caché Φ_i et les superchamps chiraux du secteur visible Ψ_a. Pour éviter tous couplages autre que gravitationnel entre les deux secteurs, on écrit le superpotentiel:

$$W(\Phi_i, \Psi_a) = W_c(\Phi_i) + W_v(\Psi_a).$$

Le potentiel de Kähler minimal (1.92) peut se généraliser au cas de plusieurs superchamps chiraux:

$$G = -\frac{\varphi_i \varphi^{i*}}{M^2} - \frac{\psi_a \psi^{a*}}{M^2} - ln\frac{|W|^2}{M^6}.$$

Dans ce modèle, les valeurs moyennes dans le secteur caché au minimum du potentiel s'écrivent [24]:

$$< \varphi_i >= b_i M \ , \ < \frac{\partial W_c}{\partial \varphi_i} >= a_i m M \ , \ < W_c >= m M^2.$$

Faisons l'hypothèse que le superpotentiel du secteur observable ne contient pas de termes d'échelle d'énergie de l'ordre de M, que les *vev* du secteur observable sont faibles devant M et que $\mathcal{V}_0 = 0$. Moyennant ces hypothèses, le potentiel s'exprime comme [24]:

$$\mathcal{V} = |\frac{\partial \hat{W}_v}{\partial \psi_a}|^2 + m_{3/2}^2 |\psi_a|^2 + A m_{3/2}(\hat{W}_v + \hat{W}_v^*) \tag{1.93}$$

avec:

$$\begin{aligned} \hat{W}_v &= e^{\frac{1}{2}|b_i|^2} W_v \\ A &= b_i^*(a_i^* + b_i). \end{aligned}$$

Le premier terme de (1.93) correspond au potentiel d'une théorie supersymétrique globale (cf. 1.43). Les autres termes proportionnels à $m_{3/2}$ sont des termes de brisure douce de supersymétrie (cf. § 1.2.6): termes de masses pour les scalaires et A-termes. De plus, il est possible, par corrections radiatives ou en prenant des termes cinétiques non minimaux dans le potentiel de Kähler, de faire apparaître également des termes de masses pour les jauginos. Ainsi, la brisure de supergravité dans le secteur caché engendre les termes de brisure douce introduits de manière ad hoc dans le cadre du MSSM. D'autre part, on voit que les masses des scalaires et les A-termes qui apparaissent par ce mécanisme sont universels. Cette universalité permet d'interdire de façon naturelle de trop fortes contributions supersymétriques aux courants neutres par changement de saveurs. C'est une des justifications pour l'utilisation du modèle de supergravité minimal que nous allons maintenant décrire.

1.5 Le modèle de supergravité minimal

Les modèles de supergravité fournissent un cadre théorique intéressant pour la brisure spontanée de supersymétrie locale. Cette brisure spontanée a lieu dans un secteur caché de la théorie qui ne communique avec le secteur physique que par interaction gravitationnelle. La brisure est assurée par un mécanisme de super-Higgs qui fournit une masse au gravitino. Ces modèles peuvent expliquer l'apparition de termes de brisure douce de supersymétrie. Du fait que la gravité se couple aux particules physiques de façon universelle, il est assez naturel que ces termes de brisure douce apparaissent eux aussi de manière universelle (cf. section 1.4.3). Dans le cadre de modèles de grande unification (GUT), on est donc souvent amené à faire l'hypothèse d'universalité à l'échelle de grande unification $M_{GUT} \approx 10^{16}$ GeV pour les termes de brisure douce: terme de masse pour les scalaires m_0, terme de masse pour les jauginos $m_{1/2}$ et A-terme A_0 (cf. section 1.2.6).

Nous considèrerons des modèles de grande unification vérifiant les hypothèses suivantes [42]:

- la supersymétrie est brisée dans le secteur caché par mécanisme de super-Higgs,
- la symétrie du secteur GUT est brisée en $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ à l'échelle M_{GUT}
- le potentiel de Kähler ne contient pas de couplages avec le champ de super-Higgs qui dépendent de la génération (conséquence du fait que les couplages gravitationnels sont universels).

Après avoir fixé les hypothèses concernant la brisure de supersymétrie, examinons maintenant le cas de la brisure électrofaible. Nous avons vu que dans le MSSM, il était possible de briser la symétrie électrofaible radiativement (cf. section 1.3.4). Détaillons les conséquences de ce type de brisure.

Les conditions pour avoir un minimum stable et non trivial sont données par (1.74) et (1.75). Les équations du minimum s'obtiennent à partir de (1.73) en demandant: $\frac{\partial V_0}{\partial H_1^0} = 0$ et $\frac{\partial V_0}{\partial H_2^0} = 0$:

$$\begin{aligned} m_1^2 H_1^{0\dagger} + m_3^2 H_2^0 + \frac{1}{4}(g_2^2 + g_1^2)(|H_1^0|^2 - |H_2^0|^2) H_1^{0\dagger} &= 0 \\ m_2^2 H_2^{0\dagger} + m_3^2 H_1^0 - \frac{1}{4}(g_2^2 + g_1^2)(|H_1^0|^2 - |H_2^0|^2) H_2^{0\dagger} &= 0. \end{aligned}$$

En combinant les deux équations précédentes, on peut éliminer m_3. En prenant les valeurs moyennes dans le vide: $< H_1^0 >= v_1$ et $< H_2^0 >= v_2$, en développant $m_1^2 = m_{H_1}^2 + \mu^2$, $m_2^2 = m_{H_2}^2 + \mu^2$ (cf. section 1.3.4) et avec les relations (1.77), on trouve:

$$\mu^2 = -\frac{1}{2} m_Z^2 + \frac{m_{H_2}^2 sin^2\beta - m_{H_1}^2 cos^2\beta}{cos 2\beta}. \tag{1.94}$$

Ainsi la valeur de μ est fixée, au signe près, par la condition de brisure radiative électrofaible. Il faut noter que cette relation (1.94) est établie à l'échelle électrofaible. Les valeurs des masses $m_{H_1}^2$ et $m_{H_2}^2$ à cette même échelle dépendent des valeurs choisies pour les termes de brisure douce m_0, $m_{1/2}$ et A_0 à l'échelle de grande unification.

Pour des valeurs de $\tan\beta$ pas trop élevées ($\tan\beta \leq 20$), on peut donner les valeurs approchées suivantes pour ces masses $m_{H_1}^2$ et $m_{H_2}^2$ [43, 44]:

$$m_{H_1}^2 \approx m_0^2 + 0.5 m_{1/2}^2 \tag{1.95}$$

$$m_{H_2}^2 \approx m_0^2 \left(1 - \frac{3}{2}\frac{Y_t}{Y_t^{IR}}\right) + m_{1/2}^2 \left(0.5 + \frac{Y_t}{Y_t^{IR}}\left(-7 + 3\frac{Y_t}{Y_t^{IR}}\right)\right) \tag{1.96}$$

où Y_t est défini à partir du couplage de Yukawa du quark top: $Y_t(T) = \lambda_t^2(T)/(4\pi)$ à l'échelle d'énergie T. Avec ces notations, la masse du quark top s'écrit: $m_t(T) = v\lambda_t(T)sin\beta$. Lorsque λ_t est suffisamment grand à l'échelle GUT, sa valeur à basse énergie est quasiment indépendante de sa valeur exacte à l'échelle de grande unification. On dit alors qu'on est à la solution de point fixe infrarouge pour la masse du quark top [45, 46]. Ce point fixe de Y_t à l'échelle de la masse du top vaut $Y_t^{IR} \approx 8\alpha_s/9$. Les effets du couplage de Yukawa du quark top dans les équations de renormalisation sont caractérisés par les termes en Y_t/Y_t^{IR} comme dans l'équation (1.96).

Si on substitue (1.95) et (1.96) dans (1.94), on trouve, toujours pour des valeurs de $\tan\beta$ pas trop grande:

$$\mu^2 + \frac{1}{2}m_Z^2 = m_0^2\left(1 + \left(\frac{3}{2}\frac{Y_t}{Y_t^{IR}} - 1\right)\tan^2\beta\right)\frac{1}{\tan^2\beta - 1} + \\ m_{1/2}^2\left(0.5 - \left(0.5 + \frac{Y_t}{Y_t^{IR}}\left(3\frac{Y_t}{Y_t^{IR}} - 7\right)\right)\tan^2\beta\right)\frac{1}{\tan^2\beta - 1}. \tag{1.97}$$

En supposant que la masse du top est exactement à son point fixe infrarouge, on a: $Y_t = Y_t^{IR}$ et la relation (1.97) prend la forme simple:

$$\mu^2 + \frac{1}{2}m_Z^2 = m_0^2\frac{1 + 0.5\tan^2\beta}{\tan^2\beta - 1} + m_{1/2}^2\frac{0.5 + 3.5\tan^2\beta}{\tan^2\beta - 1} \tag{1.98}$$

ce qui permet de calculer la valeur de μ en fonction des autres paramètres du modèle de supergravité minimal.

Cette même hypothèse ($Y_t = Y_t^{IR}$) fixe également la valeur de $\tan\beta$ à la solution "petit $\tan\beta$" et "grand $\tan\beta$" près comme on le voit sur la figure 1.15 qui montre l'évolution de la masse du top à son point fixe infrarouge en fonction de $\tan\beta$. Par exemple, la solution petit $\tan\beta$ est déterminée par $m_t = Csin\beta$ avec $C \approx 190 - 210$ GeV pour $\alpha_s = 0.11 - 0.13$ et $v = \frac{246}{\sqrt{2}}$ GeV [47].

Notons également que les équations du groupe de renormalisation à une boucle pour les couplages de jauge du modèle standard g_a et pour les masses des jauginos M_a s'écrivent [23]:

$$\frac{d}{dt}g_a = -\frac{1}{16\pi^2}b_a g_a^3 \tag{1.99}$$

$$\frac{d}{dt}M_a = -\frac{1}{8\pi^2}b_a g_a^2 M_a \tag{1.100}$$

avec $b_a = [3, -1, -33/5]$ pour $a = [3, 2, 1]$, $t = ln(M_{GUT}^2/Q^2)$ avec Q l'échelle de renormalisation et M_{GUT} l'échelle de grande unification. En combinant (1.99) et (1.100), on peut montrer facilement que le rapport M_a/g_a^2 est indépendant de l'échelle Q considérée. En utilisant cette propriété, on peut alors résoudre (1.100) et relier les paramètres de masse des jauginos M_1, M_2 et M_3 à l'échelle électrofaible avec leur valeur à l'échelle GUT $m_{1/2}$:

$$m_{1/2} = \left(1 - \frac{g_{GUT}^2}{(4\pi)^2}b_a\ t\right)M_a(t) \tag{1.101}$$

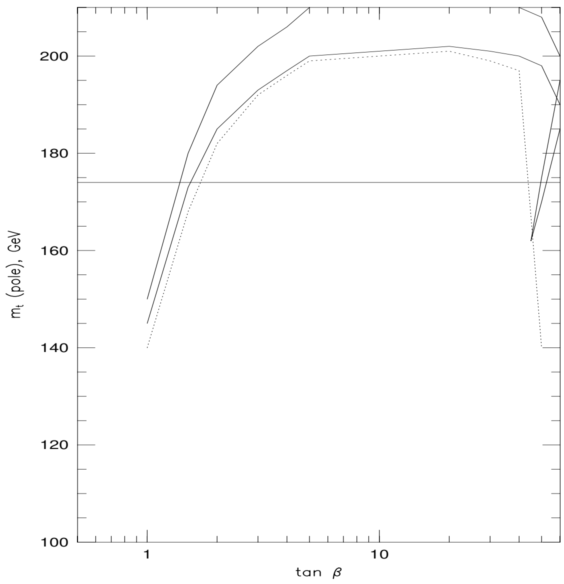


Figure 1.15 – *Masse du quark top en fonction de* $\tan\beta$*. La région entre les lignes solides représente la zone où le quark top est à son point fixe infrarouge pour* $\alpha_s = 0.11 - 0.13$*. La ligne pointillée est la limite inférieure prédit pour le cas où on a unification des couplages de Yukawa du quark b et du* τ*. La bande à grand* $\tan\beta$ *est la prédiction avec unification du top, du bottom et du* τ*. La ligne horizontale représente la mesure expérimentale [47].*

où g_{GUT} est la valeur commune des couplages à l'échelle de grande unification. Ainsi à l'échelle électrofaible ($Q = m_Z$) et avec $g_{GUT} \approx 0.7$ [20], on trouve:

$$\begin{aligned} M_1 &\approx 0.4 m_{1/2} \\ M_2 &\approx 0.8 m_{1/2} \\ M_3 &\approx 2.5 m_{1/2}. \end{aligned} \tag{1.102}$$

On appelle modèle de supergravité minimal (mSUGRA), le modèle de supergravité qui suppose l'universalité des masses des scalaires, des jauginos et des A-termes à l'échelle de grande unification. De plus, on peut faire l'hypothèse que la brisure électrofaible s'effectue radiativement. Dans ce cas, le modèle est caractérisé par quatre paramètres, en plus de ceux du modèle standard, et par un signe:

- m_0: masse des scalaires à l'échelle GUT;
- $m_{1/2}$: masse des jauginos à l'échelle GUT;
- A_0: A-terme à l'échelle GUT;
- $\tan\beta = \frac{v_2}{v_1}$;
- $sign(\mu)$ à l'échelle électrofaible.

Ce modèle a l'avantage d'avoir un nombre réduit de paramètres. C'est dans ce cadre que nous nous placerons pour les études du chapitre 3.

Conclusion

Malgré ses nombreux succès, le modèle standard des interactions électromagnétique, faible et forte n'est pas la théorie ultime. La supersymétrie en est une extension naturelle et résout certaines de ses insuffisances. Cette nouvelle symétrie d'espace-temps associe à chaque particule un partenaire supersymétrique dont le spin diffère de $\frac{1}{2}$. Le modèle supersymétrique minimal (MSSM), généralisation supersymétrique minimale du modèle standard, contient deux doublets de Higgs. Les nombres baryonique et leptonique n'y sont pas automatiquement conservés. Cette conservation est effective si la R-parité est elle-même conservée. Dans la suite, nous nous placerons dans le cadre d'un modèle violant explicitement la R-parité par des termes trilinéaires. Dans le MSSM, la supersymétrie est brisée explicitement par des termes de brisure douce, ce qui est le seul mode de brisure acceptable phénoménologiquement. Lorsque la supersymétrie est rendue locale, elle inclut automatiquement la gravité. Dans ces modèles de supergravité, la brisure spontanée de supersymétrie locale intervient dans un secteur caché qui ne couple que gravitationnellement avec le secteur observable. Cette brisure peut expliquer l'apparition des termes de brisure douce. Cependant, malgré ses avantages, la supergravité reste une théorie non renormalisable et introduit un secteur caché qu'il est difficile d'appréhender et qui traduit notre méconnaissance du mécanisme de brisure. Dans ce cadre, le modèle de supergravité minimal suppose l'universalité des masses des scalaires, de jauginos et des A-termes à une échelle de grande unification. Ce modèle possède un nombre réduit de paramètres libres.

Bibliographie

[1] Glashow, Nucl. Phys. **22** (1961) 579
Salam, in: Proc. 8th Nobel Symposium, ed. N. Svartholm (1968) p. 367
Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19** (1967) 1264

[2] D. Gross et F. Wilczek, Phys. Rev. Lett. **30** (1973) 1343
D. Politzer, Phys. Rev. Lett. **30** (1973) 1346
S. Coleman et D. Gross, Phys. Rev. Lett. **31** (1973) 851
D. Gross et F Wilczek, Phys. Rev. **D 8** (1973) 3633
H. Fritzsch, M. Gell-Mann et H. Leutwyler, Phys. Lett. **B 47** (1973) 365

[3] The particle data group, Eur. Phys. Jour. **C15** (2000) 1

[4] J. Goldstone, Nuovo Cimento, **19**, (1961) 154
Goldstone, Salam, Weinberg, Phys. Rev. **127**, (1962) 965

[5] F. Englert, R. Brout, Phys. Rev. Lett. **13**, (1964) 321
P. W. Higgs, Phys. Rev. Lett. **13**, (1964) 508

[6] G. t'Hooft, Nucl. Phys. **B33** (1971) 173, Nucl. Phys. **B35** (1971) 167

[7] 't Hooft, Phys. Rev. Lett. **37**, (1976) 8

[8] Arnison et al., UA1 Collaboration, Phys. Lett. **B 122** (1983) 103
Banner et al., UA2 Collaboration, Phys. Lett. **B 122** (1983) 476

[9] Arnison et al., UA1 Collaboration, Phys. Lett. **B 126** (1983) 398
Bagnaia et al., UA2 Collaboration, Phys. Lett. **B 129** (1983) 130

[10] M.L. Perl et al., Phys. Rev. Lett. **35** (1975) 1489
M.L. Perl et al., Phys. Lett. **B 63** (1976) 466
M.L. Perl et al., Phys. Lett. **B 70** (1977) 487

[11] S.W. Herb, E288 Collaboration, Phys. Rev. Lett. **39** (1977) 252

[12] D. Schaile, CERN-PPE/94-162, présenté à 27th International Conference on High Energy Physics, Glashow, July 1994

[13] S. Abachi et al. DØ Collaboration, Phys. Rev. Lett **74** (1995) 2632, hep-ex/9503003
F. Abe et al., CDF Collaboration, Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 2626, hep-ex/9503002

[14] http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/
LEP Collaborations: Aleph Collaboration, Delphi Collaboration, L3 Collaboration, Opal Collaboration, the LEP Electroweak Working Group, the SLD Heavy Flavour and Electroweak Working Group, CERN-EP/2001-098 et hep-ex/0112021
présentations à EPS HEP2001, Budapest, http://www.hep2001.elte.hu/

[15] DONUT Collaboration, Phys. Lett. **B 504** (2001) 218, hep-ex/0012035

[16] A.C. Benvenuti, BCDMS Collaboration, Phys. Lett. **B 223** (1989) 485
Bethke, J. Phys. **G 26** (2000) R 27, hep-ex/0004021
Adloff, H1 Collaboration, soumis à Eur. Phys. J. **C**, hep-ex/0012053
Adloff, H1 Collaboration, Eur. Phys. J. **C 13** (2000) 609

[17] Aleph Collaboration, Delphi Collaboration, L3 Collaboration, Opal Collaboration, the LEP Higgs Working Group, Search for the Standard Model Higgs Boson at LEP, CERN-EP/2001-055 (2001), hep-ex/0107029

[18] N. Cabibbo, Phys. Rev. Lett. **10** (1963) 531
M. Kobayashi et T. Maskawa, Prog. Theor. Phys. **49** (1973) 652

[19] Z. Maki, M. Nakagawa et S. Sakata, Prog. Theor. Phys. **28** (1962) 870
Proc. of 1962 High Energy Conference, CERN, p.661-666

[20] U. Amaldi et al., Phys. Lett. **B 281** (1992) 374

[21] B. Bailin et A. Love, Supersymmetric Gauge Field Theory and String Theory, Institute of Physics Publishing

[22] H.E. Haber et G.L. Kane, The search for supersymmetry: probing physics beyond the standard model, Phys. Rep. **117** Nos 2-4 (1985) 75

[23] S. Martin, A Supersymmetry Primer in Perspectives on Supersymmetry, G.L.Kane editor (1997), hep-ph/9709356

[24] H. P. Nilles, Phys. Rep. **110** Nos 1-2 (1984) 1

[25] S. Ferrara, D. Z. Freedman et P. van Nieuwenhuizen, Local Supersymmetry And Gravitation, Proc. XVII Intern. Conf. on High Energy Physics, Tbilisi (1976) vol.T.34

[26] S. Coleman et J. Mandula, Phys. Rev. **159** (1967) 1251

[27] Y. Gol'fand et E. Likhtman, JETP Lett. **13** (1971) 323
D. Volkov et V. Akulov, Phys. Lett. **B 46** (1973) 109

[28] A. Salam et J. Strathdee, Nucl. Phys. **B 76** (1974) 477
S. Ferrara, J. Wess et B. Zumino, Phys. Lett. **B 51** (1974) 239

[29] J. Wess et B. Zumino, Phys. Lett. **B 49** (1974) 52

[30] L. O'Raifeartaigh, Nucl. Phys. **B 96** (1975) 331

[31] P. Fayet et J. Illiopoulos, Phys. Lett. **B 51** (1974) 461

[32] L. Girardello et M.T. Grisaru, Nucl. Phys. **B 194** (1982) 65

[33] M. Kusoda, Complete Lagrangien of MSSM, hep-ph/9902340

[34] L. Hall et M. Suzuki, Nucl. Phys. **B 231** (1984) 419

[35] T. Banks, Y. Grossman, E. Nardi et Y. Nir, Phys. Rev. **D 52** (1995) 5319

[36] A. Salam et J. Strathdee, Nucl. Phys. **B 87** (1975) 85
P. Fayet, Nucl. Phys. **B 90** (1975) 104

[37] P. Binétruy, E. Dudas, S. Lavignac et C. Savoy, Phys. Lett. **B 422** (1998) 171

[38] E. Cremmer, B. Julia, J. Scherk, P. van Nieuwenhuizen, S. Ferrara, L. Girardello, Phys. Lett. **B 79** (1978) 231, Nucl. Phys. **B 147** (1979) 105

[39] E. Cremmer, B. Julia, J. Scherk, P. van Nieuwenhuizen, S. Ferrara, L. Girardello, Phys. Lett. **B 79** (1978) 231

[40] E. Cremmer, S. Ferrara, L. Girardello, A. Van Proeyen, Phys. Lett. **B 116** (1982) 231

[41] J. Polonyi, Budapest preprint KFKI-93 (1977)

[42] V. Barger, C.E.M. Wagner, et al, Report of the SUGRA Working Group for Run II of the Tevatron, hep-ph/0003154

[43] K. Inoue, A. Kakuto, H. Komatsu et H. Takeshita, Prog. Theor. Phys. **68** (1982) 927 et **71** (1984) 413

[44] L. Ibanez, C. Lopez et C. Muñoz, Nucl. Phys. **B 256** (1985) 218

[45] C. T. Hill, Phys. Rev. **D 24** (1981) 691

[46] M. Carena, T.E. Clark, C.E.M Wagner, W.A. Bardeen and K. Sasaki, Nucl. Phys. **B 369** (1992) 33

[47] S. Pokorski, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **B 37** (1994) 50

Chapitre 2

Le Tevatron et l'expérience DØ

Sommaire

Nous nous proposons dans ce chapitre de décrire les différentes étapes nécessaires à la création et à l'accélération des faisceaux de protons et d'antiprotons qui entrent en collision dans le Tevatron, collisionneur du laboratoire national Fermi (*Fermilab*) situé près de Chicago aux Etats Unis. Nous décrirons également le détecteur DØ qui se trouve autour de l'un des points de collisions du Tevatron et nous détaillerons la détermination de la luminosité à DØ.

2.1 Le système d'accélération et de collision

Le laboratoire Fermi (*Fermilab*) possède un complexe d'accélération de protons et d'antiprotons dont le dernier et principal élément est un collisionneur de 6.28 km de circonférence appelé Tevatron. Le Tevatron, qui a été mis en service en 1985, possède deux points de collisions notés B0 et D0 où sont placés respectivement les détecteurs CDF et DØ. Durant sa première phase de fonctionnement (Run I) de 1992 à 1996, le Tevatron a fourni 120 pb^{-1} aux expériences CDF et DØ à une énergie dans le centre de masse de 1.8 TeV. Cette première phase a conduit à de nombreux résultats de physique dont la découverte du quark top en 1995 [1]. La principale limitation à l'augmentation de la luminosité était (et reste encore) le taux de production d'antiprotons: 7.2 $10^{10}\bar{p}/h$. Après 1996, le complexe été arrêté afin de réaliser d'importantes améliorations avec comme objectif une augmentation d'un facteur 5 puis 30 de la luminosité instantanée. Cet arrêt a également permis une augmentation de 10% de l'énergie dans le centre de masse. Pour ce faire, deux nouveaux anneaux ont été construits, l'injecteur principal et le recycleur. La première étape de cette deuxième phase, le Run IIa, a ainsi débuté en 2001 avec une énergie dans le centre de masse de 1960 GeV, 6 fois plus de paquets de protons et d'antiprotons (36×36) et avec un espacement entre les paquets qui est passé de 3.5 μs à 396 ns. Parallèlement, les detecteurs CDF et DØ ont été considérablement améliorés. Nous détaillerons les améliorations du detecteur DØ dans la section 2.2.

2.1.1 Création et accélération du faisceau de protons

La figure 2.1 schématise le complexe de création et d'accélération des faisceaux de *Fermilab*.

La création des faisceaux commence par la production d'ions H^-. Dans un accélérateur de Cockroft-Walt, ces ions H^-, formés à partir d'atomes d'hydrogène, sont accélérés jusqu'à 0.75 MeV grâce à un champ électrique statique.

Les H^- sont alors envoyés dans un accélérateur linéaire de 130 m, le *Linac* (Figure 2.1). Cet accélérateur possède des cavités accélératrices radio-fréquences avec un pouvoir d'accélération de 3 MeV/m. Les H^- sont ainsi accélérés de 0.75 MeV à 400 MeV.

Les H^- sont ensuite "épluchés" de leurs électrons et les protons résultant sont injectés dans un synchrotron de 475 m de circonférence, le *Booster*. L'ensemble de ses cavités radio-fréquences fonctionne à 1 GHz et possède un pouvoir d'accélération d'environ 0.5 MeV/tour. Ainsi en 25 ms et environ 16000 tours, les protons passent de 400 MeV à 8 GeV. Le nombre nominal de proton à la sortie du *Booster* est de 5.0 10^{12} protons/paquet.

Les protons sont alors envoyés dans l'injecteur principal (*Main Injector*). Il s'agit d'un tout nouvel anneau d'environ 1 km de diamètre. Cet anneau remplace l'ancien anneau

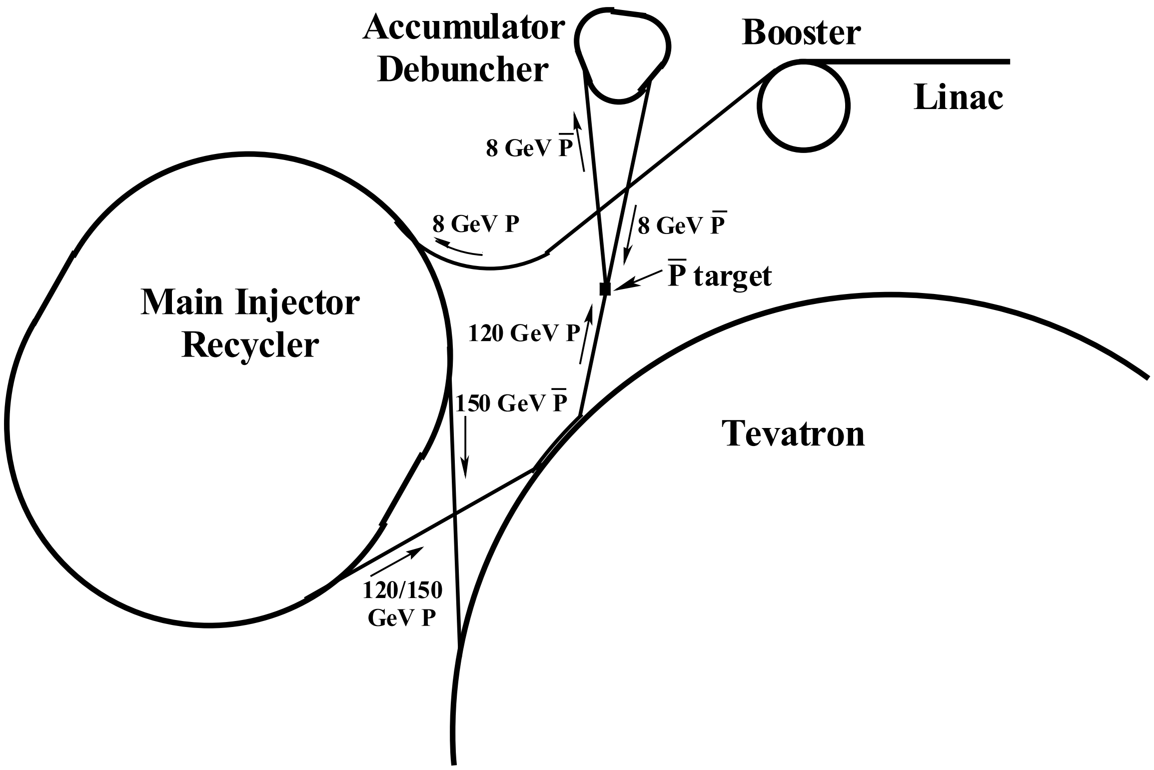


Figure 2.1 – *Le complexe de création et d'accélération des faisceaux de protons et d'antiprotons de Fermilab.*

principal (*Main ring*) qui était situé dans le même tunnel que le Tevatron lors du Run I. L'injecteur principal a plusieurs fonctions:

- accélérer les protons de 8 GeV à 150 GeV avant leur injection dans le Tevatron. Un faisceau de 2.7 10^{11} protons par paquet à cette énergie est attendu pour le Run II.
- accélérer un faisceau de 5.0 10^{12} protons de 8 GeV à 120 GeV afin de l'envoyer sur la cible de production d'antiprotons;
- accélérer le faisceau d'antiprotons de 8 GeV à 150 GeV avant son injection dans le Tevatron. Le nombre d'antiprotons prévu pour le Run II est de 3.0 10^{10} par paquet.
- décélérer le faisceau d'antiprotons du Tevatron à la fin d'une période de collision de 150 GeV à 8 GeV afin de l'injecter dans le recycleur (cf. section suivante).

2.1.2 Création et accélération du faisceau d'antiprotons

Comme nous l'avons déjà noté, l'intensité du faisceau d'antiprotons est un facteur crucial pour l'augmentation de la luminosité. Les antiprotons sont produits par collision d'un faisceau de protons de 120 GeV provenant de l'injection principal sur une cible de nickel de 10 cm de diamètre et de 2 cm d'épaisseur. Les particules secondaires sont filtrées et les antiprotons sont isolés. Le rendement typique au Run Ib était de $21 \times 10^{-6}\bar{p}$/proton sur la cible. L'objectif pour le Run II est d'atteindre $34 \times 10^{-6}\bar{p}$/proton notamment en augmentant le gradient de champ de la lentille magnétique en lithium qui focalise les particules après la cible. Les antiprotons résultants ont une énergie moyenne de 8 GeV mais une grande dispersion en énergie.

Les antiprotons produits sont ensuite envoyés dans le *Debuncher* afin de réduire leur dispersion en énergie par un refroidissement stochastique puis ils sont stockés dans l'accumulateur avant leur transfert dans l'injecteur principal.

Afin d'augmenter la quantité d'antiprotons disponible, un nouvel anneau a été construit dans le même tunnel que l'injecteur principal: le recycleur (*Recycler*). C'est un anneau à aimants permanents qui permet un stockage à plus long terme des antiprotons de 8 GeV provenant de l'accumulateur et la récupération des antiprotons non utilisés après une période de collision. Il doit permettre d'accroître le nombre d'antiprotons disponibles d'un facteur deux. Pour ce faire, un refroidissement par faisceau d'électrons sera utilisé. Cet anneau est en cours de test et devrait entrer en fonctionnement en 2003.

2.1.3 Le Tevatron

Le dernier élément d'accélération est un collisionneur de 6.28 km de circonférence, le *Tevatron*. Les faisceaux de protons et d'antiprotons y sont accélérés jusqu'à 980 GeV. Le passage de l'énergie du Run I (900 GeV par faisceau) à 980 GeV a notamment nécessité l'installation de nouveaux systèmes cryogéniques afin de pouvoir augmenter l'intensité du courant des aimants supraconducteurs opérant à 3.6 K. Pour le Run IIa, la structure des faisceaux est de 36 paquets de protons contre 36 paquets d'antiprotons répartis en 3 "superpaquets" séparés de 2.6 μs (*Cosmic Gaps*), chaque superpaquet étant lui-même composé de 12 paquets séparés de 396 ns. La figure 2.2 schématise la structure des faisceaux dans le Tevatron.

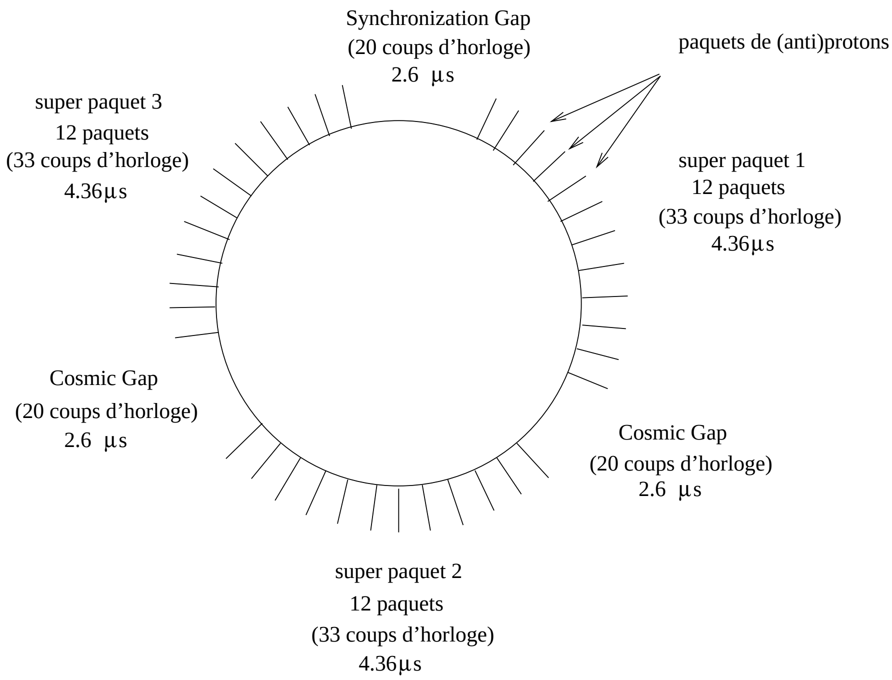


Figure 2.2 – *Structure des faisceaux dans l'anneau du Tevatron.*

Afin d'augmenter à nouveau la luminosité, un nouveau mode de fonctionnement du Te-

	Run Ib	Run IIa	Run IIb	unités
dates	1993-1996	2001-2003	2004-2007	
nombres de paquets: protons $\times$ antiprotons	6×6	36×36	140×103	
protons/paquet	$2.3\ 10^{11}$	$2.7\ 10^{11}$	$2.7\ 10^{11}$	
antiprotons/paquet	$5.5\ 10^{10}$	$3.0\ 10^{10}$	$10.0\ 10^{10}$	
nbre total d'antiprotons	$0.33\ 10^{12}$	$1.1\ 10^{12}$	$11.0\ 10^{12}$	
energie/faisceau	900	980	980	GeV
espacement entre les paquets	3500	396	132	ns
longueur des paquets (rms)	0.60	0.37	0.37	m
angle de croisement	0	0	136	μrad
luminosité instantanée typique	$0.16\ 10^{32}$	$0.86\ 10^{32}$	$5.2\ 10^{32}$	$cm^{-2}s^{-1}$
luminosité intégrée	3.2	17.3	105	$\mathrm{pb}^{-1}/semaine$
luminosité intégrée totale	0.14	2	13	fb^{-1}
nbre d'interaction/croisement	2.5	2.3	4.8	

Tableau 2.1 – *Paramètres du Tevatron pour le Run I et objectifs pour les Runs IIa et IIb. [4]*

vatron, le Run IIb, est prevu à partir de 2003-2004 avec 140 paquets de protons contre 103 paquets d'antiprotons et un espacement entre paquets de 132 ns. Cette période coïncide avec l'entrée en fonctionnement du recycleur permettant une augmentation de l'intensité du faisceau d'antiprotons.

Un résumé des caractéristiques du Run I ainsi que les prévisions pour les Run IIa et IIb est présenté dans le Tableau 2.1.

Actuellement (début 2002), le Tevatron ne fonctionne pas avec les paramètres nominaux prévus pour le Run IIa. En effet, le nombre total d'antiprotons est typiquement de 3. 10^{11} et la luminosité instantanée de l'ordre de 10^{31} $cm^{-2}s^{-1}$.

2.2 Le détecteur DØ au Run II

L'expérience DØ, qui doit son nom à la dénomination de la station de contrôle du faisceau auprès de laquelle elle est située, a été proposée en 1983 [2]. Son architecture a été optimisée pour l'étude des phénomènes à grande impulsion transverse. Le détecteur est composé de trois sous-systèmes principaux: les détecteurs de traces centraux, les calorimètres à uranium et argon liquide et le spectromètre à muons. Chaque sous-système possède une partie orientée parallélement aux faisceaux (partie centrale) et deux parties orthogonales à cet axe (parties avant/arrière).

Amélioration du détecteur par rapport au Run I

Les améliorations apportées au complexe d'accélération ont d'importantes implications sur les détecteurs [3]. En particulier, l'intervalle entre deux paquets passant de 3.5 μs à 396 ns a nécessité le remplacement de toute l'électronique de lecture par une électronique plus rapide. Tout en préservant (et même améliorant) les points forts du détecteur du

Run I, en particulier l'excellente couverture calorimètrique et la détection des muons, l'accent a été mis sur l'identification des quarks b. Pour cela, il était indispensable d'avoir un champ magnétique dans la région centrale. DØ a aussi amélioré sa capacité d'identifier les leptons, les photons énergétiques, et les particules chargées mais également ses capacités de déclenchement.

Les composantes principales de l'amélioration du détecteur DØ pour le Run II sont:

- un aimant central supraconducteur de 2 teslas installé dans la cavité interne au calorimètre;
- un détecteur de traces interne totalement nouveau à l'intérieur de cet aimant, composé d'un détecteur au silicium et d'un détecteur à fibres scintillantes;
- de nouveaux systèmes de déclenchement;
- une amélioration du système d'identification des muons.

Une vue en coupe du détecteur au Run II est présentée sur la figure 2.3. Nous reviendrons plus en détails sur ces améliorations dans les section suivantes.

Entre l'aimant solénoïdal et le calorimètre, des détecteurs de pied de gerbes ont été ajoutés afin de compenser la dégradation de la précision de mesure de l'énergie dans le calorimètre due à la présence de matière supplémentaire (aimant solénoïdal) avant celui-ci. Le détecteur au silicium permet l'identification de vertex déplacés pour identifier les quarks b. La mesure de l'impulsion des traces est effectuée grâce à ce même détecteur au silicium associé au détecteur à fibres scintillantes. Le détecteur à muons vers l'avant a été complètement remplacé par des mini-tubes à dérive capables de résister aux radiations. De nouveaux scintillateurs ont été ajoutés pour assurer le déclenchement ainsi qu'un blindage de protection le long du tube à vide. La réduction de l'intervalle entre deux paquets a nécessité la mise en place d'un système de mémoires tampons pour l'électronique de lecture. La couverture spatiale du système de déclenchement des muons a été renforcée par des couches de scintillateurs centraux et vers l'avant.

A environ 50 m de chaque coté du point de collision, DØ a installé des détecteurs de protons vers l'avant (*FPD*: *Forward Proton Detector*). En se plaçant très proches du faisceau, ils permettent de détecter les protons faiblement déviés issus des interactions diffratives.

Nous allons revenir plus en détail sur les différents sous-systèmes qui composent le détecteur DØ en partant de l'élément le plus proche du tube faisceau, le détecteur au silicium, jusqu'au sous-système le plus éloigné, le spectromètre à muons. Pour chaque sous-détecteur, nous évoquerons son système de lecture. Nous décrirons ensuite le système de déclenchement à trois niveaux.

Repère et quantités utiles

Le système de coordonnées utilisé est le repère direct où l'axe z est le long des faisceaux dans le direction des protons et où l'axe y est dirigé vers le haut. Les angles ϕ et θ désignent les angles azimuthal et polaire avec $\theta = 0$ le long de l'axe z. r désigne la distance à l'axe z dans le plan (x, y).

Au Tevatron, la position selon l'axe z où se produisent les interactions a une distribution gaussienne centrée à l'origine avec une largeur $\sigma \approx 25\ cm$. L'impulsion transverse est définie comme la projection de l'impulsion dans le plan (x, y) perpendiculaire à l'axe des faisceaux. Cette quantité est conservée au cours de l'interaction. Les particules initiales

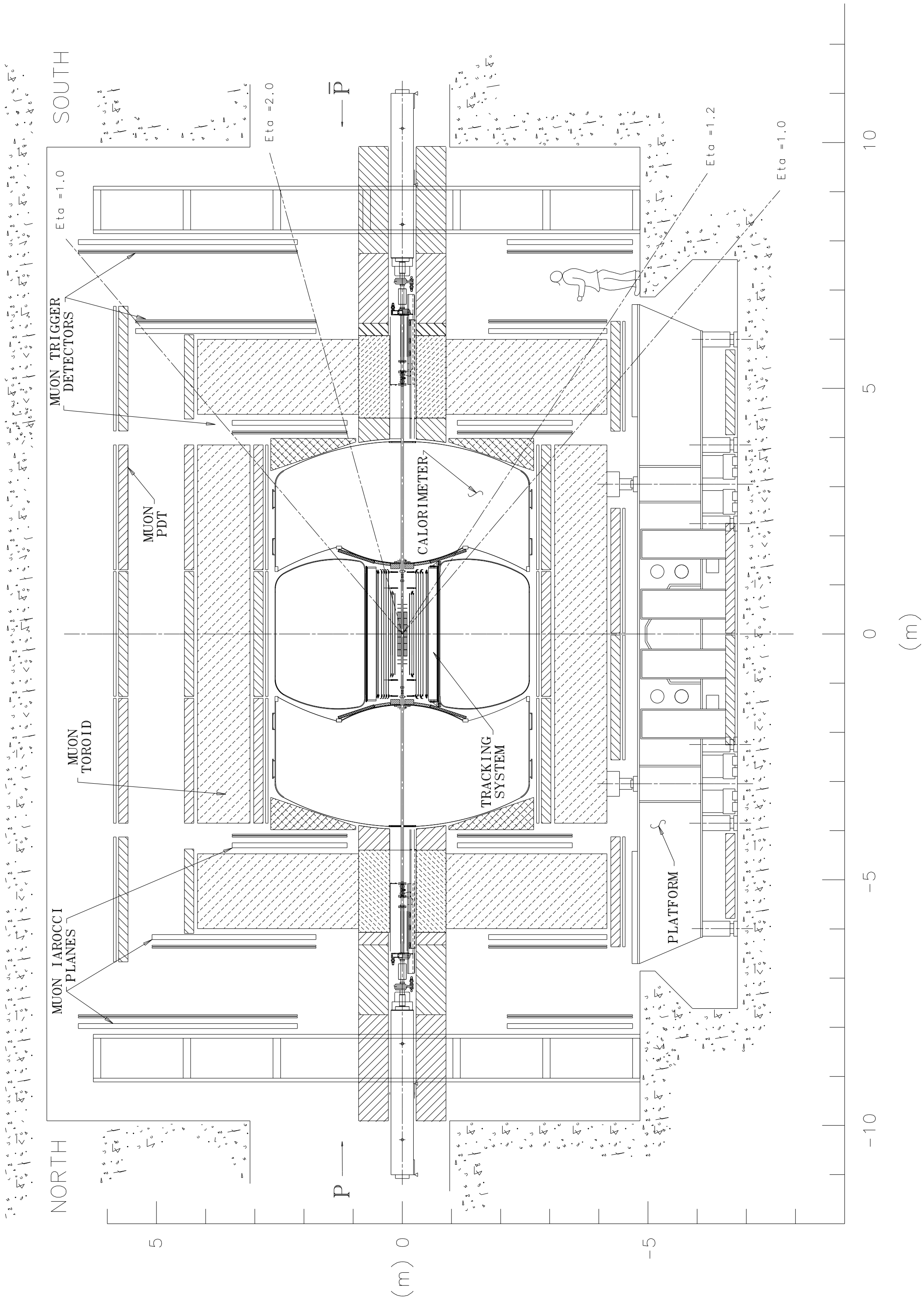


Figure 2.3 – *Coupe du détecteur DØ pour le Run II.*

ayant généralement une impulsion transverse négligeable, la somme des impulsions transverses des particules finales doit être nulle. Cette condition permet de calculer l'impulsion transverse de particules qui échappent à la détection comme les neutrinos. Enfin, notons que l'angle polaire θ n'est pas invariant sous une transformation de Lorentz le long de l'axe z. En raison du fait que les événements ne sont pas produits au repos dans le référentiel du laboratoire, on préfère utiliser la pseudorapidité η définie comme:

$$\eta = -ln\ tan(\theta/2),$$

formule qui approxime la rapidité y dans le cas de particules ultrarelativistes:

$$y = \frac{1}{2} ln \frac{E + p_z}{E - p_z}.$$

En utilisant cette variable, la section efficace différentielle des processus QCD: $\frac{1}{P_t}\frac{d\sigma}{dyd\Phi dP_t}$ est invariante sous une transformation de Lorentz le long de l'axe z. De plus, en l'absence de dynamique particulière, elle est indépendante de Φ et de y (ce qui est vérifié expérimentalement dans le domaine $-4.5 \leq y \leq 4.5$).

2.2.1 Le détecteur de traces interne

Le détecteur de traces interne est constitué d'un détecteur au silicium (*SMT*) et d'un détecteur à fibres scintillantes (*CFT*) qui baigne dans un champ magnétique solénoïdal. Il permet la reconstruction de la trajectoire des particules chargées dans le champ solénoïdal ainsi que la mesure de leur impulsion. La figure 2.4 présente une coupe longitudinale de ce détecteur de traces central.

La précision de mesure sur l'impulsion transverse attendue pour l'ensemble du système de détection de traces (*SMT* et *CFT*) est représentée figure 2.5 en fonction de la pseudorapidité de la particle, pour différentes impulsions de particules incidentes.

2.2.1.1 Le détecteur de vertex: *SMT*

Outre la mesure de l'impulsion des traces chargées, le détecteur de vertex de DØ ou *SMT* (*Silicon Microstrip Tracker*) [5, 6], est utile à la localisation du vertex primaire de l'interaction avec une précision de mesure d'environ 35 μm le long de l'axe des faisceaux. Il permet aussi la mesure de la distance de moindre approche de la trace à l'axe z avec une résolution de 15 μm dans le plan (r, ϕ). Il doit également fournir une réponse suffisamment rapide pour permettre son utilisation dans le système de déclenchement de niveau 2.

La structure du *SMT* s'explique par la nécessité de reconstruire des traces à la fois dans la partie centrale du détecteur ($|\eta| < 1.5$), sachant que la distribution en position selon z du vertex primaire s'étend sur environ 50 cm, mais aussi jusqu'à des pseudorapidités importantes (jusqu'à $|\eta| \approx 3$). Ainsi le *SMT* comprend, dans sa partie centrale, 6 sous-systèmes cylindriques appelés *barrels*. A chacun de ces *barrels* est associé un disque appelé disque F. Dans sa partie avant, le *SMT* comprend trois disques F à chaque extrémité de la partie centrale et enfin, encore plus vers l'avant, deux disques H. Une vue tridimentionnelle du *SMT* est présentée figure 2.6.

Les *barrels* mesurent 12 cm de long et sont constitués de 72 modules arrangés en 4 couches (Figure 2.7). Avec cette géométrie, une trace laisse dans les *barrels* de 4 à 8 coups

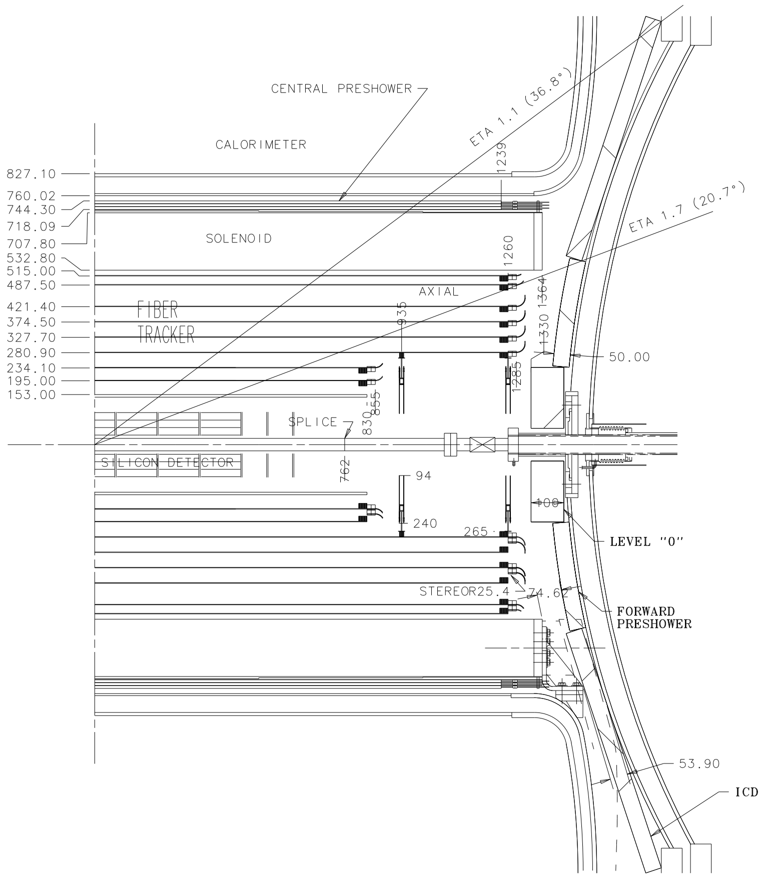


Figure 2.4 – *Vue en coupe d'une moitié du détecteur de traces interne. Les cotes indiquées sont en mm.*

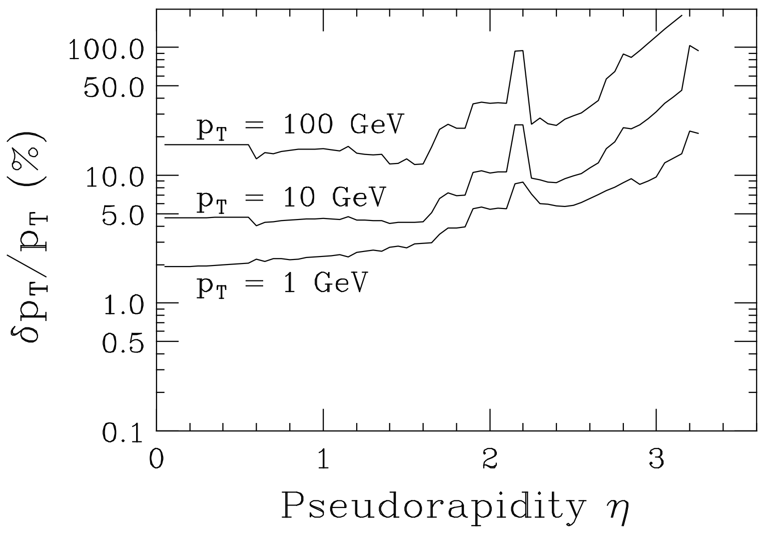


Figure 2.5 – *Résolution en impulsion transverse en fonction de η.*

suivant sa position en ϕ. Les modules sont les composants élémentaires des *barrels*. Il s'agit de capteurs constitués de micro-pistes de silicium de pas égal à 50 μm, 60 μm ou à

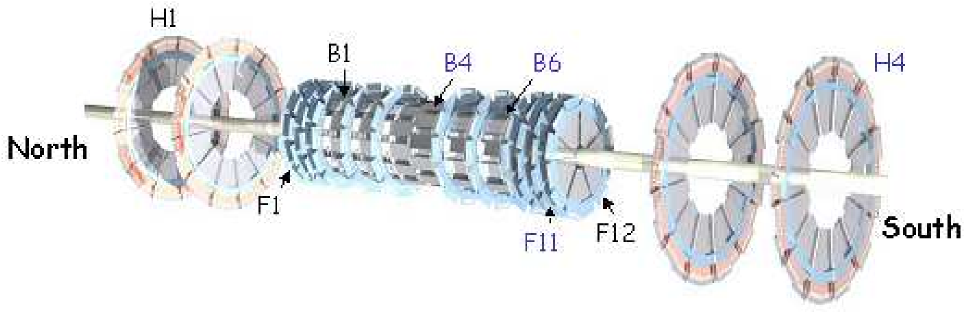


Figure 2.6 – *Vue tridimentionnelle du SMT montrant les 6 modules barrels et leur disque F associé (partie centrale) et les disques F et H vers l'avant.*

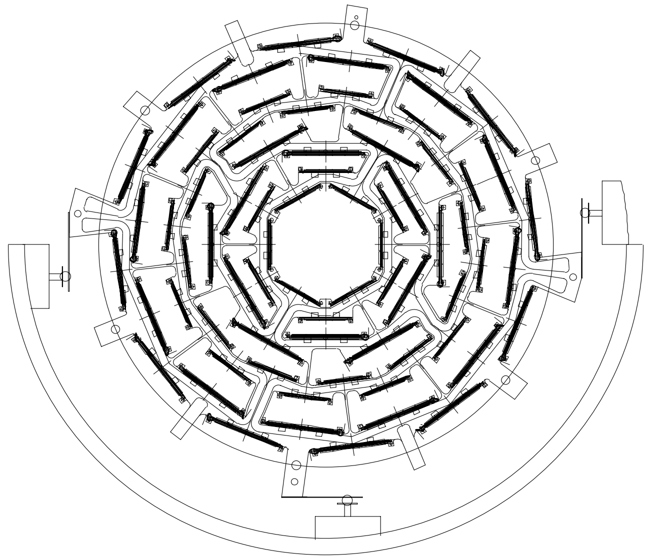


Figure 2.7 – *Vue en coupe de la géométrie d'un barrel du SMT.*

150 μm, simple ou double face avec les pistes d'une face parallèle à l'axe du faisceau et les autres faisant un angle de 2° ou 90° avec cet axe. Les caractéristiques de ces modules suivant les couches sont résumés dans le tableau 2.2. Tous ces modules sont montés sur des supports de béryllium alignés à 20 μm près.

La lecture des 792576 canaux que comporte le *SMT* est assurée par une électronique intégrée: le circuit *SVXII*. Ce circuit, développé par Fermilab à la fois pour DØ et CDF, possède 128 canaux avec chacun une mémoire tampon analogique de 32 cases. Ce système comprend également un convertisseur analogue-digital. Les *SVXII* sont fixés au capteur en même temps que des circuits flexibles de Kapton (*HDI*: *High Density Interconnect*) qui assurent le transfert des signaux ainsi que l'alimentation des circuits.

Pour limiter le vieillissement du aux radiations, le détecteur est refroidi à l'aide d'un mélange eau-glycol jusqu'à environ -5^oC. Des tests d'irradiation ont montrés que les

Couche	simple ou double face	angle stereo	pas des pistes (μm)
barrels 1 et 3 externes	simple	0	50
1 et 3 internes	double	90^0	50/150
2 et 4	double	$\pm 2^0$	50/60
disques F	double	$\pm 15^0$	50/60
H	simple	$\pm 7.5^0$	50/50

Tableau 2.2 – *Caractéristiques des modules constituant les barrels ou les disques du SMT.*

modules pouvaient fonctionner jusqu'à des doses d'irradiation allant jusqu'à 1 Mrad. Les prévisions de dose reçue par la couche la plus interne du *SMT* sont de $0.5 Mrad/\mathrm{fb}^{-1}$. Au delà de 1 $Mrad$, et en particulier pour le Run IIb, le détecteur au silicium devra être remplacé.

2.2.1.2 Le détecteur à fibres scintillantes: *CFT*

Le deuxième constituant du système de détection de trace est un détecteur à fibres scintillantes appelé *CFT* pour *Central Fiber Tracker* [7]. Il a pour but de mesurer l'impulsion des particules chargées qui le traversent. Il doit également fournir une réponse rapide car il est utilisé dans le système de déclenchement de niveau 1.

Le *CFT* se situe entre 15 et 50 cm de l'axe des faisceaux et est composé de 8 cylindres concentriques. Les deux cylindres les plus internes ont une longueur de 1.66 m et les six autres une longueur de 2.52 m (Figure 2.4). Chaque cylindre possède deux doublets de fibres avec un doublet orienté selon l'axe z et l'autre faisant un angle de $+2^o$ ou de -2^o avec cet axe. La reconstruction de la trajectoire d'une particule dans le *CFT* se fait par la recherche de 8 coups dans le détecteur, un coup par doublet. Le *CFT* permet une mesure à 100 μm près de la position dans le plan (r, ϕ) grâce aux fibres axiales mais également une mesure de la position selon l'axe z grâce aux fibres stéréos. Chaque fibre est ensuite couplée à une fibre guide d'onde qui conduit la lumière issue de la scintillation vers le système de lecture. Ce système est un convertisseur lumière-courant appelé *VLPC* (*Visible Light Photon Counter*). Les *VLPC* sont des photodétecteurs solides en silicium opérant à température cryogénique. Ils sont plongés dans un cryostat d'hélium liquide qui les maintient à une température inférieure à 10 K.

Revenons un peu plus en détail sur le principe de fonctionnement du *CFT*. Les fibres scintillantes ont un diamètre de 830 μm. Une particule chargée issue d'une collision $p\bar{p}$ qui traverse le coeur d'une fibre va déposer de l'énergie par ionisation proportionnellement à l'épaisseur de fibre traversée. Une partie de cette énergie va être convertie en lumière par scintillation et voyagera jusqu'aux extrémités de la fibre. Une des extrémités est connectée au guide d'onde qui transporte la lumière sur environ 10 m jusqu'aux *VLPC*. A l'autre extrémité, un film d'aluminium a été déposé afin de réfléchir la lumière. Les éléments d'un canal de détection sont présentés figure 2.8.

La production de lumière issue de la scintillation dans le coeur de la fibre est un processus à plusieurs étapes. Le polystyrène (99% de la fibre en poids) absorbe l'énergie par

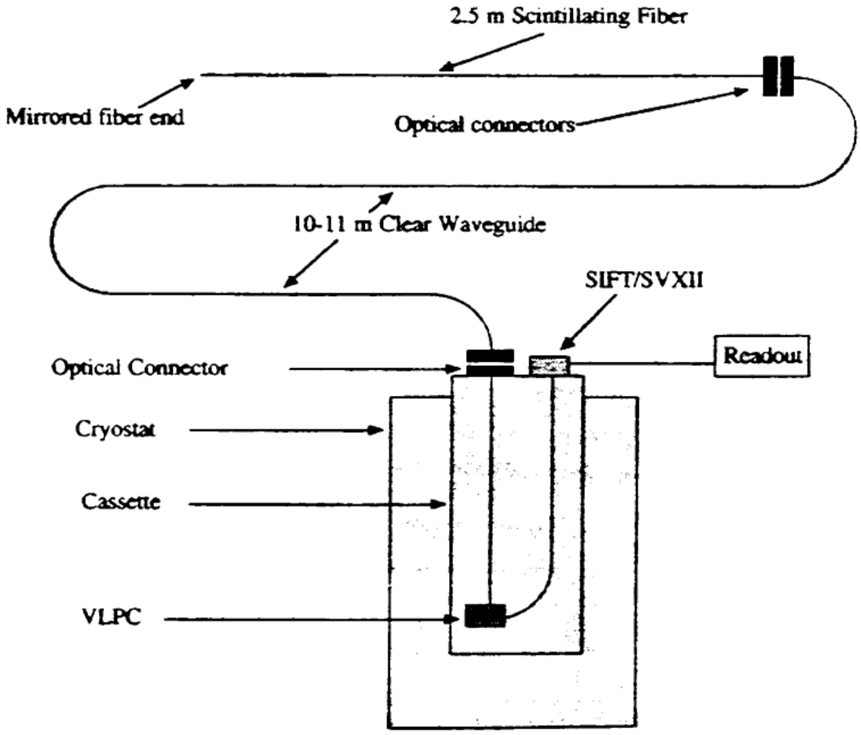


Figure 2.8 – *Éléments d'un canal de détection du CFT.*

ionisation. Un dépot d'énergie d'environ 4.8 eV est nécessaire pour exciter une molécule. Cependant le temps de relaxation du polystyrène est lent et il est un pauvre émetteur de lumière. La présence d'environ 1% d'un fluorescent organique dont la structure de niveaux d'énergie correspond à celle du polystyrène permet de transférer l'excitation au fluorescent. Celui-ci a un temps de désexcitation rapide (quelques nanosecondes avec une émission aux alentours d'une longueur d'onde $\lambda \approx 340$ nm). Cependant le libre parcours moyen de la lumière à cette longueur d'onde est limité. Pour obtenir un signal lumineux voyageant sur plusieurs mètres, il est nécessaire d'incorporer, en faible concentration, un composant qui absorbe les radiations à 340 nm provenant du fluorescent et les réémet à une plus grande longueur d'onde ($\lambda \approx 530$ nm). A cette longueur d'onde, la valeur typique de la longueur d'atténuation pour les fibres scintillantes est de 5 m.

Les fibres guide d'onde ont la même structure que les fibres scintillantes décrite ci-dessus, mais elles ne contiennent pas de fluorescent. Dans ces guides, la longueur d'atténuation est d'environ 8 m. Le désavantage d'un signal à cette longueur d'onde est que les photomultiplicateurs classiques sont peu adaptés. C'est pourquoi des photo-senseurs solides ont été préférés.

Pour une particule en incidence normale, la réponse moyenne des fibres scintillantes est de 10^3 photons. Après application des facteurs de collection, de réflection, de transfert et d'atténuation et en supposant une efficacité quantique de 70% pour les *VLPC*, le nombre de photoélectrons effectivement produits à la sortie des *VLPC* est d'environ 10, chiffre qui est en accord avec les tests effectués avec des rayons cosmiques. Le seuil typique de détection est d'environ 1 photoélectron ce qui conduit à une efficacité par fibre de l'ordre de 98%. Cependant le nombre de photoélectrons produits décroît avec l'exposition aux radiations. Pour la luminosité du Run II, des études ont montré que le facteur d'atténuation était de 30% pour la couche la plus interne.

L'électronique de lecture du *CFT* comprend trois circuits principaux. Les cartes d'électronique frontal reçoivent les signaux analogiques des *VLPC*. Ces cartes comportent une mémoire tampon de 32 cases et sont séparées en cartes stéréos (pour les fibres stéréos) et en cartes de déclenchement (pour les fibres axiales qui seules participent au déclenchement). Si l'événement passe le niveau 1 de déclenchement, le signal est numérisé à l'aide de circuits *SVXII*. Les signaux numérisés sont ensuite envoyés aux deux autres circuits et entrent dans le système d'acquisition de données de DØ.

Le *CFT* n'est pas complètement équipé de son électronique de lecture lors de la rédaction de ce travail (hiver 2002). De ce fait, nous n'avons pas pu l'utiliser dans les études présentées ici.

2.2.1.3 L'aimant solénoïdal

L'établissement d'un champ magnétique central est un point essentiel dans l'amélioration du détecteur pour le Run II. Le solénoïde [8] est constitué de deux couches supraconductrices d'alliage d'aluminium, cuivre, nobium et titane afin d'établir un champ de 2 teslas parallèle à l'axe z. Il est situé à un rayon moyen de 60 cm et fait 2.7 m de long. A l'intérieur du volume du déctecteur de trace interne, le champ est uniforme à 0.5% près. Il faut noter qu'il n'existe pas de matériau magnétique permettant le retour de champ. Celui-ci s'effectue à travers le calorimètre et, dans une moindre mesure, à travers le toroïde. L'énergie stockée dans l'aimant est de 5MJ et sa température de fonctionnement est d'environ 10 K.

2.2.2 Calorimétrie

2.2.2.1 Les détecteurs de pieds de gerbe: *CPS* et *FPS*

Les détecteurs de pieds de gerbe, associés aux informations du calorimètre, ont pour but d'aider à l'identification des électrons, à la séparation entre le signal provenant de photons et celui provenant de pions neutres aussi bien au niveau du système de déclenchement qu'au niveau de la reconstruction [9]. Ils permettent en particulier de corriger les mesures d'énergie électromagnétique du calorimètre de la perte d'énergie due au solénoïde et de mesurer la position des particules incidentes. Ils se décomposent en un détecteur central: *CPS* (*Central PreShower detector*) placé entre le solénoïde et le calorimètre central dans la région $|\eta| < 1.3$ et deux détecteurs avant/arrière: *FPS* (*Forward PreShower detector*) fixés aux parois internes des calorimètres avant dans la région $1.4 < |\eta| < 2.5$.

Le *CPS* et le *FPS* sont constitués de couches axiales et stéréos de sandwich plomb-scintillateur. Les bandes scintillantes ont une section triangulaire. Le système de lecture utilisé est le même que pour le *CFT*, à savoir *VLPC* et circuits *SVXII* et conduit à une moyenne de 4 photoélectrons par millimètre de scintillateur traversé pour une particule au minimum d'ionisation. Une résolution en position de 580 μm peut être atteint avec ce type de détecteur.

L'électronique de lecture de ces détecteurs est en cours d'installation.

2.2.2.2 Le calorimètre

Le calorimètre uranium-argon liquide lui-même n'a pas été modifié par rapport au Run I [2] mais toute son électronique de lecture et d'acquisition a été remplacée.

Structure du calorimètre

Le calorimètre est composé de trois modules: le calorimètre central dans la région $|\eta| < 1.0$ et les calorimètres avant/arrière dans les régions $0.7 < |\eta| < 4.5$ (Figure 2.3). Chacun des ces éléments est séparés en section électromagnétique, section hadronique "fine" (*fine hadronic*) et section hadronique "épaisse" (*coarse hadronic*).

Chacune de ces couches est divisée en cellules de taille $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ sauf pour la troisième couche électromagnétique qui a une segmentation plus fine: $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.05 \times 0.05$ et pour les régions très à l'avant ($|\eta| > 3.2$) où les cellules ont pour taille: $\Delta\phi \approx 0.2$ et $\Delta\eta \geq 0.2$. Le calorimètre a une géométrie projective (Figure 2.9).

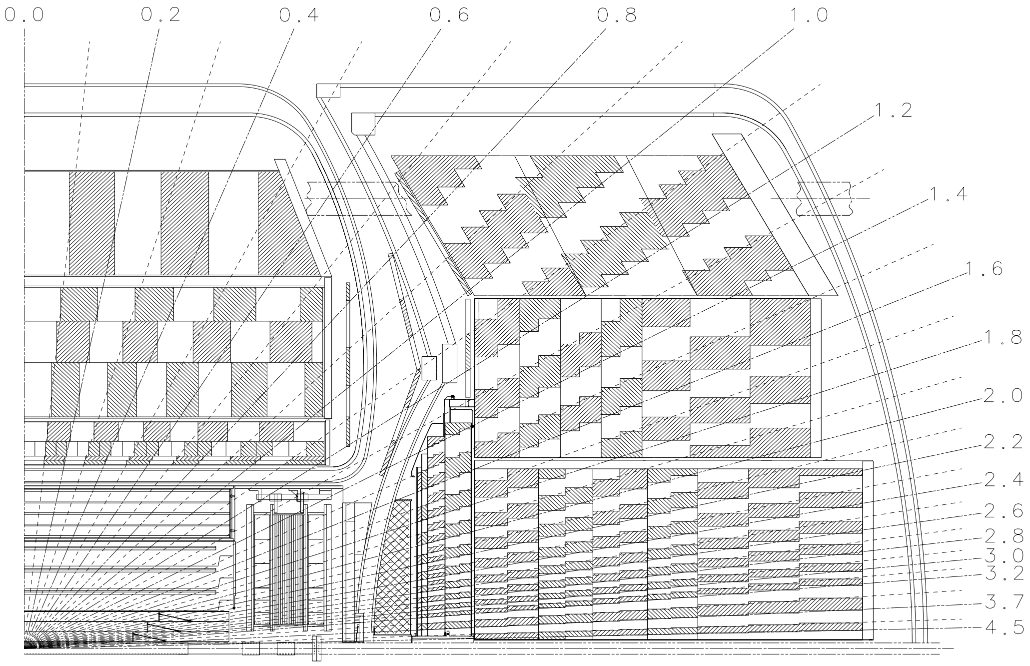


Figure 2.9 – *Géométrie projective du calorimètre.*

Le calorimètre de DØ est un calorimètre à échantillonnage, c'est à dire qu'il est constitué de couches successives d'absorbeur et de milieu actif. On ne mesure ainsi que l'énergie des particules déposée dans le milieu actif. Le choix de l'argon liquide comme milieu actif présente l'avantage, par rapport à un matériau scintillant, d'obtenir un milieu relativement simple à calibrer, une bonne stabilité temporelle et une bonne résistance aux radiations. Cependant l'utilisation de l'argon liquide nécessite l'emploi de systèmes cryogéniques. L'uranium appauvri a été choisi comme milieu absorbant. Sa densité permet de réaliser un calorimètre compact pour lequel la réponse aux électrons, notée e, est pratiquement égale à la réponse aux hadrons, notée h (compensation). Le calorimètre de DØ a un rapport $e/h \approx 1.03$ pour des énergies supérieures à 5 GeV. La réponse à une gerbe hadronique d'un calorimètre compensé ne dépend pas de la fraction de particules électromagnétiques contenue dans la gerbe, ce qui permet une bonne résolution sur l'énergie des jets.

Les cellules du calorimètre sont composées de plaques d'absorbant reliées à la masse et placées à 2.3 mm de cartes de lecture. La surface résistive de ces cartes est reliée à une haute tension (typiquement de 2.0 à 2.5 kV).

Calorimètre électromagnétique

La quantité de matière contenue dans les différents modules est caractérisée du point de vue des interactions électromagnétiques par un nombre de longueur de radiation (notée X_0). Aux énergies de production du Tevatron, les électrons perdent leur énergie dans les matériaux qu'ils traversent principalement par bremsstrahlung alors que les photons se convertissent en paires e^+e^-. La longueur de radiation est définie comme étant la distance moyenne au bout de laquelle un électron a perdu $1 - 1/e$ ($\approx 63\%$) de son énergie par bremsstrahlung.

Le calorimètre électromagnétique permet la mesure de l'énergie des électrons et des photons. La profondeur de la gerbe est caractérisée par le nombre de longueur de radiation du milieu où elle se développe (pour l'uranium, $X_0 \approx 0.32\ cm$). La partie électromagnétique du calorimètre de DØ représentent au total 21 longueurs de radiation. Elle se décompose en 4 couches dont la troisième, correspondant à la région de déposition d'énergie maximale, est plus finement segmentée. Les cellules de cette partie sont composées de plaques d'uranium de 3 mm d'épaisseur.

Calorimètre hadronique

La longueur d'interaction, notée λ_I, caractérise le développement longitudinal d'une gerbe hadronique. Cette longueur correspond au libre parcours moyen d'une particule dans un milieu avant qu'elle interagisse de manière inélastique.

La partie hadronique fine est composé de 3 couches représentant 3.2 λ_I et la partie hadronique épaisse représente environ 3.2 λ_I (pour l'uranium, $\lambda_I \approx 10.5\ cm$). La figure 2.10 montre le nombre de longueurs d'interaction vu par une particule en fonction de son angle d'incidence ainsi bien pour le calorimètre que pour l'aimant toroïdal (cf. section 2.2.3.1). La contribution du *CFT* ($\sim 0.05\ X_0$) et de l'aimant solénoidal ($\sim 0.9\ \lambda_I$) n'est pas représentée.

Les modules hadroniques fins utilisent des plaques d'uranium de 6 mm d'épaisseur tandis que les modules hadroniques épais utilisent des couches de cuivre de 46.5 mm d'épaisseur.

La diminution de l'intervalle entre deux paquets dans les faisceaux du Tevatron a nécessité le remplacement de toute l'électronique d'acquisition du calorimètre par une électronique plus rapide et capable de stocker des signaux analogiques (dans des *SCA*: *Switched Capacitor Array*) en attendant la décision du système de déclenchement. Le signal provenant des cartes de lecture est ainsi envoyé dans un préamplificateur bas bruit

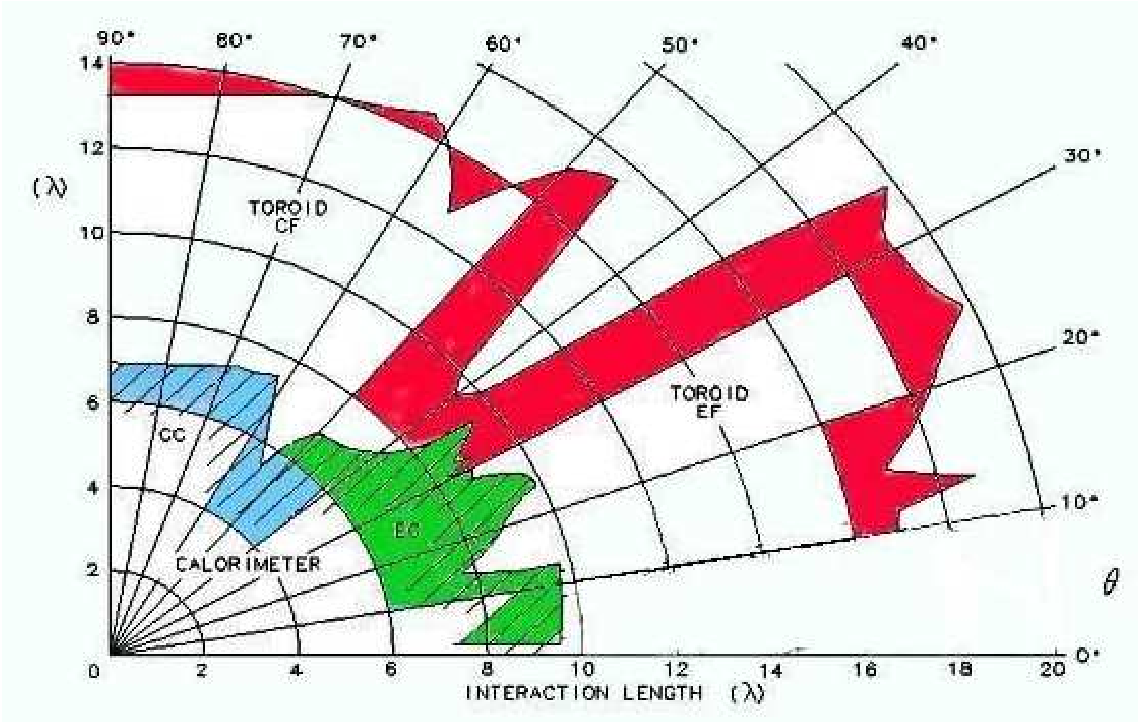


Figure 2.10 – *Somme des longueurs d'interaction vue par une particule traversant le calorimètre et le toroïde en fonction de son angle d'incidence polaire.*

puis mis en forme en 430 ns. Si l'événement passe ce niveau 1, le signal est numérisé et on lui soustrait le bruit de ligne de base grâce à des *BLS* (*BaseLine Substractor*). Il est ensuite stocké à nouveau dans un *SCA* en attente de la décision du système de déclenchement de niveau 2.

Les détecteurs inter-cryostats

Le fait que les trois modules du calorimètre (central, avant nord et avant sud) soient placés dans des cryostats différents implique qu'une partie du volume de détection reste non instrumentée dans la région $0.8 < |\eta| < 1.4$. Un appareillage spécifique a été installé afin de mesurer approximativement l'énergie des particules dans cette région. Le premier détecteur spécifique utilisé est constitué de cartes de lectures plongées dans de l'argon liquide qui utilisent les parois du cryostat du calorimètre comme absorbeur. Il est appelé *Massless Gap*. Le second détecteur, le détecteur intercryostat ou *ICD* (*InterCryostat Dectector*) est composé de scintillateurs fixés sur les parois du calorimètre dont les cellules ont une taille $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$.

Résolution du calorimètre

Certains modules ont été testés dans des faisceaux de pions et d'électrons d'énergie entre 10 GeV et 150 GeV pour le Run I. La réponse des modules en fonction de l'énergie du faisceau est linéaire à mieux que 0.5% avec une résolution en énergie qui peut s'écrire sous la forme:

$$\left(\frac{\sigma_E}{E}\right)^2 = C^2 + \frac{S^2}{E} + \frac{N^2}{E^2} \tag{2.1}$$

où:

- le terme constant C regroupe les erreurs de calibration dues notamment aux incertitudes sur les gains des canaux ou aux variations d'épaisseur d'uranium et d'argon.
- S représente le terme du aux fluctuations stochastiques des gerbes électromagnétiques ou hadroniques.
- N est le terme de bruit issu de l'électronique et de l'activité radioactive de l'uranium.

Ces termes ont pour valeur dans le cas du calorimètre central:

- pour les électrons: $C \approx 0.014$, $S \approx 0.135\ \sqrt{\mathrm{GeV}}$, $N \approx 0.14$ GeV
- pour les pions: $C \approx 0.032$, $S \approx 0.41\ \sqrt{\mathrm{GeV}}$, $N \approx 1.3$ GeV

2.2.3 Le spectromètre à muons

La partie la plus externe du détecteur DØ est occupée par le spectromètre à muons. Seuls les muons (à quelques exceptions près) peuvent traverser le calorimètre pourvu que leur énergie soit supérieure à 2.5 GeV environ.

Le spectromètre à muons se décompose en 3 parties principales. Dans la partie centrale (pour $|\eta| < 1.0$), les chambres à dérive, existant déjà au Run I, composées de tubes à dérive appelées *PDT* (*Proportional Drift Tubes*) constituent le système *WAMUS* (*Wide Angle Muon Spectrometer*) [10]. Les scintillateurs externes appelés compteurs cosmiques (*Cosmic Caps*) installés à la fin du Run I et le nouveau système de scintillateurs internes appelé compteurs $A\phi$ complètent le système à muons central [10]. Dans les parties avant (pour $1.0 < |\eta| < 2.0$), un tout nouveau système a été installé formé de chambres à dérive utilisant des *MDT* (*Mini Drift Tubes*). Ce système constitue le *FAMUS* (*Forward Angle Muon Spectrometer*) [11]. Des scintillateurs appelés pixels recouvrent les *MDT*. Le troisième élément constituant le spectromètre est l'aimant toroidal (non supraconducteur) existant au Run I qui permet la détermination de l'impulsion des muons indépendamment du détecteur de traces interne. Ces trois éléments seront détaillés ci-dessous. L'ensemble des chambres à dérives et des scintillateurs constituant le spectromètre est représenté Figures 2.11 et 2.12.

2.2.3.1 L'aimant toroïdal

L'aimant toroïdal se compose de 3 parties: un anneau central à section rectangulaire de 109 cm d'épaisseur dont la surface interne est placée à 317.5 cm du faisceau et de deux toroïdes avant localisés à $447 < |z| < 600\ cm$ avec un trou carré de 183 cm autour du faisceau (Figures 2.3 et 2.13). La partie centrale couvre la région $|\eta| < 1.0$. Le toroïde est constitué de fer magnétisé. Le champ magnétique à l'intérieur de ce fer est créé par des enroulements de conducteurs. A $\eta = 0$, le toroïde représente environ 62 longueurs de radiation (cf. figure 2.10 pour le nombre de longueurs d'interaction). Les toroïdes sont alimentés par un courant de 1500A et créent un champ de 1.8 tesla dans la direction des fils des chambres à dérive, c'est à dire suivant l'axe x pour les octants horizontaux ou suivant l'axe y pour les octants verticaux. Ce champ reste confiné dans le fer (cf. carte de champ, Figure 4.24).

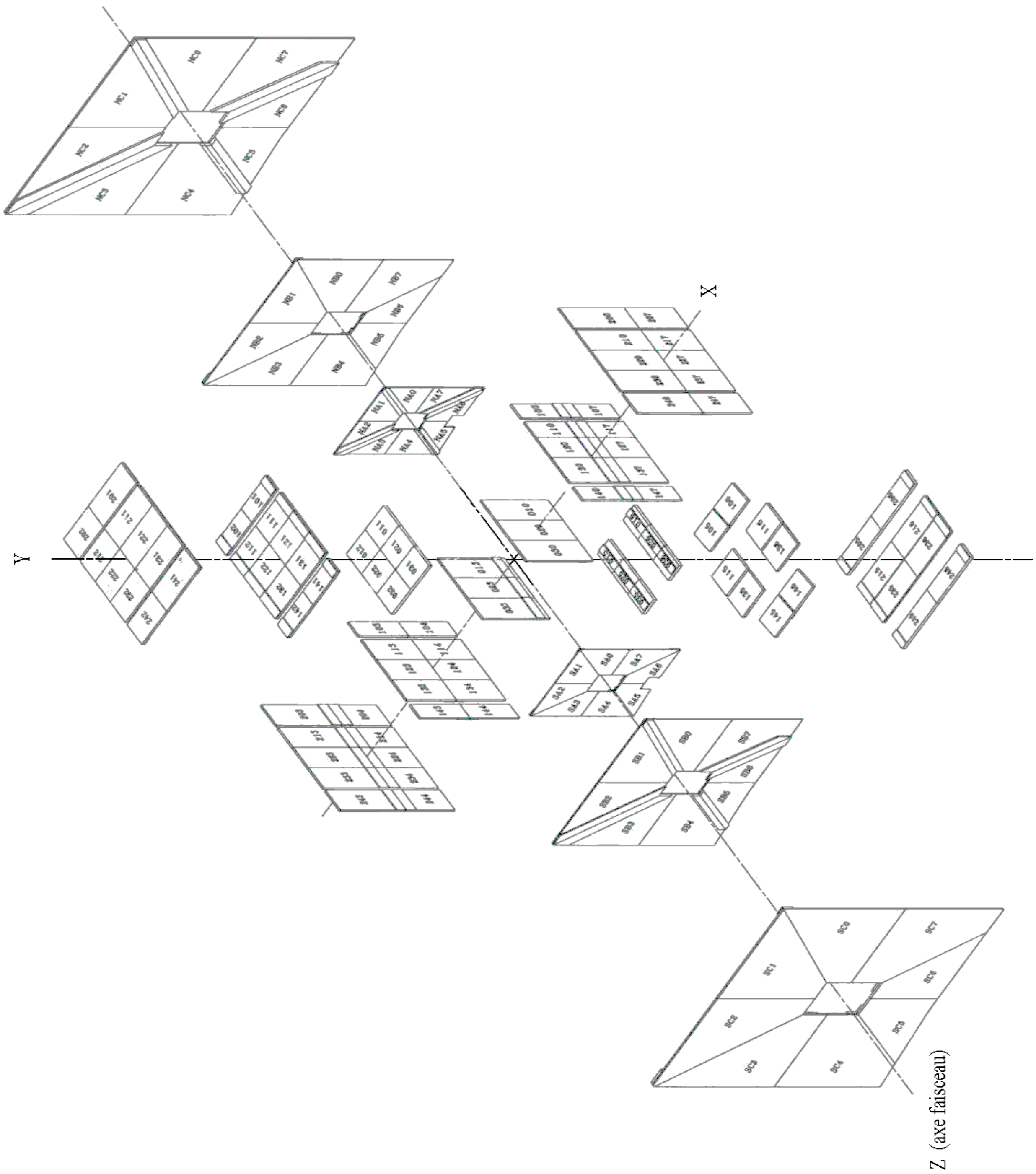


Figure 2.11 – *Système de chambres à fil du spectromètre à muons.*

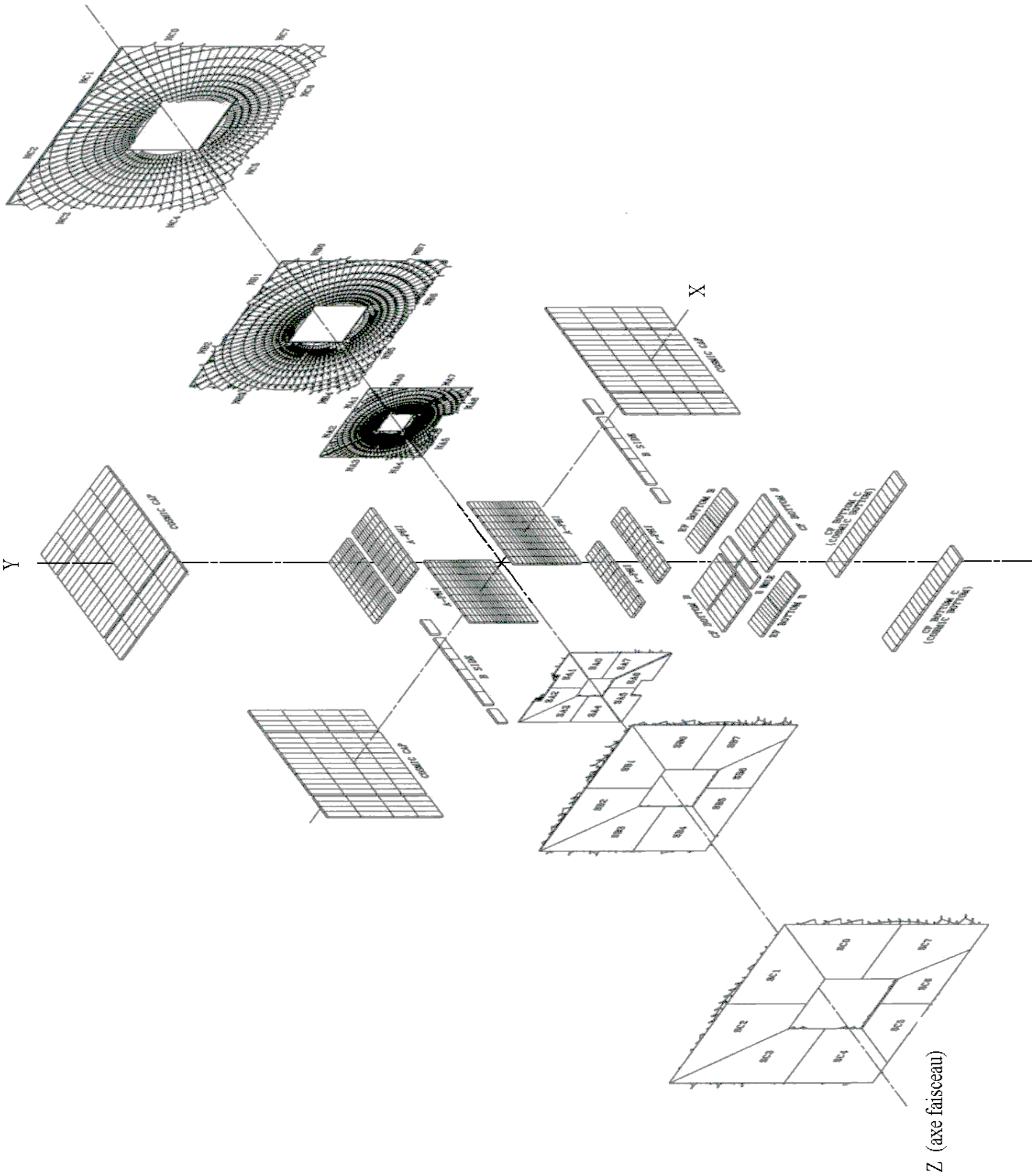


Figure 2.12 – *Système de scintillateurs du spectromètre à muons.*

La diffusion multiple dans le toroïde limite la précision de mesure sur l'impulsion que l'on peut obtenir avec le spectromètre à environ 18% (cf. chapitre 4). Du fait de la forte contribution de la diffusion multiple à la résolution, il n'est pas nécessaire d'avoir des chambres à dérives ayant une précision supérieure à 500 μm.

2.2.3.2 Les *PDT*

L'élément principal du système à muon dans la partie centrale est constitué de chambres à dérive *PDT*. Ce système déjà présent au Run I est formé de trois couches de chambres, une avant le toroïde (couche A) et deux après l'aimant (couches B et C). Dans le plan (x, y), ce système est pratiquement de forme carrée et se divise en 8 octants (Figure 2.11). Environ 80% de la région centrale est couvertes par 2 couches de *PDT*. Les 94 chambres à dérive ont une longueur typique de 2 m et une largeur de 1 m pour une épaisseur de 20 cm et sont formées de tubes profilés d'aluminium extrudé. Ces tubes ont une section rectangulaire de 10×5 cm^2. Un fil anodique se trouve au centre des cellules alors que des cathodes appelées *pads* sont placées en haut et en bas de chaque cellule. Les fils ont un diamètre de 50 μm. Ils sont fabriqués en tunsgstène et recouvert d'un film d'or. La couche A comporte 4 plans de fils (sauf pour les chambres sous le détecteur à $y < 0$) tandis que les couches B et C en possèdent 3. La figure 2.13 représente une coupe des chambres de chaque couche ainsi que les détails d'une cellule.

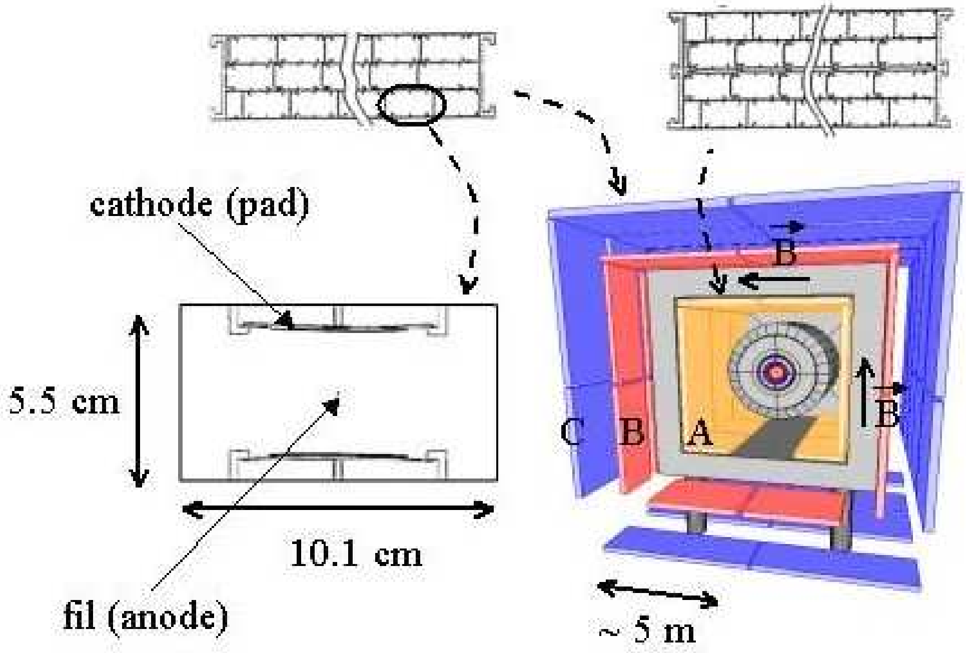


Figure 2.13 – *Vue des chambres à dérive du WAMUS. Un coupe des chambres A et B ou C est représentée en haut de la figure. A gauche, le schéma d'une cellule de PDT est présenté.*

Les chambres à dérive fonctionnenent avec un mélange gazeux de 80% d'argon, de 10% de méthane et de 10% de CF_4. Une particule qui traverse une cellule ionise le gaz le long de sa trajectoire. Les électrons produits dérivent alors jusqu'au fil en suivant les lignes de champ et créent le signal après amplification par un phénomène d'avalanche. L'intervalle de temps entre l'arrivée de la particule et le signal sur le fil définit le temps de dérive. Le mélange gazeux du Run I a été remplacé pour permettre une dérive plus rapide. Avec une tension de 2.5 kV sur les cathodes et de 5.0 kV sur les fils (les tubes étant reliés à la masse), la vitesse de dérive est de l'ordre de 10 $cm/\mu s$. Le temps de dérive maximal est donc de l'ordre de 500 ns. Le temps de dérive est transformé en distance et on peut ainsi remonter à la position de la particule incidente dans le plan perpendiculaire aux fils (cf chapitre 4). Cette transformation passe par l'établissement de la relation temps-distance de dérive. Cette relation dépend en particulier de l'angle d'incidence de la particule. En effet, la forme rectangulaire des cellules impose une forme ovoïdale aux lignes équipotentielles. La figure 2.14 montre une modélisation des lignes équipotentielles pour une cellule de PDT [12]. Une simulation détaillée du comportement des électrons d'ionisation dans une cellule

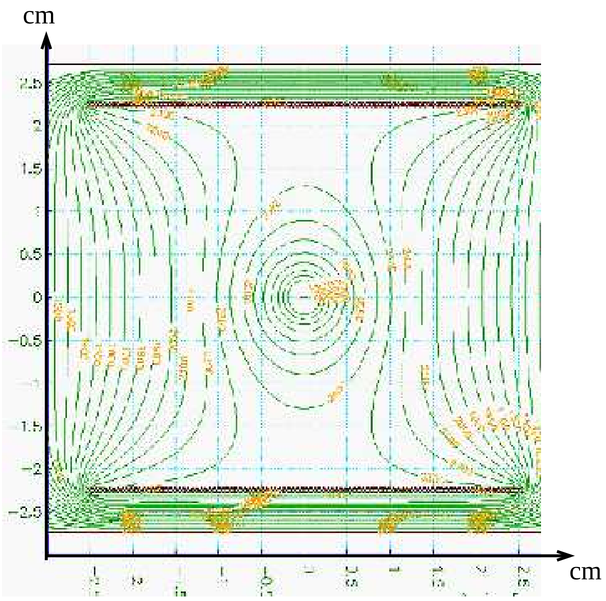


Figure 2.14 – *Modélisation des lignes équipotentielles pour une cellule de PDT. [12]*

a été effectuée pour déterminer l'expression de la relation temps-distance [12]. La figure 2.15 représente la valeur du temps de dérive en fonction de la position de la trace pour différents angles d'incidence du muon.

Deux fils voisins dans le même plan de fils étant connectés entre eux, outre le temps de dérive, on mesure également la différence de temps entre l'arrivée du signal à l'extrémité du fil touché et son arrivée à l'extrémité du fil voisin. Cette information est utilisée pour déterminer la position de la particule le long du fil (cf. chapitre 4) et donne une résolution qui varie de 10 cm à 50 cm en fonction de la position du muon incident le long du fil. Il est également possible d'enregistrer la charge déposée sur les cathodes. Celles-ci ont une forme de losange et sont décomposés en vernier interne et vernier externe. Par une division de charge entre les deux verniers, on peut aussi donner une information de positionnement le long du fil (Figure 2.16). En combinant le signal provenant des cathodes avec la mesure de différence de temps, on peut obtenir une précision d'environ 5 mm le long du fil.

Seule la couche A possède des cathodes complètement instrumentés. Cependant les signaux provenant de ces cathodes ne sont pas lus pour le moment. La résolution en

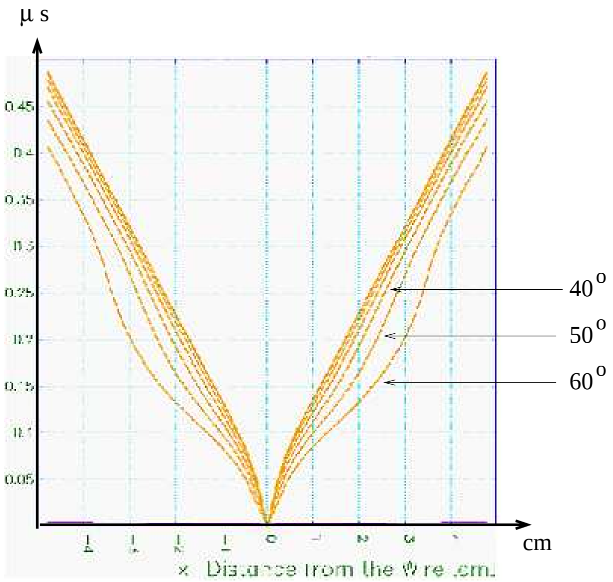


Figure 2.15 – *Temps de dérive (en μs) en fonction de la distance X au fil (en cm) mesurée dans le plan médian de la cellule pour des angles d'incidence de 0, 10, 20, 40, 50 et 60 degrés par rapport à la normale aux cathodes [12].*

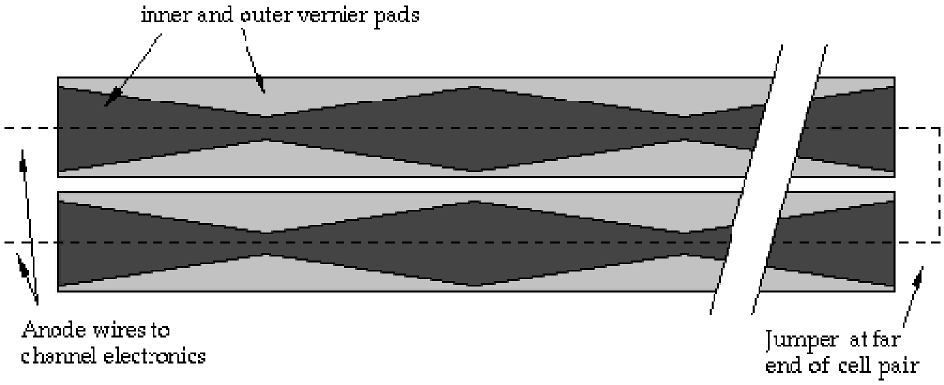


Figure 2.16 – *Schéma de deux cathodes de cellule PDT.*

position le long du fil est donc médiocre à l'heure actuelle.

2.2.3.3 Les scintillateurs de la partie centrale

Les compteurs Aϕ sont des scintillateurs qui sont installés entre le calorimètre et la couche A de chambres à dérive. (Figure 2.12). Ils fournissent un signal rapide qui est utilisé pour le déclenchement et permettent d'associer un muon traversant les *PDT* avec le bon croisement de faisceau (le temps de dérive dans les *PDT* est supérieur à l'intervalle de temps entre deux croisements). Ils sont également utilisés pour identifier les muons provenant de rayons cosmiques. Leur segmentation en ϕ est d'environ 4.5^o ce qui correspond aux secteurs de déclenchement du *CFT* (cf. section 2.2.1.2). Les compteurs $A\phi$ se chevauchent d'environ 3% pour éviter que les muons puissent passer entre deux scintillateurs.

Le nombre moyen de photoélectrons par scintillateur est de 50 à 60 photoélectrons.

Les compteurs cosmiques (*Cosmic Caps*) et les compteurs inférieurs sont des scintillateurs qui couvrent les quatre faces latérales des chambres à fils, installés à l'extérieur de la couche C (Figure 2.12). Ils jouent le même rôle que les compteurs Aϕ de la couche A mais ils sont moins finement segmentés. Les compteurs cosmiques sont au nombre de 240. Les 132 compteurs inférieurs, qui n'existaient pas au Run I, sont localisés au niveau des chambres *PDT* de la couche B à $y < 0$ sous le détecteur (Figure 2.12).

2.2.3.4 Les *MDT*

Des études ayant montré que les *PDT* vers l'avant présents au Run I ne survivraient pas à la luminosité du Run II, les chambres à dérive *MDT* constituent le nouveau système de détection de traces de la partie avant du spectromètre à muons. Les *MDT* sont arrangés en 3 couches (A avant le toroïde, B et C après) chacune divisée en 8 octants et s'étendent jusqu'à $|\eta| \approx 2$. Les couches B et C sont plus courtes dans leur partie $y < 0$ que dans leur partie $y > 0$ car leur taille est restreinte par le plancher du hall de collision (Figure 2.11). Chaque couche contient environ 2000 tubes. Les tubes de longueur maximale se trouvent dans la couche C avec des tubes de 583 cm.

La couche A est constituée de 4 plans de fil et les couches B et C de 3 plans. Les cellules carrées contenant un fil de 50 μm de diamètre au centre ont une taille de 1×1 cm^2. La figure 2.17 représente une coupe des 3 couches de *MDT*. Le gaz utilisé dans les *MDT* est

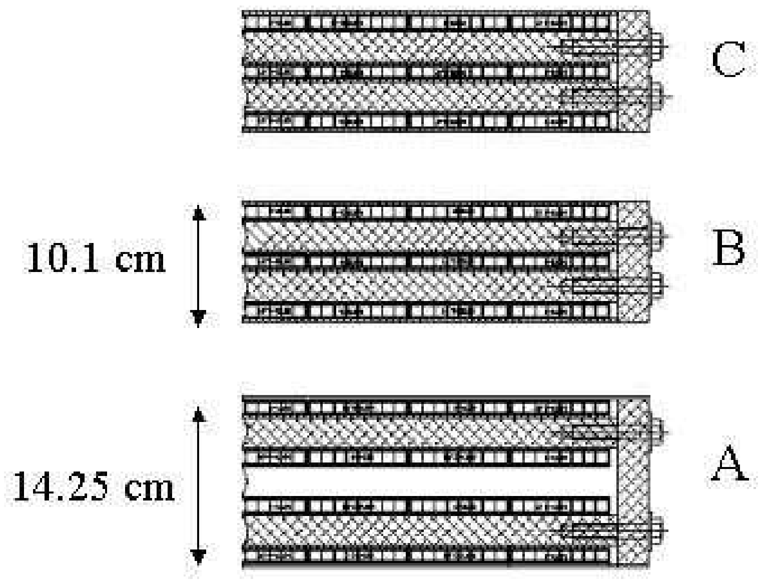


Figure 2.17 – *Schéma des trois couches de MDT.*

un mélange de 90% de CF_4 et de 10% de CH_4. Le temps de dérive maximal est d'environ 60 ns avec une tension de -3100 V sur les cathodes (les fils étant reliés à la masse). Les principaux avantages des *MDT* proviennent du fait que le temps de dérive des électrons est bien inférieur au temps de croisement minimal de 132 ns du Run II, qu'ils sont résistants aux radiations et qu'ils ont un faible taux d'occupation. Leur efficacité est proche de 100% pour des traces perpendiculaires aux fils dans leur partie active. Bien que la résolution d'un *MDT* mesurée sur banc de test soit d'environ 350 μm, l'électronique de numérisation limite la résolution par couche à environ 0.7 mm.

2.2.3.5 Les scintillateurs pixels

Ce nouveau système de scintillateurs utilisé pour le déclenchement est monté sur la surface intérieure des *MDT* pour les couches A et C et sur la surface extérieure des *MDT* de la couche B. Ils ont une segmentation en ϕ de 4.5^o qui correspond aux secteurs de déclenchement du *CFT* et une segmentation en η de 0.12 pour les rangées proches du tube faisceau et de 0.07 pour les 3 dernières rangées (Figure 2.12). L'ensemble du système comprend près de 5000 pixels. Les photomultiplicateurs utilisés ont une efficacité quantique de 15% et un gain d'environ 10^6. Pour des particules au minimum d'ionisation, une moyenne de 60 photoélectons est détectée. Les pixels ont une résolution temporelle d'environ 1 ns et une efficacité de détection de 99%.

2.2.3.6 Le blindage

Trois sources contribuent au bruit de fond non-muonique dans la partie centrale et avant du spectromètre: des débris de protons et d'antiprotons interagissant avec les calorimètres avant ou avec le tube faisceau et produisant du bruit de fond dans les couches A des *PDT* et *MDT*, des débris de protons et d'antiprotons interagissant avec les aimants quadrupolaires du Tevatron proches du détecteur et produisant des gerbes dans les couches B et C du *FAMUS*, enfin des interactions du halo du faisceau dans le tunnel.

De nouveaux blindages ont été installés autour du tube faisceau afin de réduire les bruits de fonds provenant des restes de protons ou d'antiprotons. Ces écrans sont constitués de couches de fer, de polyéthylène et de plomb entourant le tube faisceau (Figure 2.3). Le fer absorbe les gerbes hadroniques et électromagnétique, le polyéthylène est un bon absorbeur de neutrons lents et le plomb écrante les rayons γ. Ce blindage réduit de plus de 50% l'énergie, provenant du bruit de fond, déposée dans les détecteurs.

2.2.3.7 Le système d'acquisition

L'électronique frontale de tous les sous-systèmes du spectromètre utilise des numériseurs qui fonctionnent en continu et possède deux niveaux de stockage. Le système fonctionne ainsi avec un temps mort négligeable [13]. Le spectromètre comprend 9500 canaux pour les *PDT*, 6000 canaux pour les scintillateurs et 48000 canaux pour les *MDT*. Le système de déclenchement et de lecture fonctionne par secteur géographique (*GS*). L'information provenant des trois sous-détecteurs est numérisée et stockée par les cartes *Front End* en attendant la décision du système de déclenchement de niveau 1. Lorsque l'événement passe le premier niveau de déclenchement, les cartes *Front End* fournissent l'information au déclenchement de niveau 2. Nous reviendrons sur le système de déclenchement dans la section suivante. Des cartes spécifiques (*Fanout Card*) distribuent les informations du déclenchement. Elles reçoivent les signaux d'erreurs et les signaux de statut des cartes de lecture (*Muon Readout Cards*). Les cartes *Fanout* communiquent également avec le déclenchement général de DØ. Les cartes de lecture (*Muon Readout Cards*) font l'intermédiaire entre les cartes *Fanout* et les cartes *Front End*, effectuent la synchronisation en temps et gèrent les erreurs. L'architecture du système d'acquistion qui est intimement liée au système de déclenchement est présentée figure 2.18.

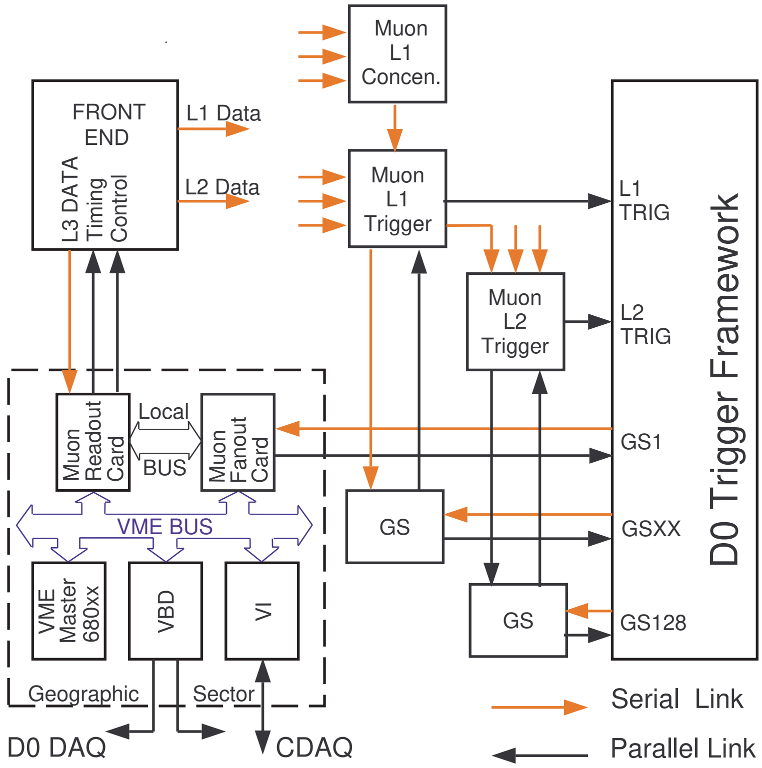


Figure 2.18 – *Architecture du système d'acquisition et de déclenchement du spectromètre à muons.*

2.2.4 Le système de déclenchement de DØ

Du fait de la haute luminosité du Run II et de l'augmentation du taux d'interaction (2.5 MHz à 396 ns), l'ensemble du système de déclenchement a été remplacé. Ce système comporte trois niveaux: le niveau 1 (*L1*) dispose de 4.2 μs pour prendre la décision de garder ou non un événement en se basant sur les informations du *CFT*, du calorimètre et des scintillateurs ou des chambres à dérive du spectromètre à muons. Son taux de sortie maximum est de 10 kHz pour maintenir un faible temps mort. Le second niveau (*L2*) effectue des corrélations entre les déclenchements de niveau 1 en moins de 100 μs et a un taux de sortie de 1 kHz. Le dernier niveau (*L3*) reconstruit, de façon limitée, les événements en moins de 100 ms avec un taux de sortie de 50 Hz.

L'implantation de ces niveaux est spécifique à chaque sous-détecteur. La figure 2.19 représente les éléments des niveaux 1 et 2. Nous allons les décrire successivement en insistant surtout sur le déclenchement de niveau 1 et sur le déclenchement des muons.

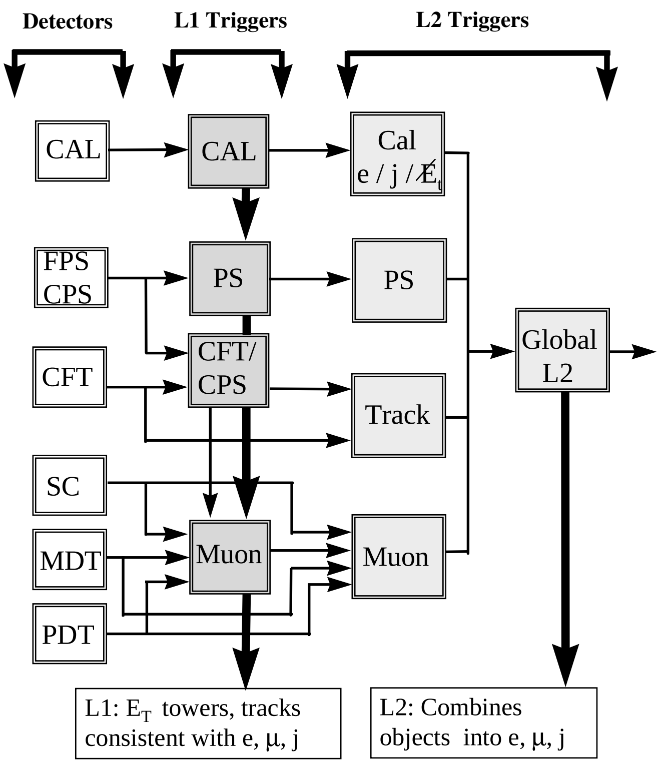


Figure 2.19 – *Architecture des niveaux 1 et 2 du système de déclenchement de DØ.*

Le niveau 1

Le déclenchement de niveau 1 inclut le *CFT*, le *CPS*, le *FPS*, le calorimètre et le spectromètre à muons. Pour permettre un fonctionnement sans temps mort, les numériseurs de chaque sous-détecteur incluent suffisamment de mémoire tampon pour stocker les données *L1* de 32 interactions. Le système central du *L1* coordonne les réponses des différents sous-détecteurs. Si ce système accepte l'événement, celui-ci est numérisé et stocké dans une mémoire tampon à 16 niveaux afin d'attendre la décision du niveau 2.

Le *L1* calorimètre examine des tours de $\Delta\eta \times \Delta\Phi = 0.2 \times 0.2$ jusqu'à $|\eta| < 4$. Si une de ces tours a une énergie supérieure à un seuil prédéfini, la condition de déclenchement est satisfaite. Des quantités globales comme l'énergie totale ou l'énergie tranverse manquante peuvent également être calculées.

Le déclenchement sur les traces est assuré par les fibres axiales du *CFT*. Ces fibres sont associées en 80 secteurs de 4.5^o en ϕ. Une série de processeurs *FPGA* (*Field Programmable Gate Array*) présents sur les cartes de déclenchement (cf. § 2.2.1.2) compare la position des coups dans les 8 couches de fibres avec celle qu'aurait laissée des traces de différentes impulsions. Si un ensemble de coups est compatible avec une trace d'impulsion supérieure à un certain seuil, le déclenchement est engendré. Le nombre de traces candidates est limité à 6 par secteur. Les données de déclenchement sont envoyées au système *L1* des muons et sont également associées avec la présence de dépôt d'énergie au dessus d'un seuil dans les détecteurs de pieds de gerbe. Ce système est en cours de test et ne rejette pas d'événements pour le moment.

Pour les muons, le déclenchement utilise à la fois les scintillateurs et les chambres à dérive mais aussi l'information venant du *CFT*. La logique de déclenchement est effectuée par octant et implantée sur deux types de cartes: les cartes MTC05 et MTC10 (*Muon Trigger Cards*).

Les algorithmes de la carte MTC05 associent les traces trouvées par le *L1 CFT* avec les signaux du spectromètre. Ce type de déclenchement est particulièrement important pour les muons de basse impulsion qui ne traversent pas le toroïde. Un nombre maximum de 4 seuils en P_t peut être défini à partir des informations du *CFT* ($P_t > 2$ GeV, $P_t > 4$ GeV, $P_t > 7$ GeV et $P_t > 11$ GeV). Du fait que le déclenchement *L1* du *CFT* ne fonctionne pas encore, ce type de déclenchement sur les muons n'est pas encore actif.

Les algorithmes de la carte MTC10 utilisent les signaux des chambres à dérive associés aux scintillateurs. La fenètre en temps typique définie pour les signaux des scintillateurs est de 25 ns. Ce type d'algorithmes cherche des coïncidences entre les coups dans la couche A et des coups dans la couche B et C. Ils nécessitent donc que le muon ait suffisamment d'énergie pour traverser à la fois le calorimètre et le toroïde ($P \geq 4$GeV). Ces algorithmes basés sur le système à muons seul ne permettent pas de définir l'impulsion des muons qui provoquent le déclenchement.

Le déclenchement de niveau 1 en incluant aussi bien les muons de haut P_t que ceux de bas P_t est construit pour représenter moins de 25% des 10kHz disponibles pour l'ensemble du niveau 1.

Le niveau 2

La décision est établie en deux phases. D'abord les données provenant du niveau 1 sont preparées pour être utilisées dans la seconde phase: la phase de calcul[1]. Le niveau *L2* combine les informations partielles provenant des différents détecteurs.

Le déclenchement de niveau 2 des muons répète les calculs du *L1* mais est capable d'une meilleure résolution grâce à des informations supplémentaires comme des données de temps plus précises provenant des scintillateurs.

Le système de déclenchement de niveau 2 est en cours d'installation, les données utilisées dans cette thèse n'ont donc pas été filtrées à ce niveau. Un déclenchement au niveau 2 sur le paramètre d'impact utilisant le *SMT* pour identifier les quarks de saveurs lourdes devrait voir le jour au cours de l'année 2002.

Le niveau 3

Le niveau 3 est conçu pour filtrer les événements en utilisant les informations complètes des détecteurs. Lorsqu'un déclenchement de niveau 2 est reçu, le niveau 3 initie la lecture complète du détecteur et transfère les données vers l'une des 16 voies parallèles qui assurent une reconstruction limitée de l'événement en temps réel. Une ferme de processeurs (sous *Linux*) est utilisée pour cela. Dans le cas des muons, le niveau 3 utilise les mêmes algorithmes de reconstruction des coups dans les chambres à dérive, de formation de segments et de calcul de traces dans le spectromètre utilisés pour la reconstruction

1. phase assurée par des processeurs *digital alpha* développés à la fois pour DØ et CDF

différée (cf. chapitre 4). Si finalement l'événement déclenche le niveau 3, il est envoyé sur bande pour être totalement reconstruit en différé. Le système de déclenchement de niveau 3 est en cours de test.

La taille des événements bruts est d'environ 300 *koctets*.

2.3 Le calcul de la luminosité

La luminosité instantanée fournie par le Tevatron dépend des caractéristiques des faisceaux au point de collision et peut s'exprimer par la formule simplifiée suivante:

$$L_{Tevatron} = \frac{N f n_p n_{\bar{p}}}{2\pi\beta^*(\epsilon_p + \epsilon_{\bar{p}})} \tag{2.2}$$

où f est la fréquence de rotation des paquets dans l'anneau, n_p et $n_{\bar{p}}$ le nombre de protons et d'antiprotons par paquet, N le nombre de paquets, β^* la fonction d'amplitude au point de collision et ϵ l'emittance transverse des faisceaux. L'émittance transverse reflète le processus de fabrication des paquets et caractérise l'espace de phase du faisceau. La fonction β^* est une quantité reliée à l'optique de focalisation des faisceaux au point d'interaction. Typiquement pour le Run IIa, on a:

$$\begin{aligned}
f &= 48kHz \qquad (2.3)\\
N &= 36\\
n_p &= 2.7\ 10^{11}\\
n_{bp} &= 3\ 10^{10}\\
\beta^* &= 35\ cm\\
\epsilon_p &= 0.33\ 10^{-6}\ cm\\
\epsilon_{\bar{p}} &= 0.25\ 10^{-6}\ cm.
\end{aligned}$$

L'expression simplifiée (2.2) conduit à une luminosité machine instantanée délivrée par le Tevatron de:

$$L_{Tevatron} \approx 1.\ 10^{32}\ cm^{-2}s^{-1}.$$

Cette luminosité machine théorique ne correspond pas exactement à la luminosité que l'expérience DØ reçoit. Pour mesurer la luminosité reçue par DØ au Run II un nouveau détecteur de luminosité a été installé à l'avant des disques du *SMT* contre les parois nord et sud des calorimètres avant (*Level 0* sur la figure 2.4). Ce détecteur en forme de disque est constitué de scintillateurs et fait partie du système de déclenchement de niveau 1. Son électronique de lecture n'est pas encore disponible, le détecteur utilise, pour le moment, l'électronique du détecteur de luminosité du Run I. Pour déterminer la luminosité, on compte le nombre d'événements provenant de processus de section efficace connue. La luminosité se déduit du rapport du taux de coïncidences entre les compteurs nord et sud sur la section efficace effective. La section efficace effective est définie comme la section efficace vue par le détecteur de luminosité, c'est à dire la section efficace des processus considérés multipliés par l'acceptance géométrique et l'efficacité de détection du compteur. Les processus utilisés pour ce calcul sont les processus inélastiques: processus

Processus	section efficace (mb)	acceptance
dur	46.69 ± 1.63	0.97 ± 0.02
diffractif simple	9.57 ± 0.43	0.15 ± 0.05
doublement diffractif	1.29 ± 0.20	0.72 ± 0.03

Tableau 2.3 – *Sections efficaces et acceptances des processus entrant dans le calcul de la luminosité.*

diffractifs simples, doublement diffractifs et les processus non-diffractifs (appelés processus durs). Les valeurs de ces paramètres sont données dans le tableau 2.3. L'efficacité de détection du compteur étant: $\epsilon_{compteur} = 0.907 \pm 0.02$, la section efficace effective vaut: $\sigma_{eff} = 43.26 \pm 2.07$ mb.

Il s'agit maintenant d'estimer le taux d'événements compté par le détecteur. Pour mesurer la luminosité instantanée, on se place sur un intervalle de temps suffisamment court. Nous appelerons cette période de temps sur laquelle sont mesurées toutes les quantités relatives à la luminosité, unité de temps luminosité (*Luminosity Block*). Cet intervalle dure typiquement une minute et est indexé par un numéro (*Luminosity Block Number*). Ce numéro est incrémenté chaque fois que les conditions d'acquisition changent (et au moins une fois toutes les minutes). Pendant une unité de temps luminosité, le nombre d'événements provenant des processus détectés par le compteur suit une loi de Poisson. La probabilité d'avoir x interactions par croisement est donc donnée par:

$$P(x, \mu) = \frac{\mu^x}{x!}\ e^{-\mu}$$

où μ est le nombre moyen d'interactions par croisement. Le compteur n'étant pas capable d'identifier les interactions multiples, c'est la probabilité d'avoir au moins une interaction par croisement qui est mesurée par le détecteur:

$$P(x > 0, \mu) = 1 - e^{-\mu}$$

ce qui donne:

$$\mu = -ln(1 - P(x > 0)). \tag{2.4}$$

Ce même nombre d'interactions par croisement s'exprime en fonction de la luminosité instantanée fournie par le Tevatron $L_{fournie}$ comme:

$$\mu = \frac{L_{fournie}\ \sigma_{eff}}{taux\ de\ croisement}. \tag{2.5}$$

Le taux de croisements représente le nombre de croisements par unité de temps. En combinant (2.4) et (2.5), on peut extraire la luminosité instantanée fournie:

$$L_{fournie} = -\frac{taux\ de\ croisement}{\sigma_{eff}}\ ln(1 - P(x > 0)). \tag{2.6}$$

Cependant, le faisceau est constitué de différents paquets et le nombre moyen d'interactions par croisement μ n'est, en général, pas constant sur l'ensemble des paquets. En particulier, les paquets ne sont pas toujours peuplés de la même façon. Il est donc nécessaire de calculer une luminosité instantanée par paquet: L_{paquet}. Le nombre maximum de paquets possible dans le Tevatron est de 159. Ainsi, la luminosité instantanée pendant une unité de temps luminosité n'est pas exactement donnée par (2.6) mais s'écrit plus précisement:

$$\begin{aligned} L_{fournie} &= \sum_{i=1,159} L_{i\ paquet} \\ &= -\sum_{i=1,159} \frac{taux\ de\ croisement/159}{\sigma_{eff}}\, ln(1 - P_i(x > 0)). \end{aligned} \tag{2.7}$$

Le taux de croisement divisé par le nombre de paquets représente la fréquence de rotation des paquets f déjà utilisée en (2.3):

$$f = \frac{taux\ de\ croisement}{159}.$$

La probabilité pour que le paquet i ait subi une interaction pendant une unité de temps luminosité $P_i(x > 0)$ peut s'exprimer en fonction du nombre d'événements observés dans le compteur $N_{i\ compteur}$ et du nombre de croisement $N_{croisement}$:

$$P_i(x > 0) = \frac{N_{i\ compteur}}{N_{croisement}/159}.$$

Ainsi (2.7) devient:

$$L_{fournie} = -\frac{f}{\sigma_{eff}} \sum_{i=1,159} ln\left(1 - \frac{N_{i\ compteur}}{N_{croisement}/159}\right).$$

La luminosité fournie globalement n'est pas une information suffisante. Il faut également connaître la luminosité à laquelle chaque terme de déclenchement (*trigger bit*) *L1* a été exposée. En effet, différents termes peuvent ne pas avoir reçu la même luminosité du fait qu'ils ont pu être actifs ou inactifs à des moments différents. Il faudrait donc compter la luminosité pour chaque paquet et pour chaque terme *L1*. Cependant pour des raisons de coûts, il n'est pas possible de mettre en place 159×128 indicateurs de luminosité. On est donc amené à regrouper les termes de déclenchement *L1* qui ont le même temps mort. Les raisons pour lesquelles un terme spécifique de déclenchement est inactif peuvent être soit corrélées au faisceau (par exemple le temps mort de lecture après l'acceptation d'un événement par le déclenchement) ou bien décorrélées (par exemple l'inactivité due au facteur de précomptage (*prescale*) ou à un *L2* ou *L3* occupé). Un groupe d'exposition est défini comme un ensemble de termes de déclenchement *L1* qui ont en commum les mêmes sources corrélées d'inactivité. Ainsi la luminosité instantanée pour un groupe d'exposition (et toujours pour une unité de temps luminosité) peut s'écrire:

$$\begin{aligned} L_{groupe} &= \sum_{i=1,159} \Delta_{i\ corr\acute{e}l\acute{e}}\, L_{i\ paquet} \\ &\text{avec } L_{i\ paquet} = -\frac{f}{\sigma_{eff}} ln\left(1 - \frac{N_{i\ compteur}}{N_{croisement}/159}\right) \end{aligned} \tag{2.8}$$

où $\Delta_{i\ corrélé}$ est la fraction de croisements de faisceau auxquels le *bit* de déclenchement *L1* a été exposé mais en incluant seulement les contributions des sources corrélées d'inactivité définissant le groupe d'exposition auquel ce bit appartient. De même, on note $\Delta_{décorrélé}$ la fraction de croisement de faisceau auxquel le terme de déclenchement a été exposé mais en prenant seulement en compte les contributions décorrélées. Cette fraction n'a pas de raison de dépendre du numéro de paquet. $\Delta_{i\ corrélé}$ s'exprime comme:

$$\Delta_{i\ corrélé} = \frac{N_{i\ exposé}}{N_{croisement}/159}$$

où $N_{i\ exposé}$ est le nombre de croisements auxquels le terme *L1* a été exposé en tenant compte seulement des sources corrélées d'inactivité qui mettent le terme *L1* temporairement hors service. En explicitant $L_{i\ paquet}$, (2.8) devient:

$$L_{groupe} = A \sum_{i=1,159} \frac{N_{i\ exposé}}{N_{croisement}/159}\ ln\left(1 - \frac{N_{i\ compteur}}{N_{croisement}/159}\right).$$

Pour obtenir la luminosité pour un terme *L1* donné, il reste à tenir compte des sources décorrélées d'inactivité:

$$L_{terme\ L1} = \Delta_{décorrélé} L_{groupe} = \frac{N_{exposé\ décorrélé}}{N_{croisement}} L_{groupe}$$

où $N_{exposé\ décorrélé}$ est le nombre de croisements auxquels le terme *L1* a été exposé en tenant compte seulement des sources décorrélées d'inactivité.

L'erreur sur la luminosité intégrée provient de l'erreur sur la section efficace effective (erreur sur la section efficace théorique et erreur sur l'acceptance du détecteur) qui normalise cette luminosité (4.8%). Les autres sources d'erreur proviennent du nombre de coups dans le détecteur de luminosité (erreur statistique) et de l'erreur sur l'estimation du temps mort. A la fin du Run I, l'erreur totale sur la luminosité était de l'ordre de 6%. Pour le moment, il n'existe pas d'estimation précise de cette erreur pour le Run II.

La luminosité intégrée sur un laps de temps donné est calculée en sommant les luminosités instantanées de l'ensemble des unités de temps luminosité contenues dans ce laps de temps. La luminosité instantanée et intégrée fournie par le Tevatron à DØ depuis le démarrage du Run IIa ainsi que les prévisions de luminosité sont présentées figure 2.20.

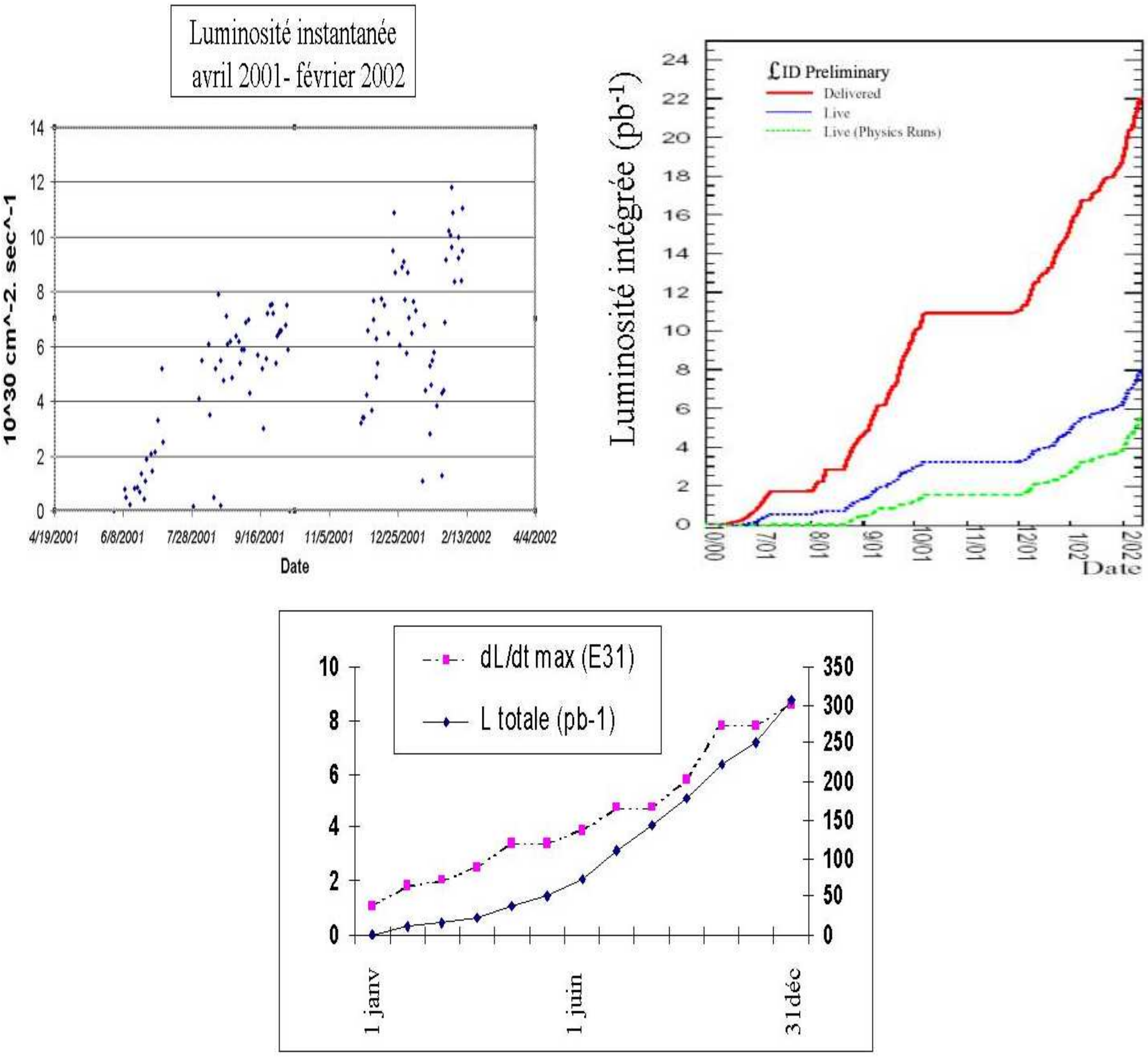


Figure 2.20 – *Luminosité machine instantanée (en haut à gauche) depuis le démarrage du Run IIa. Luminosité machine intégrée (en haut à droite) et fournie à DØ. Prévisions de luminosité machine pour l'année 2002 (en bas).*

Conclusion

Le système d'accélérateurs de Fermilab et le détecteur DØ ont subi de nombreuses améliorations depuis la première phase de prise de données du Tevatron. Les améliorations du Tevatron permettront d'accumuler une luminosité intégrée environ trois fois supérieure à celle de la phase I d'ici à la fin de l'année 2002. Par ailleurs, DØ a amélioré sa capacité à reconstruire les traces chargées avec deux nouveaux détecteurs (au silicium et à fibres scintillantes) placés dans un champ magnétique solénoïdal tout en conservant une bonne identification des leptons grâce à un calorimètre compact et à un détecteur à muon assurant une bonne couverture angulaire.

Le Run II a démarré en mars 2001 mais la phase de mise au point de l'accélérateur et de l'expérience n'est pas encore terminée. Ainsi, le nombre de paquets de protons et d'antiprotons qui circulent dans la machine (36×36) et l'énergie des faisceaux (980 GeV) correspondent bien à ce qui était attendu. Cependant, la progression de la luminosité fournie par le Tevatron est plus lente que prévue et la luminosité instantanée nominale ne devrait être atteinte que vers la fin de l'année 2002.

Tous les éléments du dispositif expérimental sont en place mais pour certains d'entre eux, l'électronique de lecture a présenté différents problèmes et est en cours de mise au point. Le calorimètre et le détecteur à muons sont complètement opérationnels. Par contre, le détecteur de trace interne, en dehors du détecteur au silicium, n'est pas entièrement équipé. De plus, seul le système de déclenchement de niveau 1 fonctionne de façon robuste. Ainsi dans le présent travail, le détecteur de traces interne n'a pas pu être utilisé.

Bibliographie

[1] S. Abachi et al. The D0 Collaboration, Phys. Rev. Lett **74** (1995) 2632, hep-ex/9503003
F. Abe et al., The CDF Collaboration, Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 2626, hep-ex/9503002

[2] S. Abachi et al. The D0 Collaboration, The DØ Detector, Nucl. Instrum. Meth. **A 338** (1994) 185

[3] M. Wayne for the DØ Collaboration, The DØ Upgrade, Nucl. Instrum. Meth. **A 408** (1998) 103
The DØ Collaboration, The DØ Upgrade ans Its Physics, FERMILAB-PUB-96/357-E
http://higgs.physics.lsa.umich.edu/dzero/d0doc96/d0doc.html

[4] Mike Church, Substantial Upgrades to Tevatron Luminosity, presenté à *Moriond 2001 Electroweak Conference*, hep-ex/0105041

[5] The DØ Collaboration, DØ Silicon Tracker Technical Design Report, DØ Note 2169
http://d0server1.fnal.gov/projects/Silicon/www/silicon.html

[6] E. Kajfasz for the DØ Collaboration, DØ Silicon Microstrip Tracker for Run IIa, hep-ex/0112014

[7] The DØ Collaboration, The DØ Upgrade Central Fiber Tracker, Technical Design Report
http://d0server1.fnal.gov/projects/Silicon/www/silicon.html

[8] The DØ Collaboration, Conceptual Design of a 2 Tesla Superconducting Solenoid for the Fermilab DØ Dectector Upgrade, FERMILAB-TM-1886 et DØ Note 2167 (1994)

[9] M. Adams et al. for the DØ Collaboration, Nucl. Instrum. Meth. **A 366** (1995) 263
M. Adams et al. for the DØ Collaboration, Nucl. Instrum. Meth. **A 378** (1996) 131

[10] B. Baldin et al., Design of the Central Muon System, DØ Note 3365 (1997)

[11] G. Alexeev et al, Technical Design Report for the DØ Forward Muon Tracking Detector Based on Mini-drift Tubes, DØ Note 3366 (1997)
V. Abramov et al., Technical Design Report of the DØ Forward Trigger Scintillation Counter, DØ Note 3237 (1997)

[12] B. Gomez, Time-To-Distance Relationship for the DØ Proportionnal Drift Tubes PDTs, DØ Note 3892 (2001)

[13] B. Baldin et al., Muon System Electronics Upgrade, DØ Note 3299 (1997)

Chapitre 3

La production résonnante de particule supersymétrique au Tevatron Run II

Sommaire

Nous avons vu au chapitre 1 que le superpotentiel pouvait contenir des termes qui violent la conservation du nombre baryonique ou du nombre leptonique. Les théories actuelles permettent de construire à la fois des modèles avec conservation de la R-parité (R_p) ou des modèles violant la R-parité ($\not{R}_p$) [1]. D'un point de vue phénoménologique, il parait important d'étudier les modèles violant la R-parité du fait que les signaux supersymétriques dans le cadre de ces modèles sont différents de ceux avec conservation de la R-parité. En effet, la production de particules supersymétriques dans les collisionneurs donne lieu typiquement à des cascades de désintégrations conduisant à la production de *LSPs* [1], particules stables sauf si la R-parité est violée. Ainsi, les modèles R_p donnent des états finals généralement caractérisés par une grande énergie manquante tandis que les états finals des modèles $\not{R}_p$ sont des états multileptoniques ou multijets.

Nous supposerons ici que la R-parité est violée. Dans le cadre de ces modèles, il est possible de produire une particule supersymétrique de façon résonnante, contrairement aux modèles avec conservation de la R-parité où la production de superparticules ne peut se faire que par paire. C'est ce type de signal qui est étudié dans ce chapitre.

Le modèle théorique choisi pour ces études (le modèle de supergravité minimal avec brisure radiative de la symétrie électrofaible) a été exposé à la fin du chapitre 1. Nous reviendrons ici sur les couplages violant la R-parité qui interviennent dans la production résonnante au Tevatron ainsi que sur les limites supérieures sur ces couplages. Nous étudierons les sections efficaces des processus qui font intervenir le couplage λ'_{ijk} en se basant sur les articles [2, 3] qui montrent le potentiel de découverte de la production résonnante au Tevatron. Ces articles sont reproduits en annexe A. Nous résumerons les résultats obtenus pour les signatures avec trois leptons et celles avec deux leptons de même signe.

3.1 Le neutralino dans le modèle mSUGRA

Pour des raisons cosmologiques [4], la particule supersymétrique la plus légère dans les modèles avec conservation de la R-parité est contrainte à être neutre et sans couleur. Ces arguments ne s'appliquent plus aux modèles avec violation de la R-parité car la *LSP* n'est plus stable. Dans le modèle mSUGRA, la particule supersymétrique la plus légère est souvent le $\tilde{\chi}_1^0$ (cf. figure 1.14). C'est pourquoi dans la suite, nous ferons l'hypothèse que la *LSP* est le $\tilde{\chi}_1^0$.

Les figures 3.1 et 3.2 montrent les valeurs prises par le paramètre μ à l'échelle électrofaible en fonction de la valeur des paramètres m_0 et $m_{1/2}$ pour $\tan\beta = 5$ et pour un signe de μ fixé ainsi que les zones du plan $(m_0, m_{1/2})$ exclues dans le modèle mSUGRA avec le $\tilde{\chi}_1^0$ comme *LSP*. On voit que la valeur de μ dépend essentiellement de $m_{1/2}$. Dans le cadre du modèle mSUGRA mais en supposant la conservation de la R-parité, l'expérience ALEPH au LEP [2] a exclu des *LSPs* de masse inférieure à 49 GeV pour $\tan\beta = 5$, $sign(\mu) > 0$ et $A_0 = 0$ [7]. Cette limite, traduite en limite sur $m_{1/2}$ par des relations de renormalisation approchées, est représentée sur les figures 3.1 et 3.2.

La zone exclue théoriquement dans le modèle mSUGRA utilisé est représentée en hachuré. Il s'agit, pour les faibles valeurs de $m_{1/2}$, du cas où la brisure radiative électrofaible ne peut être réalisée de façon réaliste. En résolvant de façon approchée les équations de

1. *Lightest Supersymmetric Particle*
2. Large Electron Positron collider

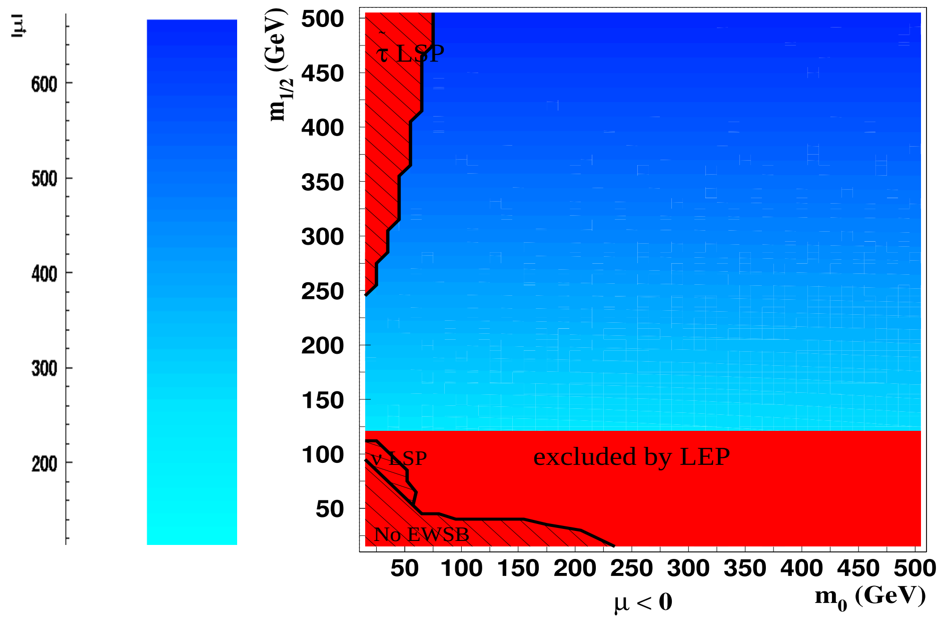


Figure 3.1 – *Valeur prise par le paramètre μ dans le modèle mSUGRA avec brisure radiative de la symétrie électrofaible pour* $\tan\beta = 5$*, $sign(\mu) > 0$ et $A_0 = 0$. Le programme utilisé pour déterminer $|\mu|$ est SUSPECT [5].*

renormalisation pour les sfermions, on trouve [24]:

$$\begin{aligned}
m^2_{\tilde{e}_L} &\approx m_0^2 + 0.5m^2_{1/2} + D_L \\
m^2_{\tilde{e}_R} &\approx m_0^2 + 0.15m^2_{1/2} + D_R \\
m^2_{\tilde{q}_L} &\approx m_0^2 + 6.3m^2_{1/2} + D_L \\
m^2_{\tilde{q}_R} &\approx m_0^2 + 5.8m^2_{1/2} + D_R
\end{aligned}$$

avec $D_L = M_Z^2 cos2\beta(T_3 - Qsin^2\theta_w)$ et $D_R = M_Z^2 cos2\beta Q sin^2\theta_w$ (T_3 est la troisième composante de l'isospin faible du fermion partenaire du sfermion considéré et Q est la charge de ce fermion). La masse du $\tilde{\nu}$ est fixée par la relation:

$$m^2_{\tilde{\nu}} = m^2_{\tilde{l}_L} + M_W^2 cos2\beta \text{ avec } cos2\beta < 0. \tag{3.1}$$

Ainsi, pour de faibles valeurs de m_0, le $\tilde{\nu}$ peut être la *LSP*. La zone correspondant à ce cas est représentée figure 3.1. Pour $\mu > 0$ et à faible $m_{1/2}$, le chargino le plus léger peut aussi être plus léger que le $\tilde{\chi}^0_1$ (zone exclue sur la figure 3.4). Dans le cas de la troisième génération, le mélange sfermion droit-sfermion gauche peut être important (cf. matrice de masse des sfermions (1.81)): à grand $m_{1/2}$, le paramètre μ qui intervient dans les termes extradiagonaux de la matrice de masse des sfermions, devient grand en valeur absolue. Après diagonalisation, une des valeurs propres peut être relativement petite. De cette façon, à faible m_0 mais à fort $m_{1/2}$, le $\tilde{\tau}$ peut être la *LSP* (figures 3.1 et 3.2). En considérant à nouveau la matrice de masse des sfermions (1.81), on voit que les grandes valeurs de $\tan\beta$ peuvent conduire à de grands termes non diagonaux surtout pour les fermions

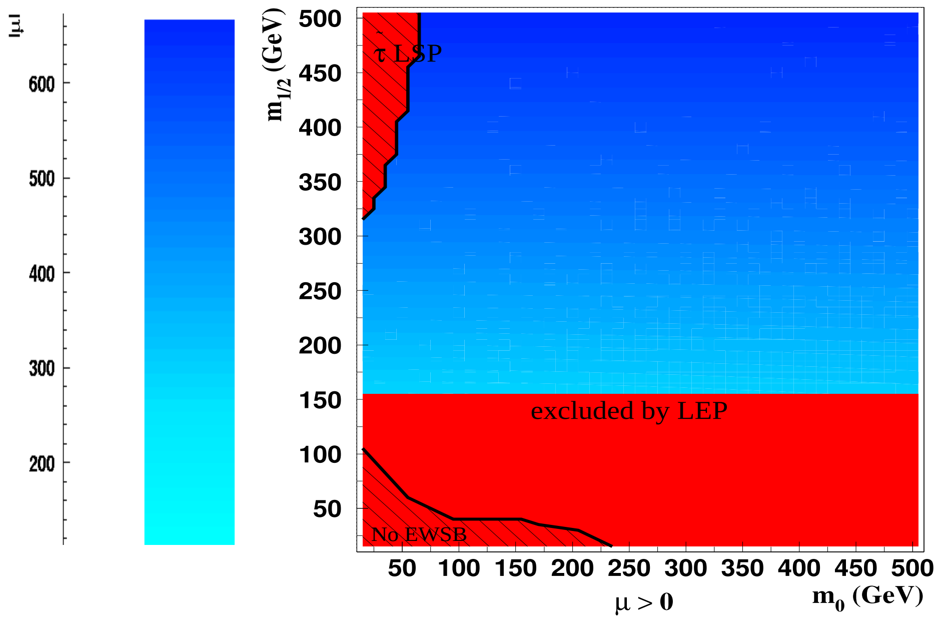


Figure 3.2 – *Valeur prise par le paramètre μ dans le modèle mSUGRA avec brisure radiative de la symétrie électrofaible pour* $\tan\beta = 5$, *$sign(\mu) > 0$ et $A_0 = 0$. Le programme utilisé pour déterminer $|\mu|$ est SUSPECT [5].*

lourds (grande valeur de m_f). Dans ce cas, le stau peut à nouveau être la *LSP*.

Parce que c'est un facteur important pour déterminer la nature de ses produits de désintégration, il nous faut maintenant examiner la composition du $\tilde{\chi}_1^0$. Le $\tilde{\chi}_1^0$ est une combinaison de bino ($\tilde{B}$), wino neutre ($\tilde{W}^3$) et higgsino ($\tilde{H}$). Les figures 3.3 et 3.4 montrent sa composante principale en fonction de m_0 et $m_{1/2}$ pour $\tan\beta = 5$. On voit que pour μ negatif, le $\tilde{\chi}_1^0$ est principalement un bino $\tilde{B}$ à part pour une petite région à faible $m_{1/2}$ où il est plutôt Higgsino. La région Higgsino est très réduite par rapport à des modèles moins contraints que mSUGRA. En effet la composante Higgsino est dominante si $\frac{|\mu|}{M_2} \lesssim 1$ [8]. Or dans le modèle mSUSGRA, μ prend des valeurs importantes et donc la zone Higgsino est peu importante.

Pour μ positif et à faible $m_{1/2}$, la composante principale du $\tilde{\chi}_1^0$ est le wino neutre; à grand $m_{1/2}$, c'est à nouveau le bino. Pour de plus grandes valeurs de $\tan\beta$, la composition du $\tilde{\chi}_1^0$ est peu modifiée [8].

3.2 Couplages violant la R-parité

Nous avons vu que le superpotentiel du MSSM (1.67) pouvait contenir des termes trilinéaires violant la conservation du nombre leptonique ou du nombre baryonique:

$$W_{\not{R}_p} = \lambda_{ijk} L_i.L_j E_k^C + \lambda'_{ijk} L_i.Q_j D_k^C + \lambda''_{ijk} U_i^C D_j^C D_k^C \tag{3.2}$$

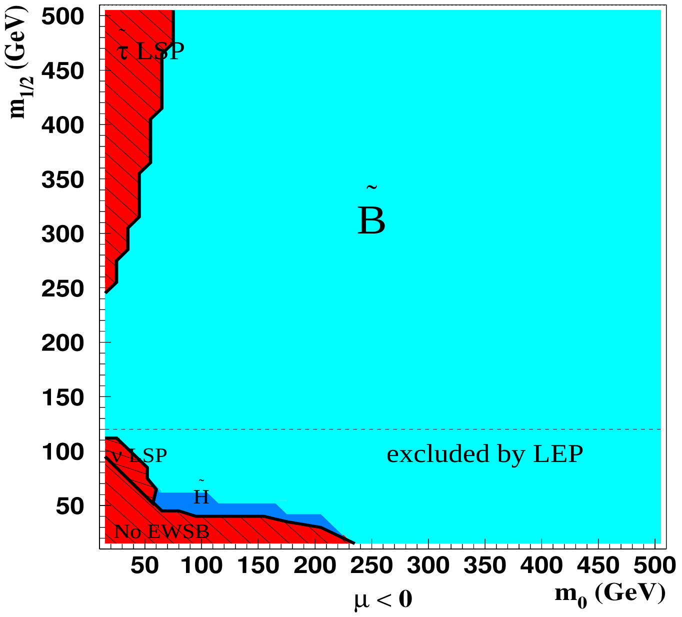


Figure 3.3 – *Composante principale du $\tilde{\chi}_1^0$ pour* $\tan\beta = 5$*, sign*$(\mu) < 0$ *et* $A_0 = 0$*. Le programme utilisé est SUSYGEN [6], interfacé avec SUSPECT [5] pour le calcul du spectre de masses des particules supersymétriques.*

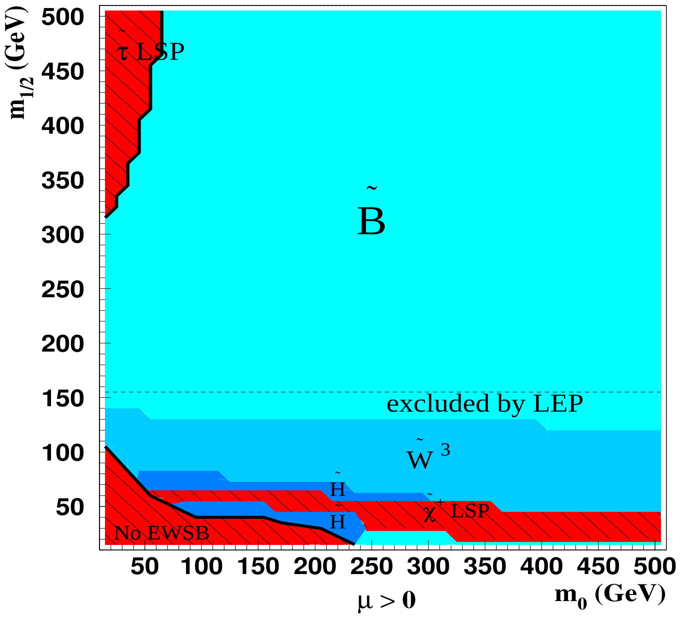


Figure 3.4 – *Composante principale du $\tilde{\chi}_1^0$ pour* $\tan\beta = 5$*, sign*$(\mu) > 0$ *et* $A_0 = 0$*. Le programme utilisé est SUSYGEN [6], interfacé avec SUSPECT [5] pour le calcul du spectre de masses des particules supersymétriques.*

où les indices $i, j, k = 1, 2, 3$ sont des indices de saveurs. Le produit $L_i.L_j$ signifie $\epsilon^{kl} L_i^k L_j^l$ avec les notations de (1.67). Le premier terme en λ est antisymétrique par rapport aux indices i et j. Le dernier terme en λ'' est antisymétrique par rapport aux indices j et k. Il y a donc 9 couplages λ, 27 couplages λ' et 9 couplages λ''.

3.2.1 Couplages λ'

Considérons les termes correspondant aux couplages λ'. Si on explicite les doublets de superchamps en ne conservant que les termes intervenant dans le terme F du superpotentiel: $[W(\Phi)]_F$ (cf. 1.2.5), on peut écrire:

$$L_i = \begin{pmatrix} \Phi_{\nu_i} \\ \Phi_{e_i} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \tilde{\nu}_{Li} + \sqrt{2}\theta\nu_{Li} + \theta\theta F_{\nu_i} \\ \tilde{e}_{Li} + \sqrt{2}\theta e_{Li} + \theta\theta F_{e_i} \end{pmatrix} \tag{3.3}$$

$$Q_j = \begin{pmatrix} \Phi_{u_j} \\ \Phi_{d_j} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \tilde{u}_{Lj} + \sqrt{2}\theta u_{Lj} + \theta\theta F_{u_j} \\ \tilde{d}_{Lj} + \sqrt{2}\theta d_{Lj} + \theta\theta F_{d_j} \end{pmatrix} \tag{3.4}$$

$$D_k^C = (\tilde{d}_R)_k^* + \sqrt{2}\theta\overline{d_{Rk}} + \theta\theta F_{d_k}. \tag{3.5}$$

Les champs $\tilde{e}, \tilde{\nu}, \tilde{u}, ...$ (u, e, ...) sont des scalaires (spineurs de Weyl). Les champs F sont les champs auxiliaires. Si on exprime un spineur φ à quatre composantes en fonction des spineurs à deux composantes χ_α et $\bar{\eta}^{\dot{\alpha}}$, on a:

$$\varphi = \begin{pmatrix} \chi_\alpha \\ \bar{\eta}^{\dot{\alpha}} \end{pmatrix} \text{ et } \overline{\varphi} = (\eta^\alpha, \bar{\chi}_{\dot{\alpha}}).$$

Ainsi, dans (3.5), on a noté: $\overline{\varphi_R} = \eta^\alpha$. Avec ces notations, le terme $L^i.Q^j D_k^C$ s'écrit (cf. 1.67):

$$L^i.Q^j D_k^C = (\Phi_{\nu_i}\Phi_{d_j} - \Phi_{e_i}\Phi_{u_j})D_k^C. \tag{3.6}$$

En explicitant les termes de couplages (hors termes F), on a:

$$\begin{aligned} [L_i.Q_j D_k^C]_{\theta\theta} &= \tilde{d}_{Rk}^*\tilde{\nu}_{Li} d_{Lj} + \tilde{\nu}_{Li} d_{Lj}\overline{d_{Rk}} + \tilde{d}_{Lj}\tilde{\nu}_{Li}\overline{d_{Rk}} \\ &\quad - \tilde{d}_{Rk}^* e_{Li} u_{Lj} - \tilde{e}_{Li} u_{Lj}\overline{d_{Rk}} - \tilde{u}_{Lj} e_{Li}\overline{d_{Rk}}. \end{aligned} \tag{3.7}$$

(3.7) peut être réécrit à l'aide de spineurs à quatre composantes:

$$\begin{aligned} [L^i.Q^j D_k^C]_{\theta\theta} &= \tilde{d}_{Rk}^*(\overline{\nu_L})_i^C d_{Lj} + \tilde{\nu}_{Li}\overline{d_{Rk}} d_{Lj} + \tilde{d}_{Lj}\overline{d_{Rk}}\nu_{Li} \\ &\quad - \tilde{d}_{Rk}^*(\overline{e_L})_i^C u_{Lj} - \tilde{e}_{Li}\overline{d_{Rk}} u_{Lj} - \tilde{u}_{Lj}\overline{d_{Rk}} e_{Li}. \end{aligned} \tag{3.8}$$

L'expression (3.8) permet d'écrire la forme que prennent les vertex liés aux couplages λ'. Ils sont représentés figure 3.5. Sur cette figure, la notation, ^{C} désigne le conjugué de charge du spineur considéré: $\psi^C = C^t\bar{\psi}$ où C est la matrice de conjugaison de charge. On voit sur la figure 3.5 qu'il est possible, dans un collisionneur hadronique, de produire un slepton de manière résonnante, soit neutre par le couplage du graphe (b), soit chargé par le couplage du graphe (e). Ce n'est pas le cas avec un couplage λ. Par ces mêmes couplages, la *LSP* se désintègre en lepton et deux jets comme nous le verrons dans la section 3.4.2.

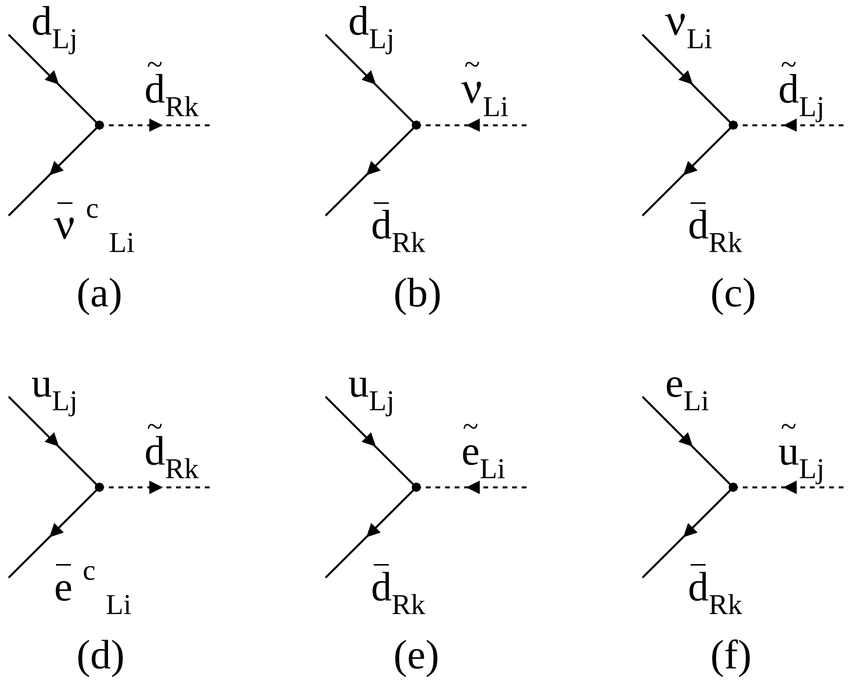


Figure 3.5 – *Vertex provenant des couplages λ'. Les indices $i, j, k = 1, 2, 3$ sont des indices de saveurs. Les flèches indiquent le flux du nombre leptonique.*

3.2.2 Couplages λ''

Considérons maintenant les termes faisant intervenir le couplage λ''. De la même façon que dans (3.5), on peut définir les superchamps chiraux intervenant dans ce terme:

$$\begin{aligned} U_i^C &= (\tilde{u}_R)_i^* + \sqrt{2}\theta\overline{u_{Ri}} + \theta\theta F_{u_i} \\ D_j^C &= (\tilde{d}_R)_j^* + \sqrt{2}\theta\overline{d_{Rj}} + \theta\theta F_{d_j} \\ D_k^C &= (\tilde{d}_R)_k^* + \sqrt{2}\theta\overline{d_{Rk}} + \theta\theta F_{d_k}. \end{aligned}$$

En termes de spineurs à deux composantes, on a:

$$[U_i^C D_j^C D_k^C]_{\theta\theta} = (\tilde{u}_R)_i^*\overline{d_{Rj}}\,\overline{d_{Rk}} + (\tilde{d}_R)_j^*\overline{u_{Ri}}\,\overline{d_{Rk}} + (\tilde{d}_R)_k^*\overline{u_{Ri}}\,\overline{d_{Rj}} - (j \leftrightarrow b). \tag{3.9}$$

En réécrivant (3.9) avec des spineurs à quatre composantes, on trouve:

$$[U_i^C D_j^C D_k^C]_{\theta\theta} = (\tilde{u}_R)_i^*\overline{d_{Rj}}(d_R)_k^C + (\tilde{d}_R)_j^*\overline{u_{Ri}}(d_R)_k^C + (\tilde{d}_R)_k^*\overline{u_{Ri}}(d_R)_j^C - (j \leftrightarrow b). \tag{3.10}$$

Les couplages correspondant à (3.10) sont représentés figure 3.6. A nouveau, on voit que dans un collisionneur hadronique, il est possible de produire un squark de façon résonnante grâce à un des couplages de la figure 3.6. Ces processus conduisent à des états finals multijets. Par ces couplages, la *LSP* de désintègre en trois jets.

3.2.3 Limites indirectes sur les couplages $\not{R}_p$

Les couplages $\not{R}_p$ de (3.2) conduisent à des effets mesurables sur des processus du modèle standard à l'ordre des arbres, contribuent à des diagrammes en boucle ou même

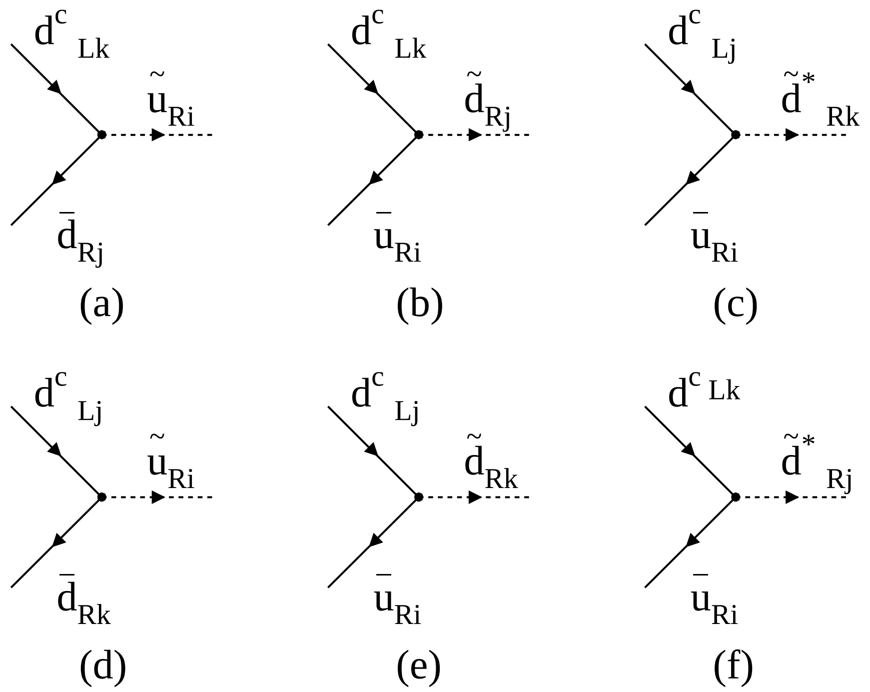


Figure 3.6 – *Vertex provenant des couplages λ''. Les indices $i, j, k = 1, 2, 3$ sont des indices de saveurs. Les flèches indiquent le flux du nombre baryonique.*

engendrent des processus interdits dans le modèle standard. Les limites supérieures sur les amplitudes de ces processus se traduisent en limites supérieures sur les valeurs des couplages λ, λ' ou λ''. Les processus à l'ordre des arbres où les couplages $\not{R}_p$ peuvent intervenir sont, par exemple, les désintégrations faibles des leptons et des mesons (τ, π, D), la diffusion $\nu_\mu e$, la diffusion profondément inélastique de ν_μ, la violation de la parité dans les atomes ou les asymétries A_{FB} [9]. Les diagrammes en boucle ou en boîte qui reçoivent une contribution des couplages $\not{R}_p$ sont, par exemple, les graphes de mélange $B^0\bar{B}^0$ ou les désintégrations $K^- \to \pi^-\nu\bar{\nu}$ [9]. Les limites établies à l'aide de ces processus dépendent typiquement de la masse de la particule supersymétrique qui est échangée dans le graphe considéré (voir par exemple le graphe $\not{R}_p$ de la figure 3.7). Elles sont souvent données pour une masse de sparticule de 100 GeV et sont généralement linéaires par rapport à cette masse, au moins pour le cas des processus à l'ordre des arbres. Le tableau 3.1 résume les limites à deux déviations standard sur les couplages $\not{R}_p$ provenant de mesures indirectes [9]. Ces limites supposent que seul le couplage que l'on veut contraindre est dominant et en particulier, elles ne prennent pas en compte les contraintes que l'on peut obtenir sur des produits de couplages.

Explicitons le moyen d'obtenir une limite sur le couplage λ'_{211}. La limite la plus contraignante est obtenue par les mesures de largeur de désintégration du pion chargé. La figure 3.7 représente le graphe dominant de désintégration du π^- dans le cadre du modèle standard ainsi que le graphe induit par les couplages $\not{R}_p$ à l'ordre des arbres.

Si on note R_π le rapport des largeurs partielles en électron et muon $R_\pi = \Gamma(\pi \to e\nu)/\Gamma(\pi \to \mu\nu)$, le rapport de cette valeur mesurée expérimentalement R_π^{exp} avec sa valeur

ijk	λ_{ijk}	ijk	λ'_{ijk}	ijk	λ'_{ijk}	ijk	λ'_{ijk}	ijk	λ''_{ijk}
121	0.05	111	$5.2\ 10^{-4}$	211	0.06	311	0.12	112	10^{-6}
122	0.05	112	0.02	212	0.06	312	0.12	113	10^{-5}
123	0.05	113	0.02	213	0.06	313	0.12	123	1.25^*
131	0.062	121	0.04	221	0.18	321	0.52	212	1.25^*
132	0.062	122	0.04	222	0.18	322	0.52	213	1.25^*
133	0.006	123	0.04	223	0.18	323	0.52	223	1.25^*
231	0.07	131	0.04	231	0.18	331	0.45	312	0.50
232	0.07	132	0.28	232	0.45	332	0.45	313	0.50
233	0.07	133	$1.4\ 10^{-3}$	233	0.15	333	0.45	323	0.50

Tableau 3.1 – *Limites indirectes supérieures à* 2σ *sur les couplages* $\not{R}_p$ *pour une masse de sparticule de* $100 GeV$ *[9]. Les indices* $i, j, k = 1, 2, 3$ *sont des indices de saveurs.* * *désigne les limites obtenues en demandant que la théorie reste perturbative jusqu'à une énergie de grande unification:* 10^{16} GeV *[10].*

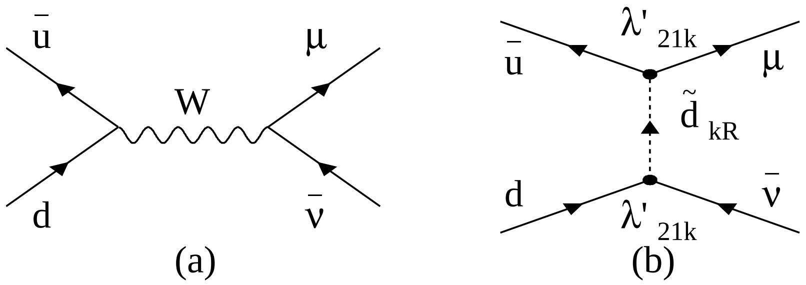


Figure 3.7 – *Désintégration du pion chargé et sa contribution* $\not{R}_p$ *[9].*

prédite par le modèle standard R_π^{SM} s'écrit [9]:

$$R_\pi^{exp}/R_\pi^{SM} = \frac{|V_{ud}^{SM} + r'_{11k}|^2}{|V_{ud}^{SM} + r'_{21k}|^2} \tag{3.11}$$

avec

$$r'_{ijk} = \frac{\sqrt{2}}{8G_F}\frac{|\lambda'_{ijk}|^2}{m_{\tilde{q}}^2}$$

où G_F est la constante de Fermi et $m_{\tilde{q}}$ la masse du squark échangé dans le graphe $\not{R}_p$ de la figure 3.7. En supposant que seul le couplage λ'_{211} contribue (c'est-à-dire $r'_{11k} = 0$), (3.11) permet d'établir:

$$r'_{21k} = \frac{1}{2}V_{ud}^{SM} \times \left(1 - \frac{R_\pi^{exp}}{R_\pi^{SM}}\right).$$

Ainsi la valeur du rapport R_π^{exp}/R_π^{SM} donne une limite sur λ'_{211} [9]:

$$|\lambda'_{211}| < {}^{0.05(1\sigma)}_{0.06(2\sigma)} \times (m(\tilde{d}_R)/100 \text{ GeV}).$$

3.2.4 Recherche aux collisionneurs

Dans le cas où un des couplages qui violent la R-parité est non nul, il paraît naturel d'essayer de déterminer la valeur de ce couplage. Deux types de signaux supersymétriques peuvent alors avoir lieu aux collisionneurs. Les particules supersymétriques peuvent être produites par paire (c'est-à-dire par des couplages conservant la R-parité) puis se désintégrer en cascade jusqu'à la *LSP* qui, elle, ne se désintègre que par $\not{R}_p$. Dans ce scenario, on suppose généralement que les couplages $\not{R}_p$ n'affectent pas la cascade de désintégration et interviennent seulement lors de la désintégration de la *LSP* dont la largeur est proportionnelle au carré du couplage $\not{R}_p$. Du fait qu'on suppose que la *LSP* se désintègre dans le détecteur, on n'est pas sensible aux très faibles valeurs des couplages $\not{R}_p$. La seule manière de déterminer la valeur du couplage $\not{R}_p$ dominant dans ce scénario est de mesurer la longueur de vol des *LSPs*: c'est-à-dire la distance entre le vertex de production des *LSPs* et le vertex de leur désintégration par interaction $\not{R}_p$. Cette méthode est assez délicate dans un environnement hadronique car le grand nombre de traces dans le détecteur est souvent important.

Le deuxième type de production de particules supersymétriques dans les modèles $\not{R}_p$ est la production résonnante (en voie s). La section efficace de ces signaux est directement proportionnelle au carré du couplage permettant ainsi une détermination aisée de la valeur de ce couplage. Une fois produite de manière résonnante, la particule supersymétrique peut se désintégrer par interaction R_p (sauf la *LSP*) ou par $\not{R}_p$. Une désintégration $\not{R}_p$ fait intervenir une nouvelle fois le couplage $\not{R}_p$ qui a permis la production. Compte tenu des limites indirectes sur ces couplages (cf. tableau 3.1), il semble raisonnable de penser que ce type de processus a une section efficace réduite.

Ainsi, la recherche de particules supersymétriques dans le cadre de modèles violant la R-parité aux collisionneurs (LEP, HERA et Tevatron) permet d'obtenir des limites supérieures sur les couplages $\not{R}_p$. Nous donnerons ici quelques exemples de résultats obtenus lors de recherches de productions simples.

En se plaçant dans un modèle dit "MSSM contraint" (universalité des masses des jauginos, universalité des masses des sfermions mais pas des bosons de Higgs et sans imposer de brisure radiative de la symétrie électrofaible) avec un couplage λ dominant, les expériences ALEPH et DELPHI ont obtenu des limites sur la production simple de sneutrino.

ALEPH a recherché un signal $e^+e^- \to el\tilde{\nu}$ où le sneutrino se désintègre directement: $\tilde{\nu} \to el$ ou indirectement: $\tilde{\nu} \to \nu\chi$ ou $\tilde{\nu} \to l^\pm\chi^\pm$ [11]. Dans ce type de signal, les états finals contiennent typiquement quatre leptons avec ou non de l'énergie manquante. Les résultats obtenus pour le couplage λ_{122} sont présentés figure 3.8. Pour une masse de sneutrino de 100 GeV, cette étude exclut des couplages λ_{122} de l'ordre de 0.01.

DELPHI a fait la recherche de production résonnante de sneutrino permise lorsque le couplage λ_{121} ou le couplage λ_{131} est dominant [12]. Le sneutrino produit se désintègre en neutralino: $\tilde{\nu} \to \tilde{\chi}^0\nu$ ou chargino: $\tilde{\nu} \to \tilde{\chi}^\pm l^\pm$. Toutes les désintégrations du neutralino ou du chargino ont été prises en compte conduisant à des états finals purement leptoniques ou multi-leptons, multi-jets. Les résultats obtenus sont présentés figure 3.9. Cette recherche améliore la limite indirecte obtenue grâce à l'universalité des courants chargés.

L'expérience H1 a recherché la production résonnante de squarks en supposant qu'un couplage λ'_{1jk} domine [13]. Le squark résonnant peut se désintégrer par le même couplage

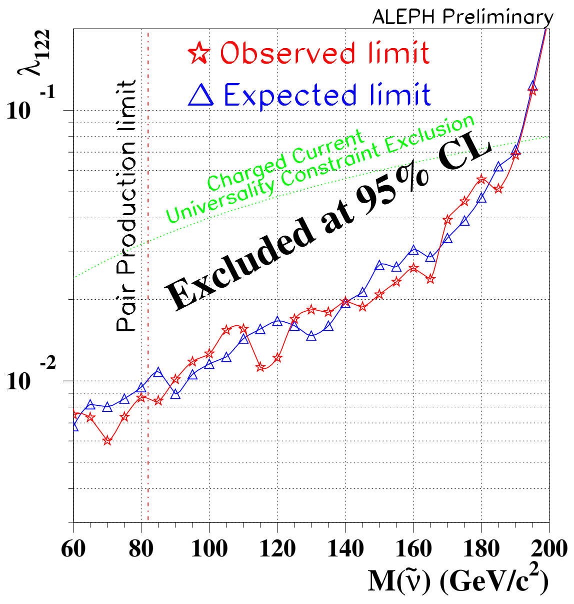


Figure 3.8 – *Limites à 95% de niveau de confiance observées et attendues sur le couplage λ_{122} pour une désintégration directe du sneutrino [11]. La ligne pointillée montre la limite indirecte provenant de l'universalité des courants chargés.*

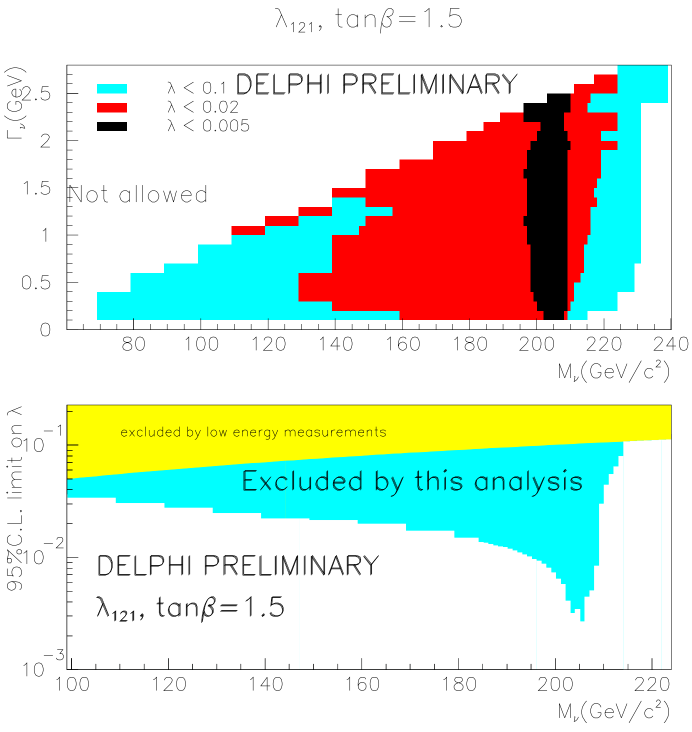


Figure 3.9 – *Limites à 95% de niveau de confiance sur le couplage λ_{121} en fonction de la masse du sneutrino $M_{\tilde{\nu}}$ et de sa largeur $\Gamma_{\tilde{\nu}}$ [12].*

qui a permis sa création en jet et électron ou par un couplage de jauge en neutralino ou chargino. Les signatures font intervenir un ou plusieurs jets, un ou plusieurs leptons avec ou sans énergie manquante. Les limites obtenues pour un couplage λ'_{131} dominant (production résonnante de stop) sont présentées figure 3.10 dans le cadre d'un modèle MSSM phénoménologique (masses des sfermions libres, secteur des jauginos déterminé par les paramètres M_2, μ et $\tan\beta$). Pour $\lambda'_{131} \sim \sqrt{4\pi\alpha_m} \approx 0.3$ (couplage de la force du

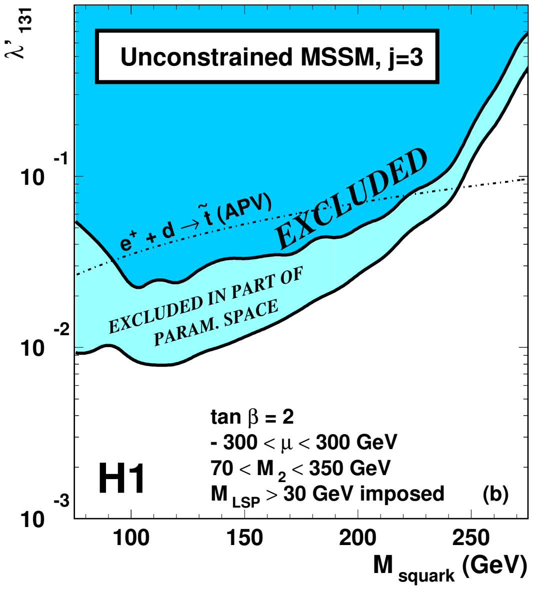


Figure 3.10 – *Limites à 95% de niveau de confiance sur le couplage λ'_{131} en fonction de la masse des squarks. Pour chaque masse de squarks, un balayage des paramètres M_2 et μ est effectué. La courbe en pointillés montre la limite indirecte [13].*

couplage électromagnétique), cette étude exclut des masses de squarks d'environ 250 GeV.

3.3 Production simple de jauginos

Nous allons étudier la production résonnante de superparticules au Tevatron. Comme nous l'avons vu dans la section 3.2, la production résonnante dans un collisionneur hadronique ne peut avoir lieu que par un couplage λ' ou un couplage λ''. Les signatures impliquant λ'' sont typiquement des événements multijets plus difficiles à mettre en évidence. Nous nous intéresserons donc plutôt aux cas où le couplage dominant est un couplage λ'. Un sneutrino ou un slepton chargé peut alors être produit de façon résonnante et conduire à la production simple soit d'un neutralino soit d'un chargino. Ainsi il y a quatre types de production résonnante par λ'.

Outre les diagrammes en voie s, la production simple de jaugino fait aussi intervenir un échange de squarks en voie t ou u. Cependant dès que la production résonnante est cinématiquement accessible, la production en voie s domine. Les diagrammes de Feynman associés à ces réactions sont représentés figure 3.11.

L'examen du tableau 3.1 montre que les couplages λ'_{1jk} sont beaucoup plus contraints que les couplages λ'_{2jk} ou λ'_{3jk}. La recherche des processus impliquant ces couplages nécessitera donc une grande luminosité. De plus, λ'_{3jk} fait intervenir des taus dans l'état final, qui sont également plus difficiles à mettre en évidence que des muons dans un environnement hadronique. L'hypothèse d'un couplage λ'_{2jk} dominant semble donc plus favorable, avec en particulier le cas où λ'_{211} domine car alors ce couplage ne fait intervenir que les quarks de valence des protons et antiprotons incidents. Ainsi, les sections efficaces des réactions impliquant λ'_{211} seront plus importantes (cf figure 3.21).

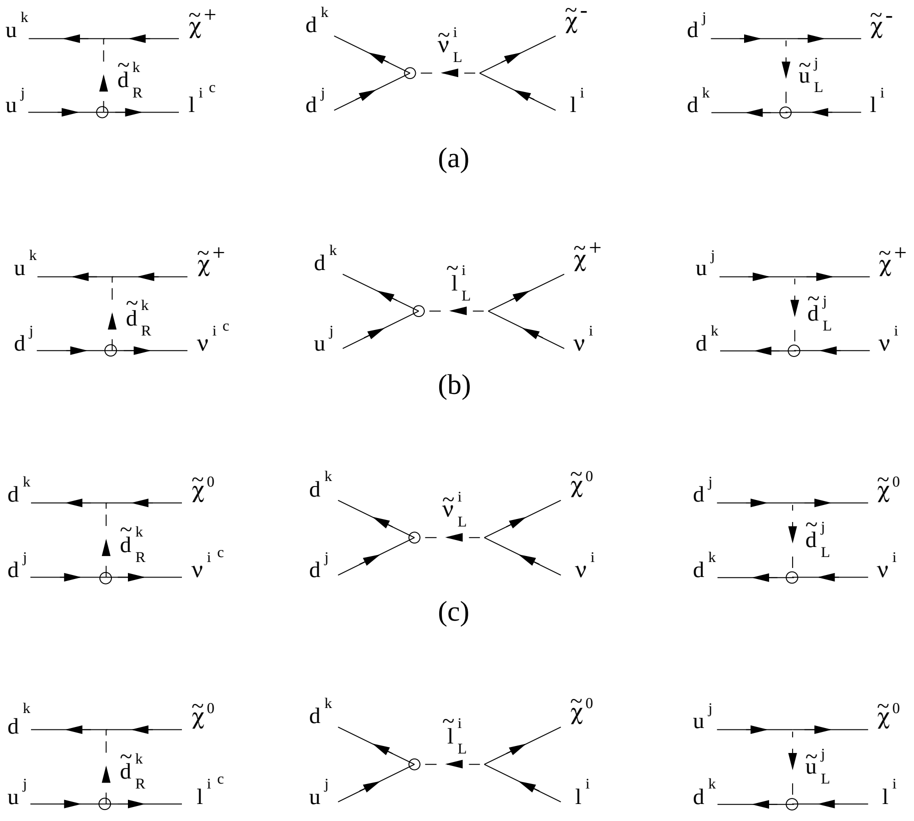


Figure 3.11 – *Diagrammes de Feynman pour les quatre types de réactions contribuant à la production simple de jaugino par le couplage λ'_{ijk} (symbolisé par un cercle).*

Avant de décrire l'évolution de la section efficace de production simple de jaugino en fonction des paramètres du modèle mSUGRA, nous allons d'abord étudier la production résonnante de slepton puis la désintégration du slepton produit.

3.3.1 Section efficace de production

Examinons le cas de la production résonnante de sneutrino par le couplage λ'_{211} (Figure 3.12). Si on suppose que la largeur du sneutrino est étroite, l'amplitude de transition T_{fi} correspondant au graphe de la figure 3.12 s'écrit:

$$\begin{aligned} T_{fi} &= \lambda'_{211}\overline{d_R}(q)d_L(p) \\ &= \lambda'_{211}\bar{d}(q)\left(\frac{1-\gamma_5}{2}\right)d(p). \end{aligned}$$

Sachant que $\gamma_5^\dagger = \gamma_5$, on peut écrire en moyennant sur le spin des particules de l'état initial et sur leur nombre de couleurs:

$$\overline{|T_{fi}|^2} = \frac{1}{3}\frac{\lambda'^2_{211}}{16}Tr(\not{q}\,(1-\gamma_5)\not{p}\,(1+\gamma_5)). \tag{3.12}$$

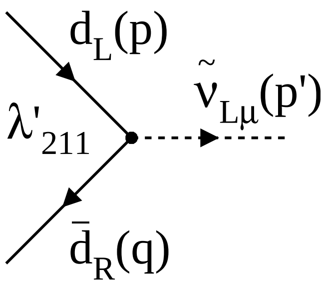


Figure 3.12 – *Production résonnante de sneutrino par le couplage* λ'_{211}.

Or $(1+\gamma_5)^2 = 2(1+\gamma_5)$ et $Tr(\not{q}\,\not{p}\,\gamma_5) = 0$, donc:

$$Tr(\not{q}\,(1-\gamma_5)\not{p}\,(1+\gamma_5)) = 2Tr(\not{q}\,\not{p}\,(1+\gamma_5)) = 2Tr(\not{q}\,\not{p}\,) = 2\times 4(pq). \tag{3.13}$$

Si on note $\hat{s}$ l'énergie dans le centre de masse du système $(d,\bar{d})$, on a, en négligeant les masses des quarks incidents:

$$\hat{s} = (p+q)^2 = 2p.q.$$

Ainsi (3.13) devient:

$$Tr(\not{q}\,(1-\gamma_5)\not{p}\,(1+\gamma_5)) = 4\hat{s} \tag{3.14}$$

et (3.12) s'écrit:

$$\overline{|T_{fi}|^2} = \frac{1}{12}\lambda'^2_{211}\hat{s}. \tag{3.15}$$

Le facteur de flux s'écrit, en négligeant la masse des quarks d:

$$F = 4\sqrt{(p.q)^2 - m_d^2 m_{\bar{d}}^2} \approx 4p.q = 2\hat{s}.$$

On peut alors exprimer la section efficace correspondant au graphe de la figure 3.12:

$$\sigma(d\bar{d}\to\tilde{\nu}) = \frac{1}{2\hat{s}}\overline{|T_{fi}|^2}(2\pi)^4\int\frac{d^3p'}{(2\pi)^3 2p'_0}\delta^4(p+q-p'). \tag{3.16}$$

Les calculs montrent qu'on peut simplifier (3.16) en:

$$\begin{aligned}\sigma(d\bar{d}\to\tilde{\nu}) &= \frac{1}{2\hat{s}}\overline{|T_{fi}|^2}(2\pi)\delta((p+q)^2 - p'^2)\\ &= \frac{\pi}{12}\lambda'^2_{211}\delta(\hat{s}-M^2_{\tilde{\nu}})\end{aligned} \tag{3.17}$$

où $M_{\tilde{\nu}}$ est la masse du sneutrino. Pour obtenir la section efficace de production, il faut maintenant convoluer (3.17) par les fonctions densité de probabilité du quark d et de l'antiquark $\bar{d}$ dans les particules incidentes. Si on note S l'énergie dans le centre de masse du système $(p, \bar{p})$, la section efficace de production s'écrit, en sommant sur le nombre de couleurs:

$$\begin{aligned}\sigma(p\bar{p} \to \tilde{\nu}) &= \frac{\pi}{12}\lambda'^2_{211} \int\int dx dx' d(x) d(x') \delta(xx'S - M^2_{\tilde{\nu}}) \\ &+ \frac{\pi}{12}\lambda'^2_{211} \int\int dx dx' \bar{d}(x) \bar{d}(x') \delta(xx'S - M^2_{\tilde{\nu}}) \\ &= \frac{\pi}{12}\frac{\lambda'^2_{211}}{S}\left(\int \frac{dx}{x} d(x) d(\frac{M^2_{\tilde{\nu}}}{xS}) + \int \frac{dx}{x} \bar{d}(x) \bar{d}(\frac{M^2_{\tilde{\nu}}}{xS})\right). \end{aligned} \quad (3.18)$$

Notons que cette section efficace doit être multipliée par deux pour tenir compte de la production d'anti-sneutrino. La section efficace de production de smuon résonnant par le couplage λ'_{211} s'obtient aisément en remplaçant dans (3.18), la masse du sneutrino par la masse du smuon et la fonction densité de probabilité du quark d dans le proton par celle du quark u (cf. graphe (e) figure 3.5). L'évolution de ces sections efficaces en fonction de la masse de la superparticule produite est représentée figure 3.13 pour deux valeurs du couplage λ'_{211}. La section efficace de production de smuon est légèrement plus grande que

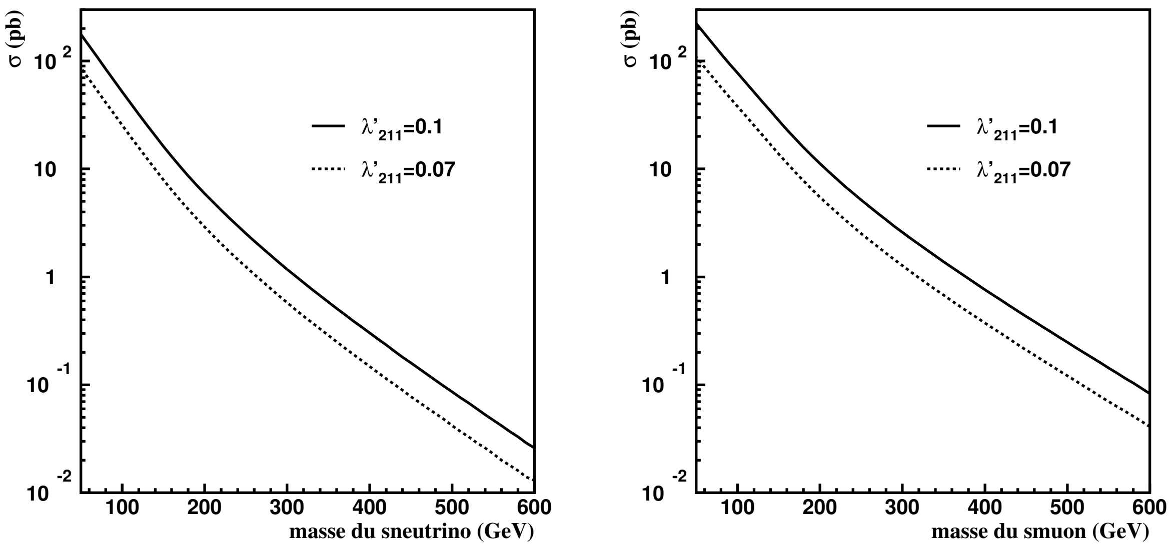


Figure 3.13 – *Évolution de la section efficace de production de sneutrino et de smuon pour deux valeurs du couplage λ'_{211}. La paramétrisation CTEQ4 [14] a été utilisée pour obtenir les probabilités de densité de partons.*

la section efficace de production de sneutrino du fait que cette dernière ne fait intervenir que la fonction densité de probabilité du quark d.

3.3.2 Désintégration des sleptons

Une fois produit de façon résonnante, le slepton peut se désintégrer par $\not{R}_p$ par le même couplage que celui qui a permis sa production ou alors par interaction de jauge. Pour un sneutrino, dans le premier cas, deux quarks d sont produits par le couplage λ'_{211}.

Dans le deuxième cas, la désintégration conduit à un lepton et à un jaugino (couplage du type de la figure 1.9).

La largeur partielle de désintégration du sneutrino par $\not{R}_p$ peut s'écrire (Figure 3.14):

$$\Gamma_{\tilde{\nu} \to \not{R}_p} = \frac{1}{2M_{\tilde{\nu}}} \int |T_{fi}|^2 d\Psi \tag{3.19}$$

où $d\Psi$ est l'élément d'espace de phase à deux corps:

$$d\Psi = \frac{p}{16\pi^2\sqrt{s}} d\Omega. \tag{3.20}$$

$d\Omega$ désigne l'élément d'angle solide, $\sqrt{s} = M_{\tilde{\nu}}$ et $p \approx \frac{M_{\tilde{\nu}}}{2}$. Or, par analogie avec (3.15), on a:

$$|T_{fi}|^2 = 3\lambda'_{211} M^2_{\tilde{\nu}}. \tag{3.21}$$

Ainsi, (3.19) devient:

$$\Gamma_{\tilde{\nu} \to \not{R}_p} = \frac{3\lambda'^2_{211} M_{\tilde{\nu}}}{16\pi}. \tag{3.22}$$

La largeur partielle $\not{R}_p$ du smuon s'obtient aisément en remplaçant dans (3.22) la masse du sneutrino par la masse du smuon. Ces largeurs partielles dépendent quadratiquement de la valeur du couplage λ' qu'elles mettent en jeu.

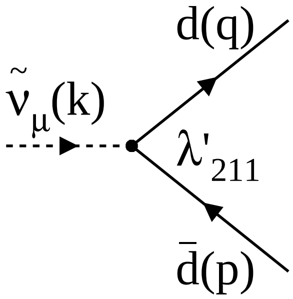


Figure 3.14 – *Désintégration $\not{R}_p$ du sneutrino par le couplage λ'_{211}.*

Les largeurs de désintégration de jauge du sneutrino sont plus complexes car elles font intervenir la composition du jaugino produit suivant ses états propres de $SU(2)$ (cf. matrices de masse (1.80) et (1.78)). Le couplage qui entre en jeu est représenté figure 3.15. Si un neutralino est produit, le lepton associé l est un neutrino. Si le sneutrino se désintègre en chargino, le lepton l est un muon. Dans les deux cas, le couplage peut se mettre sous la forme [15]:

$$\frac{-ig_2}{\sqrt{2}}[A(1-\gamma_5) + B(1+\gamma_5)]$$

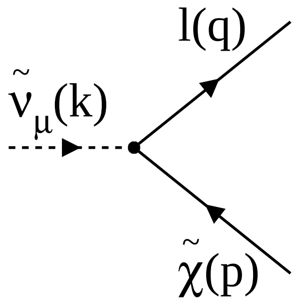


Figure 3.15 – *Désintégration de jauge du sneutrino. l est un neutrino muonique si $\tilde{\chi}$ est un neutralino et un μ si $\tilde{\chi}$ est un chargino.*

où les facteurs A et B dépendent de la composition du jaugino produit et où g_2 est la constante de couplage de $SU(2)$. Si on note $\tilde{\chi}(p)$ le spineur représentant le jaugino et $l(q)$ celui du lepton produit, le courant J entre les fermions sortant s'écrit:

$$J = \frac{-ig_2}{2}\bar{l}(q)[A(1-\gamma_5) + B(1+\gamma_5)]\tilde{\chi}(p). \tag{3.23}$$

L'élement de matrice correspondant au graphe 3.15 s'exprime:

$$\begin{aligned}\overline{|T_{fi}|^2} &= Tr(J^\dagger J) = \frac{g_2^2}{4} Tr\left(\not{q}\, A(1-\gamma_5)(\not{p} - M_{\tilde{\chi}})A^\dagger(1+\gamma_5)\right) \\ &\quad + \frac{g_2^2}{4} Tr\left(\not{q}\, B(1-\gamma_5)(\not{p} - M_{\tilde{\chi}})B^\dagger(1+\gamma_5)\right) \\ &= |A|^2\left(2Tr(\not{q}\,\not{p}\,(1+\gamma_5))\right) + |B|^2\left(2Tr(\not{q}\,\not{p}\,(1+\gamma_5))\right).\end{aligned} \tag{3.24}$$

En utilisant (3.13) et (3.14), (3.24) peut s'écrire:

$$\overline{|T_{fi}|^2} = \frac{g_2^2}{4}(|A|^2 + |B|^2)\ 8p.q = g_2^2(|A|^2 + |B|^2)(M_{\tilde{l}}^2 - M_{\tilde{\chi}}^2).$$

On peut maintenant donner l'expression de la largeur partielle de désintégration d'un slepton en jaugino:

$$\Gamma_{\tilde{l}\to\tilde{\chi}} = \frac{1}{2M_{\tilde{l}}}|T_{fi}|^2 \int d\Psi. \tag{3.25}$$

L'élément d'espace de phase $d\Psi$ est le même que dans le cas de la désintégration $\not{R}_p$ (3.20) avec $\sqrt{s} = M_{\tilde{l}}$ et $p = \frac{M_{\tilde{l}}^2 - M_{\tilde{\chi}}^2}{2M_{\tilde{l}}}$. Ainsi:

$$\int d\Psi = \frac{1}{8\pi}\left(1 - \frac{M_{\tilde{\chi}}^2}{M_{\tilde{l}}^2}\right).$$

Finalement la largeur partielle (3.25) s'exprime:

$$\Gamma_{\tilde{l}\to\tilde{\chi}} = \frac{g_2^2}{16\pi}(|A|^2 + |B|^2)\ M_{\tilde{l}}\ \left(1 - \frac{M_{\tilde{\chi}}^2}{M_{\tilde{l}}^2}\right)^2. \tag{3.26}$$

On retrouve bien que cette largeur est importante tant que la différence de masse entre le slepton et le jaugino est importante.

Les valeurs de A et B dépendent de la composition du jaugino impliqué. Ainsi le couplage aux neutralinos va être proportionnel à la charge du lepton associé dans le cas d'un neutralino de type photino, au couplage faible dans le cas d'un neutralino de type zino, ou encore à la masse du lepton considéré dans le cas d'un neutralino de type Higgsino. Dans ce dernier cas, le couplage slepton-lepton-neutralino reste donc faible. Cependant, le cas d'un neutralino de type Higgsino est peu fréquent dans l'espace des paramètres du modèle mSUGRA (Figures 3.3 et 3.4). Pour ce qui est du couplage aux charginos, mélanges de winos et de Higgsinos, comme seuls les leptons gauches se couplent aux W. Par supersymétrie, seuls les sleptons gauches ont des couplages slepton-lepton-chargino importants. La production résonnante de slepton conduisant à des sleptons gauches, leur couplage aux charginos peut donc être important.

Les figures 3.16 et 3.17 montrent, pour deux valeurs du couplage, le mode dominant de désintégration du sneutrino dans le plan $(m_0, m_{1/2})$ pour μ négatif et μ positif et pour $\tan\beta = 5$. Les lignes pointillées représentent les isomasses de sneutrino (en GeV). On

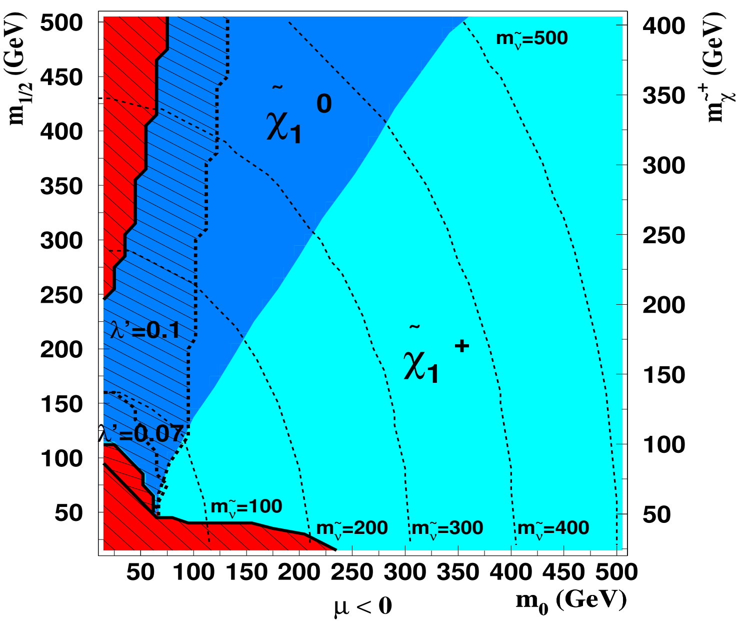


Figure 3.16 – *Désintégration dominante du sneutrino pour* $\tan\beta = 5$*, sign*$(\mu) < 0$ *et* $A_0 = 0$*. Les lignes pointillées représentent les isomasses du sneutrino (en GeV). L'échelle de droite est l'échelle de masse du* $\tilde{\chi}_1^+$*. Le programme utilisé est SUSYGEN [6], interfacé avec SUSPECT [5] pour le calcul du spectre de masses des particules supersymétriques.*

voit que quand la désintégration en chargino est cinématiquement accessible ($m_{\tilde{\nu}} > m_{\tilde{\chi}_1^+}$), cette désintégration devient rapidement dominante même si la masse du $\tilde{\chi}_1^+$ est environ deux fois celle du $\tilde{\chi}_1^0$. Pour $\mu < 0$, la zone hachurée délimitée en pointillés montre la région où la désintégration $\not{R}_p$ du sneutrino domine (pour $\lambda'_{211} = 0.1$ et 0.07). Dans cette région,

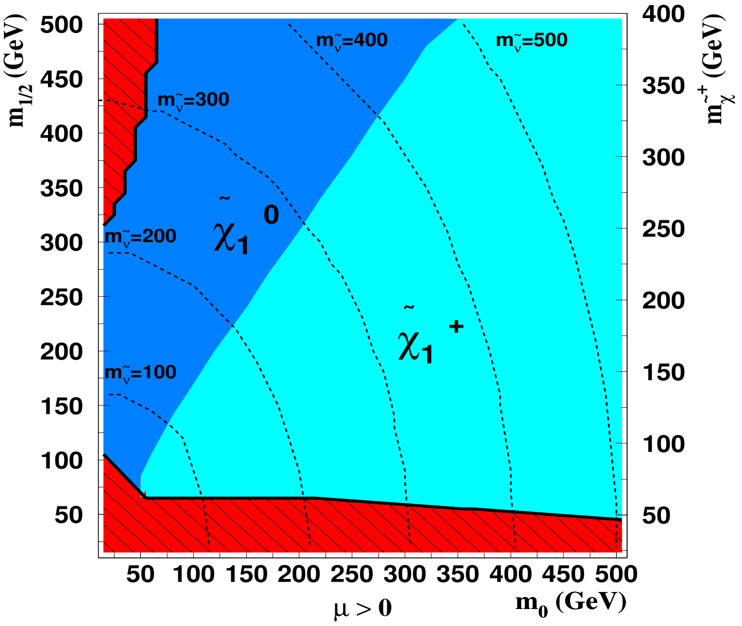


Figure 3.17 – *Désintégration dominante du sneutrino pour* $\tan\beta = 5$*, sign(*μ*)* > 0 *et* $A_0 = 0$*. Les lignes pointillées représentent les isomasses du sneutrino (en GeV). L'échelle de droite est l'échelle de masse du* $\tilde{\chi}_1^+$*. Le programme utilisé est SUSYGEN [6], interfacé avec SUSPECT [5] pour le calcul du spectre de masses des particules supersymétriques.*

le rapport d'embranchement du sneutrino en violant la R-parité est d'environ 55% alors qu'il est de 45% en $\tilde{\chi}_1^0$. Dans cette même zone du plan, pour $\mu > 0$ ($m_0 < 100$), le $\tilde{\chi}_1^0$ est légérement plus léger et donc les rapports d'embranchement en $\tilde{\chi}_1^0$ et par $\not{R}_p$ se trouvent inversés. Ainsi pour $\mu > 0$, la désintégration $\not{R}_p$ du sneutrino ne domine jamais.

Il faut remarquer que même dans la région où la désintégration en $\tilde{\chi}_1^0$ domine, le rapport d'embranchement du sneutrino en $\tilde{\chi}_1^+$ peut ne pas être négligeable. La figure 3.18 montre la valeur de ce rapport d'embranchement en fonction du m_0.

Pour terminer sur des ordres de grandeurs, notons que pour $m_0 = 200GeV$ et $m_{1/2} = 200GeV$ ($\mu > 0$), la section efficace de production d'un $\tilde{\chi}_1^+$ avec un lepton est de 1.7 pb (pour $\lambda'_{211} = 0.07$) alors qu'elle n'est que de 0.002 pb pour une paire de $\tilde{\chi}_1^0$ ou de 0.18 pb pour une paire de $\tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_2^0$. Enfin, la section efficace de production de sneutrino multipliée par le rapport d'embranchement du sneutrino par $\not{R}_p$, c'est-à-dire la section efficace de production résonnante de sneutrino qui donne directement deux jets, n'est que de 0.054 pb pour ce même point ($\lambda'_{211} = 0.07$).

3.3.3 Évolution des sections efficaces en fonction des paramètres mSUGRA

Afin d'examiner la variation de la section efficace de production simple de jauginos en fonction de tous les paramètres du modèle de supergravité minimale, nous ne supposerons pas dans cette section la brisure radiative de la symétrie électrofaible et donc, la valeur

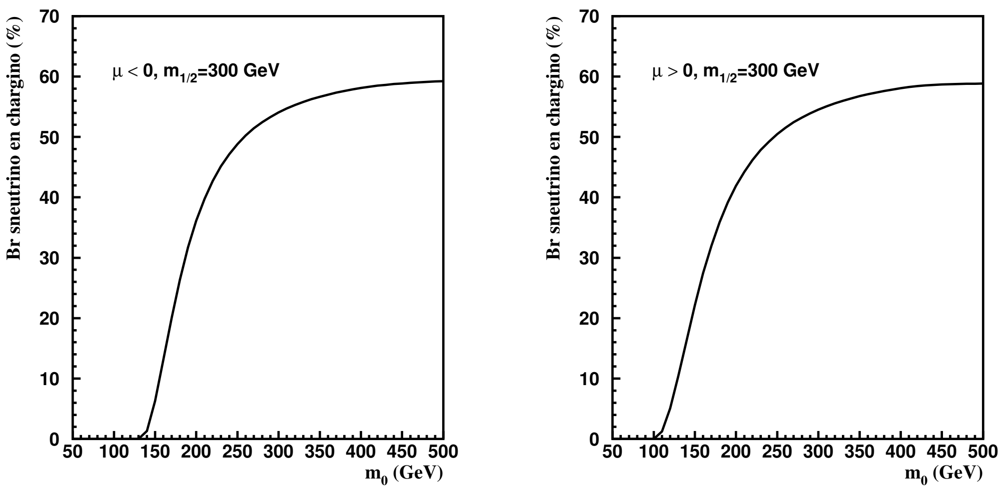


Figure 3.18 – *Rapport d'embranchement du sneutrino en chargino pour* $m_{1/2} = 300$ GeV, $\tan\beta = 5$, $A_0 = 0$ *et* $sign(\mu) < 0$ *(à gauche) ou* $sign(\mu) > 0$ *(à droite).*

du module de μ n'est pas fixée par les autres paramètres.

Production de charginos

La production simple de charginos correspond aux graphes (a) et (b) de la figure 3.11. Considérons le cas de la production de $\tilde{\chi}^+ l^-$. La section efficace de ce processus dépend faiblement du paramètre A_0 sauf dans le cas de l'échange de squarks de troisième génération en voie u ou t (Figure 3.11 avec j ou k=3). Ces diagrammes non résonnants ont généralement une faible contribution à la section efficace. On choisira donc dans la suite $A_0 = 0$.

La dépendance de la section efficace de production de $\tilde{\chi}_1^+ \mu^-$ en fonction de $\tan\beta$ est représentée figure 3.19. On voit que le taux de production varie peu sauf pour $\tan\beta < 10$. La décroissance de la section efficace à faible $tan\beta$ provient de l'augmentation de la masse du sneutrino (cf. 3.1). En fait, cette section efficace dépend surtout des paramètres m_0 et M_2 (on rappelle qu'on a $M_2 \approx 0.8 m_{1/2}$, cf. 1.102). Cette dépendance est représentée figure 3.20. Il faut noter que les valeurs des sections efficaces présentées dans cette section doivent être multipliées par 2 pour tenir compte des processus conjugués de charge. On voit que le taux de production diminue lorsque m_0 augmente. Ceci provient du fait que lorsque m_0 augmente, la masse du sneutrino augmente ce qui rend plus difficile sa production. La diminution de la section efficace quand M_2 augmente s'explique par le fait que dans ce cas, la masse du chargino augmente et donc on observe une diminution de l'espace de phase pour sa production. La figure 3.21 représente plus spécifiquement la variation de la section efficace en fonction de m_0 pour différents couplages et également pour la production de $\tilde{\chi}_2^+$. Pour chaque couplage, la valeur choisie est proche de la limite indirecte correspondante (cf. tableau 3.1). La différence de taux de production suivant les couplages s'explique par les différentes densités partoniques que ces couplages mettent en jeu. La section efficace reste importante pour de nombreux couplages, tant que les quarks impliqués ne sont pas tous les deux des quarks de la mer. Sa décroissance à faible valeur de m_0 provient du fait

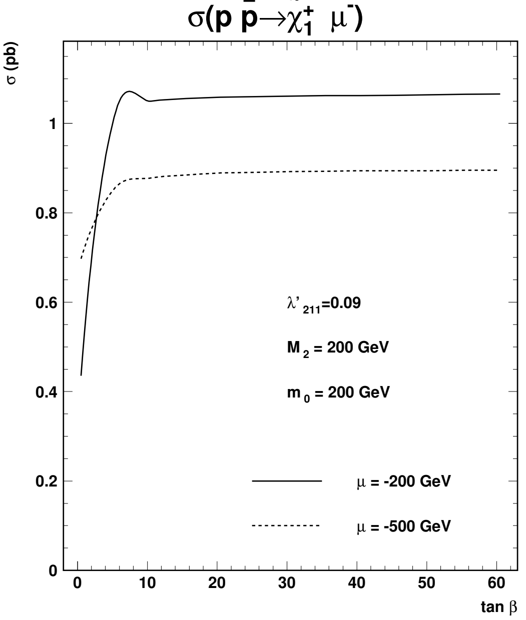


Figure 3.19 – *Section efficace de la production simple* $p\bar{p} \to \tilde{\chi}_1^+\mu^-$ *pour une énergie dans le centre de masse de 2 TeV, en fonction de* $\tan\beta$ *pour* $\lambda'_{211} = 0.09$*,* $M_2 = 200$ GeV*,* $m_0 = 200$ GeV *et deux valeurs du paramètre* μ*:* $\mu = -200$ GeV, -500 GeV.

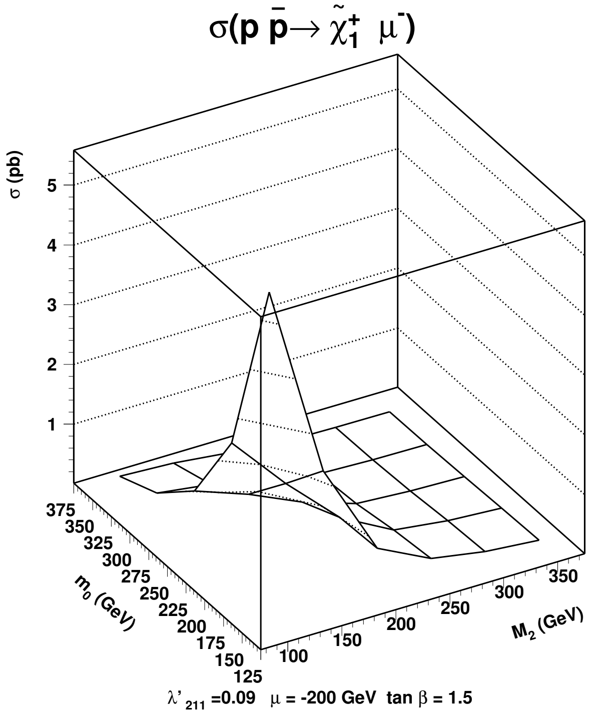


Figure 3.20 – *Section efficace de la production simple* $p\bar{p} \to \tilde{\chi}_1^+\mu^-$ *pour une énergie dans le centre de masse de 2 TeV, en fonction de* m_0 *et de* M_2 *pour* $\lambda'_{211} = 0.09$*,* $\tan\beta = 1.5$ *et* $\mu = -200$ GeV.

que dans cette région, la masse du sneutrino devient proche de celle du chargino. On peut noter également sur la figure 3.21 que la section efficace de production de $\tilde{\chi}_2^+\mu^-$ est peu importante.

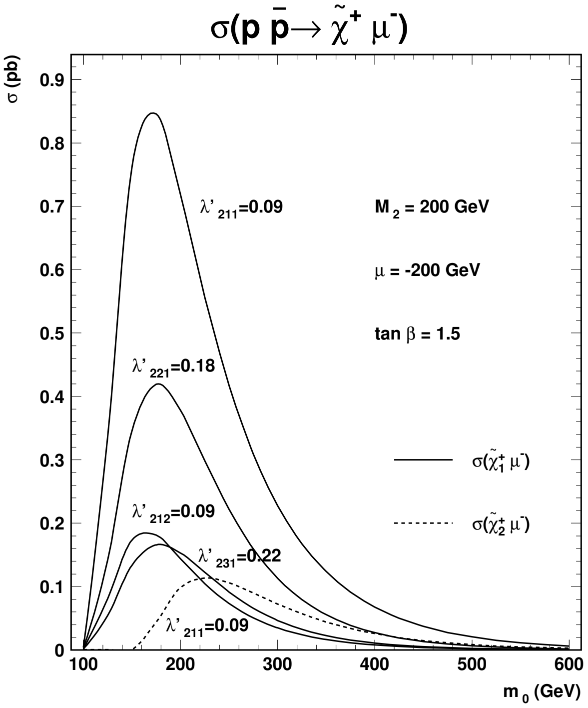


Figure 3.21 – *Section efficace de la production simple $p\bar{p} \to \tilde{\chi}^+_{1,2}\mu^-$ pour une énergie dans le centre de masse de 2 TeV en fonction de m_0 pour différents couplages λ' et pour M_2 = 200 GeV, $\tan\beta$ = 1.5 et μ = −200 GeV.*

Autres productions simples par λ'

Les sections efficaces de production de $p\bar{p} \to \tilde{\chi}^-\nu_\mu$, $p\bar{p} \to \tilde{\chi}^0\mu^-$ et $p\bar{p} \to \tilde{\chi}^0\nu_\mu$ ont typiquement les mêmes dépendances en fonction de $\tan\beta$ et m_0 que la production $\tilde{\chi}^+\mu^-$. La figure 3.22 représente la variation en fonction de m_0 de ces sections efficaces. On observe la même décroissance à grand m_0 que dans le cas de $\tilde{\chi}^+\mu^-$. Cependant, la section efficace des processus faisant intervenir le $\tilde{\chi}^0_1$ ne diminue pas à faible m_0. Ceci provient du fait que dans le modèle mSUGRA, la masse des sleptons gauches $\tilde{l}^\pm_L, \tilde{\nu}_L$ n'est jamais très proche de celle du $\tilde{\chi}^0_1$ (sauf dans le cas particulier de la production résonnante de $\tilde{\tau}$).

3.4 Chaîne de désintégration

Après avoir examiné les sections efficaces de production simple de jauginos, intéressons nous à la chaîne de désintégration.

3.4.1 Désintégration du chargino

Nous avons vu que le slepton produit de façon résonnante se désintégrait en $\tilde{\chi}^+_1$ dans un vaste domaine de l'espace des paramètres (Figures 3.16 et 3.17). Le $\tilde{\chi}^+_1$ quant à lui peut se désintégrer par des interactions de jauge pour donner un $\tilde{\chi}^0_1$ ou par violation de la R-parité.

La figure 3.23 montre les diagrammes de la désintégration du $\tilde{\chi}^+_1$ par interaction de jauge. On voit que cette désintégration conduit à un $\tilde{\chi}^0_1$ associé avec un lepton chargé et un neutrino ou deux quarks notamment par l'intermédiaire d'un boson W. Les largeurs de désintégration $\tilde{\chi}^+_1 \to \tilde{\chi}^0_1 l\nu$ et $\tilde{\chi}^+_1 \to \tilde{\chi}^0_1 \bar{q}q'$ dépendent là aussi de la composition du

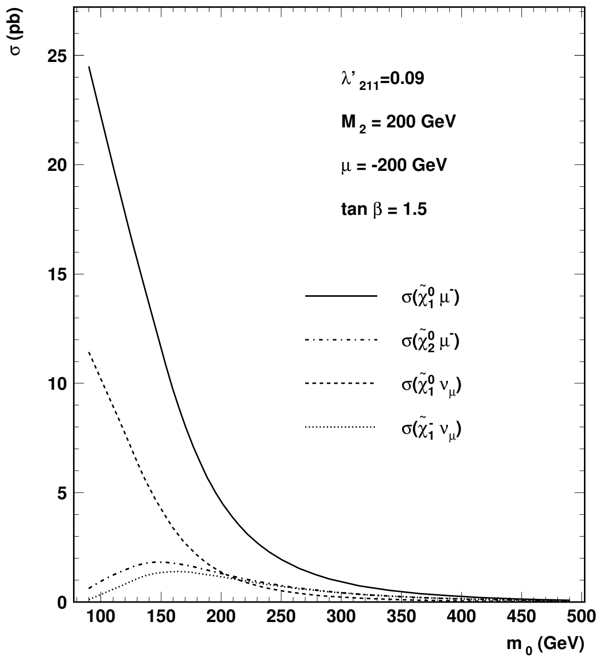


Figure 3.22 – *Section efficace des réactions* $p\bar{p} \to \tilde{\chi}_1^- \nu$*,* $p\bar{p} \to \tilde{\chi}_{1,2}^0 \mu^-$ *et* $p\bar{p} \to \tilde{\chi}_1^0 \nu$ *en fonction de* m_0 *pour une énergie dans le centre de masse de 2 TeV pour* $\lambda'_{211} = 0.09$*,* $M_2 = 200$ GeV, $\tan\beta = 1.5$ *et* $\mu = -200$ GeV.

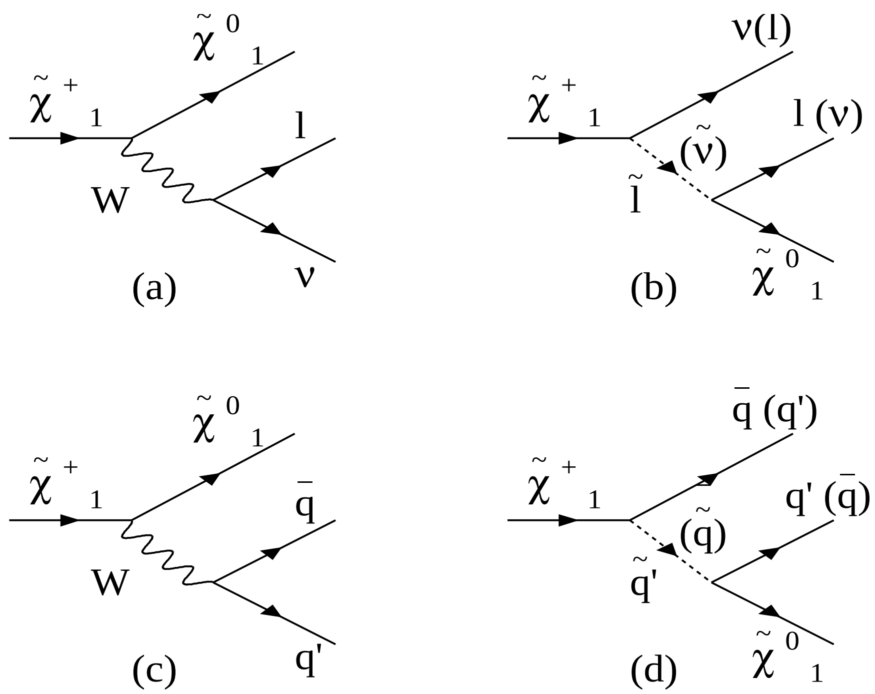


Figure 3.23 – *Désintégrations de jauge du* $\tilde{\chi}_1^+$*.*

chargino et de celle du neutralino. Les éléments de matrice qui permettent de les calculer se trouvent dans [16].

Le chargino peut également se désintégrer par $\not{R}_p$ par le couplage λ'_{211}. Les diagrammes de cette désintégration sont représentés figure 3.24. Cette désintégration se produit par

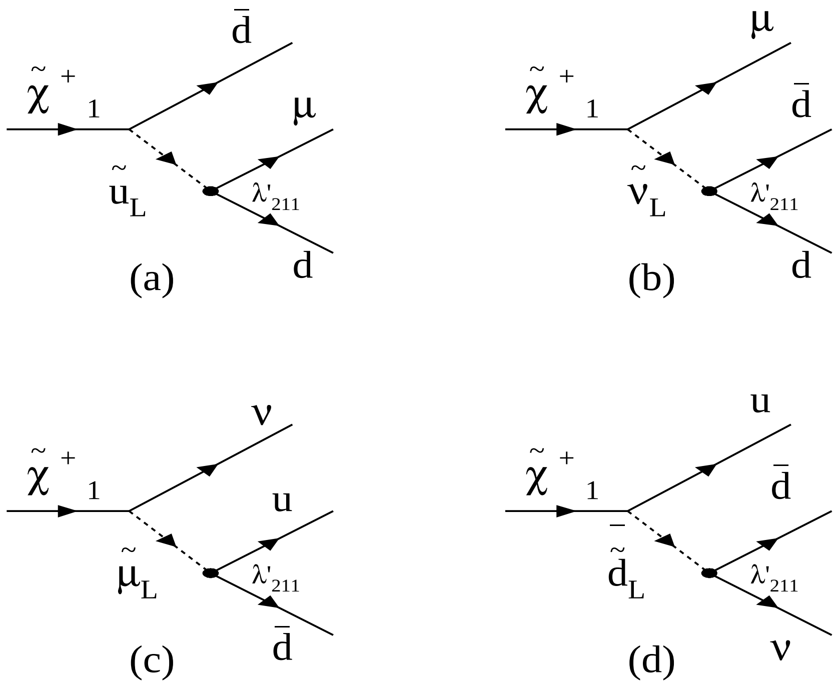


Figure 3.24 – *Désintégrations $\not{R}_p$ du $\tilde{\chi}^+_1$.*

l'intermédiaire d'un slepton gauche et conduit à un muon et deux quarks ou à un neutrino et deux quarks. L'élement de matrice, à nouveau fonction de la composition du chargino, est quadratique par rapport au couplage λ'_{211}. Son expression est donnée dans [17] pour λ'_{111}. Elle est transposable au cas du couplage λ'_{211} en remplaçant simplement le couplage λ'_{111} par λ'_{211}.

Les figures 3.25 et 3.26 montrent, pour $\mu < 0$ et pour $\mu > 0$, le rapport d'embranchement dominant du chargino dans le plan $(m_0, m_{1/2})$ pour $\tan\beta = 5$ et pour $\lambda'_{211} = 0.07$. La zone e, μ représente l'espace où les graphes (a) et (b) de la figure 3.23 sont dominants. La zone labellée *jets* est la zone où les graphes (c) et (d) de la figure 3.23 dominent. Enfin, la zone RPV représente la région où les graphes de la figure 3.24 sont dominants. Les lignes pointillées sont les isomasses des $\tilde{\nu}_\mu$ et des $\tilde{\mu}_L$. Pour les régions où $m_{\tilde{l}} < m_{\tilde{\chi}^+_1}$, le $\tilde{\chi}^+_1$ se désintègre plutôt par l'intermédiaire d'un boson W et donc produit majoritairement des jets. Pour les cas où $m_{\tilde{l}} > m_{\tilde{\chi}^+_1}$, c'est le graphe (b) figure 3.23 qui domine (les masses des squarks sont généralement de l'ordre de trois fois celle du $\tilde{\chi}^+_1$). Lorsque $m_{\tilde{\chi}^+_1} - m_{\tilde{\chi}^0_1} < m_W$, la désintégration $\not{R}_p$ devient dominante.

Les figures 3.27 et 3.28 montrent les valeurs prises par le rapport d'embranchement du $\tilde{\chi}^+_1$ en leptons chargés (électron et muon) dans le plan $(m_0, m_{1/2})$. On voit que dans la zone où la désintégration de jauge en électron et muon domine, ce rapport atteint 70%. Pour les zones où la désintégration a lieu par l'intermédiaire d'un boson W, le rapport d'embranchement vaut environ celui du W en électron et muon: 20%. Ces zones correspondent aux zones où la désintégration du sneutrino en chargino est dominante (Figures 3.16 et 3.17).

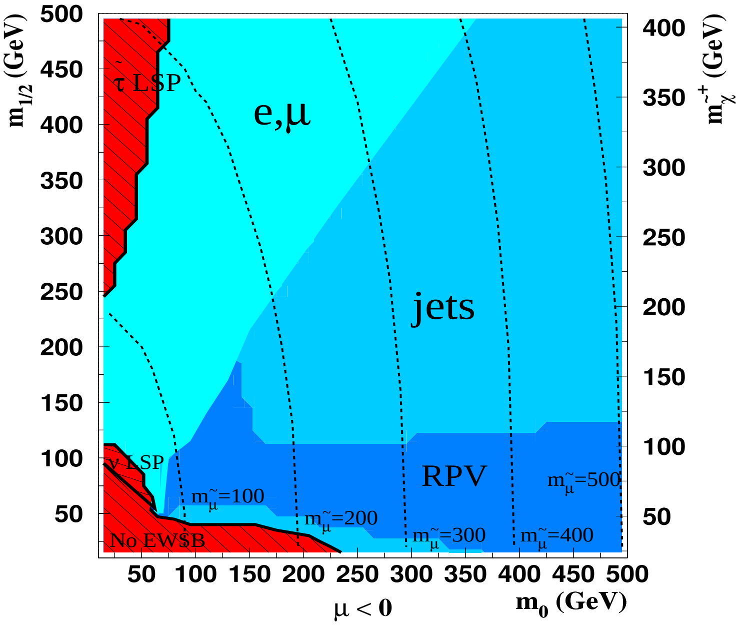


Figure 3.25 – *Rapport d'embranchement dominant du $\tilde{\chi}_1^+$ pour $\mu < 0$, $\tan\beta = 5$ et $\lambda'_{211} = 0.07$. Les lignes pointillées représentent les isomasses du smuon (en GeV). Le programme utilisé est SUSYGEN [6], interfacé avec SUSPECT [5] pour le calcul du spectre de masses des particules supersymétriques.*

3.4.2 Désintégration du neutralino

Il nous reste maintenant à examiner la désintégration du neutralino. Puisque c'est la particule supersymétrique la plus légère dans le modèle dans lequel on s'est placé, le neutralino ne peut se désintégrer que par $\not R_p$. Ce neutralino est le produit de la désintégration du slepton résonnant ou provient des désintégrations de jauge du chargino. La figure 3.29 représente les diagrammes de désintégration possibles par le couplage λ'_{211}. La désintégration du $\tilde{\chi}_1^0$ conduit donc à deux types d'état final possible: un muon et deux quarks ou un neutrino et deux quarks. Le neutralino étant une particule de Majorana, sa probabilité de désintégration en μ^+ est la même que celle en μ^-. Le rapport d'embranchement dominant entre lepton chargé et neutrino dépend drastiquement de la composition du neutralino. Dans le cas où le neutralino est un pur photino, ce rapport est facilement estimable car le couplage photino-fermion-sfermion est directement proportionnel à la charge du fermion qui entre en jeu (même argument de supersymétrie que dans la section 3.3.2). Ainsi, en se référant aux graphes de la figure 3.29 et sans prendre en compte les interférences entre ces diagrammes, on peut écrire [18]:

$$\begin{aligned} Br(\tilde{\gamma} \to \mu^{\pm} + 2\,q) &= \frac{\Gamma(a)+\Gamma(c)+\Gamma(f)}{\Gamma(a)+\Gamma(b)+\Gamma(c)+\Gamma(d)+\Gamma(e)+\Gamma(f)} \\ &= \frac{1^2+(2/3)^2+(1/3)^2}{1^2+0^2+(2/3)^2+(1/3)^2+(1/3)^2+(1/3)^2} \\ &= 87.5\%. \end{aligned} \tag{3.27}$$

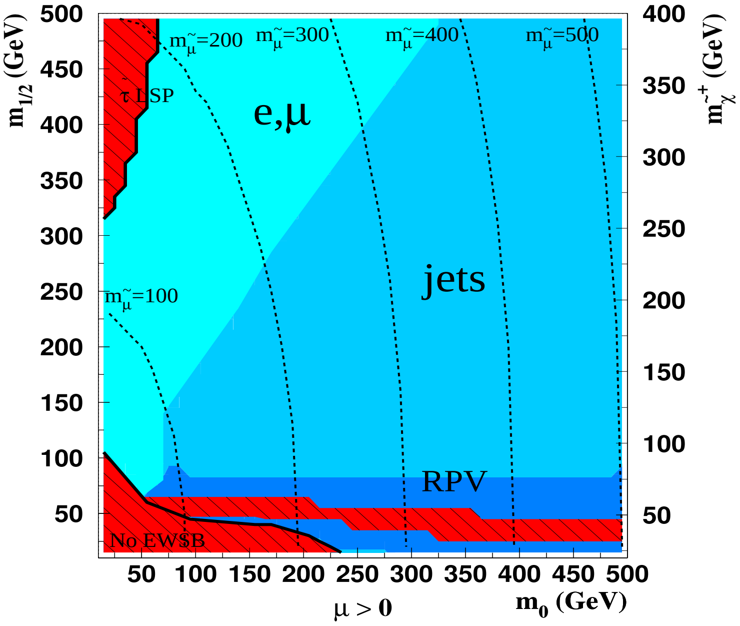


Figure 3.26 – *Rapport d'embranchement dominant du* $\tilde{\chi}_1^+$ *pour* $\mu > 0$, $\tan\beta = 5$ *et* $\lambda'_{211} = 0.07$. *Les lignes pointillées représentent les isomasses du smuon (en GeV). Le programme utilisé est SUSYGEN [6], interfacé avec SUSPECT [5] pour le calcul du spectre de masses des particules supersymétriques.*

Le calcul complet donne: $Br(\tilde{\gamma} \to \mu^{\pm} 2\ jets) = 87.6\%$ [19]. Les figures 3.30 et 3.31 représentent la valeur du rapport d'embranchement du $\tilde{\chi}_1^0$ en lepton chargé pour $\mu < 0$ ou pour $\mu > 0$ dans le plan $(m_0, m_{1/2})$ et $\tan\beta = 5$. On voit que pour un neutralino de type photino (cf. 3.3 et 3.4), on trouve une valeur proche de 80%. Pour un neutralino de type zino ($\mu > 0$, $m_{1/2} < 130 GeV$) ce rapport d'embranchement est de l'ordre de 7%.

La zone où la désintégration du sneutrino en neutralino est dominante, c'est-à-dire à faible m_0 et grand $m_{1/2}$ (Figures 3.16 et 3.17), correspond à la région où le rapport d'embranchement du neutralino en leptons chargés est important.

3.4.3 États finals intéressants

Le tableau 3.2 résume les désintégrations possibles des sleptons produits de façon résonnante. Dans un environnement hadronique, les signatures faisant intervenir des leptons chargés sont généralement plus faciles à isoler du bruit de fond. Ce sont ces signatures qui vont nous intéresser et plus particulièrement, en raison du couplage $\not{R}_p$ choisi, les signatures multi-muons.

La désintégration du slepton par le même couplage $\not{R}_p$ que celui qui a permis sa création n'est généralement pas dominant (Figures 3.16 et 3.17) et conduit à des états finals à deux jets. Les autres états finals possibles sont résumés dans le tableau 3.3. On voit que par la désintégration du chargino et surtout par celle du neutralino, le signal de production résonnante de slepton fait intervenir au moins deux jets. Ces jets peuvent être associés à un, deux ou trois leptons chargés et de l'énergie manquante provenant

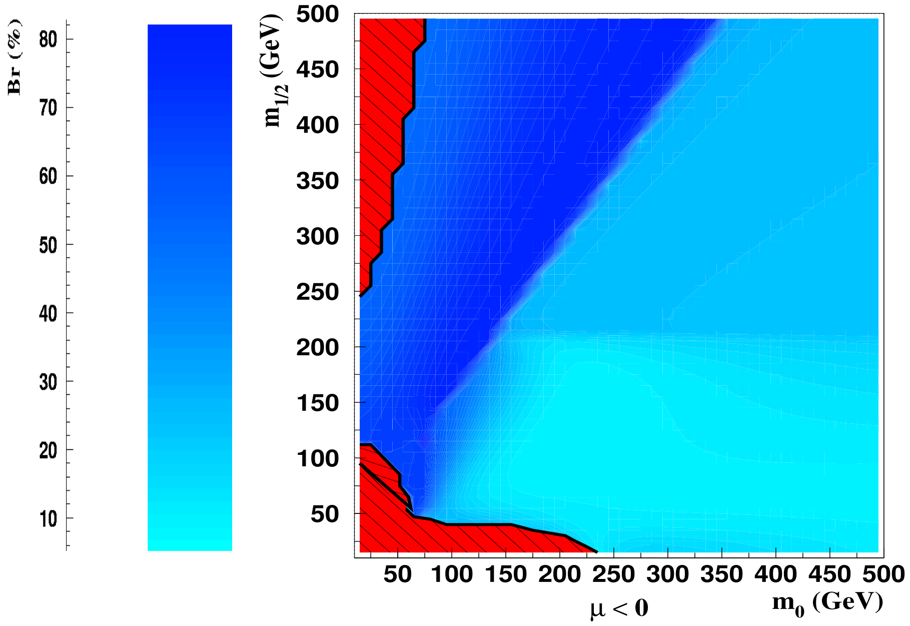


Figure 3.27 – *Rapport d'embranchement du* $\tilde{\chi}_1^+$ *en lepton chargé pour* $\tan\beta = 5$ *et* $sign(\mu) < 0$. *Le programme utilisé est SUSYGEN [6], interfacé avec SUSPECT [5] pour le calcul du spectre de masses des particules supersymétriques.*

sparticule	désintégration $\not{R}_p$	désintégration de jauge
$\tilde{\nu}$	$\tilde{\nu} \to d\bar{d}$	$\tilde{\nu} \to \nu\tilde{\chi}_1^0$ $\tilde{\nu} \to \mu^{\mp}\tilde{\chi}_1^{\pm}$
$\tilde{\mu}$	$\tilde{\mu} \to u\bar{d}$	$\tilde{\mu}^{\pm} \to \mu^{\pm}\tilde{\chi}_1^0$ $\tilde{\mu}^{\pm} \to \nu\tilde{\chi}_1^{\pm}$
$\tilde{\chi}_1^+$	$\tilde{\chi}_1^{\pm} \to \mu^{\pm} + 2q$ $\tilde{\chi}_1^{\pm} \to \nu + 2q$	$\tilde{\chi}_1^{\pm} \to \tilde{\chi}_1^0 l^{\pm}\nu$ $\tilde{\chi}_1^{\pm} \to \tilde{\chi}_1^0 qq'$
$\tilde{\chi}_1^0$	$\tilde{\chi}_1^0 \to \mu^{\pm} + 2q$ $\tilde{\chi}_1^0 \to \nu + 2q$	

Tableau 3.2 – *Modes de désintégrations possibles du* $\tilde{\nu}_\mu$, *du* $\tilde{\mu}$, *du* $\tilde{\chi}_1^+$ *et du* $\tilde{\chi}_1^0$ *en supposant que seul le couplage* $\not{R}_p$ λ'_{211} *domine.*

de neutrinos. Du fait que le neutralino est une particule de Majorana, il se désintègre en muon ou en anti-muon avec une égale probabilité. Il est donc possible d'avoir des signatures avec des leptons de même signe, signal qui a peu de bruit de fond provenant de processus standard. Notons enfin, que la production résonnante de sneutrino peut conduire à un signal trilepton avec au moins deux muons: $\tilde{\nu} \to \mu\tilde{\chi}_1^+$, $\tilde{\chi}_1^+ \to \tilde{\chi}_1^0 l\nu$, $\tilde{\chi}_1^0 \to \mu + 2jets$. La section efficace observable du signal trilepton par production résonnante de sneutrino mu, c'est-à-dire la section efficace de production de sneutrino résonnant multipliée par le produit des rapports d'embranchement des désintégrations impliquées, est représentée Figure 3.32. Pour un sneutrino de 300 GeV, cette section efficace est de l'ordre de quelques

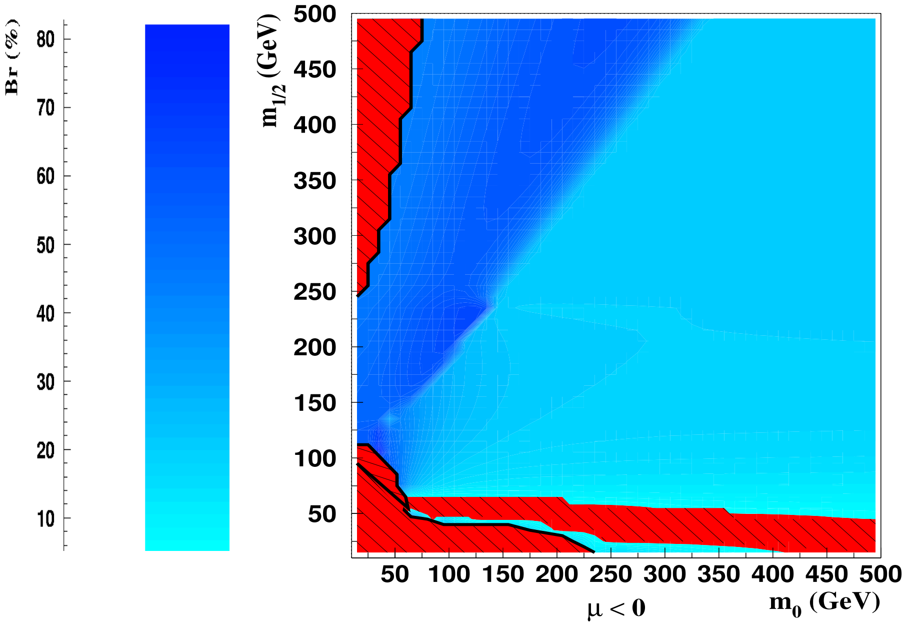


Figure 3.28 – *Rapport d'embranchement du $\tilde{\chi}_1^+$ en lepton chargé pour* $\tan\beta = 5$ *et* $sign(\mu) > 0$. *Le programme utilisé est SUSYGEN [6], interfacé avec SUSPECT [5] pour le calcul du spectre de masses des particules supersymétriques.*

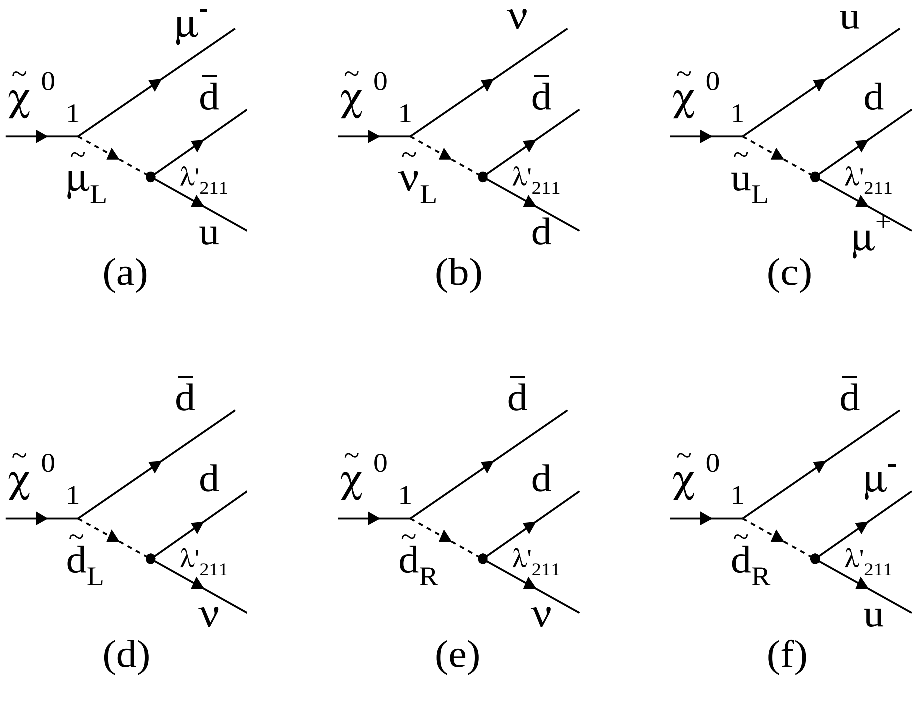


Figure 3.29 – *Désintégrations du $\tilde{\chi}_1^0$ par le couplage λ'_{211}.*

dizaines de femtobarns.

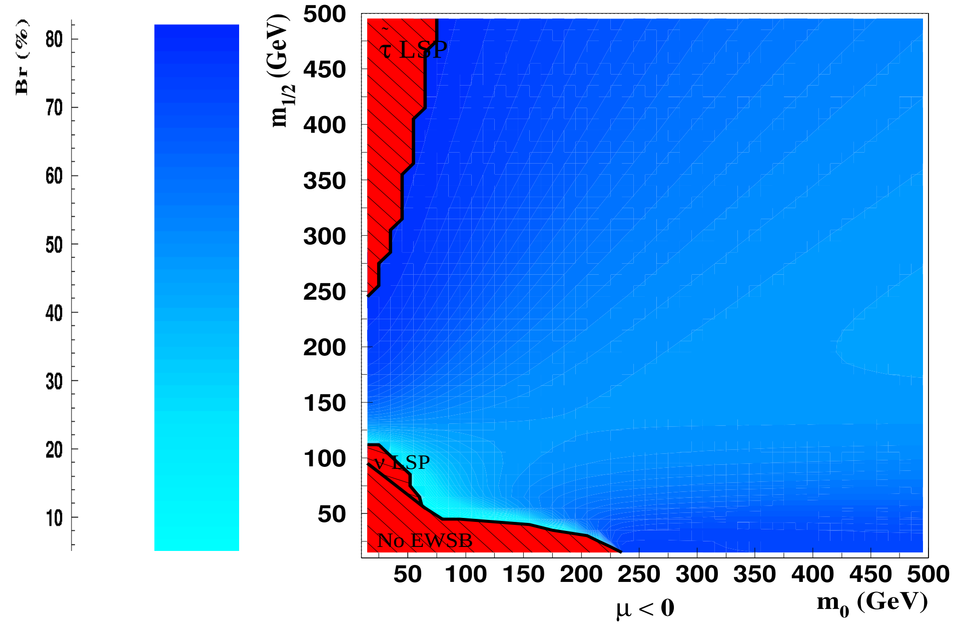


Figure 3.30 – *Rapport d'embranchement du* $\tilde{\chi}_1^0$ *en lepton chargé pour* $\tan\beta = 5$ *et* $sign(\mu) < 0$. *Le programme utilisé est SUSYGEN [6], interfacé avec SUSPECT [5] pour le calcul du spectre de masses des particules supersymétriques.*

sparticle résonnante	état final	chaîne de désintégration
$\tilde{\nu}$	2 jets + $\not{E}$	$\tilde{\nu} \to \nu\tilde{\chi}_1^0 \to 2\nu + 2q$
	1 muon + 2 jets + $\not{E}$	$\tilde{\nu} \to \nu\tilde{\chi}_1^0 \to \nu\mu + 2q$
	1 muon + 4 jets + $\not{E}$	$\tilde{\nu} \to \mu^\mp\tilde{\chi}_1^\pm \to \mu^\mp 2q\tilde{\chi}_1^0 \to \mu^\mp 4q\nu$
	2 leptons + 2 jets + $\not{E}$	$\tilde{\nu} \to \mu^\mp\tilde{\chi}_1^\pm \to \mu^\mp l^\pm\nu\tilde{\chi}_1^0 \to \mu^\mp l^\pm 2\nu 2q$
	2 muons + 4 jets	$\tilde{\nu} \to \mu^\mp\tilde{\chi}_1^\pm \to \mu^\mp 2q\tilde{\chi}_1^0 \to \mu^\mp\mu 4q$
	3 leptons + 2 jets + $\not{E}$	$\tilde{\nu} \to \mu^\mp\tilde{\chi}_1^\pm \to \mu^\mp l^\pm\nu\tilde{\chi}_1^0 \to \mu^\mp l^\pm\mu\nu 2q$
$\tilde{\mu}$	4 jets + $\not{E}$	$\tilde{\mu}^\pm \to \nu\tilde{\chi}_1^\pm \to \nu 2q\tilde{\chi}_1^0 \to 2\nu 4q$
	1 muon + 2 jets + $\not{E}$	$\tilde{\mu}^\pm \to \mu^\pm\tilde{\chi}_1^0 \to \mu^\pm\nu 2q$
	1 lepton + 2 jets + $\not{E}$	$\tilde{\mu}^\pm \to \nu\tilde{\chi}_1^\pm \to l^\pm 2\nu\tilde{\chi}_1^0 \to l^\pm 3\nu 2q$
	1 muon + 4 jets + $\not{E}$	$\tilde{\mu}^\pm \to \nu\tilde{\chi}_1^\pm \to \nu 2q\tilde{\chi}_1^0 \to \mu\nu 4q$
	2 muons + 2 jets	$\tilde{\mu}^\pm \to \mu^\pm\tilde{\chi}_1^0 \to \mu^\pm\mu 2q$
	2 leptons + 2 jets + $\not{E}$	$\tilde{\mu}^\pm \to \nu\tilde{\chi}_1^\pm \to l^\pm 2\nu\tilde{\chi}_1^0 \to l^\pm\mu 2\nu 2q$

Tableau 3.3 – *États finals provenant de la production résonnante de sleptons pour un couplage* $\not{R}_p$ λ'_{211} *dominant (les désintégrations* $\not{R}_p$ *des sleptons ne sont pas représentées).* $\not{E}$ *signifie énergie manquante.*

Dans les deux sections suivantes, nous allons décrire l'analyse de certains des états finals de la production résonnante de sleptons: l'état final à trois leptons et l'état final à deux leptons de même signe.

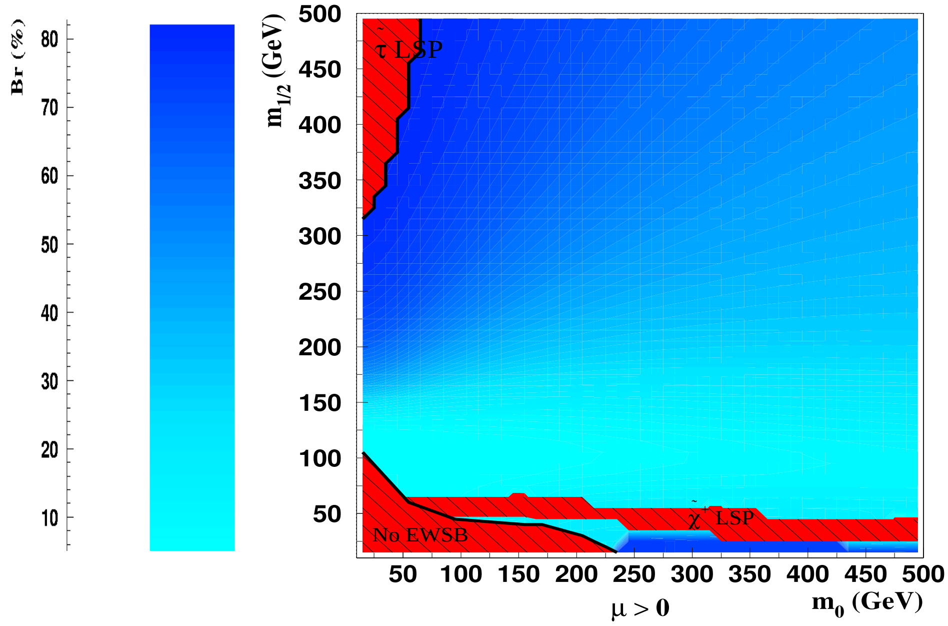


Figure 3.31 – *Rapport d'embranchement du $\tilde{\chi}_1^0$ en lepton chargé pour* $\tan\beta = 5$ *et* $sign(\mu) > 0$. *Le programme utilisé est SUSYGEN [6], interfacé avec SUSPECT [5] pour le calcul du spectre de masses des particules supersymétriques.*

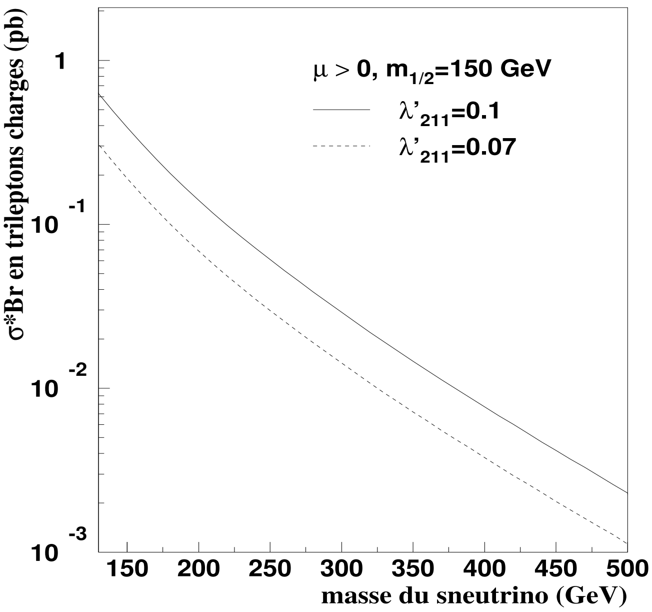


Figure 3.32 – *Section efficace observable du signal trilepton par production résonnante de sneutrino pour* $m_{2/1} = 150 GeV$, $\tan\beta = 5$, $sign(\mu) > 0$.

3.5 L'analyse trois leptons

Cette analyse [2, 3] ainsi que l'analyse deux leptons de même signe (cf. section 3.6) utilise le programme de simulation approchée SHW[21] qui rend compte de la réponse moyenne des détecteurs DØ et CDF. Ses principales caractéristiques de cette paramétrisation sont résumées ci-dessous:

- reconstruction des électrons et photons: coupures: $E_t \geq 10$ GeV, $|\eta| \leq 2$, efficacité: 95%, résolution: $\frac{20\%}{\sqrt{E}}$;
- reconstruction des muons: coupures: $E_t \geq 3$ GeV, $|\eta| \leq 1.5$, efficacité: 92%;
- reconstruction des jets: coupures: $E_t \geq 5$ GeV, $|\eta| \leq 4.$, efficacité: 98%, résolution: $\frac{80\%}{\sqrt{E}}$.
- impulsions mesurées par un détecteur de traces interne ayant une précision de mesure de 40 μm sur la flèche des traces.

3.5.1 Le signal

Le signal trois leptons provient de la production simple de chargino: $p\bar{p} \to \tilde{\chi}^{\pm} l_i^{\mp}$ suivi des désintégrations: $\tilde{\chi}^{\pm} \to \tilde{\chi}_1^0 l^{\pm} \nu$, $\tilde{\chi}_1^0 \to l_i u_j \bar{d}_k$, $\bar{l}_i \bar{u}_j d_k$. L'état final contient donc 3 leptons chargés, 2 jets et de l'énergie manquante ($\not{E}$). Comme la section efficace de production de $\tilde{\chi}_1^{\pm} l_i^{\mp}$ domine celle de $\tilde{\chi}_2^{\pm} l_i^{\mp}$ (Figure 3.21), on ne considérera que la réaction faisant intervenir le chargino le plus léger. Le rapport d'embranchement du chargino en lepton $Br(\tilde{\chi}_1^{\pm} \to \tilde{\chi}_1^0 l^{\pm} \nu)$ est typiquement de l'ordre de 30%. Celui du neutralino en lepton chargé oscille entre 40% et 70% pour $\mu < 0$. Les éléments de matrice des processus étudiés ont été calculés et intégrés dans le générateur SUSYGEN [6].

3.5.2 Le bruit de fond standard

Les réactions $q\bar{q} \to t\bar{t}$ ou $gg \to t\bar{t}$ suivi de $t \to bW$ lorsque les bosons W et un des quarks b se désintégrent leptoniquement donnent une signature trileptonique. La section efficace fois le rapport d'embranchement calculée à l'ordre des arbres vaut: $\sigma(p\bar{p} \to t\bar{t}) \times B^2(W \to l\nu) \approx 704 fb$ pour une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 2$ TeV. L'autre source importante de bruit de fond standard est la production de $W^{\pm}Z^0$ suivi de la désintégration leptonique du W et du Z^0. La section efficace fois le rapport d'embranchement de ce processus est: $\sigma(p\bar{p} \to WZ) \times B(W \to l_p \nu_p) \times B(Z \to l_p \bar{l}_p) \approx 82 fb$ pour $\sqrt{s} = 2$ TeV. Ces sections efficaces sont importantes devant la section efficace du signal, qui varie typiquement entre 10 et 100 fb. La production de $W^{\pm}Z^0$ peut également donner une faible contribution au canal trois leptons lorsque les bosons se désintègrent en quarks b qui eux mêmes donnent des leptons. De la même façon, le processus $Z^0 Z^0$ suivi de $Z \to l\bar{l}$ ($l = e, \mu$), $Z \to \tau\bar{\tau}$ lorsqu'un τ se désintègre leptoniquement ou alors $Z \to l\bar{l}$ et $Z \to b\bar{b}$ conduit à des états finals à 3 leptons. Ces bruits de fond ont été générés avec le générateur PYTHIA[22].

Des sources de bruit de fond "non physique" peuvent également contribuer à une signature trileptonique, par exemple les signaux à 4 leptons provenant de la production de $Z^0 Z^0$ ou de $t\bar{t}$ où un des leptons n'est pas détecté. Le processus $p\bar{p} \to l^+ l^- + X$ si X est pris pour un lepton conduit également à cet état final. L'étude développée ici utilise une simulation simplifiée de la réponse du détecteur et ne peut donc pas donner une estimation correcte de ce type de bruit de fond.

3.5.3 Le bruit de fond supersymétrique

Un signal trileptonique peut provenir de la production de paire de superparticules (par conservation de la R-parité). Les deux particules supersymétriques produites peuvent se désintégrer directement ou par des cascades jusqu'à donner une paire de neutralinos. Ces neutralinos peuvent ensuite se désintégrer en deux leptons par le couplage λ'. Un troisième lepton peut être créé lors des cascades comme par exemple au niveau du chargino: $\tilde{\chi}^{\pm} \rightarrow \tilde{\chi}^{0} l^{\pm} \nu$. Le tableau 3.4 donne la somme des sections efficaces de toutes les productions de paires au Tevatron en fonction de m_0 et $m_{1/2}$. On voit que ces sections efficaces décroissent quand m_0 et $m_{1/2}$ augmentent du fait de l'augmentation des masses des superparticules. On voit que ce bruit de fond n'est important qu'à faible valeur de $m_{1/2}$. Ces bruits de fond ont été générés avec le générateur HERWIG[23].

$m_{1/2} \setminus m_0$	100 GeV	200 GeV	300 GeV	400 GeV	500 GeV
100 GeV	6.359	3.846	3.369	3.567	3.849
200 GeV	0.179	0.149	0.151	0.160	0.170
300 GeV	2.2 10^{-2}	1.6 10^{-2}	1.5 10^{-2}	1.5 10^{-2}	1.6 10^{-2}

Tableau 3.4 – *Section efficace en pb de la somme de toutes les productions de paires de superparticules au Tevatron en fonction de m_0 et de $m_{1/2}$ pour $\tan\beta = 1.5$, $sign(\mu) < 0$, $\lambda'_{211} = 0.05$ et $\sqrt{s} = 2$ TeV. Le programme utilisé est HERWIG [23].*

3.5.4 Les coupures

Afin d'augmenter le rapport signal sur bruit, plusieurs coupures sont appliquées. Un événement est sélectionné s'il contient au moins trois leptons (électron, muon ou tau) et au moins deux jets. Les deux jets de plus haute énergie doivent avoir une impulsion transverse supérieure à 10 GeV et les trois leptons de plus haute énergie une énergie supérieure respectivement à 20 GeV, 20 GeV et 10 GeV. Pour réduire le bruit de fond provenant de la production $t\bar{t}$, un critère d'isolation est appliqué sur les leptons. En calculant les différences d'angle $\Delta\phi$ et $\Delta\theta$ entre les trois leptons et les deux jets, on impose que $\Delta R = \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\theta^2} > 0.4$. Enfin, puisqu'on s'attend à ce que les leptons du signal soient bien isolés, on exige que l'énergie contenue dans un cône $E_{cône}$ autour du lepton, défini par $\Delta R < 0.25$ et non associée à ce lepton soit inférieure à 2 GeV. Les tableaux 3.5 et 3.6 montrent le nombre d'événements de bruit de fond standard et supersymétrique subsistant après application successive des trois coupures décrites ci-dessus. On voit que

	$W^{\pm}Z^0$	Z^0Z^0	$t\bar{t}$	Total
nombre d'evts générés	3 10^5	10^4	3 10^5	
coupures sur P_t, E	1.39 ± 0.11	1.37 ± 0.11	39.80 ± 1.00	42.56 ± 1.01
+ $\Delta R > 0.4$	0.26 ± 0.05	0.21 ± 0.04	4.23 ± 0.39	4.70 ± 0.40
+ $E_{cône} < 2$ GeV	0.24 ± 0.04	0.17 ± 0.04	1.14 ± 0.17	1.55 ± 0.18

Tableau 3.5 – *Nombre d'événements trois leptons sommé sur les trois saveurs leptoniques subsistant après application successive des différentes coupures pour une luminosité $\mathcal{L} = 1 fb^{-1}$ et une énergie $\sqrt{s} = 2$ TeV.*

$m_{1/2} \setminus m_0$	100 GeV	200 GeV	300 GeV	400 GeV	500 GeV
100 GeV	93.94	125.59	80.53	66.62	63.90
200 GeV	5.11	4.14	3.86	4.02	4.26
300 GeV	2.26	0.66	0.52	0.55	0.55

Tableau 3.6 – *Nombre d'événements trois leptons provenant de production de paires de superparticules en fonction de* m_0 *et* $m_{1/2}$ *pour* $\tan\beta = 1.5$, $sign(\mu) < 0$ *et* $\lambda'_{211} = 0.05$ *après application des trois coupures décrites dans le texte. Le nombre d'événements générés correspond à une luminosité* $\mathcal{L} = 1 fb^{-1}$ *pour une énergie* $\sqrt{s} = 2$ TeV.

le bruit de fond standard le plus important est la production $t\bar{t}$ qui est particulièrement supprimée par la coupure d'isolation sur les leptons.

L'efficacité de ces coupures sur le signal varie en fonction des paramètres m_0 et $m_{1/2}$. Pour $m_0 = 200$ GeV, $m_{1/2} = 200$ GeV, $sign(\mu) < 0$, $A_0 = 0$ et $\lambda'_{211} = 0.09$, cette efficacité est de 2.5% et le nombre d'événements de signal restant après coupures est 60 pour une luminosité de 1 fb^{-1}.

3.5.5 Les résultats

Résultats pour le couplage λ'_{211}

Examinons d'abord le potentiel de découverte[3] pour le couplage λ'_{211}. Les figures 3.33 et 3.34 représentent les contours de découverte à cinq déviations standard, trois déviations standard et les limites à 95% de confiance dans le plan $(m_0, m_{1/2})$ pour différentes valeurs du couplage λ'_{211} et dans le plan (λ'_{211}, m_0) pour différentes valeurs de M_2. Ces contours sont également établis pour différentes luminosités. Ces courbes ne prennent pas en compte le bruit de fond supersymétrique qui n'est important qu'à faible $m_{1/2}$. Afin de distinguer ce bruit de fond supersymétrique du signal trileptonique $\not{R}_p$, il serait possible d'appliquer de nouvelles coupures basées sur la reconstruction des masses des superparticules. La forme des contours s'explique par l'évolution de la section efficace du processus: $p\bar{p} \to \tilde{\chi}_1^+ \mu^-$ et en particulier, la décroissance de la section efficace pour des grandes valeurs de m_0 et $m_{1/2}$ (Figure 3.20) mais également à faible m_0 (Figure 3.21). Le pouvoir de découverte obtenu par cette analyse représente une amélioration importante par rapport aux limites sur les masses des superparticules dérivées des données des expériences LEP[24].

Des sensibilités importantes sur les paramètres supersymétriques peuvent déjà être obtenues avec une faible luminosité ($\mathcal{L} = 0.5 fb^{-1}$) et sans reconstruire les leptons taus qui se désintégrent en hadrons. Le pouvoir de découverte dans ce cas est présenté figure 3.35. On voit qu'il reste important même si les taus ne sont pas reconstruits.

Résultats pour les autres couplages λ'_{2jk}

En utilisant le rapport des section efficaces de la production de $\tilde{\chi}_1^+ \mu^-$ pour différents couplages λ'_{2jk} (cf. figure 3.21), on peut estimer à partir des résultats obtenus avec λ'_{211}

3. Les contours ont été évalués avec la formule simple: $\frac{N_{signal}}{\sqrt{N_{Bdf}+1}}$ où N_{signal} est le nombre d'événements restant après coupures et N_{Bdf} le nombre d'événements de bruit de fond. Le caractère approché de la simulation ne nécessite pas un traitement statistique plus évolué.

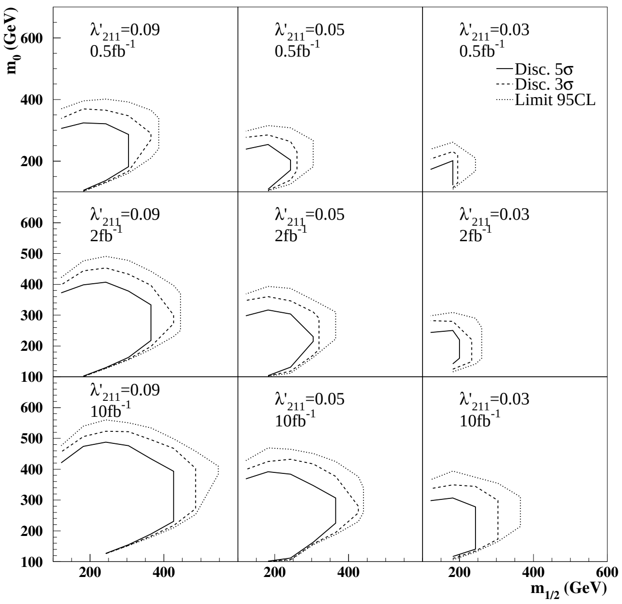


Figure 3.33 – *Contours de découverte et limites à 95% de confiance obtenus par l'analyse du signal trileptonique pour sign(μ) < 0 et $\tan\beta = 1.5$ dans le plan $(m_0, m_{1/2})$ pour différentes valeurs de λ'_{211} et de la luminosité.*

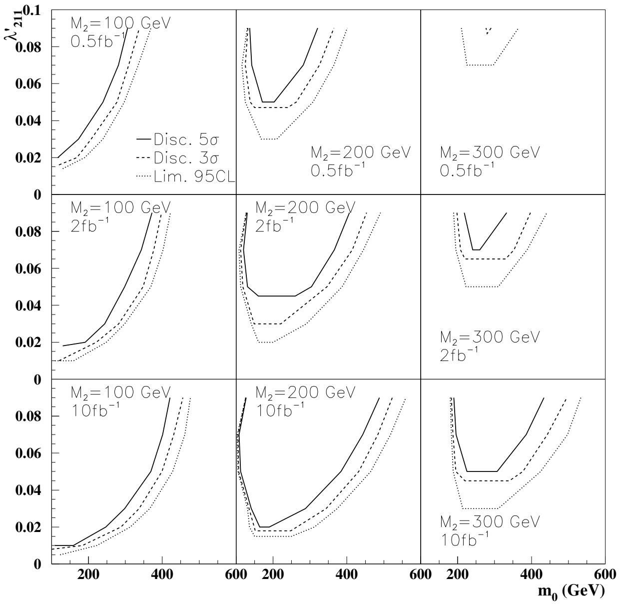


Figure 3.34 – *Contours de découverte et limites à 95% de confiance obtenus par l'analyse du signal trileptonique pour sign(μ) < 0 et $\tan\beta = 1.5$ dans le plan (λ'_{211}, m_0) pour différentes valeurs de M_2 et de la luminosité.*

les sensibilités aux autres couplages λ'_{2jk}. Le tableau 3.7 montre les sensibilités sur ces couplages calculées par cette technique. On remarque que nombre de ces limites estimées sont plus contraignantes que les limites indirectes actuelles (cf. tableau 3.1 où les limites

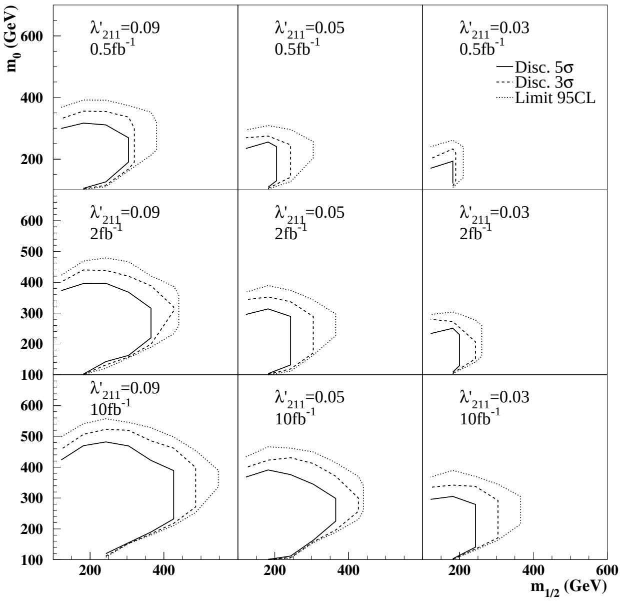


Figure 3.35 – *Contours de découverte et limites à 95% de confiance obtenus par l'analyse du signal trileptonique pour* $sign(\mu) < 0$ *et* $\tan\beta = 1.5$ *dans le plan* $(m_0, m_{1/2})$ *pour différentes valeurs de* λ'_{211} *et de la luminosité sans reconstruire les taus de désintégrant en jets.*

λ'_{212}	λ'_{213}	λ'_{221}	λ'_{222}	λ'_{223}	λ'_{231}	λ'_{232}	λ'_{233}
0.04	0.07	0.05	0.12	0.21	0.10	0.36	0.63

Tableau 3.7 – *Sensibilités à* $95\%CL$ *sur les couplages* λ'_{2jk} *dérivées de celles sur* λ'_{211} *pour* $\tan\beta = 1.5$*,* $M_2 = 200$ GeV*,* $\mu = -200$ GeV*,* $m_0 = 180$ GeV *et une luminosité* $\mathcal{L} = 2fb^{-1}$.

sont données pour des masses de sparticules de 100 GeV).

Résultats pour grand $\tan\beta$

Pour de grandes valeurs de $\tan\beta$, le mélange dans la troisième famille des sfermions peut être important et ainsi le stau le plus léger $\tilde{\tau}_1$ peut être moins massif que le $\tilde{\chi}_1^+$ alors que le sneutrino reste plus lourd que le chargino. La production de $\tilde{\chi}^\pm l^\pm$ peut rester significative mais la chaîne de désintégration en trois leptons est alors modifiée: $\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \tilde{\tau}_1^\pm \nu_\tau$, $\tilde{\tau}_1^\pm \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tau^\pm$, $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow l_i^\pm u_j d_k$. Dans ce scenario, si on n'effectue pas la reconstruction des taus qui se désintègrent en hadrons, ce canal peut encore donner un signal avec trois leptons (electrons, muons) lorsque les taus se désintègrent leptoniquement. Cependant, ces taus conduisent à des leptons chargés moins énergétiques et donc à une reduction de la sensibilité après coupures. La figure 3.36 présente les possibilités de découverte dans ce cas avec ou sans reconstruction des taus en hadrons. On voit que l'identification des taus permet un gain de sensitivité. Cet identification est cruciale pour le cas du couplage λ'_{3jk}. Les contours de découverte représentés figure 3.33 restent peu modifiés jusque pour des valeurs de $tan\beta$ de l'ordre de 15.

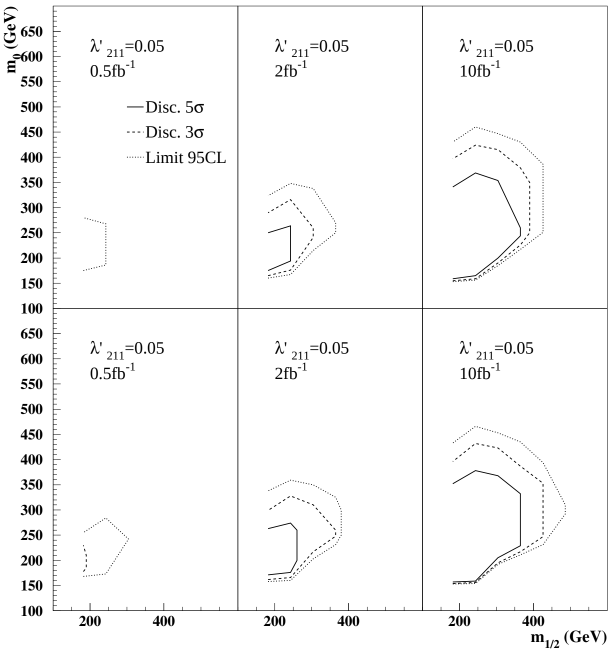


Figure 3.36 – *Contours de découverte et limites à 95% de confiance dans le plan* $(m_0, m_{1/2}$ *pour* $sign(\mu) < 0$, $\tan\beta = 50$ *et* $\lambda'_{211} = 0.05$ *pour différentes valeurs de luminosité sans (courbes du haut) ou avec (courbes du bas) reconstruction des taus en hadrons.*

Reconstruction des masses

Le neutralino pouvant se désintégrer en $\tilde{\chi}^0_1 \to l_i u_j d_k$ par le couplage λ'_{2jk}, il est possible de reconstruire sa masse. Les deux jets énergétiques du signal provenant exclusivement du $\tilde{\chi}^0_1$, l'ambigüité réside dans l'appariement du lepton. Dans le cas du signal $e\mu\mu$, l'électron provient de la désintégration du chargino. La différence de masse entre le sneutrino produit de façon résonnante et le chargino est souvent importante, il est donc naturel de sélectionner le muon le moins énergétique pour reconstruire la masse du neutralino. Le résultat de cette reconstruction est présenté figure 3.37.

3.6 L'analyse deux leptons de même signe

3.6.1 Le signal

Nous avons vu (cf. section 3.4.3) que plusieurs productions simples de jauginos par le couplage λ'_{ijk} peuvent conduire à des états finals avec deux leptons de même signe qui ont l'avantage d'avoir un bruit de fond standard limité. Les réactions suivantes conduisent à cette signature: $p\bar{p} \to \tilde{\chi}^0_1 l^\pm_i$, $p\bar{p} \to \tilde{\chi}^\pm_1 l^\mp_i$, $\tilde{\chi}^\pm_1 \to \tilde{\chi}^0_1 q\bar{q}$ et $p\bar{p} \to \tilde{\chi}^\pm_1 \nu_i$, $\tilde{\chi}^\pm_1 \to \tilde{\chi}^0_1 l^\pm \nu$ suivi de la désintégration $\not{R}_p$ du $\tilde{\chi}^0_1$ en lepton ou antilepton. Du fait de sa section efficace dominante (Figure 3.22), la contribution la plus importante au signal dilepton de même signe provient de la production de $\tilde{\chi}^0_1 l^\pm$. Les éléments de matrice de ces processus ont été calculés et introduits dans le générateur SUSYGEN [6].

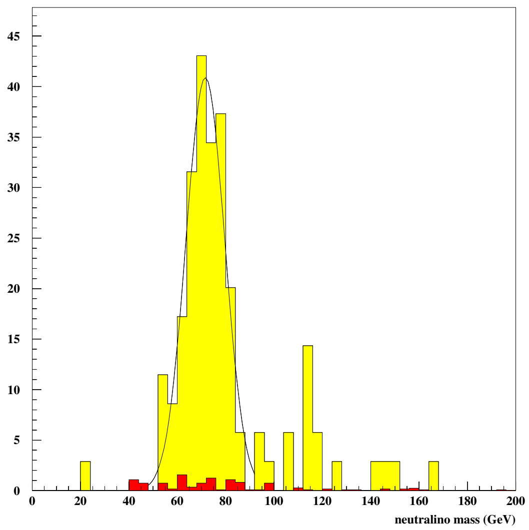


Figure 3.37 – *Distribution de la masse invariante du muon le moins énergétique et des deux jets pour* $\mathcal{L} = 10 fb^{-1}$. *La distribution provenant du signal est en gris clair et celle du bruit de fond en gris foncé. Le point mSUGRA utilisé est* $m_0 = 200$ GeV, $M_2 = 150$ GeV, $\tan\beta = 1.5$, $sign(\mu) < 0$ ($m_{\tilde{\chi}_1^0} = 77.7$ GeV) *et* $\lambda'_{211} = 0.09$. *La masse reconstruite donne:* $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 71. \pm 9$ GeV.

3.6.2 Le bruit de fond

La production $b\bar{b}$ (lorsque les deux quarks b se désintègrent leptoniquement) est le bruit de fond standard qui a la section efficace la plus importante. Cette section efficace à l'ordre des arbres et à une énergie $\sqrt{s} = 2$ TeV est: $\sigma(p\bar{p} \to b\bar{b}) \approx 4.654\ 10^{10} fb$. La production $t\bar{t}$ peut également contribuer par la chaîne: $t \to W^+b \to l^+\nu b$, $\bar{t} \to W^-\bar{b} \to \bar{q}q\bar{b} \to \bar{q}ql^+\nu\bar{c}$, ou $t \to W^+b \to \bar{q}qb \to \bar{q}ql^-\bar{\nu}c$, $\bar{t} \to W^-\bar{b} \to l^-\bar{\nu}\bar{b}$. Sa section efficace multipliée par les rapports d'embranchement adéquats est: $\sigma(p\bar{p} \to t\bar{t}) \times 2 \times B(W \to l_p\nu_p) \times B(W \to q_p\bar{q}_{p'}) \approx 2800 fb$ (avec $p = 1, 2, 3$). La troisième source de bruit de fond standard est la production simple de quark top $t\bar{b}/\bar{t}b$ car un quark b peut se désintégrer en donnant un lepton de même que le quark b produit par la désintégration du quark top. Pour ce processus, on a: $\sigma(p\bar{p} \to tq, \bar{t}q) \times B(W \to l_p\nu_p) \approx 687 fb$. La production $W^\pm W^\mp$ et les réactions Z^0Z^0 ou $W^\pm Z^0$ lorsqu'un lepton n'est pas détecté sont également des bruits de fond pour cette analyse. Toutes ces réactions ont été générées avec le générateur PYTHIA[22].

La production de paires de superparticules lorsque ces paires se désintègrent en cascades pour donner deux neutralinos peut conduire à un état final contenant deux leptons de même signe. Les section efficaces de ces réactions ont déjà été présentées dans le tableau 3.4.

3.6.3 Les coupures

Si on suppose que le couplage λ'_{2jk} domine, les leptons provenant de la production résonnante de sleptons sont des muons. Ainsi les événements sont sélectionnés s'ils contiennent deux muons de même signe d'énergie supérieure à 20 GeV et au moins deux jets avec une impulsion transverse supérieure à 10 GeV. Pour réduire le bruit de fond provenant de la désintégration leptonique des quarks b, le même type de coupures d'isolation que dans le cas du signal trois leptons est appliqué: isolation entre les deux muons et les deux jets: $\Delta R = \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\theta^2} > 0.4$ et isolation autour des muons: $E_{cône} < 2$ GeV où E est l'énergie dans un cône $\Delta R < 0.25$ autour de chaque muon sans prendre en compte l'énergie du muon lui-même.

Les tableaux 3.8 et 3.9 montrent le nombre d'événements dilepton de même signe attendus dans le bruit de fond standard et le bruit de fond supersymétrique après application successive des trois coupures.

	$W^{\pm}Z^0$	Z^0Z^0	$t\bar{t}$	$tb/\bar{t}b$	Total
nombre d'evts générés	2 10^4	3 10^4	3 10^5	10^5	
coupures sur P_t, E	0.21 ± 0.06	0.11 ± 0.04	21.80 ± 0.70	0.69 ± 0.13	22.81 ± 0.71
+ $\Delta R > 0.4$	0.05 ± 0.03	0.03 ± 0.03	8.80 ± 0.50	0.28 ± 0.08	9.16 ± 0.51
+ $E_{cône} < 2$ GeV	0.03 ± 0.03	0.01 ± 0.02	0.64 ± 0.13	0.10 ± 0.05	0.78 ± 0.14

Tableau 3.8 – *Nombre d'événements dilepton de même signe provenant des processus standard ($W^{\pm}W^{\mp}$, $W^{\pm}Z^0$, Z^0Z^0, $t\bar{t}$, $t\bar{b}/\bar{t}b$) pour une luminosité $\mathcal{L} = 1fb^{-1}$ et une énergie* $\sqrt{s} = 2$ TeV. *Le nombre d'événements des processus $W^{\pm}W^{\mp}$ et $b\bar{b}$ est négligeable après application des coupures.*

$m_{1/2} \setminus m_0$	100 GeV	200 GeV	300 GeV	400 GeV	500 GeV
100 GeV	101.64	54.92	44.82	39.26	38.77
200 GeV	3.74	4.08	4.33	4.56	4.99
300 GeV	1.04	0.63	0.61	0.70	0.66

Tableau 3.9 – *Nombre d'événements dilepton de même signe provenant de production de paires de superparticules en fonction de m_0 et $m_{1/2}$ pour* $\tan\beta = 1.5$, *$sign(\mu) < 0$ et $\lambda'_{211} =$* 0.05 *après application des trois coupures décrites dans le texte. Le nombre d'événements générés correspond à une luminosité $\mathcal{L} = 1fb^{-1}$ pour une énergie* $\sqrt{s} = 2$ TeV.

Après coupures, le nombre d'événements restant provenant du signal $\not{R}_p$ est 83 pour une luminosité de 1 fb^{-1}, $m_0 = 200$ GeV, $m_{1/2} = 200$ GeV, $sign(\mu) < 0$, $A_0 = 0$ et $\lambda'_{211} = 0.05$, ce qui correspond à une efficacité d'environ 3%.

3.6.4 Les résultats

Potentiels de découverte

En considérant les signaux $\tilde{\chi}^0_{1,2}\mu^{\pm}$, $\tilde{\chi}^{\pm}_1\mu^{\mp}$ et $\tilde{\chi}^{\pm}_1\nu_{\mu}$ et le bruit de fond des processus standards, la figure 3.38 montre le pouvoir de découverte de l'analyse dilepton dans le plan $(m_0, m_{1/2})$ pour différentes valeurs de la luminosité. La baisse de sensitivité sur $m_{1/2}$ lorsque m_0 augmente provient du fait que la section efficace de production simple de chargino diminue quand m_0 augmente (Figures 3.21 et 3.22). Pour de grandes valeurs de $m_{1/2}$ mais à faible m_0 ou alors pour un scenario à grand $\tan\beta$, la LSP peut être le $\tilde{\tau}$ (Figure 3.1) et ainsi le neutralino peut se désintégrer en $\tilde{\chi}^0_1 \to \tilde{\tau}\tau$. Pour un couplage λ'_{2jk} dominant, le $\tilde{\tau}$ est une particule stable, ainsi on a une perte de sensibilité du signal dilepton dans cette région.

On observe sur la figure 3.38 que la sensibilité dans le cas du signal dilepton est plus importante que pour le signal trileptonique (Figure 3.33). Ceci provient du fait que la section efficace de la production de $\tilde{\chi}^0_1\mu^{\pm}$ est plus importante que celle de $\tilde{\chi}^{\pm}_1\mu^{\mp}$ mais aussi parce que le rapport d'embranchement de la désintégration du $\tilde{\chi}^0_1$ est plus important

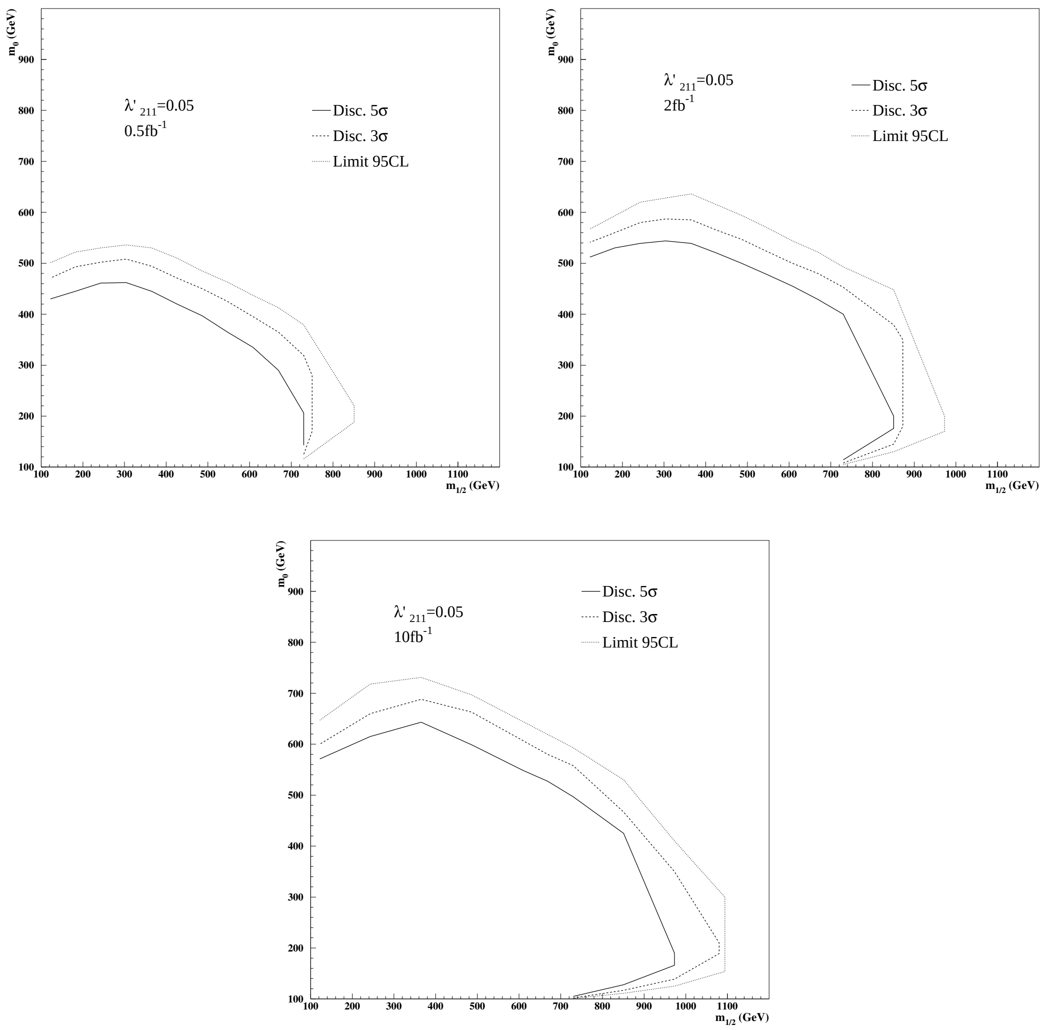


Figure 3.38 – *Contours de découverte et limites à 95% de confiance obtenus par l'analyse du signal dilepton de même signe pour sign*$(\mu) < 0$, $\tan\beta = 1.5$ *et* $\lambda'_{211} = 0.05$ *dans le plan* $(m_0, m_{1/2})$ *pour différentes valeurs de luminosité.*

que celui initié par la désintégration du $\tilde{\chi}_1^+$. De plus, le bruit de fond deux leptons de même signe est moins important que le bruit de fond du signal trois leptons.

Reconstruction des masses

Comme dans le cas du signal trileptonique, il est possible de reconstruire les masses des particules de la chaîne de désintégration. En considérant le processus de production dominant $\tilde{\chi}_1^0\mu^\pm$, pour des différences de masse entre le smuon produit de façon résonnante et le $\tilde{\chi}_1^0$ importantes, le muon produit avec le $\tilde{\chi}_1^0$ est plus énergétique que celui issu de la désintégration du neutralino. La masse invariante de ce muon et des deux jets ainsi que la combinaison de cette masse avec le deuxième muon sont présentées figure 3.39.

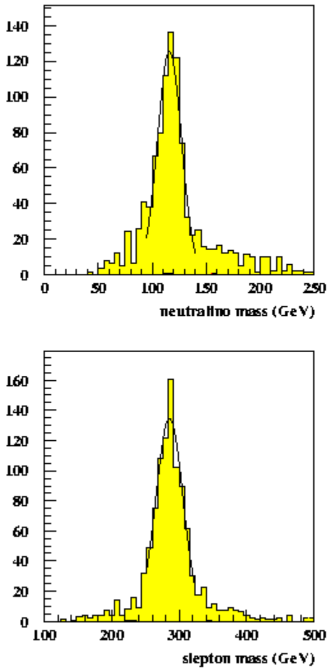


Figure 3.39 – *Distribution de la masse invariante du muon le moins énergétique et des deux jets (en haut) ainsi que du système* $\mu^\pm + \mu^\pm +$ *2jets (en bas) pour* $\mathcal{L} = 10 fb^{-1}$. *Le point mSUGRA utilise est* $m_0 =$ 200 GeV, $M_2 =$ 250 GeV, $\tan\beta =$ 1.5, $sign(\mu) < 0$ $(m_{\tilde{\chi}^0_1} =$ 127.1 GeV, $m_{\tilde{\mu}^\pm_L} =$ 298.0 GeV) *et* $\lambda'_{211} = 0.05$. *Les masses reconstruites donnent:* $m_{\tilde{\chi}^0_1} =$ 116.$\pm$11 GeV *et* $m_{\tilde{\mu}^\pm_L} = 285 \pm 20$ GeV.

3.7 L'analyse du Run I

En s'inspirant des analyses trois leptons et deux leptons de même signe présentées dans la section précédente, une recherche de production résonnante de sleptons a été menée dans les données accumulées par DØ au Run I entre 1994 et 1995 [25]. Pendant cette période, une luminosité intégrée de 94 ± 5 pb^{-1} a été accumulée. Cette analyse porte sur les états finals avec au moins deux muons et deux jets. Le signal recherché correspond à la production résonnante de sneutrino muonique et de smuon par le couplage λ'_{211}. Les événements sont sélectionnés parmi ceux qui ont déclenché muon plus jets et dimuon plus jets. Un réseau de neurones a été utilisé pour isoler le signal du bruit de fond en se basant sur des quantités comme la somme de l'énergie transverse des deux jets de plus grande énergie, la somme de l'impulsion transverse des deux muons de plus grande énergie, la distance entre les deux muons ou encore la masse invariante de la paire de muons.

Le nombre d'événements observés est compatible avec le bruit de fond attendu. Des limites sur les paramètres m_0 et $m_{1/2}$ ont été établies (Figure 3.40). On voit que des valeurs de $m_{1/2}$ jusqu'à 260 GeV (dépendant de la valeur de m_0) peuvent être exclues pour des valeurs de couplage jusqu'à $\lambda'_{211} = 0.07$.

3.8 Perspectives de découverte au LHC

La recherche de slepton résonnant à également été considérée au LHC pour un couplage dominant λ'_{211} [26, 27]. La recherche de production résonnante de sneutrino est basée sur la même cascade de désintégration que l'analyse trois leptons de la section 3.5, en utilisant une simulation paramétrisée de la réponse du détecteur ATLAS [26]. Les événements sont sélectionnés s'ils contiennent exactement trois leptons isolés avec au moins deux muons d'impulsion transverse supérieure respectivement à 20 GeV, 10 GeV et 10 GeV, et au

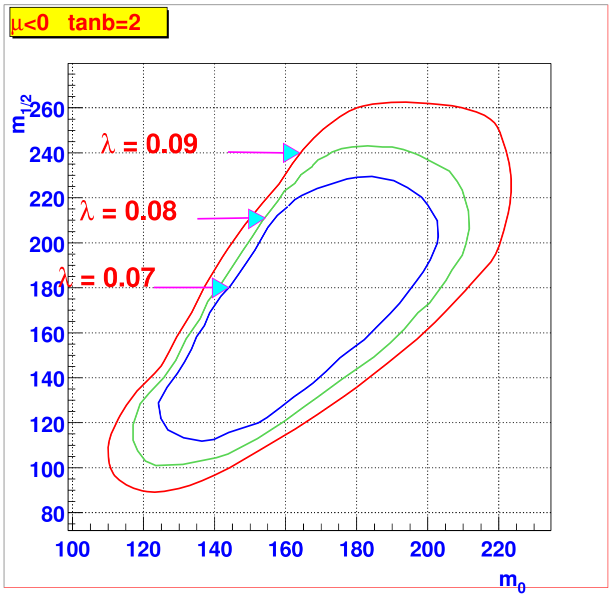


Figure 3.40 – *Contours d'exclusion à 95% de niveau de confiance dans le plan* $(m, m_{1/2})$ *pour* $\tan\beta = 2$ *et trois valeurs du couplage* λ'_{211}*: 0.09, 0.08 et 0.07 [25].*

moins deux jets d'impulsion transverse supérieure à 15 GeV. Une coupure est appliquée sur la masse invariante des paires $\mu^+\mu^-$ qui doit être en dehors d'une fenêtre de ± 6.5 GeV autour de la masse du Z^0. Un critère d'isolation demande également que l'énergie dans un cône $\Delta R < 0.2$ autour des leptons (hormis celle du lepton lui-même) soit inférieure à 10 GeV. Enfin, un veto sur l'impulsion transverse ($P_t > 15$ GeV) d'un éventuel troisième jet reconstruit dans l'événement est également appliqué.

Nous avons vu que la reconstruction de la masse du neutralino, du chargino et du lepton était possible dans ce type de signal. Dans cette étude, des coupures sont imposées sur la masse reconstruite des différentes superparticules de la cascade. Les contours de découverte à cinq déviations standard obtenus par cette analyse sont présentés figure 3.41.

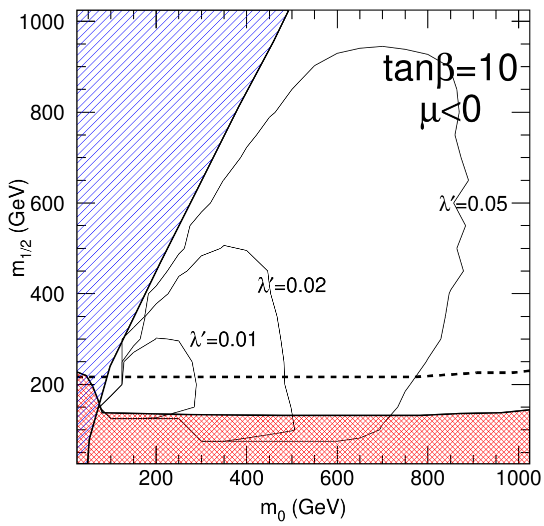


Figure 3.41 – *Contours de découverte à* 5σ *dans le plan* $(m, m_{1/2})$ *pour* $\tan\beta = 10$ *et trois valeurs du couplage* λ'_{211}*: 0.01, 0.0025 et 0.05 pour une luminosité de* $\mathcal{L} = 30 fb^{-1}$ *[26]. La région hachurée correspond à* $m_{\tilde{\nu}} < m_{\tilde{\chi}_1^+}$ *et la région inférieure à la région exclue par les résultats du LEP à* $\sqrt{s} = 196$ GeV.

Conclusion

Dans le cadre du modèle mSUGRA avec brisure radiative de la symétrie électrofaible, nous avons étudié les couplages λ' et λ'' qui violent la R-parité. Dans le cas où seul le couplage λ'_{211} était dominant, nous avons vu que la production résonnante de slepton avait une section efficace importante pourvu que le couplage λ' ne soit pas trop faible. L'étude des états finals à trois leptons et à deux muons de même signe dans le cadre de ces modèles a permis de mettre en évidence le pouvoir de découverte de superparticules au Tevatron au delà des limites expérimentales actuelles ainsi que la sensibilité aux différents couplages λ'. De plus, nous avons vu que la production simple de jaugino permettait de reconstruire les masses des particules supersymétriques qu'elle mettait en jeu.

Bibliographie

[1] H. Dreiner, An Introduction to Explicit R-Parity Violation, publié dans "Perspectives on Supersymmetry", édité par G.L. Kane, World Scientific, hep-ph/9707435

[2] F. Déliot, G. Moreau, Ch. Royon, E. Perez, M. Chemtob, Phys. Lett. **B 475** (2000) 184

[3] F. Déliot, G. Moreau et Ch. Royon, Eur. Phys. J. **C 19** (2001) 155

[4] J. Ellis, J. S. Hagelin, D. V. Nanopoulos, K. Olive et M. Srednicki, Nucl. Phys. **B 238** (1984) 453

[5] A. Djouadi, S. Rosier-Lees *et al* (MSSM Working Group) (1998), hep-ph/9901246

[6] N. Ghodbane, S. Katsanevas, P. Morawitz et E. Perez, Susygen 3, hep-ph/9909499

[7] ALEPH Collaboration, Phys. Lett. **B 499** (2001) 67

[8] H. Dreiner et P. Morawitz, Nucl. Phys. **B 428** (1994) 31

[9] F. Ledroit and G. Sajot, note GDR-S-008 (1998), http://qcd.th.u-psud.fr/GDR_SUSY/GDR_SUSY_PUBLIC/entete_note_publique
B. Allanach *et al*, Phys. Rev. **D 60** (1999) 75014

[10] B. Brahmachari, P. Roy, Phys. Rev. **D 50** (1994) 39,
erratum-ibid. **D 51** (1995) 3974, hep-ph/9403350

[11] ALEPH Collaboration, Searches for single sneutrino production via R-parity violation at $\sqrt{s} = 189 - 209$ GeV, contribution pour LP01 et EPS HEP 2001

[12] DELPHI Collaboration, Search for resonant $\tilde{\nu}$ production at $\sqrt{s} = 202 - 208$ GeV, contribution à Moriond 01

[13] H1 Collaboration, Eur. Phys. J. **C 20** (2001) 639

[14] CTEQ collaboration, Phys. Rev. **D 55** (1997) 1280

[15] J. F. Gunion, H. E. Haber, Nucl. Phys. **272** (1986) 1

[16] A. Bartl, H. Fraas et W. Majerotto, Z. Phys. **C 30** (1986) 441

[17] Future Physics at HERA, Proc. of the workshop 1995/96, vol 1.
Edited by G. Ingelman, A. De Roeck, R. Klanner

[18] E. Perez, Recherche de particules supersymétriques dans l'expérience H1, thèse de doctorat de l'université Paris VI (1996)

[19] J. Butterworth, H. Dreiner, Nucl. Phys. **397** (1993) 3

[20] H. Dreiner, P. Richardson, M. H. Seymour, Phys. Rev. **D63** (2001) 055008

[21] J. Conway, présentation donnée à *the SUSY/Higgs Workshop Meeting*, Fermilab, May 14-16, 1998
http://www.physics.rutgers.edu/jconway/soft/shw/shw.html.

[22] T. Sjöstrand, Comp. Phys. Comm. **82** (1994) 74
S. Mrenna, Comp. Phys. Comm. **101** (1997) 232

[23] HERWIG 6.1 Release Note, hep-ph/9912396;
G. Marchesini, B. R. Webber, G. Abbiendi, I. G. Knowles, M. H. Seymour and L. Stanco, Computer Phys. Commun. **67** (1992) 465

[24] ALEPH Collaboration, ALEPH 2001-012 CONF 009 (2001)
DELPHI Collaboration, DELPHI 2001-083 CONF 511 (2001)
L3 Collaboration, L3 Note 2704 (2001)

[25] DØ Collaboration, Search for Resonant Slepton Production through R-parity Violation in the DØ Experiment, soumis à Phys. Rev. Lett., DØ Note 3838 (2001)
A. Abdesselam, Recherche de production résonante de sleptons au Run I de DØ, identification et mesure des électrons au Run II, thèse de doctorat de l'université Paris VI

[26] G. Moreau, E. Perez, G. Polesello, Nucl. Phys. **B 604** (2001) 3

[27] H. Dreiner, P. Richardson, et M. H Seymour, hep-ph/0001224

Chapitre 4

La reconstruction des muons dans le spectromètre

Sommaire

La reconstruction des muons dans le spectromètre s'effectue en plusieurs étapes successives. Les informations provenant des cartes de lecture du détecteur sont d'abord traduites en quantités physiques utilisables (fils touchés, temps de dérive, etc...). Les fils touchés sont associés à une distance de dérive (reconstruction des coups). Des segments de droite combinent ensuite plusieurs coups voisins (reconstruction des segments). Enfin, les segments sont associés par paire de chaque côté du toroïde pour créer des traces. Ces différentes étapes sont décrites dans ce chapitre en détaillant plus particulièrement la partie dont j'ai eu la charge: la reconstruction différée (*offline*) des traces dans le spectromètre.

L'ensemble du code de reconstruction est écrit en language C++. Les algorithmes utilisés doivent permettre la reconstruction différée mais également le déclenchement au niveau 3. L'ensemble de la reconstruction des muons doit donc pouvoir être réalisé en moins de 50 ms par événement.

Les informations reconstruites dans le spectromètre peuvent ensuite être combinées avec des informations venant d'autres détecteurs comme le détecteur de traces interne ou le calorimètre afin d'achever l'identification. L'identification sera décrite dans le chapitre suivant. L'étude des muons dans les premières données de DØ sera plus spécifiquement exposée au chapitre 6.

Dans tout ce chapitre, sauf mention contraire, les figures utilisant des événements *Monte Carlo* ont été réalisées avec un échantillon de 20000 muons isolés dont la distribution en P_t engendré est uniforme entre 5 et 100 GeV et la distribution en η uniforme entre -2.5 et 2.5. Les figures avec des données utilisent un lot de 8200 événements contenant au moins deux muons ayant traversé le toroïde sans spécification sur le déclenchement.

4.1 La reconstruction des coups

Le détecteur à muons dans la partie centrale est composé de chambres à dérive *PDT*[1] et de scintillateurs (compteurs cosmiques, compteurs Aϕ). Pour la partie avant, il est constitué de chambres à dérive *MDT*[2] et de scintillateurs *pixels* (cf. chapitre 2). Du fait de leur nature différente, la reconstruction des coups pour chaque type de détecteur (*PDT*, *MDT* et scintillateurs aussi appelés *MSC*[3]) est effectuée séparément. L'information disponible dans les coups (une position et un ou deux temps) est également différente selon les types de détecteurs.

L'erreur sur la position provenant de la diffusion multiple dans le toroïde pour une trace de 20 GeV étant de l'ordre de 500 μm, il est suffisant que la précision de mesure des chambres et leur alignement soient du même ordre de grandeur.

4.1.1 La reconstruction des coups dans les *PDT*

Le fil d'une cellule de *PDT* (Figure 2.13) est relié au fil de la cellule mitoyenne par l'intermédiaire d'un câble à ligne de retard (20 ns). Chaque fil a son propre système de lecture qui inclut une horloge. Le temps à partir duquel l'horloge commence son décompte, appelé T_0, est fourni par les scintillateurs. Si une cellule est touchée, le signal est mesuré par deux systèmes de lecture. En effectuant quelques calculs simples, ces deux mesures de

1. *Proportionnal Drift Tube*
2. *Mini-Drift Tube*
3. *Muon SCintillator*

temps sont converties en un signal correspondant au temps de dérive (temps mis par le signal créé dans une cellule pour atteindre l'anode) et en un signal correspondant au temps de propagation le long du fil touché, appelé temps axial. Ce temps axial peut aisément être converti en distance par une relation temps-distance linéaire utilisant la vitesse du signal le long du fil. Une telle relation linéaire n'existe pas entre le temps et la distance de dérive. Cette relation dépend de l'angle de la particule incidente (Figure 2.15). Puisque la distance de dérive dépend de l'angle de la trace, il n'est pas possible au niveau de la reconstruction des coups de donner une valeur définitive pour la distance de dérive. La distance de dérive associée à un fil touché est donc calculée pour une trace normale au plan des fils. Cette distance est amenée à être modifiée lors de la reconstruction des segments. Un coup dans le cas des *PDT* correspond donc à un fil touché, à une distance de dérive (mesure selon z) et à une distance axiale (mesure selon x ou y).

La carte des coups *PDT* dans les plans (x, y) et (y, z) sont présentées sur la figure 4.1. La structure du système de chambres à dérive en trois couches (A, B et C) est clairement

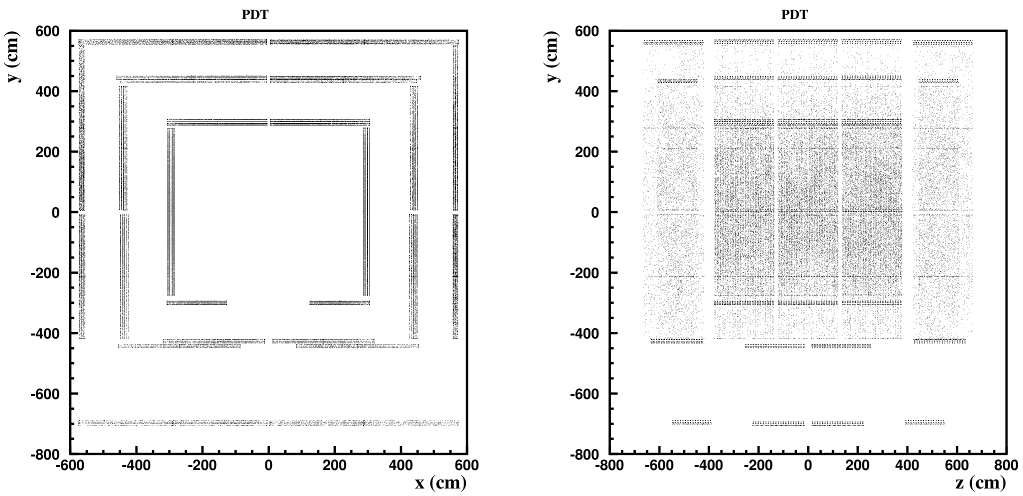


Figure 4.1 – *Carte des coups PDT dans le plan* (x, y) *(à gauche) et dans le plan* (y, z) *(à droite) pour des événements Monte Carlo.*

visible. On remarque également la présence de trous dans la couverture des chambres en particulier dans la partie $y < 0$. Ceux-ci sont dus aux supports du calorimètre et du toroïde. L'acceptance dans la région $|\eta| \leq 1$ pour qu'un muon seul (avec une énergie suffisante pour sortir du toroïde) traverse deux chambres, une avant et au moins une après le toroïde, est de 81%.

4.1.2 La reconstruction des coups dans les *MDT*

Les fils des *MDT* ne sont pas reliés deux à deux et de ce fait, lorsqu'un fil est touché le temps de son horloge de lecture ne permet pas à elle seule de séparer le temps de dérive du temps axial. Ainsi pour la reconstruction des coups *MDT*, la position du coup le long du fil est prise égale à la moitié de la longueur du fil touché. Le temps de dérive peut alors être calculé. L'association des fils avec l'information des scintillateurs fournira, au niveau de la reconstruction des segments, une mesure de la position de la trace le long du fil et permettra une meilleure détermination du temps de dérive. Du fait de la section carrée des cellules de *MDT*, la relation temps-distance de dérive est pratiquement linéaire et ne dépend pas de l'angle de la trace (dans l'approximation de petits angles d'incidence vers l'avant). Un coup dans le cas des *MDT* correspond à un fil touché et à une distance de dérive.

La carte des coups *MDT* dans les plans (x, y) et (y, z) est présentée figure 4.2. Sur la figure du bas se dessine à nouveau la structure en trois couches du système de chambre à fil. Sur la figure en haut à gauche, on voit que la position des coups le long des fils est fixée au milieu des fils. L'acceptance géométrique des chambres pour des muons seuls entre $1 < |\eta| < 2$ est de 87%.

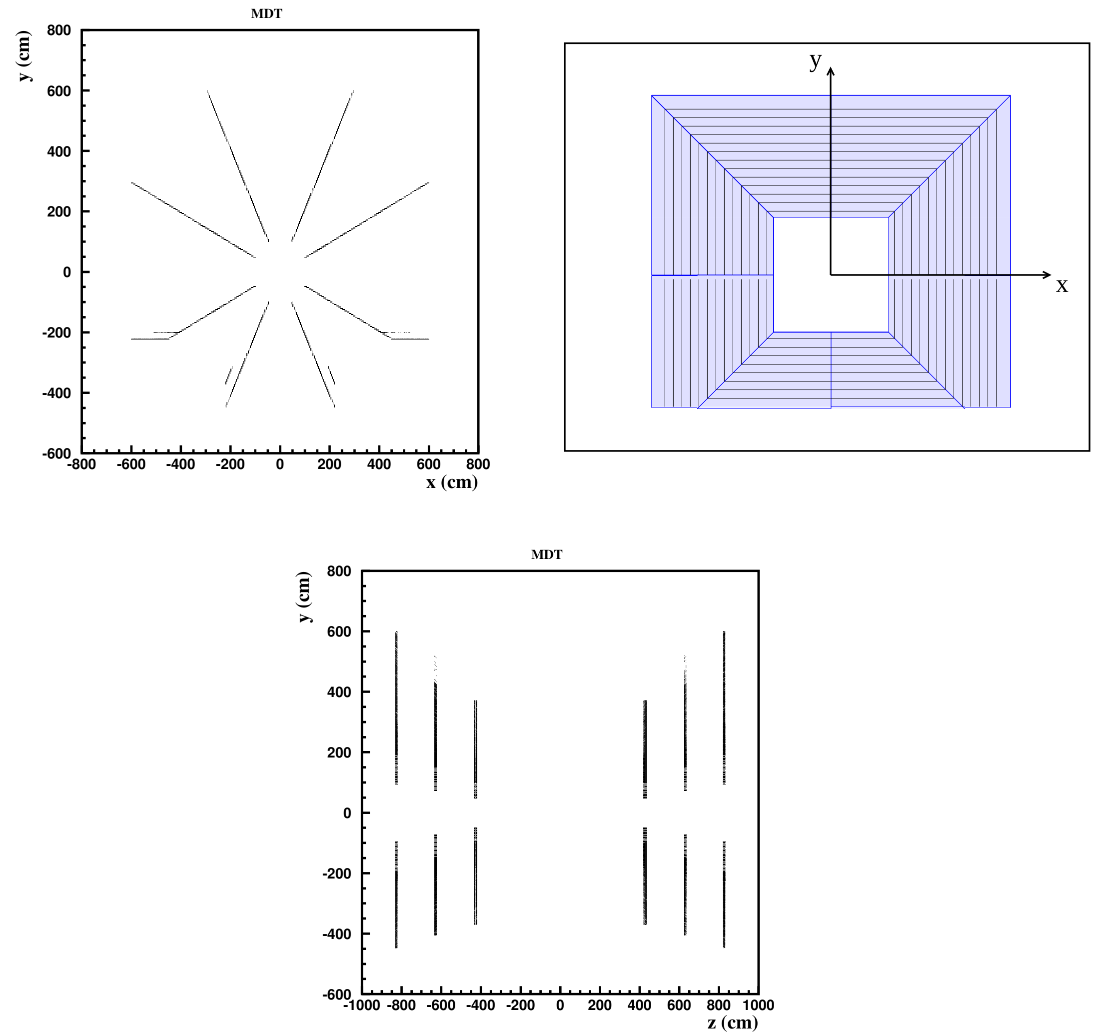


Figure 4.2 – *Carte des coups MDT dans le plan (x, y) (en haut à gauche) et dans le plan (y, z) (en bas) pour des événements Monte Carlo. La figure en haut à droite montre l'orientation des fils dans la partie avant du spectromètre.*

4.1.3 La reconstruction des coups dans les *MSC*

Aussi bien dans la partie centrale du spectromètre que dans les parties avant, les scintillateurs fournissent une information temporelle. Le signal des scintillateurs est lu par des photomultiplicateurs. Le temps T_0 pour les scintillateurs est donné par le temps où se produit une collision (information fournie par le Tevatron) ajouté du temps que met une particule voyageant à la vitesse de la lumière pour atteindre le scintillateur depuis le centre du détecteur. La position du coup est prise au centre du scintillateur avec une résolution égale à la longueur du scintillateur, c'est à dire typiquement de 25 cm pour la couche A et pouvant aller jusqu'à 200 cm dans la couche C de la partie centrale.

La carte des coups *MSC* dans le plan (x, y) pour la partie centrale et pour les parties avant (pixels) est présentée figure 4.3. On voit que les scintillateurs de la couche A dans la partie centrale sont plus finement segmentés que ceux de la couche C.

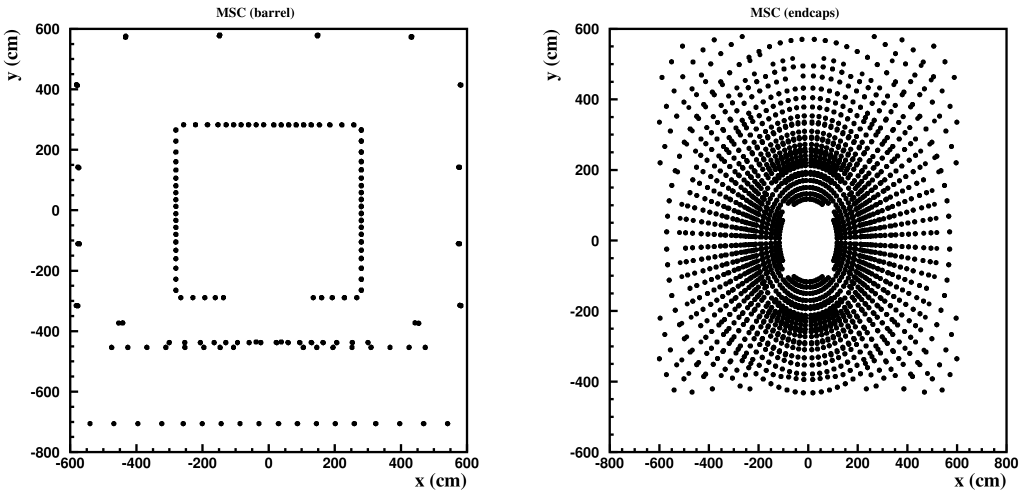


Figure 4.3 – *Carte des coups MSC dans le plan* (x, y) *pour la partie centrale (à gauche) et pour la partie avant (à droite) pour des événements Monte Carlo.*

Chacune des sections de la reconstruction des coups permet l'accès aux bases de données contenant les constantes de calibration des *PDT*, *MDT* ou *MSC* (corrections de T_0 pour les temps de dérive ou le temps des scintillateurs, positions mesurées des chambres, etc ...). A l'heure actuelle (hiver 2002), ces constantes de calibration ne sont pas encore toutes disponibles.

4.2 La reconstruction des segments

Après avoir reconstruit les coups dans les différents sous-systèmes du spectromètre, les coups *PDT* ou *MDT* sont associés chambre par chambre. Un ajustement est effectué pour former un segment de droite, le champ magnétique étant négligeable au niveau des chambres (cf. figure 4.24). Cette ligne droite est appelée segment. Les segments ainsi trouvés sont ensuite associés avec les scintillateurs. L'algorithme utilisé (*Linked List algorithm*

[1]) est décrit ci-dessous.

L'information disponible dans les coups étant différente entre la partie centrale et la partie avant du spectromètre, la reconstruction des segments est à nouveau séparée entre *WAMUS* et *FAMUS*. Puisque les fils sont orientés suivant l'axe x ou suivant l'axe y en fonction des octants, il est commode d'effectuer la reconstruction des segments dans un repère local lié à la chambre. La première étape de cette reconstruction est donc la transformation des coups dans le système de coordonnées globales en coups dans le système de coordonnées locales.

La direction des segments est d'abord déterminée dans le plan orthogonal aux fils. La figure 4.4 représente les coups dans ce plan. La vraie trace muon est symbolisée par une droite. Les fils sont représentés par des croix et la distance de dérive autour des fils touchés par des cercles. Du fait de la section rectangulaire des cellules de *PDT*, nous avons vu que cette distance de dérive n'est en fait pas un cercle autour du fil (Figure 2.14). Ceci sera pris en compte dans une étape ultérieure de l'algorithme. Pour un fil touché et une distance de dérive, il existe une ambiguité quant à savoir si la trace est passée au dessus ou en dessous du fil. Pour tenir compte de cette ambiguité, à chaque fil touché est associé deux points dans le plan des fils (points noirs sur la figure 4.4). Des liens entre

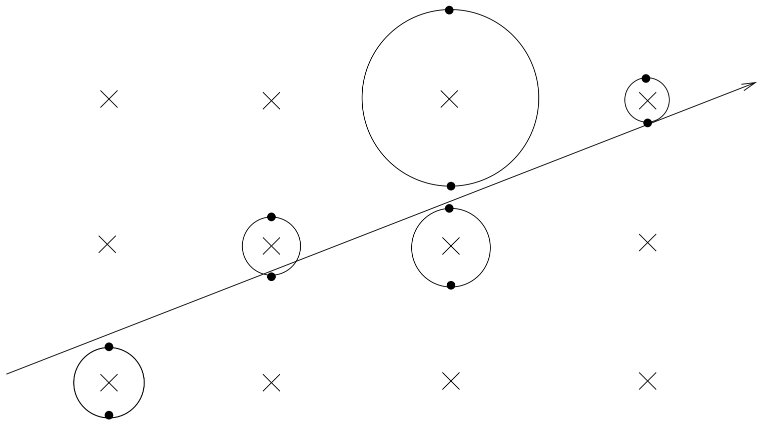


Figure 4.4 – *Première étape de la reconstruction des segments dans le plan de dérive. La trace vraie est représentée par une ligne, les fils qui sont perpendiculaires à la figure, par des croix, la distance de dérive des fils touchés par des cercles et les points de départ de l'algorithme par des points noirs.*

ces points sont ensuite établis. Ces liens sont appelés segments locaux. Il s'agit d'abord de toutes les connections possibles entre deux points pourvu que ces points ne soient pas trop éloignés (Figure 4.5). Dans le cas des *PDT*, la direction du segment local est utilisée pour recalculer les distances de dérive et pour mettre à jour la position des points du segment. Une nouvelle direction de segment est alors calculée.

A mesure que l'algorithme progresse, les segments locaux sont combinés entre eux pour former de nouveaux segments locaux qui contiennent plus de points. Si deux segments locaux consécutifs ont des positions et de angles compatibles avec une seule ligne droite (c'est à dire si leur différence de position est inférieure à 3 cm et si leur différence d'angle de déviation est inférieure à 0.3 rad), un nouveau segment local est formé en utilisant tous les points des deux segments compatibles (Figure 4.6). Après avoir formé les segments les plus

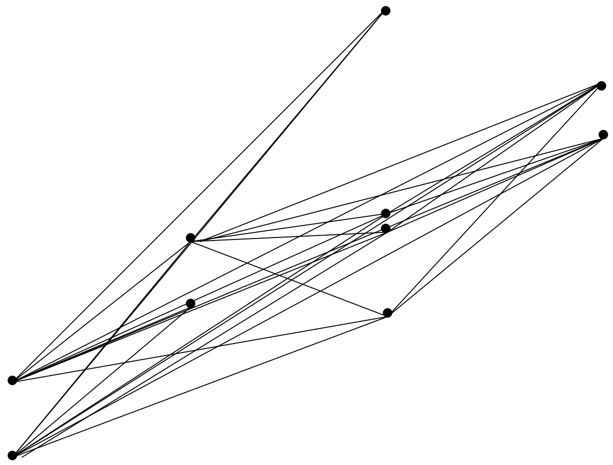


Figure 4.5 – *Segments locaux lors de leur création: il ne s'agit d'abord que de liens entre les points.*

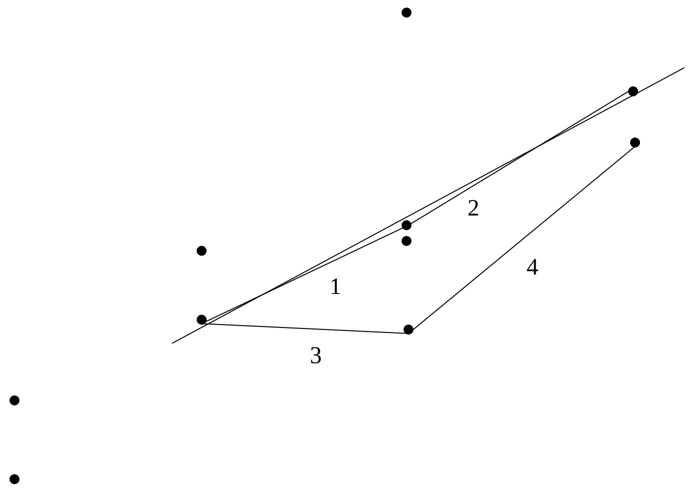


Figure 4.6 – *Combinaison de segments locaux consécutifs: les segments 1 et 2 sont combinés en un nouveau segment local contenant 3 points. Les segments 3 et 4 ne le sont pas car leur différence d'angle est trop importante.*

longs possibles, chacun d'eux fait l'objet d'un ajustement à deux dimensions (l'ajustement le long du fil est effectué séparément). Le χ^2 résultant de l'ajustement ainsi que le nombre de coups que contient le segment permet de sélectionner les quatres meilleurs segments correspondant à un même groupe de coups. Ces segments sont ensuite extrapolés jusqu'au plan de scintillateurs afin de tenter de les associer à un coup *MSC*. S'il y a un scintillateur assez proche, celui-ci est inclu dans le segment et dans le cas des segments *MDT*, la distance de dérive et la distance axiale des coups sont mises à jour en utilisant la position du scintillateur le long du fil. Après cette mise à jour, le segment est ajusté de nouveau.

Les figures 4.7 et 4.9 montrent l'angle ϕ des segments dans le cas où les segments ont été ou non associés avec des scintillateurs. Du fait que les coups *PDT* possèdent une information de position le long du fil (temps axial), l'angle ϕ des segments de la partie centrale n'est pas trop dépendant de l'association avec les scintillateurs (Figure 4.7).

Le nombre réduit d'événements dans la région $4 < \phi < 5$ *rad* correspond à l'absence de chambres dans la partie $y < 0$ du spectromètre central. La figure 4.8 représente les mêmes distributions dans le cas des données. On voit que l'information le long du fil n'est pas présente pour certaines chambres (en particulier dans les chambres verticales de la couche A).

Les coups *MDT* ne possèdent pas d'informations le long du fil et donc la détermination de l'angle ϕ des segments de la partie avant est directement liée à la présence d'un scintillateur associé au segment (Figure 4.9). La figure 4.10 montre les mêmes distributions pour des événements de données. Ces distributions sont comparables à celles des évévements *Monte Carlo*.

Dans le cas d'événements *Monte Carlo*, un segment est associé avec un scintillateur dans environ 88% des cas. La plupart des segments sans scintillateur sont des segments qui sont formés de peu de coups dont la direction est peu fiable. Pour les données, l'association a lieu dans 78% des cas. La différence d'efficacité d'association dans le cas des données provient des segments pour lesquels l'information de position le long du fil n'est pas présente.

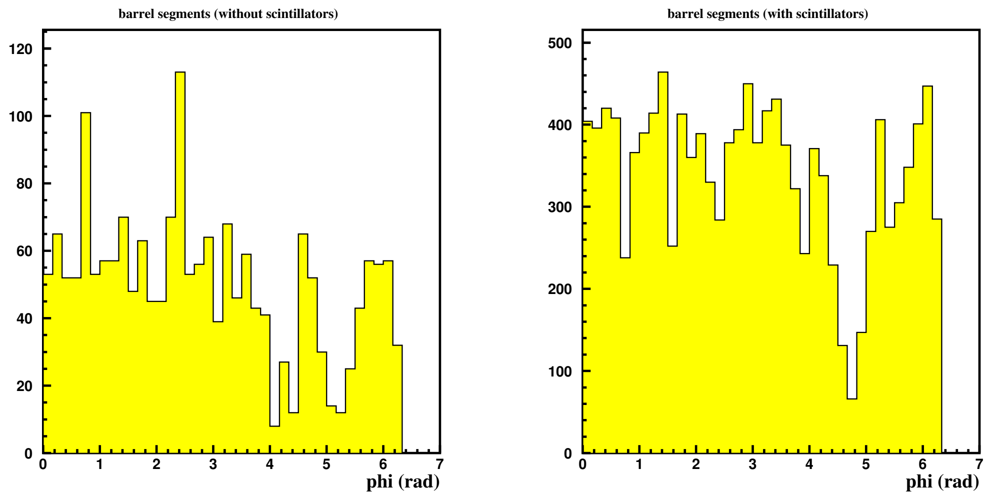


Figure 4.7 – *Distribution de la direction ϕ des segments dans la partie centrale sans (à gauche) ou avec (à droite) un scintillateur associé pour des événements Monte Carlo (5000 muons seuls).*

La résolution sur l'angle ϕ des segments est représentée figure 4.11 pour des événements *Monte Carlo*. Cette résolution est l'ordre de 40 mrad. Il apparait donc que la présicion de mesure de l'angle du segment le long du fil est souvent médiocre. C'est pourquoi la détermination de l'impulsion de la trace lors de l'étape suivante de la reconstruction s'effectuera en deux dimensions.

Etant donné qu'il n'y a pas de champ magnétique entre les couches B et C du spectromètre, il est possible de combiner un segment local de la couche B avec un segment de la couche C. Cette association permet d'obtenir une meilleure résolution sur la direction du segment combiné profitant d'un plus grand bras de levier. Les segments locaux B ou

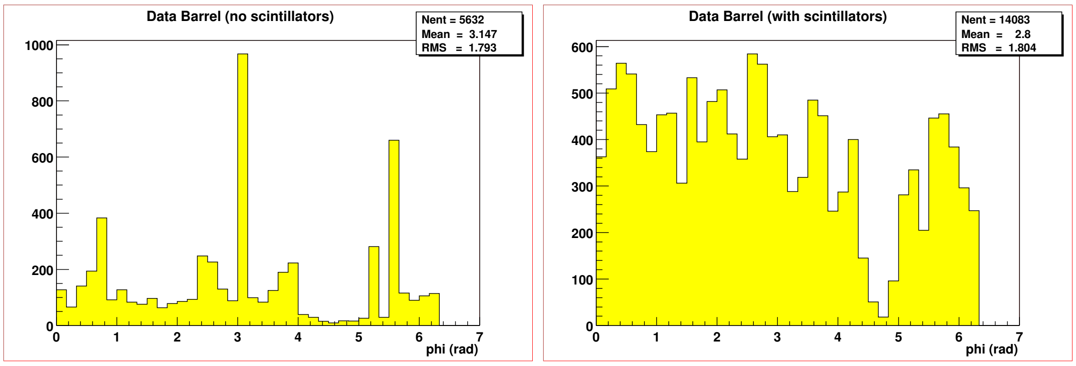


Figure 4.8 – *Distribution de la direction ϕ des segments dans la partie centrale sans (à gauche) ou avec (à droite) un scintillateur associé pour des événements de données.*

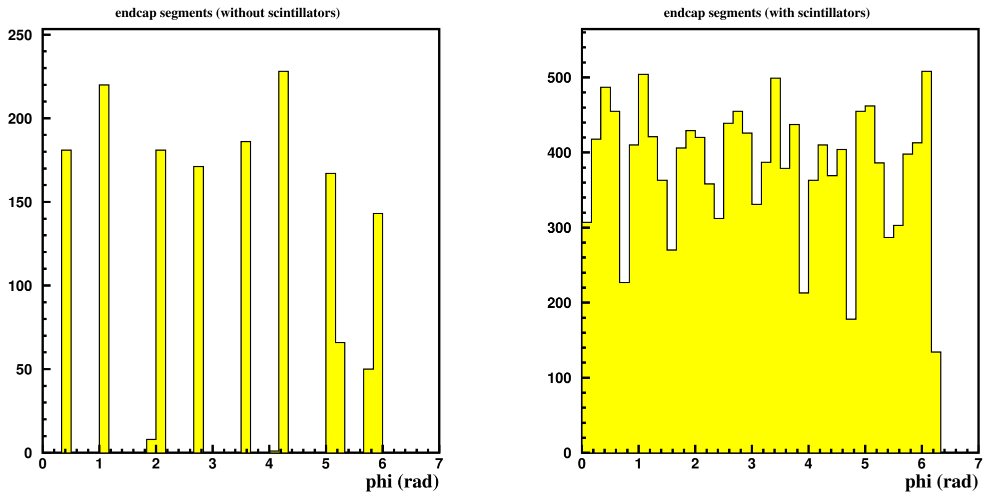


Figure 4.9 – *Distribution de la direction ϕ des segments dans les parties avant sans (à gauche) ou avec (à droite) un scintillateur associé pour des événements Monte Carlo (5000 muons seuls).*

C qui n'ont pas été associé à un partenaire de l'autre couche sont conservés. En théorie, il est également possible d'associer deux segments de la même couche mais appartenant à différents systèmes (un segment A *PDT* avec un segment A *MDT* par exemple). Le cas d'un muon traversant plusieurs couches A se produit dans la région $|\eta| \approx 1$. Cependant, du fait que l'algorithme utilise des coordonnées locales, il n'est pas encore possible d'extrapoler simplement un segment local d'un système à un autre pour l'instant. De la même façon, l'association de coups provenant d'octants différents n'est pas prévue pour le moment. Dans toute la suite, nous désignerons par segment BC un segment appartenant à la couche B, à la couche C ou alors un segment combinant des coups de la couche B et de la couche C.

La figure 4.12 montre la distribution des positions des segments reconstruits. On voit que lorsqu'un segment B et un segment C sont associés pour former un seul segment BC, sa position se trouve entre les plans de fil des couches B et C. Dans le cas d'événements *Monte*

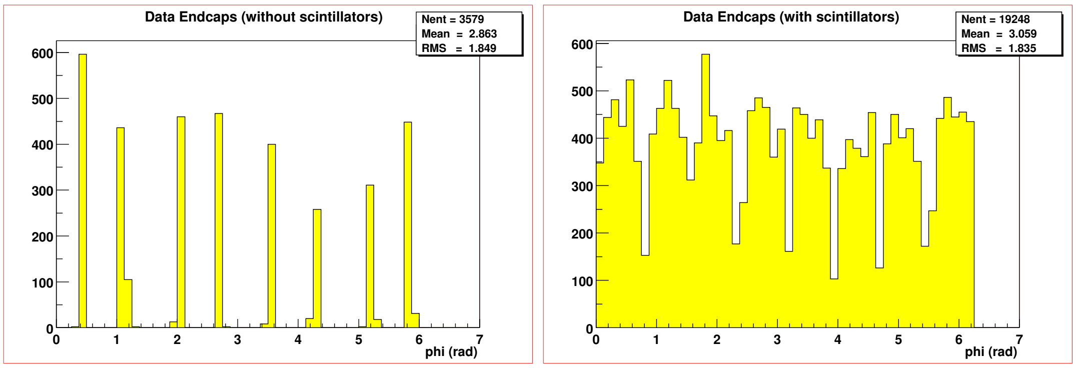


Figure 4.10 – *Distribution de la direction ϕ des segments dans les parties avant sans (à gauche) ou avec (à droite) un scintillateur associé pour des événements de données.*

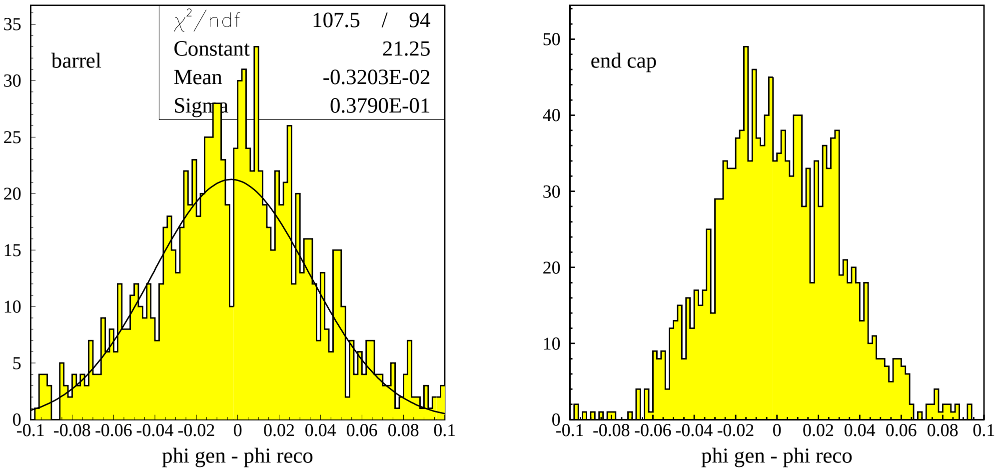


Figure 4.11 – *Résolution de l'angle azimuthal ϕ des segments en radians pour la région centrale (à gauche) et pour la région avant (à droite).*

Carlo, les segments B et C sont associés dans environ 85% des cas. Le même pourcentage est atteint dans les données. Les segments non associés proviennent essentiellement de la région $|\eta| \approx 1$, là où un muon traverse des régions différentes du détecteur. En effet, pour le moment, un segment B dans la partie centrale ne peut pas être associé à un segment B ou C de la partie avant.

La dernière étape consiste à filtrer les segments locaux pour ne conserver que ceux qui satisfont certains critères. A ce stade, l'algorithme offre plusieurs possibilités. Soit tous les segments locaux associés à un agrégat de coups sont conservés, soit ne sont conservés que les n segments qui ont le plus petit χ^2 (n étant un paramètre réglable), ou alors seuls les segments dont le χ^2 est inférieur à un seuil sont conservés. La normalisation de ce χ^2 basée sur le nombre de coups contenus dans le segment n'est peut être pas optimale. La définition d'un χ^2 par plan de fils est à l'étude. Par défaut, seul le meilleur segment par groupe de coups, c'est-à-dire celui qui a le meilleur χ^2, est conservé ($n = 1$). Cependant, l'étape suivante de la reconstruction (c'est à dire la reconstruction des traces)

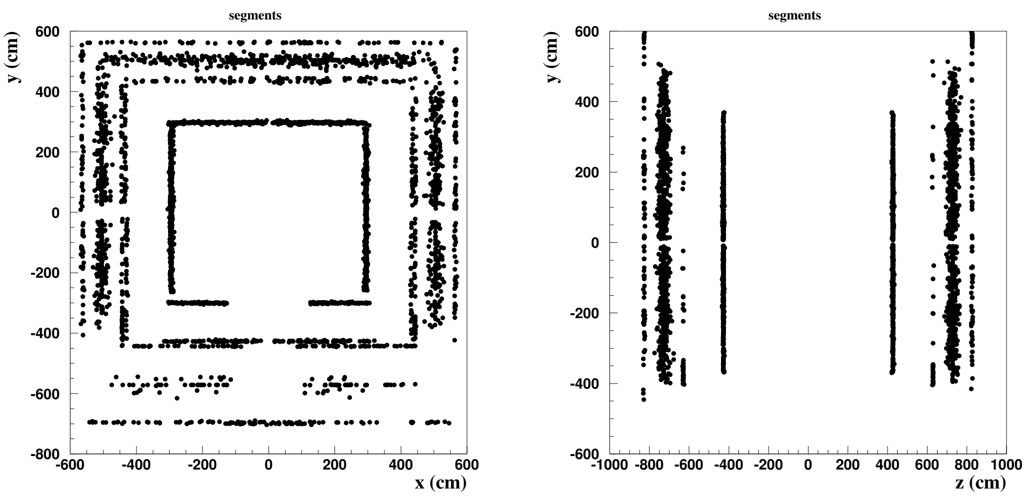


Figure 4.12 – *Distribution de la position des segments dans le plan (x, y) pour la partie centrale (à gauche) et pour la partie avant (à droite) pour des événements Monte Carlo.*

doit permettre de choisir entre les différents segments possibles dans le cas où plusieurs segments sont conservés par groupe de coups.

Finalement les segments locaux conservés sont transformés en coordonnées globales. La position du segment reconstruit est calculée comme étant la moyenne de la position des coups constituant le segment (centre de gravité). Outre sa position, un segment est également caractérisé par un angle dans le plan de déviation et un angle ϕ ainsi que par une erreur sur chacune de ces quantités provenant de l'ajustement des segments. Le plan de déviation correspond au plan dans lequel les muons sont courbés par le champ magnétique toroïdal. Il est donc orthogonal au champ et au plan des fils. (quelque soit la partie du spectromètre considérée, le plan (x, y) est toujours orthogonal au plan de déviation).

Cet algorithme de reconstruction des segments fonctionne en un temps moyen de 12 $ms/muon$ (compilation optimisée sur une plate-forme UNIX) [1]. Son efficacité, c'est à dire le nombre de segments reconstruits divisé par le nombre d'événements ayant laissé au moins deux coups dans un chambre du spectromètre, est de l'ordre de 98% [1].

La figure 4.13 montre la résolution de mesure de l'angle des segments dans le plan de déviation obtenue avec cet algorithme. On voit que cette résolution est bien meilleure dans les couches BC que dans la couche A en raison du plus grand bras de levier lorsque les coups de la couche B et ceux de la couche C sont associés:

$$\begin{aligned} \sigma_{|\theta_{seg\ A} - \theta_{simule\ A}|} &\approx 10\ mrad \\ \sigma_{|\theta_{seg\ BC} - \theta_{simule\ BC}|} &\approx 0.6\ mrad. \end{aligned}$$

On observe également que les résolutions de mesure sur l'angle possèdent d'importantes queues de distributions provenant de segments mal reconstruits. La figure 4.14 montre la résolution angulaire dans les couches BC pour la partie centrale et la partie avant du spectromètre. On voit que la résolution et les queues de distributions sont plus importantes dans la partie centrale. La figure 4.15 montre la résolution sur l'angle de déviation des

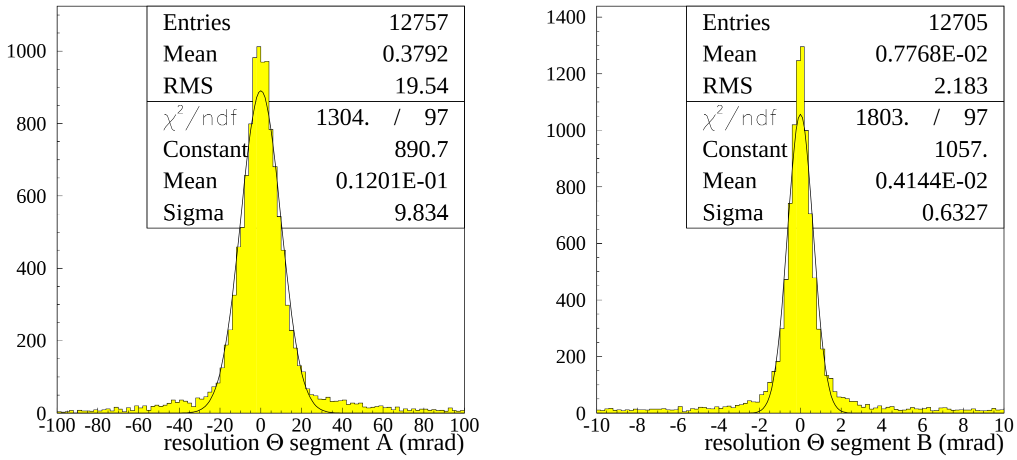


Figure 4.13 – *Résolution de l'angle de déviation des segments de la couche A (à gauche) et des couches BC (à droite).*

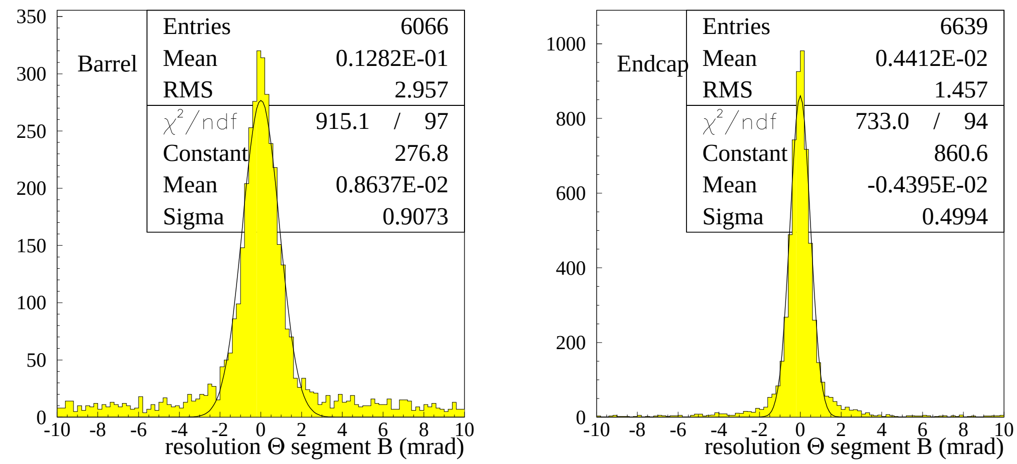


Figure 4.14 – *Résolution de l'angle de déviation des segments de la couche BC dans la partie centrale (à gauche) et dans la partie avant (à droite) du spectromètre.*

segments de la couche A et de la couche BC en fonction du nombre de coups qui forment le segment. On voit que, comme on peut s'y attendre, la précision de mesure sur l'angle augmente lorsque le nombre de coups dans le segment augmente. En particulier, on voit que la résolution des segments de la couche BC est bien meilleure lorsque ces segments contiennent à la fois des coups de la couche B et des coups de la couche C. Il faut noter que le nombre de coups par plan de fils traversé peut être un meilleur indicateur que le nombre de coups total, en raison du fait que des photons issus de muons laissent fréquemment des coups parasites dans le même plan que les coups provenant par les muons.

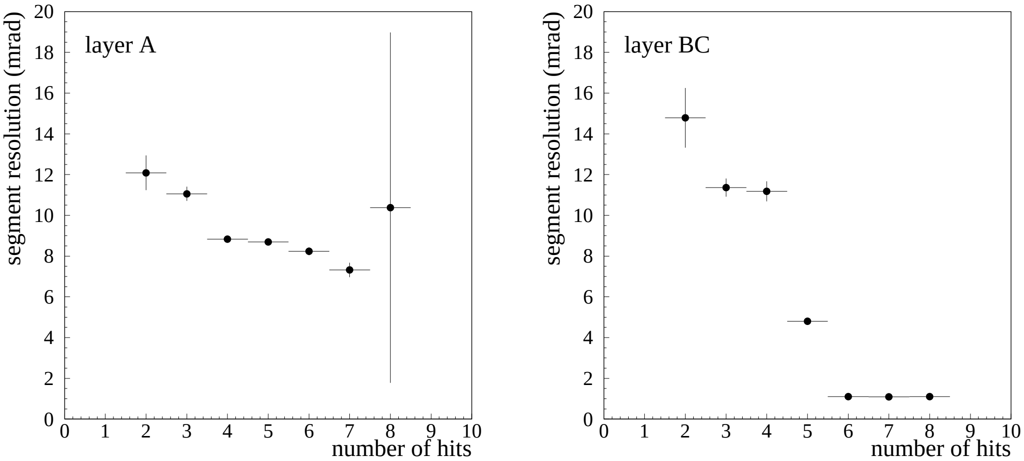


Figure 4.15 – *Résolution sur l'angle de déviation des segments de la couche A (à gauche) et de la couche BC (à droite) en fonction du nombre de coups contenus dans le segment.*

La résolution en position dans le plan de déviation est présentée figure 4.16. Elle est de 0.7 mm dans la couche A et presque identique dans les couches BC.

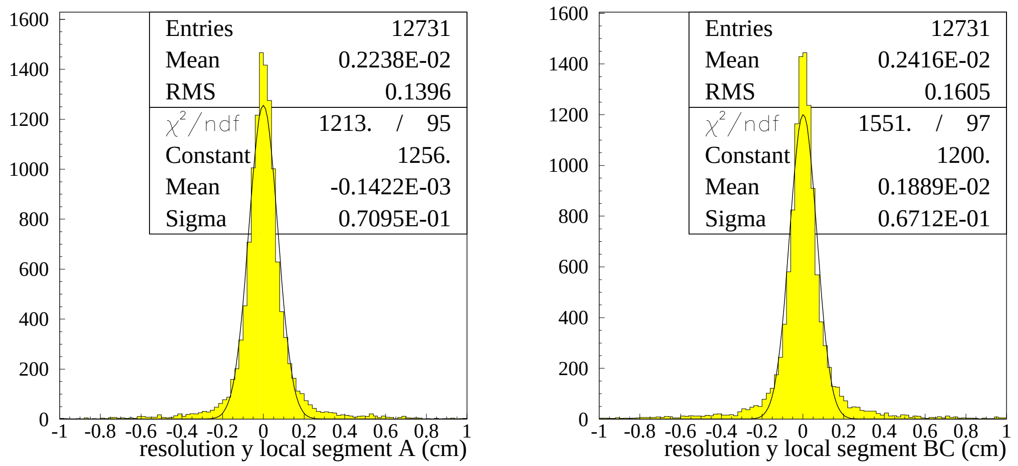


Figure 4.16 – *Résolution en position dans le plan de déviation des segments de la couche A (à gauche) et des couches BC (à droite).*

La figure 4.17 montre les résidus en angle et en position normalisés par l'erreur sur ces paramètres: $\frac{(\theta_{seg}-\theta_{simulé})^2}{\sigma_\theta^2}$ (histogrammes dits de *pull*). La justesse des erreurs sur l'angle et la position des segments est importante car ces erreurs interviennent directement dans le calcul du χ^2 de l'ajustement dans la reconstruction des traces. La variance de ces distributions est de l'ordre de 1.2.

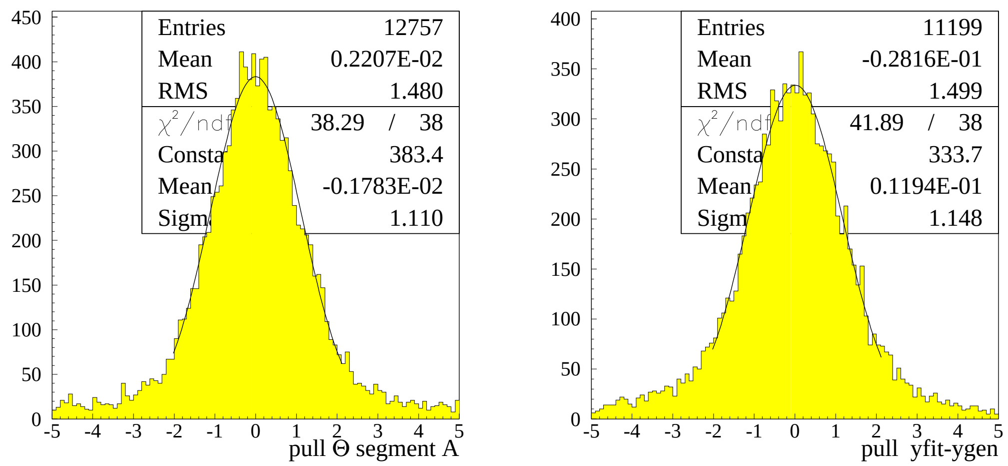


Figure 4.17 – *Résidus en angle (à gauche) et en position (à droite) normalisés par l'erreur dans le plan de déviation et dans la couche A.*

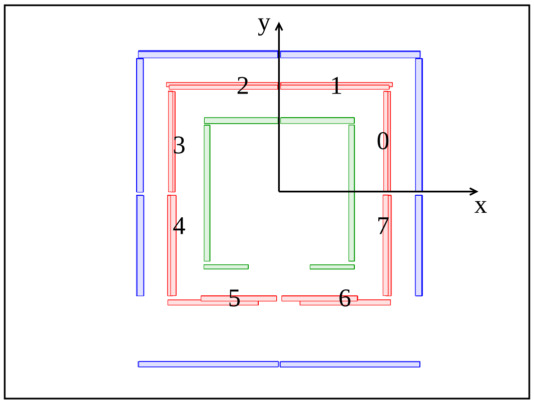
4.3 La reconstruction des traces

La reconstruction des traces permet l'identification et la détermination de l'impulsion des muons dans le spectromètre seul en réalisant un ajustement utilisant deux segments situés avant et après le toroïde. Les étapes successives de cette reconstruction ainsi que les performances de l'algorithme que j'ai mis au point sont détaillées dans cette section.

4.3.1 L'appariement des segments

La première étape consiste à apparier les segments avec un segment dans la couche A et un deuxième à l'extérieur du toroïde. Un segment A est associé avec un segment BC si les deux segments se trouvent dans la même région (dans la partie centrale, dans la partie avant $z > 0$ ou dans la partie avant $z < 0$) et dans le même octant. Les octants sont numérotés dans le sens trigonométrique en commençant par l'octant 0 à $x > 0$ et $y > 0$ (Figure 4.18). Les fils des octants 0, 7, 3 et 4 sont verticaux, ceux des octants 1, 2, 5 et 6 sont horizontaux. Il est également possible de grouper deux segments appartenant à des octants différents mais adjacents. Cette association par octant n'est pas restrictive car les muons pénétrant le toroïde ne peuvent avoir une impulsion trop faible et ne sont donc jamais très courbés.

Les segments A qui n'ont pas trouvé de partenaire dans les couches B ou C sont conservés car ils peuvent provenir de muons de basse impulsion qui n'ont pas traversé le toroïde. Pour identifier ou mesurer l'impulsion de ces muons, il est nécessaire d'utiliser le détecteur de traces interne. Les segments BC non appariés ne sont pas conservés pour le moment. Une estimation de l'impulsion basée sur un segment BC seul est à l'étude. En effet, la couche A possédant des trous d'acceptance en particulier dans les octants 5 et 6 de la région centrale (Figure 4.18), il est possible qu'un muon ne génère pas de segment A.



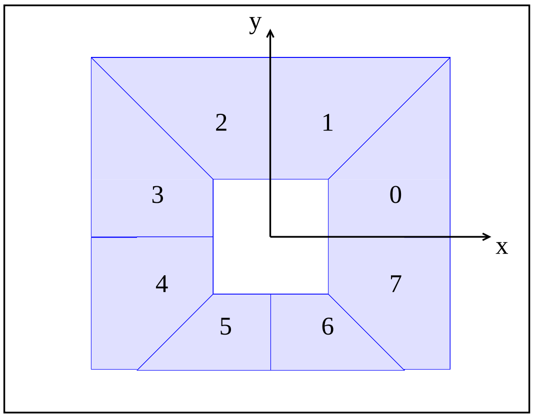


Figure 4.18 – *Vue des chambres du spectromètre central (à gauche) et avant (à droite) en projection sur le plan* (x, y)*. Les chiffres indiquent les numéros d'octant.*

4.3.2 Le filtrage des paires de segments

Des coupures sont appliquées sur les paires de segments formées et sur les segments A non combinés afin de ne conserver que les segments compatibles entre eux ou compatibles avec le vertex.

D'abord, le segment A (associé à une paire ou isolé) est projeté dans le plan de déviation de la particule. Pour les octants 0, 7, 3 et 4, il s'agit du plan (x, z) et pour les octants 1, 2, 5 et 6 du plan (y, z). Dans ce plan, l'angle entre la direction du segment projeté et l'axe z est appelé angle de déviation. Un dièdre est défini autour de la direction du segment. Le segment n'est conservé que si ce dièdre intercepte la zone d'extension du vertex (Figure 4.19). L'ouverture du dièdre qui est liée à la diffusion multiple dans le calorimètre θ_{MS} ainsi que la zone d'extension du vertex $\pm z_v max$ sont des paramètres ajustables. Les valeurs par défaut sont $\theta_{MS} = 0.3\ rad$, valeur choisie pour tenir compte de la résolution sur la direction des segments A (cf. queue de distributions sur la figure 4.13) et $z_v max = 30\ cm$ (la largeur de la distribution en position du vertex le long de l'axe z est $\sigma \approx 25\ cm$).

La deuxième coupure teste la compatibilité en ϕ des deux segments de la paire. Vu que l'erreur sur la position des segments le long du fil est importante, les angles ϕ sont redéfinis en utilisant la position des segments: $\phi_{pos} = arctan(\frac{y}{x})$. Si le couple de segment vérifie $|\phi_{pos\ A} - \phi_{pos\ BC}| < \Delta\phi_{max}$, il est conservé. La valeur $\Delta\phi_{max}$ est ajustable et vaut par défaut 0.3 rad ce qui correspond à la différence maximale entre les angles ϕ des segments donnés par la longueur des fils.

La dernière coupure vérifie que la direction du segment BC est compatible avec la position du segment A auquel il a été associé. La paire de segment est conservée si la position du segment A dans le plan de déviation se trouve à l'intérieur d'un dièdre défini autour de la direction du segment BC (Figure 4.20). L'ouverture de ce dièdre est ajustable et sa valeur par defaut est 0.3 rad (la déviation typique due au champ dans le toroïde est de 0.15 rad pour une trace de 4 GeV).

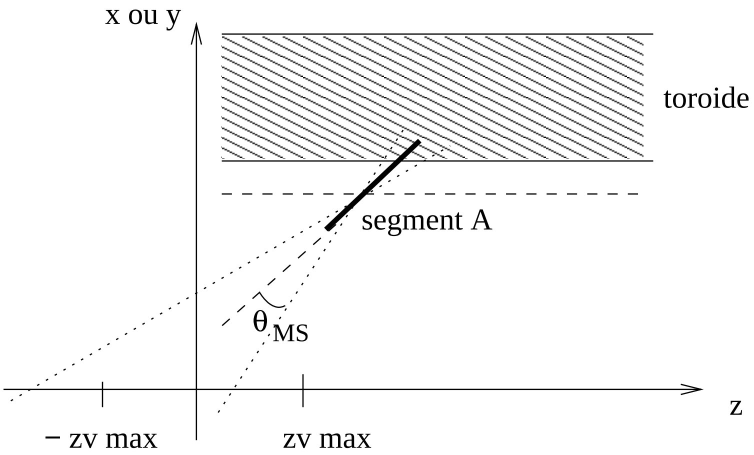


Figure 4.19 – *Test de compatibilité de la direction du segment A avec la zone d'extension du vertex dans le plan de déviation.*

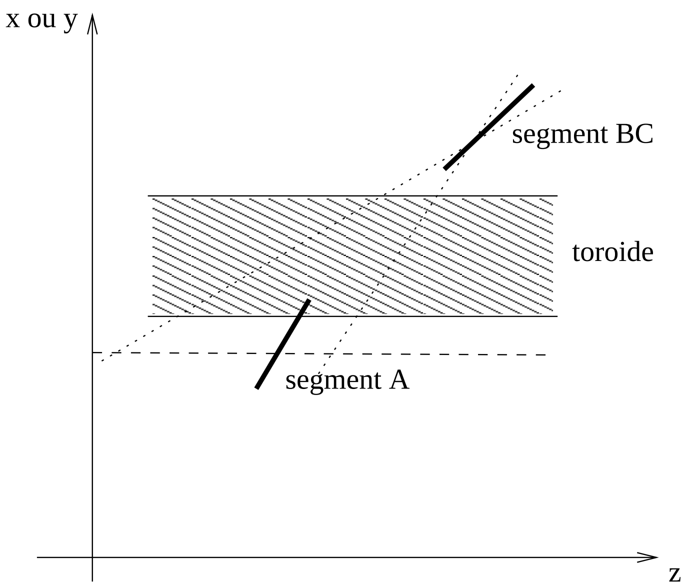


Figure 4.20 – *Test de compatibilité de la position du segment A avec la direction du segment BC dans le plan de déviation.*

4.3.3 Le repère local

Du fait que l'impulsion n'est mesurée que dans le plan de déviation et que ce plan varie suivant l'octant considéré, il est commode de travailler dans un repère local associé à la position des chambres. Pour la reconstruction des traces, ce repère est défini avec l'axe x perpendiculaire au plan des fils pointant à l'extérieur du détecteur. L'axe z est choisi dans la direction des fils. La figure 4.21 représente la configuration du repère local suivant les octants. Avec ce choix de repère, le plan de déviation est toujours le plan (y, x) en coordonnées locales.

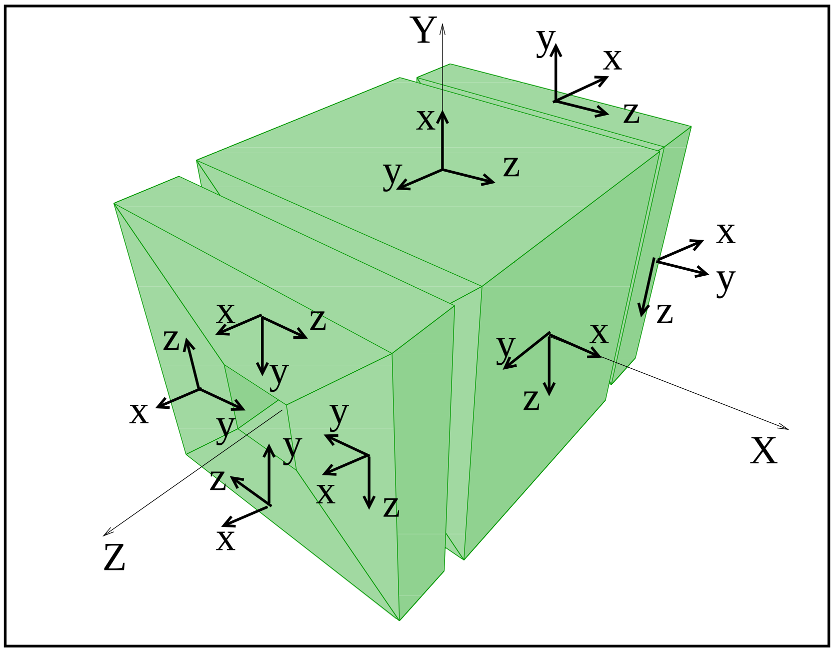


Figure 4.21 – *Définition du repère local en fonction des octants et des régions.*

4.3.4 Estimation de l'impulsion

A partir de la différence d'angle entre la direction des deux segments d'une paire, il est possible de calculer une première estimation de l'impulsion de la trace. Cette estimation servira de valeur de départ à l'ajustement dans l'étape suivante. On note θ_A et θ_B les angles de déviation des segments A et BC (entre 0 et π). Dans le plan de déviation, les points A et B représentent l'extrapolation en ligne droite de la direction des segments A et BC jusqu'au toroïde (Figure 4.22). Les coordonnées du vecteur $\overrightarrow{BA}(BAy, BAx)$ se calculent aisément à partir de la position et de la direction des segment A et BC. La norme de ce vecteur fournit une estimation de la trajectoire de la particule dans le toroïde. On note θ l'angle entre les deux segments et $\overrightarrow{segB}$ la direction du segment BC. Si on néglige la diffusion multiple dans le toroïde et si on considère que le champ dans le toroïde est uniforme $B_f = 1.8\ T$, le segment BC fait un angle $\frac{\theta}{2}$ avec le vecteur $\overrightarrow{BA}$:

$$\begin{aligned}\sin\frac{\theta}{2} &= \frac{1}{AB}\overrightarrow{segB} \times \overrightarrow{BA} \\ &= \frac{1}{AB}(\sin\theta_B BA_y - \cos\theta_B BA_x).\end{aligned}$$

Le signe de θ donne le signe du muon. Si R est le rayon de courbure, une estimation de l'impulsion dans l'approximation des petits angles de déviation est donnée dans le plan de déviation par:

$$P_{dev} = 0.3B_f\ R = \frac{0.3\ B_f BA}{2sin\frac{\theta}{2}} \approx \frac{0.3\ B_f BA}{\theta} \tag{4.1}$$

où BA est en mètre, B_f en tesla et P_{dev} en GeV. De plus, si on suppose que la perte d'énergie moyenne dans le toroïde est constante: $\frac{dE}{dx} = 0.016$ GeV$/cm$, l'impulsion au

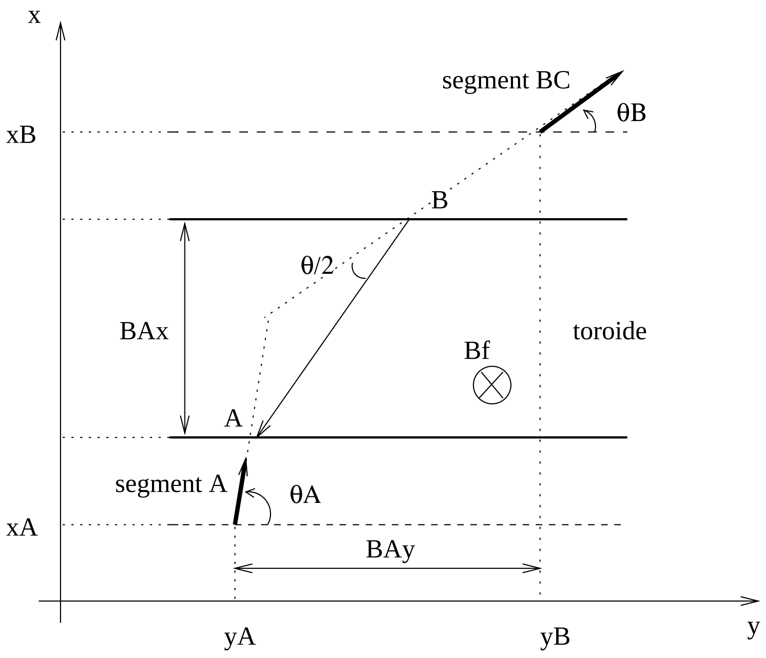


Figure 4.22 – *Estimation de l'impulsion de la trace passant par les segments A et B par le calcul de l'angle θ.*

niveau des couches A et BC s'écrit:

$$\begin{aligned} P_A &= P_{dev} - \frac{dE}{dx}\frac{BA}{2} \\ P_B &= P_{dev} + \frac{dE}{dx}\frac{BA}{2} \end{aligned}$$

et les composantes de l'impulsion au niveau de la couche A sont:

$$\begin{aligned} P_{Ax} &= P_A \sin\theta_A \\ P_{Ay} &= P_A \cos\theta_A . \end{aligned}$$

La composante z le long du fil s'obtient en utilisant l'angle ϕ_{pos} des segments redéfini à partir de leur position (cf. 4.3.2).

La figure 4.23 montre la précision de mesure sur la courbure obtenue par ce calcul. On voit que ce calcul permet d'atteindre une résolution sur la courbure modeste: $p * \sigma(\frac{1}{p}) = 44\%$.

4.3.5 La procédure d'ajustement

Un ajustement non linéaire est effectué dans le plan de déviation afin de calculer l'impulsion et la position de la trace la mieux compatible avec la position et la direction des segments A et BC. Pour ce faire, la trace est propagée de la position x_A du segment A en coordonnées locales jusqu'à la position x_B du segment BC à travers le toroïde. La propagation s'effectue en trois dimensions par une succession de portion d'hélice circulaire. Le pas de propagation est un paramètre ajustable et vaut par défaut 5 cm (cf. figure 4.39).

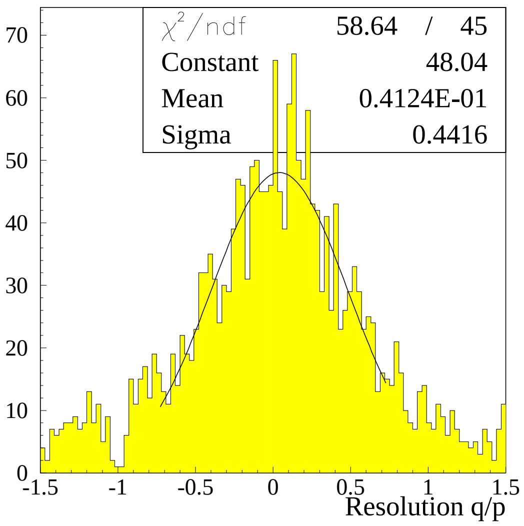


Figure 4.23 – *Résolution sur la courbure obtenue lors du calcul de la première estimation de l'impulsion.*

A l'intérieur de ce pas, le champ magnétique est supposé constant. A chaque pas, une correction de perte d'énergie dans le toroïde est appliquée. La valeur initiale de l'ajustement pour l'impulsion est prise égale à la valeur estimée à l'étape précédente et pour la position égale à la position du segment A.

Le champ magnétique

A chaque pas dans le toroïde, il est nécessaire de connaître le champ magnétique pour effectuer la propagation. L'algorithme peut utiliser soit un champ constant, soit la carte de champ de DØ. Cette carte de champ calculée grâce au programme TOSCA [2] avec une maille de 10 $cm \times 10\ cm \times 10\ cm$ est présentée figure 4.24. On voit que même dans ce cas, le champ dans le toroïde est quasiment constant: $B = 1.8\ T$. De plus, le champ en dehors du toroïde est très faible ($B \approx 0.1\ T$).

Le traitement de la diffusion multiple

Les muons dans le toroïde subissent des diffusions coulombiennes sur les atomes de fer (diffusion multiple). Dans l'hypothèse où ces angles de diffusion sont petits, il est possible de décrire les angles de déflection par des distributions gaussiennes. Nous allons détailler la manière dont la diffusion multiple est prise en compte dans la reconstruction des traces.

Considérons un matériau dense de longueur L représenté par N plans de diffusion multiple équidistants (Figure 4.25). Un plan de diffusion à la position x_i crée une déviation de la trace de $\delta\theta_i$. Ce plan est localisé à la distance $L - x_i = L\lambda_i$ de la fin du matériau avec $\lambda_i = \frac{i}{N}$. La déflection totale d est donnée par:

$$d \approx \beta L = \sum_{i=1}^{N} L\lambda_i \delta\theta_i = L \sum_{i=1}^{N} \frac{i}{N} \delta\theta_i$$

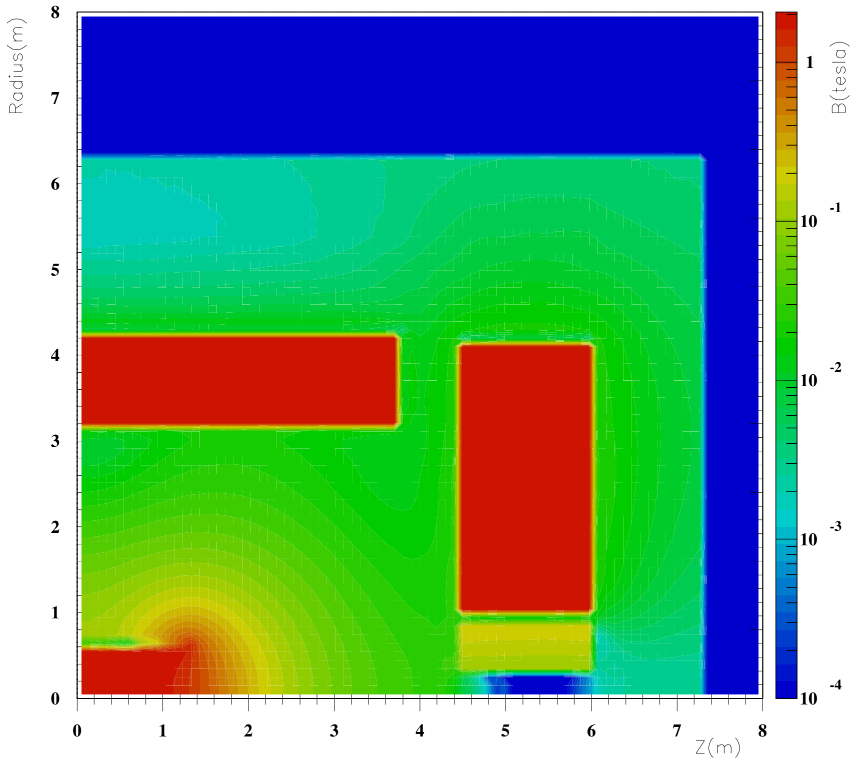


Figure 4.24 – *Carte de la norme du champ magnétique dans DØ calculée par TOSCA [2].*

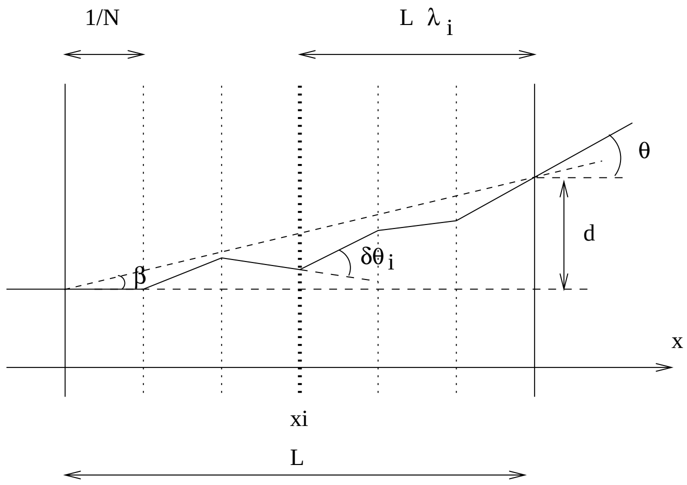


Figure 4.25 – *Matériau diffusant continu.*

où β est l'angle de la position de sortie du muon (Figure 4.25). Ainsi la variance de β s'écrit:

$$< \beta^2 >= \sum_{i=1}^{N} \frac{i^2}{N^2} < \delta\theta_i^2 > . \tag{4.2}$$

La corrélation entre la position de sortie et l'angle de sortie θ est:

$$<\beta\theta>=\sum_{i=1}^{N}\lambda_i<\delta\theta_i^2>=\sum_{i=1}^{N}\frac{i}{N}<\delta\theta_i^2>. \tag{4.3}$$

Or on a les relations suivantes:

$$\begin{aligned}\sum_{i=1}^{N} i^2 &= \frac{N(N+1)(2N+1)}{6}\sim\frac{N^3}{3} \text{ quand } N\to\infty\\ \sum_{i=1}^{N} i &= \frac{N(N+1)}{2}\sim\frac{N^2}{2} \text{ quand } N\to\infty.\end{aligned}$$

Puisque tous les angles de diffusion sont indépendants, on peut écrire:

$$<\theta^2>=\sum_{i=1}^{N}<\delta\theta_i^2>=\theta_o^2 \Rightarrow <\delta\theta_i^2>=\frac{\theta_o^2}{N}. \tag{4.4}$$

Avec ces définitions, (4.2) et (4.3) s'écrivent:

$$\begin{aligned}<\theta^2> &= \theta_o^2\\ <\beta^2> &= \sum_{i=1}^{N}\frac{i^2}{N^3}\theta_o^2\\ <\theta\beta> &= \sum_{i=1}^{N}\frac{i}{N^2}\theta_o^2\end{aligned}$$

et donc, lorsque $N\to\infty$, on a:

$$<\theta^2> = \theta_o^2 \tag{4.5}$$

$$<\beta^2> = \frac{\theta_o^2}{3} \tag{4.6}$$

$$<\theta\beta> = \frac{\theta_o^2}{2}. \tag{4.7}$$

Il est possible de reproduire ces variances et corrélation avec seulement deux plans de diffusion. Considérons deux plans situé à des distances $L\lambda_1$ et $L\lambda_2$ de la fin du matériau (Figure 4.26). Dans ce cas, il n'y a que deux angles de diffusion t_1 et t_2. Si on définit: $T^2=<t_1^2>=<t_2^2>$, (4.2), (4.3) and (4.4) s'écrivent:

$$\begin{aligned}<\theta^2> &= 2T^2\\ <\beta^2> &= (\lambda_1^2+\lambda_2^2)T^2\\ <\theta\beta> &= (\lambda_1+\lambda_2)T^2.\end{aligned}$$

Et donc:

$$(\lambda_1+\lambda_2) = \frac{2<\theta\beta>}{<\theta^2>} \tag{4.8}$$

$$(\lambda_1^2+\lambda_2^2) = \frac{2<\beta^2>}{<\theta^2>}. \tag{4.9}$$

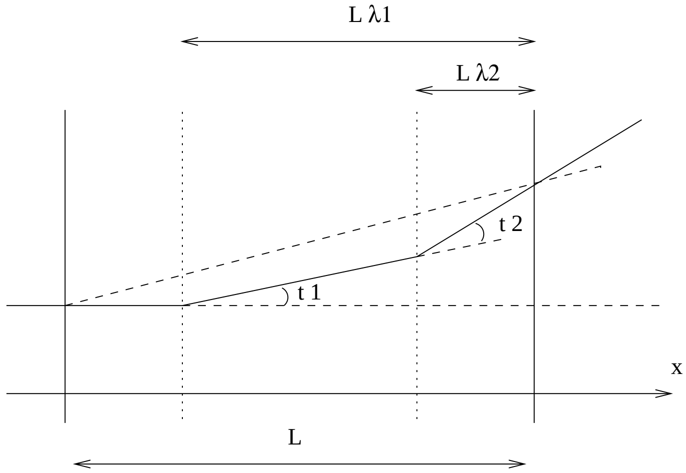


Figure 4.26 – *Matériau diffusant modélisé par deux plans de diffusion.*

En combinant (4.8) et (4.9), on trouve:

$$\begin{aligned}\lambda_1 &= \frac{1}{<\theta^2>}\left(<\theta\beta> + \sqrt{<\theta^2><\beta^2> - <\theta\beta>^2}\right)\\ \lambda_2 &= \frac{1}{<\theta^2>}\left(<\theta\beta> - \sqrt{<\theta^2><\beta^2> - <\theta\beta>^2}\right).\end{aligned}$$

Pour obtenir la position des deux plans qui reproduit les variances et corrélation du matériau continu, il suffit de remplacer (4.5), (4.6) et (4.7) dans les équations précédentes, ce qui donne:

$$\begin{aligned}\lambda_1 &= \frac{1}{2} + \frac{1}{\sqrt{12}}\\ \lambda_2 &= \frac{1}{2} - \frac{1}{\sqrt{12}}.\end{aligned}$$

Cette modélisation du milieu continu par deux plans diffusant à position fixée n'est strictement exacte que dans le cas où il n'y a pas de perte d'énergie mais reste cependant une bonne approximation en pratique. Nous utiliserons ce modèle pour prendre en compte la diffusion multiple dans l'ajustement.

Pour donner des ordres de grandeur, l'erreur sur l'angle de diffusion multiple est donnée par: $\sigma_{\theta_{MS}} = \frac{0.014}{P}\sqrt{X_0}$ [4] où l'impulsion est en GeV et où X_0 représente le nombre de longueurs de radiation vu par le muon en traversant le toroïde. La contribution de la diffusion multiple à la précision de mesure sur l'impulsion est donnée par $\frac{\sigma\theta_{MS}}{\theta_{MS}} = \frac{0.014}{0.3\ BA}\sqrt{X_0}$ en utilisant la formule 4.1 qui donne la relation entre P et θ. Ainsi, la diffusion multiple contribue pour environ 18% à la résolution sur l'impulsion.

La perte d'énergie

La distribution de la perte d'énergie totale dans le toroïde est représentée figure 4.27 pour des événements *Monte Carlo*. Les fluctuations de perte d'énergie par ionisation suivent une courbe de Landau. Si on examine la perte d'énergie en fonction de η (Fi-

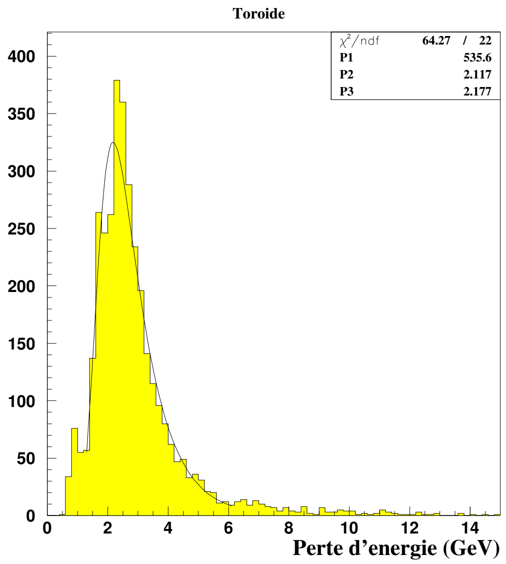


Figure 4.27 – *Perte d'énergie dans le toroïde calculée dans la simulation pour 5000 muons de 5 à 100 GeV distribués entre $-2.5 \leq \eta \leq 2.5$.*

gure 4.28), on voit que, à l'exception des pertes d'énergie catastrophiques, un muon perd environ 2 GeV sauf dans la région $|\eta| \approx 1$, où la quantité de fer traversée est moins importante (Figure 2.3). Dans l'algorithme de reconstruction, la perte d'énergie moyenne par

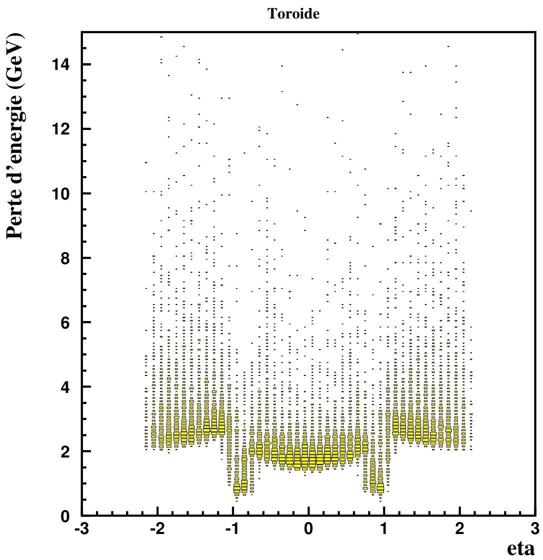


Figure 4.28 – *Perte d'énergie dans le toroïde en fonction de η calculée dans la simulation.*

unité de longueur (dE/dx) due à la fois aux processus d'ionisation mais aussi aux processus radiatifs (création de paires, bremsstrahlung, interactions nucléaires dans le fer) est estimée par une fonction dépendant de l'impulsion présentée figure 4.29. Cette perte d'énergie a été déterminée par un ajustement sur les mesures présentées dans [3].

La largeur à mi-hauteur de la courbe 4.27 est de l'ordre de 1.5 GeV. Ainsi même si cette distribution n'est pas gaussienne, on peut estimer une variance "équivalente": $\sigma = \frac{1.5}{2.5} \approx 0.6$ GeV. Comme nous l'avons vu, la diffusion multiple contribue pour 18% à

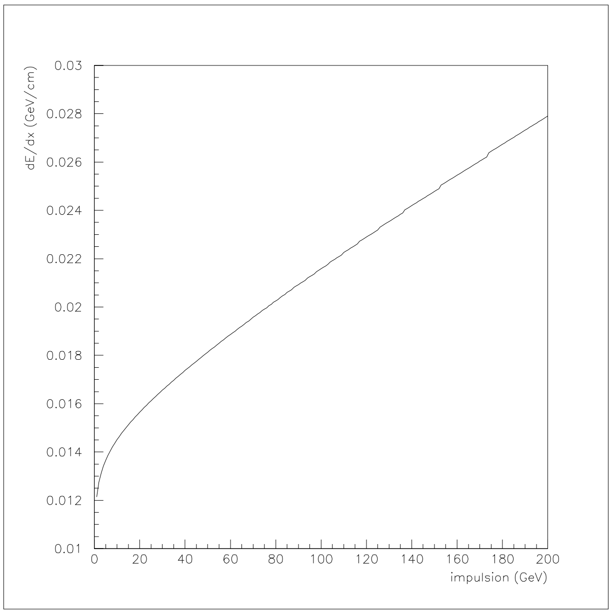


Figure 4.29 – *Perte d'énergie par unité de longueur dans le toroïde en fonction de l'impulsion du muon.*

la précision de mesure sur l'impulsion. On peut donc dire que les fluctuations de perte d'énergie sont négligeables devant l'erreur due à la diffusion multiple. C'est pourquoi seule la perte d'énergie moyenne est prise en compte dans l'algorithme.

L'ajustement

L'ajustement est effectué selon une méthode de minimisation d'un estimateur de moindre carré χ^2 à cinq paramètres (Figure 4.30):

- la position de la trace le long de l'axe y au niveau de la couche A à x_A fixé (position du segment A selon x);
- l'angle θ de la trace au niveau de la couche A dans le plan de déviation par rapport à l'axe y;
- la courbure de la trace $C = \frac{q}{P_{dev}}$ où P_{dev} est l'impulsion dans le plan de déviation à x_A fixé et q la charge du muon;
- les deux angles de diffusion multiple θ_{MS1} et θ_{MS2} au niveau des deux plans situés à $\frac{e}{\sqrt{12}}$ du milieu du toroïde (e est l'épaisseur du toroïde).

La minimisation utilise une méthode multidimensionnelle de gradient: le minimum est déterminé en suivant la ligne de plus grande pente. Le χ^2 possède six termes correspondant à:

- la différence par rapport à la position mesurée de la trace selon y en A (à x_A fixé);
- la différence par rapport à la position mesurée de la trace selon y en B (à x_B fixé);
- la différence par rapport à l'angle de déviation de la trace mesuré en A;
- la différence par rapport à l'angle de déviation de la trace mesuré en B;
- aux deux angles de diffusion multiple qui ont une valeur moyenne "mesurée" nulle avec une erreur donnée par [4]:

$$\delta\theta_{MS} = \frac{0.014}{P_{MS}}\sqrt{\frac{x_{MS}}{1.76}} \tag{4.10}$$

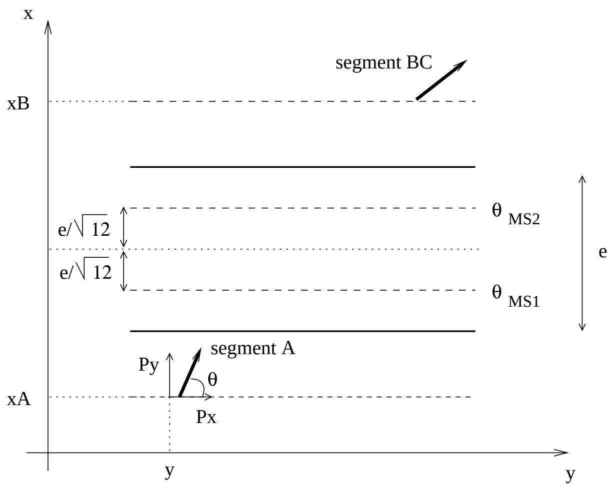


Figure 4.30 – *Paramètres de l'ajustement: dans le plan de déviation, position y de la trace en A, angle de la trace par rapport à l'axe y en A, courbure $\frac{q}{p}$ de la trace en A et deux angles de diffusion multiple θ_{MS1} et θ_{MS2}.*

où P_{MS} est l'impulsion au niveau du plan de diffusion considéré mesurée en GeV et x_{MS} la longueur du trajet du muon jusqu'au plan médiant du toroïde.

Les erreurs sur les cinq premiers termes du χ^2 sont données par les erreurs sur la position et la direction des segments. Si un ajustement ne converge pas au bout du nombre maximum d'itérations autorisées (fixé à 10), la trace est conservée mais l'impulsion est donnée par la première estimation.

L'ajustement permet d'obtenir la position et la direction de la trace au niveau de la couche A et des couches BC ainsi que la matrice d'erreur sur les cinq paramètres ajustés: $(y, c, \theta, \theta_{MS1}, \theta_{MS2})$ au niveau de la couche A.

Filtrage des traces

Cette étape est utile dans le cas où plusieurs segments correspondant à un même groupe de coups ont été conservés. Il est possible dans ce cas que plusieurs traces soient reconstruites pour un même muon. Ainsi, on vérifie que toutes les traces reconstruites sont compatibles avec le vertex et si deux traces sont trop proches l'une de l'autre (par défaut à moins de 5 cm, ce qui correspond à la longueur d'une demi-cellule), seule celle qui possède le meilleur χ^2 est conservée.

Passage en coordonnées globales

Le passage en coordonnés locales s'effectue en plusieurs étapes:

- la matrice d'erreur 5×5 dans les paramètres $(y, c, \theta, \theta_{MS1}, \theta_{MS2})$ est réduite en matrice 3×3 dans les paramètres (y, c, θ).
- Les mesures de la coordonnées le long du fil et de l'angle ϕ sont ajoutées ainsi que la coordonnée fixée (correspondant à la position de la chambre A) avec une erreur nulle.

- Un changement de coordonnées est effectué pour se ramener à une matrice 6×6 dans les paramètres (x, y, z, P_x, P_y, P_z) (paramètres plus commodes pour la propagation, cf. chapitre suivant).
- Une rotation inverse à celle effectuée au debut de l'algorithme est appliquée afin d'obtenir la matrice en coordonnées globales.

Ces informations donnent donc la position et l'impulsion de la trace au niveau de la couche A du système à muons. Une correction de la perte d'énergie moyenne dans le calorimètre dépendant de l'impulsion et de l'angle du muon permet d'estimer l'énergie du muon reconstruit au niveau du vertex. Le calorimètre n'ayant pas été modifié, on utilise la paramétrisation qui a été définie au Run I. Cette paramétrisation est comparée à la perte d'énergie calculée dans la simulation sur la figure 4.31. Elle reproduit la valeur la plus probable de la perte d'énergie mais ne peut pas tenir compte des pertes d'énergie catastrophiques.

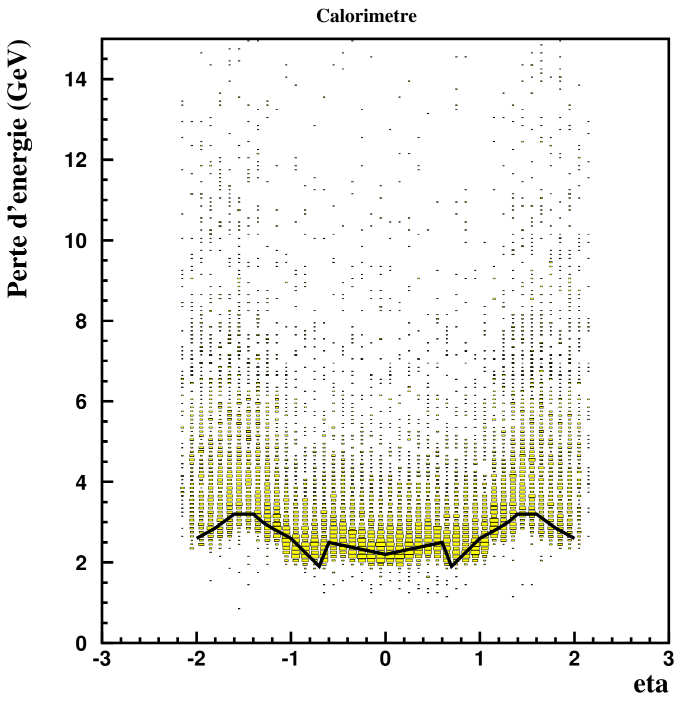


Figure 4.31 – *Perte d'énergie dans le calorimètre en fonction de η. Les points gris (jaunes) montrent la perte d'énergie calculée dans la simulation. La ligne représente la paramétrisation utilisée dans l'algorithme.*

4.3.6 Performances

L'algorithme de reconstruction des traces utilise toutes les informations disponibles sur les segments (position, direction, erreurs). Il est donc directement sensible à tout problème lié à leur reconstruction (cf. queue de distributions de la figure 4.13). Afin d'étudier les performances de la reconstruction des traces indépendamment de celle des segments, un programme de formation de segments à partir des coups simulés (positions et impulsions des muons dans chaque cellule calculées dans la simulation) a été développé. Il est possible de faire fluctuer la position et la direction de ces segments et de les utiliser pour reconstruire des traces. Les fluctuations utilisées sont gaussiennes. Dans toute la suite, nous désignerons ces segments comme segments *Monte Carlo* (MC) par opposition aux segments reconstruits par l'algorithme *Linked List* (segments LL). Pour les figures montrant les résultats avec les segments MC, les fluctuations utilisées sont faibles: $\sigma_\theta = 0.1\ mrad$, $\sigma_\phi = 1.\ mrad$, $\sigma_x = \sigma_y = \sigma_z = 50\ \mu m$.

Efficacité

L'efficacité de la reconstruction des traces en fonction de η est présentée figure 4.32 à la fois pour toutes les traces trouvées et pour les traces dont l'ajustement a convergé. Cette efficacité est définie comme le nombre de traces trouvées sur le nombre d'événements qui contiennent deux segments reconstruits, un avant et un après le toroïde. L'efficacité

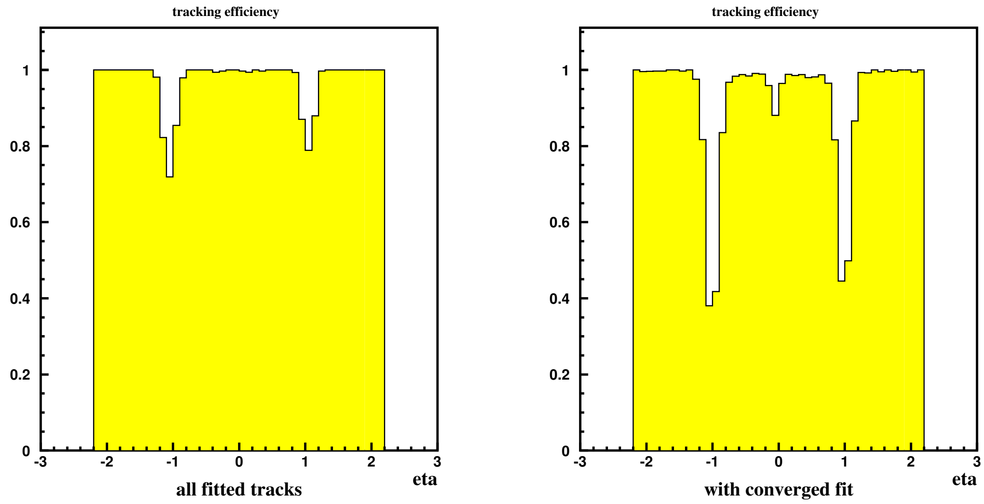
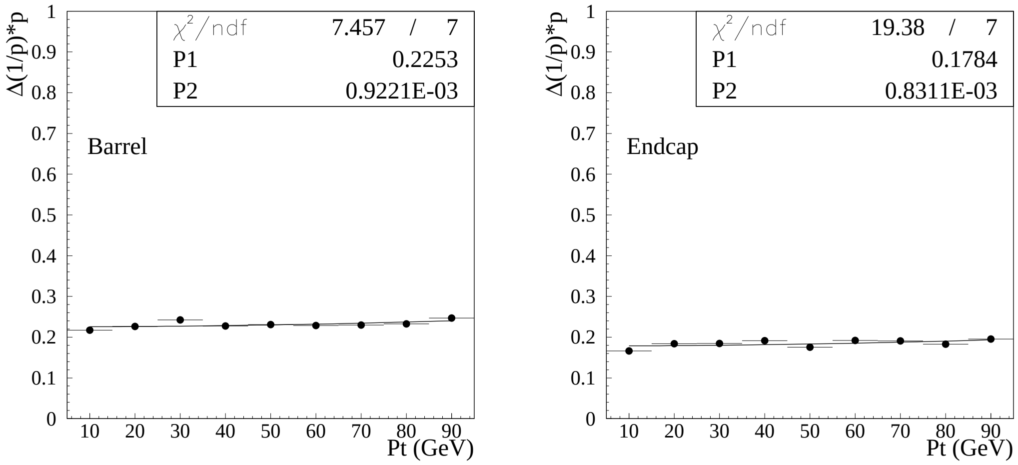


Figure 4.32 – *Efficacité de reconstruction des traces en fonction de η pour toutes les traces trouvées (à gauche) et pour celles dont l'ajustement a convergé (à droite) en utilisant les segments LL.*

moyenne de trouver une trace (avec un ajustement ayant convergé ou non) est de 93% en utilisant les segments LL (Figure 4.32 gauche). Cette même efficacité est de 97% avec les segments MC. On voit que l'efficacité chute autour de $|\eta| = 1$. Une explication est qu'il n'est pas possible actuellement d'associer des segments venant de région différente (un segment *PDT* avec un segment *MDT* par exemple). Le même problème est présent dans la reconstruction des segments qui n'associent pas non plus des coups appartenant à des détecteurs différents. Les segments autour de $|\eta| = 1$ possèdent donc moins de coups et leur résolution en est affectée. On peut également noter sur le graphe de droite de la figure 4.32 que dans cette région, l'ajustement converge moins souvent. Ceci provient du fait qu'autour de $|\eta| = 1$, la trace muon traverse le toroïde à deux reprises (figure 2.3) ce qui n'est pas encore prevu dans l'algorithme. L'algorithme sous-estime donc le champ vu pour le muon dans cette région. Pour des événements *Monte Carlo*, l'ajustement converge en moyenne dans 81% des cas avec les segments LL (Figure 4.32 droite) et dans 90% des cas avec les segments MC. Dans les événements *Monte Carlo*, 78% des événements qui ne convergent pas avec les segments LL (85% avec les segments MC) se trouvent dans la région $0.7 \leq |\eta| \leq 1.3$. Dans les données, ce chiffre est de 65%. La convergence dans les données sera étudiée dans le chapitre 6.

Résolutions

La précision de mesure de la courbure de la trace dans le plan de déviation au niveau de la couche A et en fonction de l'impulsion transverse est présentée figure 4.3.6 en utilisant les segments MC. On voit la figure 4.3.6 (en haut) que la distribution de la précision de mesure sur la courbure est gaussienne avec une variance de 20%.



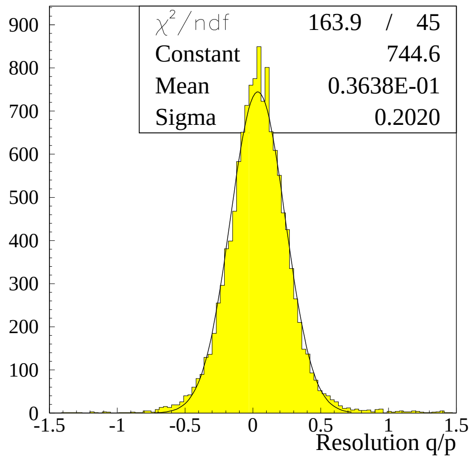


Figure 4.33 – *Résolution sur l'impulsion transverse en fonction de cette impulsion pour la partie centrale (à gauche) et pour la partie avant (à droite) et résolution sur la courbure dans le plan de déviation (en bas) avec les segments MC.*

Un ajustement donne la dépendance en impulsion transverse de la résolution (avec les segments MC):

$$\Delta P_t/P_t = (23 \oplus 0.1 P_t)\% \text{ (pour la partie centrale avec } P_t \text{ mesuré en GeV)}$$
$$\Delta P_t/P_t = (18 \oplus 0.08 P_t)\% \text{ (pour la partie avant avec } P_t \text{ mesuré en GeV).}$$

La mesure d_{mes} dans les chambres à dérive donne la courbure $C = \frac{1}{P_{dev}}$ de la trajectoire. La contribution de l'erreur de mesure à la résolution sur l'impulsion est donc proportionnelle à l'impulsion: $\frac{\delta P_{dev}}{P_{dev}} = \frac{\delta d_{mes}}{d_{mes}} \propto \delta d_{mes} P_{dev}$. Cette erreur domine à haute impulsion. L'erreur due à la diffusion multiple δd_{MS} est proportionnelle à l'inverse de l'impulsion (cf équation 4.10). Ainsi la contribution de la diffusion multiple à la résolution en impulsion est indépendante de l'impulsion. C'est cette erreur qui est prépondérante à basse impulsion.

On voit que lorsqu'on utilise les segments MC, la précision de mesure sur l'impulsion est pratiquement indépendante de l'impulsion. En effet, dans ce cas, l'erreur de mesure est très faible et seule subsiste l'erreur due à la diffusion multiple. On observe également sur la figure 4.3.6 que cette erreur est plus importante dans la partie centrale (23%) que dans la partie avant (18%). Ceci provient de la différence d'épaisseur du toroïde entre les deux régions: $d_{central} = 110\ cm$ et $d_{avant} = 180\ cm$ (cf. figure 2.3). Les muons subissent plus de diffusion multiple vers l'avant (la contribution de la diffusion multiple à la précision de mesure sur l'impulsion croît comme $\sqrt{d}$) mais il "voit" également plus de champ magnétique (la résolution sur l'impulsion due au champ magnétique augmente linéairement avec d). Ainsi, le rapport des résolutions correspond à la racine carrée du rapport des épaisseurs: $\sqrt{\frac{d_{central}}{d_{avant}}} = \sqrt{\frac{180}{110}} \approx \frac{0.23}{0.18}$.

La figure 4.34 montre les résolutions sur l'impulsion obtenues en utilisant les segments LL. Un ajustement donne la dépendance en impulsion transverse de la résolution (avec les segments LL):

$$\begin{aligned} \Delta P_t/P_t &= (27 \oplus 0.44 P_t)\% \text{ (pour la partie centrale avec } P_t \text{ mesuré en GeV)} \\ \Delta P_t/P_t &= (23 \oplus 0.42 P_t)\% \text{ (pour la partie avant avec } P_t \text{ mesuré en GeV).} \end{aligned}$$

On voit cette fois que la résolution sur l'impulsion se dégrade lorsque l'impulsion augmente en raison de la contribution importante de l'erreur de mesure. La distribution de la résolution sur la courbure (figure 4.34 en haut) fait apparaitre des queues importantes. Ces queues de distributions proviennent de mauvaises reconstruction de la direction des segments (ces queues n'apparaissent pas si on utilise les segments MC). Une amélioration possible pourrait consister à effectuer un ajustement directement sur les coups, en permettant à l'algorithme de rejeter (ou d'ajouter) un coup si cela permet de réduire l'estimateur de χ^2.

La résolution sur la courbure est également fonction de η. Pour les mêmes raisons qui entrainent une baisse d'efficacité de la reconstruction des traces dans la région $|\eta| \approx 1$, on voit sur la figure 4.35 que la résolution sur l'impulsion se dégrade dans cette région.

La résolution sur la courbure est peu dépendante du nombre d'interactions superposées qui ont lieu en même temps que l'interaction créant le muon. En effet, le calorimètre et le toroïde jouent un rôle d'écran contre les particules de basse impulsion. La figure 4.36 montre la résolution obtenue avec les segments LL pour des événements muons seuls ($5 \leq P_t \leq 100$ GeV) avec en moyenne 1.1 événement de biais minimal superposé. On voit que la précision de mesure sur la courbure reste identique à celle obtenue sans événements superposés (Figure 4.34 en haut).

La figure 4.37 représente la résolution sur l'angle et la position de la trace reconstruite dans le plan de déviation au niveau de la couche A avec les segments LL. Si on compare la résolution angulaire après reconstruction de la trace avec celle des segments de la couche A (figure 4.13), on voit que la reconstruction des traces permet d'améliorer la résolution angulaire: $|\theta_{trace\ A} - \theta_{simule\ A}| \approx 1.8\ mrad$. La résolution en position reste identique à celle des segments. Ceci provient du fait que l'incertitude sur la position au niveau de la couche A est dominé par la diffusion multiple.

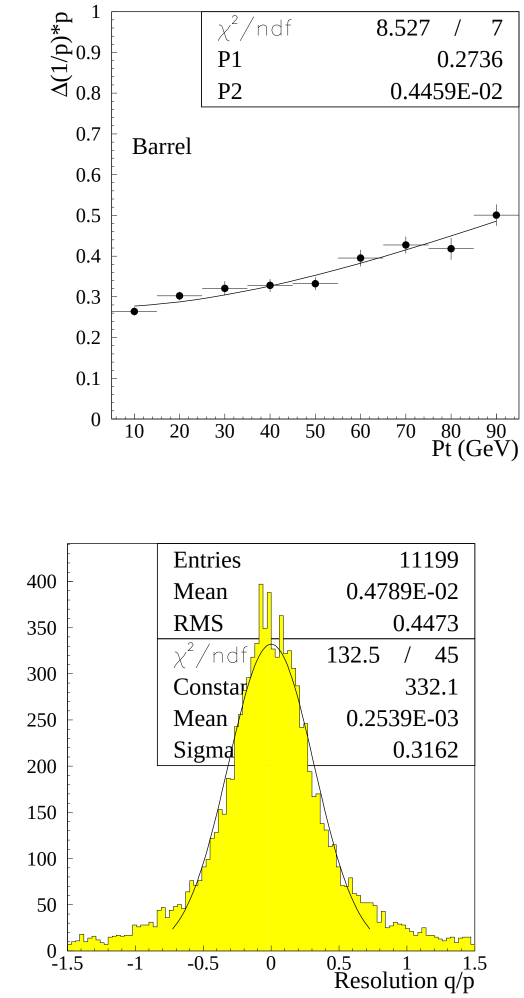


Figure 4.34 – *Résolution sur l'impulsion transverse en fonction de cette impulsion pour la partie centrale (à gauche) et pour la partie avant (à droite) et résolution sur la courbure dans le plan de déviation (en bas) avec les segments LL.*

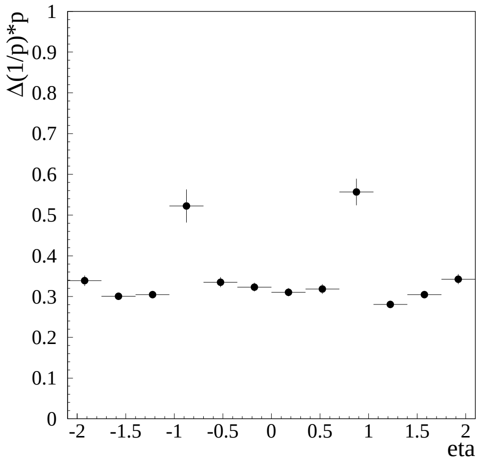


Figure 4.35 – *Résolution sur la courbure en fonction de η avec les segments LL.*

La figure 4.38 montre les résidus en position et angle normalisées par les erreurs pro-

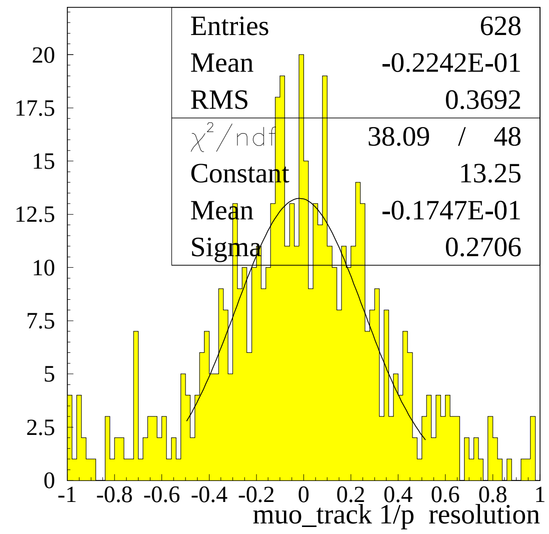


Figure 4.36 – *Résolution sur la courbure pour des événements muons seuls ($5 \leq P_t \leq 100$ GeV) avec en moyenne 1.1 événement de biais superposé.*

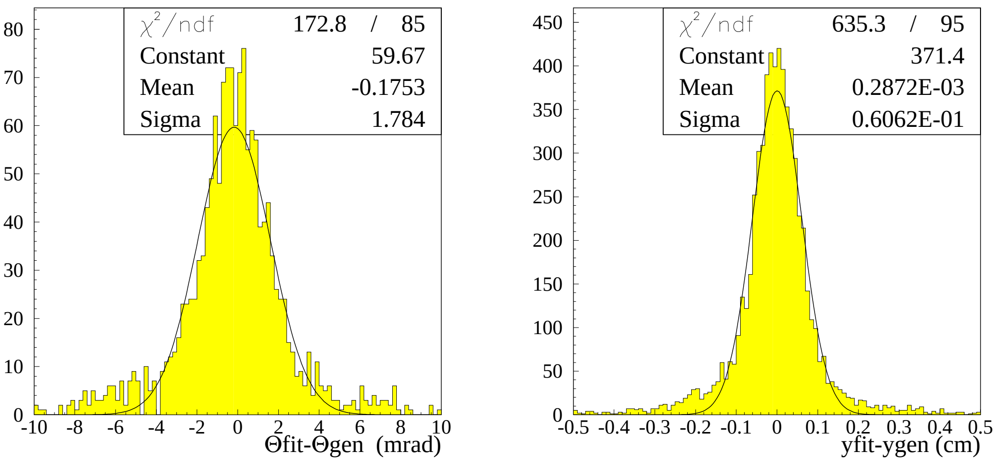
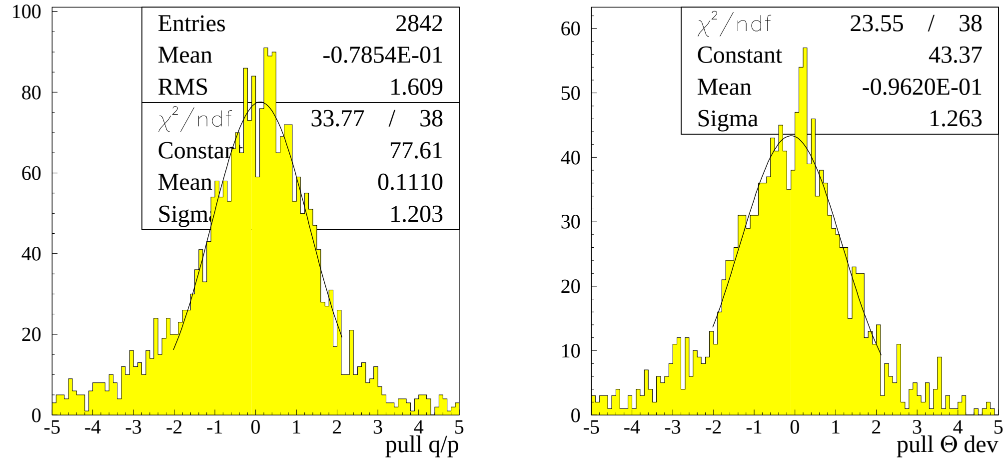


Figure 4.37 – *Résolution sur l'angle (à gauche) et la position (à droite) de la trace dans le plan de déviation au niveau de la couche A avec les segments LL.*

venant de l'ajustement: $\frac{(\theta_{fit}-\theta_{simule})^2}{\sigma^2_{\theta\ fit}}$ (histogrammes de *pull*). La matrice d'erreur obtenue sera utilisée pour identifier la trace du détecteur interne qui correspond au muon reconstruit dans le spectromètre (cf. chapitre suivant).

Temps d'exécution

L'algorithme devant être utilisé dans le déclenchement de niveau 3, il doit pouvoir effectuer la reconstruction dans un temps minimal. Pour cela, il est possible de faire un choix particulier des paramètres ajustables. La figure 4.39 montre la résolution sur la courbure et le temps de reconstruction d'un événement muon seul en fonction du pas de propagation dans le toroïde (sur une plate-forme IRIX). On voit qu'il n'y a pas de détérioration de la résolution jusqu'à une longueur de pas de 50 cm. Le temps de



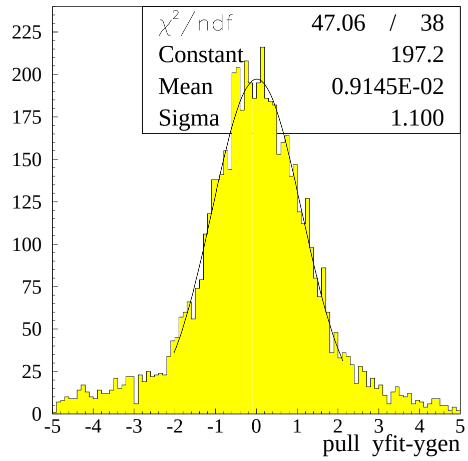


Figure 4.38 – *Résidus normalisés par l'erreur pour la courbure, l'angle et la position de la trace dans le plan de déviation au niveau de la couche A avec les segments LL.*

reconstruction quant à lui diminue de 350 ms par événement jusqu'à 40 ms pour un pas de 10 cm puis reste constant. Le choix a été fait d'utiliser un pas de 5 cm pour la reconstruction différée et de 10 cm pour la reconstruction en ligne.

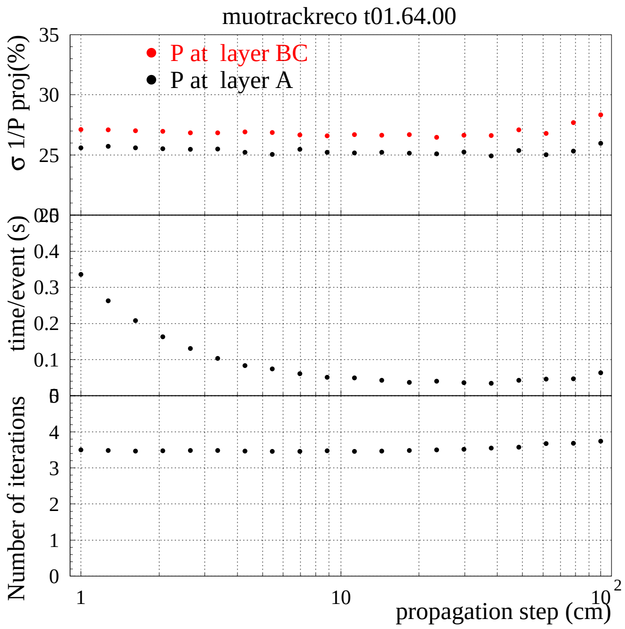


Figure 4.39 – *Résolution sur la courbure, temps de reconstruction des traces par événement et nombre d'itération de l'ajustement en fonction de la longueur du pas de propagation utilisé.*

Conclusion

La reconstruction des muons s'effectue en plusieurs étapes. D'abord, les fils touchés sont associés à une distance de dérive. Les scintillateurs donnent une information temporelle ainsi qu'une mesure de la position le long des fils. Ces coups reconstruits sont ensuite combinés en segments de droite chambre par chambre. Les segments construits à partir de coups dans les chambres à dérive sont associés à des coups dans les scintillateurs. Les segments sont ensuite groupés par paire, avec un segment avant le toroïde et un segment après. Un ajustement est effectué entre ces paires afin de déterminer les caractérisques de la trace (position et impulsion) dans le spectromètre.

Le tableau 4.1 résume les performances de la reconstruction pour des événements muons seuls ayant une énergie suffisante pour traverser le toroïde (16044 muons seuls de P_t uniforme entre 5 et 100 GeV engendrés uniformément entre $\eta = -2$ et $\eta = 2$). Ces résultats sont séparés entre partie centrale (*WAMUS*) et partie avant (*FAMUS*). Les pourcentages sont donnés par rapport au nombre d'événements de la ligne précédente.

	$-2 \leq \eta \leq 2$	*WAMUS* ($\lvert\eta\rvert \leq 1$)	*FAMUS* ($1 < \lvert\eta\rvert \leq 2$)
nombre d'evts engendrés	16044	8073	7971
acceptance	84%	81 %	87%
deux segments reconstruits	97%	97%	97%
une trace reconstruite	92%	90%	94%
une trace avec convergence	92%	87%	97%
à 3 σ de la courbure engendrée	83%	78 %	87 %
total	57%	48 %	67 %

Tableau 4.1 – *Performances de la reconstruction dans le spectromètre pour des événements Monte Carlo muons seuls d'énergie suffisante pour traverser le toroïde. Les pourcentages de chaque ligne sont donnés par rapport au nombre d'événements de la ligne précédente. La définition des efficacités présentées est donnée dans le texte.*

L'acceptance est calculée comme le nombre d'événements ayant laissé au moins un coup simulé dans la couche A et un coup simulé dans les chambres à dérive après le toroïde divisé par le nombre d'événements engendrés avec $-2 \leq \eta \leq 2$. La deuxième ligne représente le rapport du nombre d'événements avec au moins deux segments LL reconstruits (un avant le toroïde et un après) sur le nombre d'événements ayant au moins un coup reconstruit dans la couche A et un coup dans les couches BC. L'efficacité de reconstruire une trace est calculée comme le rapport du nombre d'événements possédant une trace (l'ajustement ayant convergé ou non) sur le nombre d'événements avec au moins deux segments reconstruits (avant et après le toroïde). Le nombre d'événements où l'ajustement a convergé divisé par le nombre d'événements qui possèdent au moins une trace est ensuite calculé. Enfin, on détermine le pourcentage d'événements dont la courbure calculée est à moins de trois déviations standard de la courbure engendrée. La dernière ligne combine l'ensemble des efficacités précédentes. On voit qu'en combinant l'acceptance et les efficacités, 57% des événements muons seuls entre $\eta = -2$ et $\eta = 2$ sont bien reconstruits. La différence d'efficacité entre la partie centrale et la partie avant du spectromètre provient du fait que les segments sont moins bien reconstruits dans la partie centrale (cf. queues de distribution figure 4.14).

Bibliographie

[1] O. Peters, Muon Segment Reconstruction - Linked List Algorithm, DØ Note 3901 (2001)

[2] Yamada, Ostiguy et Mesin, 2-D and 3-D Display and Plotting of 3-D Magnetic Field Calculation for Upgraded D0 Detector, DØ Note 2023

[3] W. Lohmann et al, CERN Yellow Report 85-03 (1985)

[4] V. Highland, Nucl. Instrum. Methods **129** (1975) 497 et **161** (1979) 171
G. Lynch et O. Dahl, Nucl. Intrum. Methods **B 58** (1991) 6

Chapitre 5

L'identification des muons

Sommaire

La reconstruction des muons utilise les informations du détecteur de traces interne, du calorimètre et du spectromètre pour identifier les muons et déterminer leur impulsion. Idéalement, un muon reconstruit possède au moins quatre coups dans les chambres à fil de la couche A et un coup scintillateur puis au moins six coups et un ou deux coups scintillateur après le toroïde. Il a également une trace interne associée ainsi qu'un signal dans le calorimètre correspondant au dépôt d'énergie d'une particule au minimum d'ionisation (signal *MIP*). En pratique, certaines de ces informations sont incomplètes ou manquantes.

La reconstruction dans le spectromètre a été décrite dans le chapitre précédent. Nous développerons ici les aspects de l'identification faisant intervenir d'autres détecteurs et plus particulièrement l'association des traces du spectromètre avec celles du détecteur interne par propagation de la matrice d'erreur de la trace du spectromètre.

L'identification préalable de la trace dans le spectromètre présente plusieurs avantages. Elle permet d'utiliser la bonne couverture des chambres à muons en particulier vers l'avant (jusqu'à $|\eta| \approx 2$). Le calorimètre et le toroïde jouant un rôle de filtre, partir de la trace du spectromètre permet aussi une association plus aisée.

Les outils actuels d'identification des muons ainsi que les critères utilisés seront également décrits.

5.1 L'association des traces du spectromètre avec celles du détecteur interne

La résolution sur l'impulsion des muons dans le spectromètre étant limitée (par la diffusion multiple ou par l'erreur de mesure des chambres), l'association de la trace du système à muons avec la trace correspondante dans le détecteur de traces interne permet d'améliorer sensiblement la détermination de l'impulsion. La résolution en impulsion transverse du détecteur de traces interne est présentée figure 5.1 en fonction de l'impulsion transverse pour des événements muons seuls avec $5 \leq P_t \leq 100$ GeV et $-2.5 \leq \eta \leq 2.5$. Un ajustement donne la dépendance en P_t de la résolution:

$$\Delta P_t / P_t = (3.6 \oplus 0.11 P_t)\% \text{ (avec } P_t \text{ mesuré en GeV).} \tag{5.1}$$

Afin de reconnaitre la trace muon parmi toutes celles du détecteur interne, une combinaison statistique de la matrice d'erreur de la trace du spectromètre propagée à travers le calorimètre avec les matrices d'erreur des traces internes est effectuée. Ces combinaisons fournissent des tests statistiques de compatibilité qui permettent d'identifier la trace interne associée à la trace muon. Elles permettent également de calculer la position et l'impulsion finale du muon reconstruit au niveau du vertex. Pour ce faire, la première étape consiste à propager la trace du spectromètre et sa matrice d'erreur jusqu'au détecteur de trace interne.

Notons que ce test de compatibilité pourrait également se faire en combinant la matrice d'erreur des traces internes propagée jusqu'au spectromètre à muons.

5.1.1 Propagation de la matrice d'erreur du spectromètre

La propagation en trois dimensions s'effectue en coordonnées globales par pas fini à travers le calorimètre et le solénoïde jusqu'à la distance de moindre approche (*DCA*: *Distance of Closest Approach*) de la trace au point d'interaction. Elle doit tenir compte du

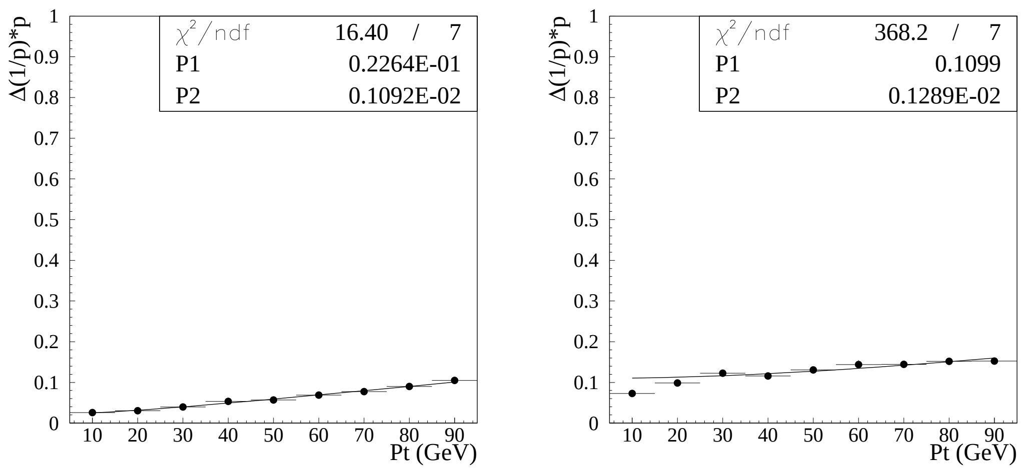


Figure 5.1 – *Résolution en impulsion transverse du détecteur de traces interne dans la partie centrale (à gauche) et dans la partie avant (à droite) pour des muons isolés de P_t entre 5 et 100 GeV et distribués avec $-2.5 \leq \eta \leq 2.5$.*

champ magnétique dans le calorimètre ou à l'intérieur du solénoïde (Figure 4.24), de la perte d'énergie et de la diffusion multiple dans les différents matériaux traversés. La propagation est effectuée en notation matricielle dans les six variables (position, impulsion) = (x,y,z,px,py,pz). On désigne par $\vec{x}^{\,in}$ and $\vec{p}^{\,in}$ ($\vec{x}^{\,out}$ and $\vec{p}^{\,out}$) la position et l'impulsion de la particule entrant (sortant) de la région considérée. Toutes ces quantités sont considérées comme des variables aléatoires avec une valeur moyenne et une variance.

A. Position et impulsion après propagation d'un pas

Les effets de la traversée d'un milieu sur la position et l'impulsion d'une particule peuvent se décomposer en différents effets dus au champ magnétique, à la diffusion multiple et à la perte d'énergie.

• Effet du champ magnétique

Examinons d'abord la propagation par pas fini d'une particule le long de la direction de son impulsion à travers une région où règne un champ magnétique $\vec{B}$ (figure 5.2). On note δx le pas de propagation. q et m sont la masse et la charge de la particule voyageant à la vitesse v. Avec ces notations, on peut écrire:

$$\frac{\delta\vec{p}}{\delta t} = \frac{q}{\gamma m}\vec{p} \times \vec{B} \text{ et } \delta t = \frac{\delta x}{v}.$$

Ainsi, la variation d'impulsion $\delta\vec{p} = \vec{p}^{\,out} - \vec{p}^{\,in}$ s'écrit:

$$\delta\vec{p} = \delta\vec{\Omega}^{B} \times \vec{p} \text{ avec } \delta\vec{\Omega}^{B} = -\frac{q}{\gamma m v}\vec{B}\delta x$$

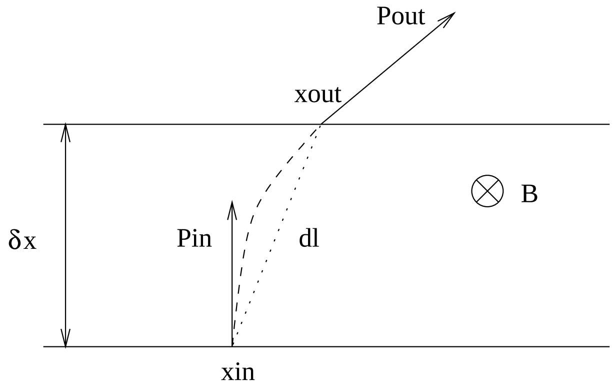


Figure 5.2 – *Propagation à travers une couche d'épaisseur δx dans un champ magnétique*

et au premier ordre, on a:

$$\vec{p}^{\,out} = \vec{p}^{\,in} + \delta\vec{\Omega}^B \times \vec{p}^{\,in} \text{ , } \delta\vec{\Omega}^B = -0.3\frac{q}{||\vec{p}^{\,in}||}\vec{B}\delta x$$
$$\text{avec } \delta x \text{ en mètre, } B \text{ en tesla, } p \text{ en GeV et q} = \pm\ 1.$$

En faisant l'approximation que la trajectoire est circulaire, on peut calculer la position de la particule à la sortie du milieu en fonction de sa position d'entrée:

$$\vec{x}^{\,out} = \vec{x}^{\,in} + \vec{dl} \approx \vec{x}^{\,in} + \frac{dx}{2||\vec{p}^{\,in}||}(\vec{p}^{\,in} + \vec{p}^{\,out}). \tag{5.2}$$

- **Effet de la diffusion multiple**

Considérons maintenant un plan de matière où a lieu une diffusion coulombienne décrit par les variables aléatoires $\delta\theta$ (gaussienne) et ϕ (uniforme entre 0 et 2π). Définissons d'abord un repère $(\vec{v}^o, \vec{w}^o)$ dans le plan où se trouve la variation d'impulsion $\delta\vec{p}^{MS}$ due à la diffusion multiple. Pour cela, on choisit une direction $\vec{z}$ qui n'est pas parallèle à la direction de l'impulsion (par exemple, l'axe du faisceau dans la partie centrale du détecteur ou l'axe y dans les parties avant). On définit ensuite les directions: $\vec{v}^o = \frac{\vec{z}\times\vec{u}}{||\vec{z}\times\vec{u}||}$ et $\vec{w}^o = \vec{v}^o \times \vec{u}$ avec $\vec{u} = \frac{\vec{p}^{\,in}}{||\vec{p}^{\,in}||}$ (Figure 5.3). Le cercle autour de $\vec{p}$ des lieux possibles de l'extrémité de l'impulsion après la diffusion coulombienne se trouve dans le plan $(\vec{v}^o, \vec{w}^o)$, de même que la variation d'impulsion $\delta\vec{p}^{MS}$ qui s'écrit:

$$\begin{aligned} \delta\vec{p}^{MS} &= \delta\theta||\vec{p}^{\,in}||(\cos\varphi\vec{v}^o + \sin\varphi\vec{w}^o) \\ &= \delta\theta||\vec{p}^{\,in}||(\frac{\cos\varphi}{||\vec{z}\times\vec{p}^{\,in}||}\vec{z} + \frac{\sin\varphi}{||\vec{p}^{\,in}||}\vec{v}^o) \times \vec{p}^{\,in} \end{aligned} \tag{5.3}$$

où $\delta\theta$ et φ désignent deux variables aléatoires caractérisant la diffusion coulombienne. Si on définit: $\vec{v} = \vec{z} \times \vec{u}$, on peut exprimer $\vec{v}^o$ comme $\vec{v}^o = \frac{\vec{v}}{||\vec{z}\times\vec{p}^{\,in}||}||\vec{p}^{\,in}||$ et (5.3) devient:

$$\delta\vec{p}^{MS} = \frac{\delta\theta||\vec{p}^{\,in}||}{||\vec{z}\times\vec{p}^{\,in}||}(\cos\varphi\vec{z} + \sin\varphi\vec{v}) \times \vec{p}^{\,in}.$$

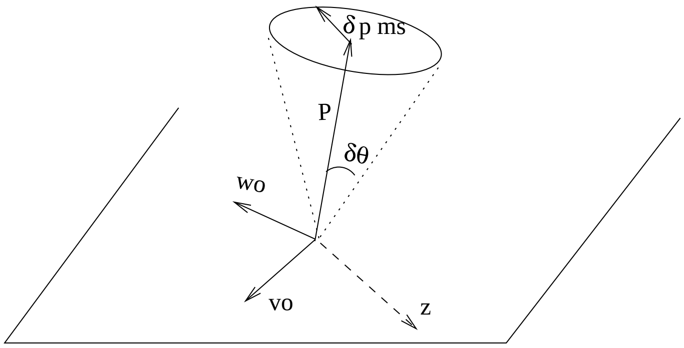


Figure 5.3 – *Effet d'une diffusion coulombienne sur la direction de l'impulsion*

L'effet de la diffusion coulombienne sur l'impulsion s'écrit donc:

$$\vec{p}^{\,out} = \vec{p}^{\,in} + \delta\vec{\Omega}^{MS} \times \vec{p}^{\,in} \text{ avec } \delta\vec{\Omega}^{MS} = \frac{\delta\theta}{||\vec{v}||}(\cos\varphi\vec{z} + \sin\varphi\vec{v}). \tag{5.4}$$

- **Effet de la perte d'énergie**

Terminons par l'examen de la perte d'énergie. La perte d'énergie à l'intérieur d'un milieu de longueur L a pour valeur moyenne $\bar{E}_{loss}$ avec une variance $\sigma_{E_{loss}}$. On peut considérer la perte d'énergie à travers une région infinitésimale de longueur dx comme une variable aléatoire e_{loss} de valeur moyenne $\bar{e}_{loss} = \frac{dx}{L}\bar{E}_{loss}$ et de variance $\sigma_{e_{loss}} = \sqrt{\frac{dx}{L}}\sigma_{E_{loss}}$ puisque la perte d'énergie est un processus stochastique. En toute rigueur, $\bar{e}_{loss}$ et $\sigma_{e_{loss}}$ dépendent également de l'impulsion de la particule mais cet effet est d'ordre supérieur. Pour donner un ordre de grandeur, pour le calorimètre, on a: $L = 200cm$, $\bar{E}_{loss} = 3GeV$ et $\sigma_{E_{loss}} \approx 0.4GeV$. Avec ces notations, l'effet de la perte d'énergie sur l'impulsion s'écrit:

$$\vec{p}^{\,out} = \vec{p}^{\,in}\left(1 + \frac{e_{loss}}{||\vec{p}^{\,in}||}\right). \tag{5.5}$$

Le signe + dans l'équation (5.5) provient du fait que la propagation est effectuée du spectromètre vers le détecteur de trace interne. Dans ce cas, la particule gagne de l'energie.

Si on combine l'effet du champ magnétique, de la diffusion multiple et de la perte d'énergie, les équations (5.2), (5.2), (5.4) et (5.5) donnent au premier ordre:

$$\begin{aligned}
\vec{p}^{\,out} &= \vec{p}^{\,in}\left(1 + \frac{e_{loss}}{||\vec{p}^{\,in}||}\right) + \delta\vec{\Omega}^{B} \times \vec{p}^{\,in} + \delta\vec{\Omega}^{MS} \times \vec{p}^{\,in} && (5.6)\\
\vec{x}^{\,out} &= \vec{x}^{\,in} + \frac{dx}{||\vec{p}^{\,in}||}\left(\vec{p}^{\,in} + \frac{\delta\vec{\Omega}^{B}}{2} \times \vec{p}^{\,in} + \frac{\delta\vec{\Omega}^{MS}}{2} \times \vec{p}^{\,in}\right) && (5.7)\\
\text{avec } \delta\vec{\Omega}^{B} &= -0.3\frac{q}{||\vec{p}^{\,in}||}\vec{B}\ ,\ \delta\vec{\Omega}^{MS} = \frac{\delta\theta}{||\vec{v}||}(\cos\varphi\vec{z} + \sin\varphi\vec{v})\\
\text{et} \quad & \vec{u} = \frac{\vec{p}^{\,in}}{||\vec{p}^{\,in}||}\ ,\ \vec{v} = \vec{z} \times \vec{u}.
\end{aligned}$$

B. Propagation de la matrice d'erreur

On note δA, la différence entre la variable aléatoire A et sa valeur moyenne $< A >$: $\delta A = A - < A >$. On a alors $< \delta A >= 0$. Avec ces notations, la matrice d'erreur E^{PP} sur la matrice colonne p représentant l'impulsion de la particule s'écrit: $E^{PP} =< \delta p\ {}^t(\delta p) >$. La matrice d'erreur totale sur les six paramètres (impulsion P, position X) est de la forme:

$$E_{6\times 6} = \begin{pmatrix} E^{XX}_{3\times 3} & E^{XP}_{3\times 3} \\ & \\ E^{PX}_{3\times 3} & E^{PP}_{3\times 3} \end{pmatrix} \text{ avec } E^{XP} = {}^tE^{PX}. \tag{5.8}$$

Les formules (5.6), (5.7) permettent d'écrire en notation matricielle au premier ordre, les variations en impulsion et position:

$$\begin{aligned} \delta p^{out} &= \delta p^{in} + \Omega^B \delta p^{in} + \delta\Omega^B p^{in} + \delta\Omega^{MS} p^{in} + \delta e_{loss} u^{in} + e_{loss} \delta u^{in} \\ \delta x^{out} &= \delta x^{in} + \delta u^{in} dx. \end{aligned}$$

On peut ainsi écrire les matrices E^{PPout} en fonction de E^{PPin}, E^{XPout} en fonction de E^{XPin} et de E^{PPin}, et E^{XXout} en fonction de E^{XXin} et de E^{XPin}. Le détail des calculs est explicité dans l'Annexe B. L'angle ϕ de la trace du spectromètre n'étant pas bien mesuré, comme dans le cas de la reconstruction des traces, il est redéfini à l'aide de la position de la trace: $\frac{P_y}{P_x} = \frac{y}{x}$. Cette définition fait l'hypothèse que le DCA de la trace est nul. Cette contrainte devra être prise en compte lors de la combinaison de la matrice d'erreur propagée avec la trace du détecteur interne.

5.1.2 Combinaison des matrices d'erreur

La propagation des paramètres de la trace du spectromètre et de sa matrice d'erreur est effectuée dans les coordonnées (x, y, x, px, py, pz). Cependant, il suffit de cinq paramètres pour décrire une hélice au DCA: $(r, \phi, z, tan\lambda, C)$ [1]. Ces paramètres sont représentés figure 5.4 et sont définis comme:

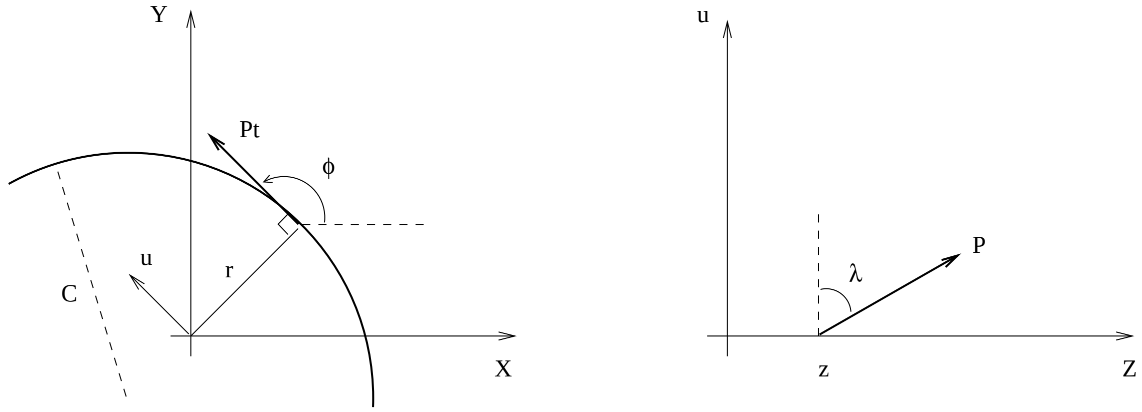


Figure 5.4 – *Coordonnées utilisées pour décrire une trace au DCA*

- r est le paramètre d'impact signé (positif si l'origine est à l'intérieur du cercle);
- ϕ est l'angle entre l'axe x et la direction de la trace dans le plan (x, y);

- z est la position du DCA le long de l'axe du faisceau;
- λ est l'angle d'inclinaison de la trace;
- $C = \frac{q}{P_t}$ est la courbure de la trace.

Par un changement de variable, la matrice propagée dans les variables (x, y, x, px, py, pz) est transformée en matrice dans les variables $(r, z, \phi, tan\lambda, \frac{q}{P_t}, V)$ avec $V = \vec{r}.\vec{p}$. La contrainte définissant le point DCA est que la position de la trace est perpendiculaire à la direction de la trace en ce point, c'est à dire $V = 0$. Cette contrainte permet de réduire la matrice d'erreur 6×6 en une matrice d'erreur 5×5. Elle est ensuite transformée pour tenir compte de la contrainte $r = 0$ provenant de la redéfinition de l'angle ϕ de la trace muon.

La figure 5.5 représente les résidus des paramètres propagés normalisés à leur erreur (*pull plots*) après changement de variable.

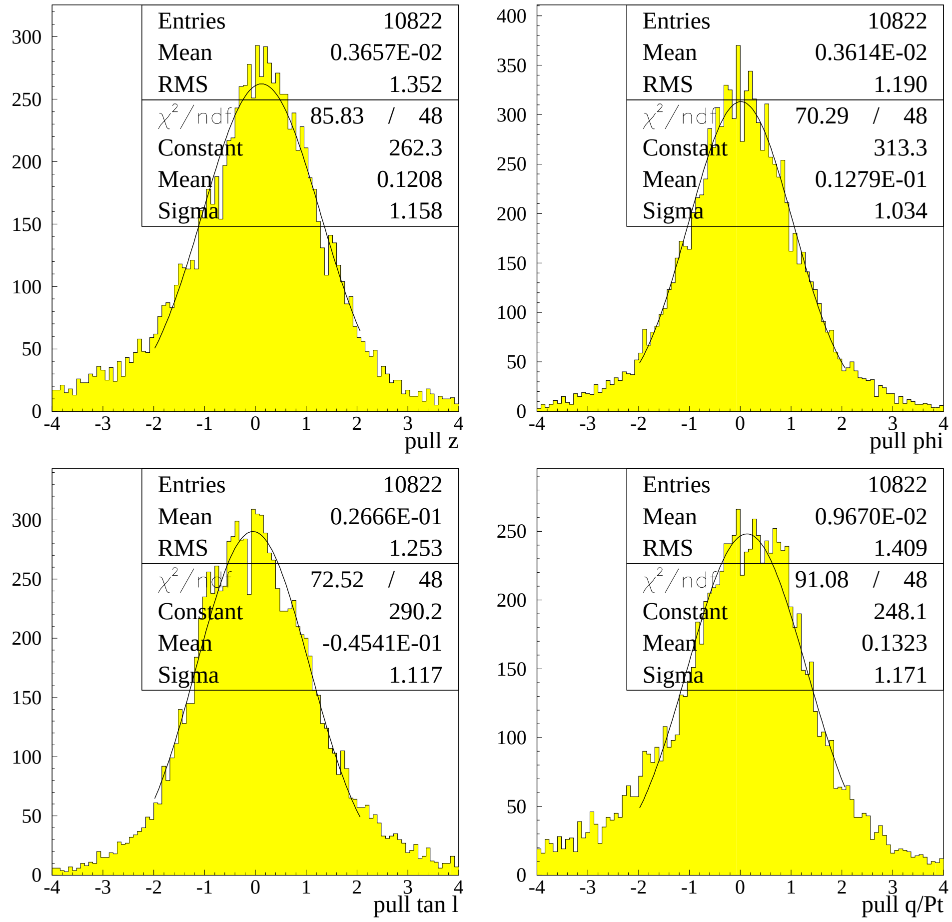


Figure 5.5 – *Résidus des paramètres propagés* $(z, \phi, tan\lambda, \frac{q}{P_t})$ *au DCA normalisés à leur erreur (pull plots).*

La combinaison des paramètres propagés de la trace du spectromètre P_p et de sa matrice d'erreur E_p avec ceux du détecteur interne P_c de matrice d'erreur E_c permet de définir un estimateur de χ^2 quantifiant la qualité de l'association:

$$\chi^2 = {}^t(P_p - P_c) \,.\, (E_p + E_c)^{-1} \,.\, (P_p - P_c) \ .$$

Une combinaison statistique permet également d'obtenir les paramètres finaux du muon P_f et sa matrice d'erreur E_f:

$$\begin{aligned} P_f &= \left(E_p^{-1} + E_c^{-1}\right)^{-1} . \left(E_p^{-1}.P_p + E_c^{-1}.P_c\right) \\ E_f &= \left(E_p^{-1} + E_c^{-1}\right)^{-1} . \end{aligned}$$

5.1.3 Performances

Cet algorithme est en phase finale de mise au point et est en cours d'intégration dans le programme officiel d'identification des muons. Des études ont été réalisées sur des événements *Monte Carlo* muon seul ($5 \leq P_t \leq 100$ GeV et $-2.5 \leq \eta \leq 2.5$) avec en moyenne 1.1 événement de biais minimal superposé. La figure 5.6 représente la distribution de la valeur du χ^2 de la combinaison des traces muons avec les traces du détecteur interne. Une trace du spectromètre qui est associée à la bonne trace interne a un χ^2 plus faible que quand elle est associée avec la trace d'un événement superposé. Ainsi une coupure sur le χ^2 permet d'identifier les traces internes provenant des muons. La figure 5.7 montre

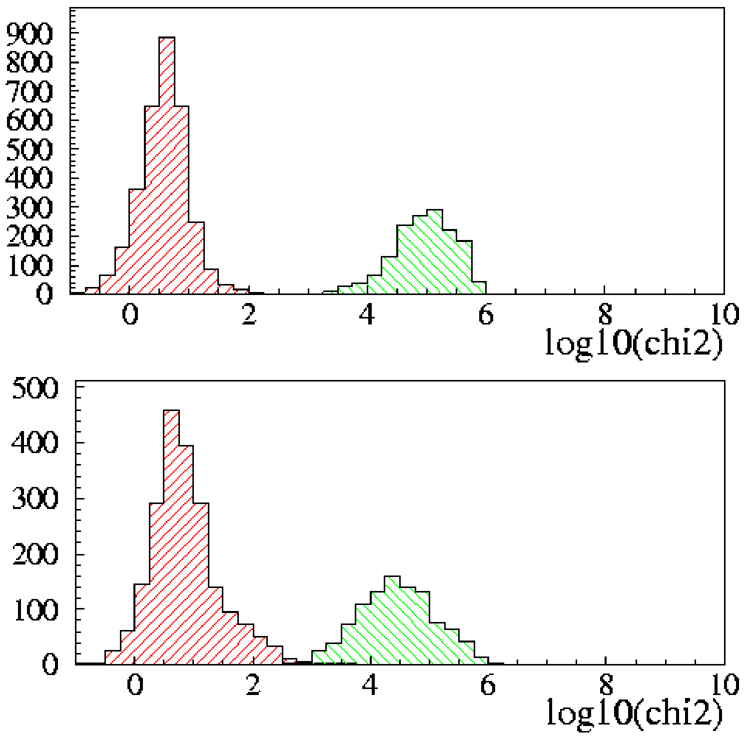


Figure 5.6 – *Distribution de la valeur du χ^2 de la combinaison des traces du spectromètre avec les traces du détecteur interne en utilisant les segments MC (en haut) ou les segments LL (en bas). Les événements utilisés sont des muons seuls ($5 \leq P_t \leq 100$ GeV et $-2.5 \leq \eta \leq 2.5$) avec en moyenne 1.1 événement de biais minimal superposés.*

les paramètres de la trace muon après combinaison.

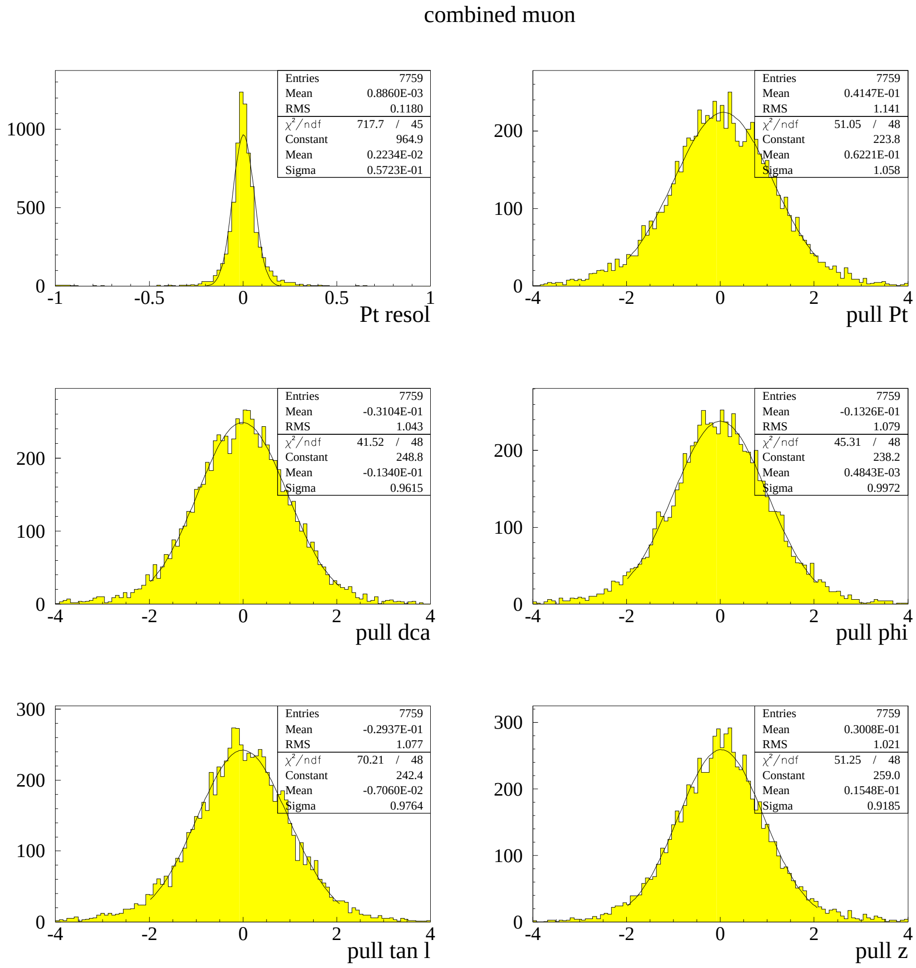


Figure 5.7 – *Précision de mesure sur l'impulsion transverse et résidus des paramètres* $(r, z, \phi, tan\lambda, \frac{q}{P_t})$ *au DCA normalisés à leur erreur (pull plots) après combinaison entre la matrice d'erreur du spectromètre et celle du détecteur interne pour des événements muons isolés avec* $5 \leq P_t \leq 100$ GeV *et* $-2 \leq \eta \leq 2$.

5.2 Le signal dans le calorimètre

Les muons déposent environ 2 GeV dans le calorimètre central et environ 2.5 GeV dans la partie avant (figure 4.31). Cette énergie est uniformément répartie sur les cellules qu'il traverse. Il crée typiquement un signal équivalent à une gerbe électromagnétique de 260 MeV dans le calorimètre électromagnétique, et de 1.3 GeV dans la partie hadronique (signal d'une particule au minimum d'ionisation). Ce signal est à environ 7 écarts standard du bruit provenant de l'électronique et de l'activité de l'uranium.

La calibration du calorimètre est en cours et de ce fait, l'information calorimétrique n'est pour le moment pas utilisée dans l'identification. Elle devrait être particulièrement utile pour identifier des muons de basse impulsion qui ne traversent pas le toroïde et ne laissent qu'un segment dans la couche A.

5.3 L'identification des muons dans les premières données

Le principe de l'identification repose sur l'association d'une trace dans le détecteur interne avec un signal dans le spectromètre à muons. Le signal dans le spectromètre peut être un simple coup, un segment ou une trace. Une trace dans le spectromètre seul non associée avec une trace du détecteur interne est également identifiée comme étant un muon. Pour des événements *Monte Carlo*, seul environ 4% des muons identifiés le sont par une trace dans le spectromètre non associée. Du fait que le détecteur de traces interne n'est pas encore totalement opérationnel, de tels muons représentent 75% des muons identifiés dans les données actuelles. La figure 5.8 montre le type de muons identifiés pour des événements *Monte Carlo* muon seul et pour des muons dans les données du Run II actuelles. Le code utilisé est le suivant:

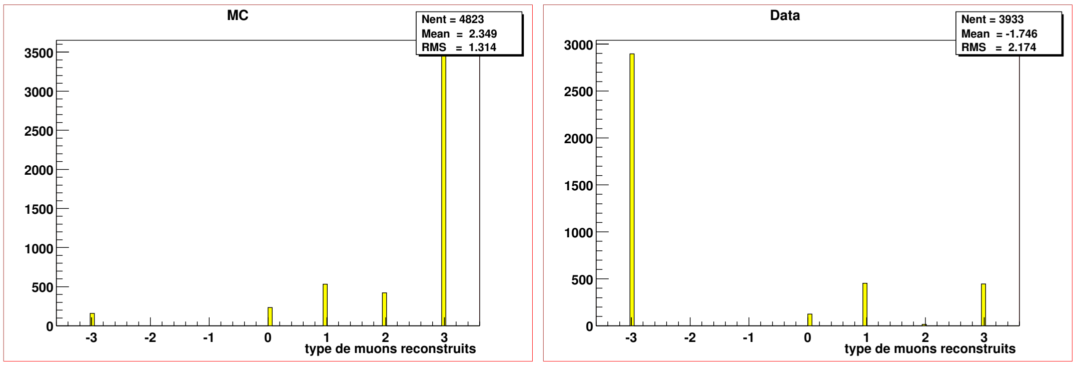


Figure 5.8 – *Type de muons identifiés dans des événements Monte Carlo muon seul (à gauche) et dans les données actuelles (à droite) (voir texte pour le code utilisé).*

- -3: trace dans le spectromètre à muons dont l'impulsion transverse au *DCA* est supérieure à 1.5 GeV et qui n'est pas associée avec une trace du détecteur interne;
- 0: trace interne associée avec un coup isolé dans une des couches du spectromètre;
- 1: trace interne associée avec un segment de la couche A;
- 2: trace interne associée avec un segment BC;
- 3: trace interne associée avec une trace du spectromètre.

L'association entre trace du spectromètre et trace interne par propagation de matrice d'erreur décrite dans la section 5.1 est en cours d'intégration dans le programme d'identification officiel. Actuellement l'association est basée sur une simple extrapolation. Les traces internes de P_t supérieur à 1.5 GeV sont propagées en ligne droite dans le calorimètre jusqu'à la couche A.

Les différences d'angle $\Delta\eta = |\eta_{spectro} - \eta_{interne}|$ et $\Delta\phi = |\phi_{spectro} - \phi_{interne}|$ entre les paramètres de la trace extrapolée et les paramètres de l'objet considéré dans le spectromètre (coups, segments ou traces) sont calculées et des coupures sont appliquées sur ces différences. Par défaut, ces coupures sont $\Delta\eta < 0.4$ et $\Delta\phi < 0.5$ (une trace de 1 GeV est courbée d'environ 0.4 rad dans l'aimant solénoïdal). Une coupure est également appliquée sur la distance Δz dans le plan de déviation entre la trace interne extrapolée et l'object du spectromètre (coup, segment ou trace) auquel on cherche à associer la trace interne.

Cette coupure, dépendante de l'impulsion de la trace interne, est de la forme: $\Delta z < \frac{a}{P_t} + b$ où a et b sont deux paramètres ($a = 100$ GeVcm et b = 10 cm dans ce cas de l'association entre une trace interne et une trace du spectromètre dans la partie centrale). Pour la partie avant du détecteur, la dépendance en impulsion transverse P_t de la coupure est remplacée pour une dépendance en impulsion P. La figure 5.9 montre les muons identifiés en fonction de η pour des événements muon seul engendrés uniformément entre $\eta = -2.5$ et $\eta = 2.5$ et avec $5 \leq P_t \leq 100$ GeV. On voit que l'efficacité d'identification (nombre

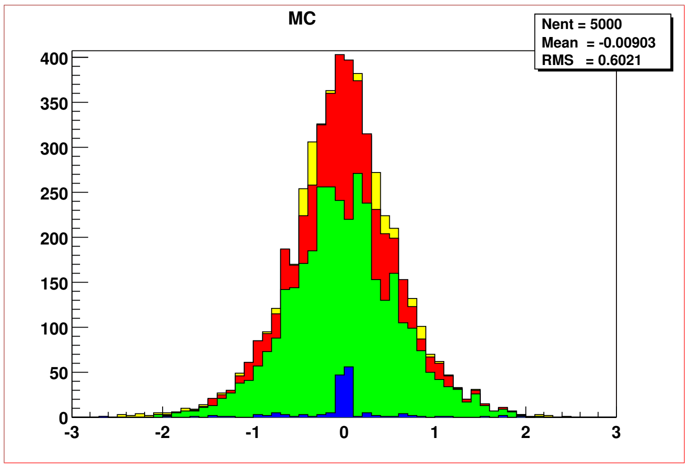


Figure 5.9 – *Muons identifiés en fonction de η pour des événements Monte Carlo muon seul. Les histogrammes représentent, de l'intérieur vers l'extérieur, les muons générés, tous les muons reconstruits, les muons reconstruits avec une trace interne et une trace dans le spectromètre et enfin, les muons reconstruits avec seulement une trace dans le spectromètre.*

de muons reconstruits divisé par le nombre de muons engendrés) est de 94% si on prend en compte tous les types de muons décrits ci-dessus. Si on ne prend en compte que les muons qui ont une trace dans le détecteur interne associée à une trace du spectromètre, le rapport du nombre de muons reconstruits de ce type sur le nombre de muons engendrés est de 70%. On voit sur la figure 5.9 que la perte d'efficacité a surtout lieu dans la partie centrale du détecteur. Ceci peut s'expliquer par un effet d'acceptance. En effet, la reconstruction d'une trace dans le spectromètre necessite deux segments, condition qui est difficile à réaliser dans la partie inférieure du spectromètre central.

5.4 Les critères de qualité

Les critères de qualité présentés dans cette section sont ceux utilisés pour les analyses de données de l'hiver 2002 [2]. Du fait que le détecteur interne n'est pas totalement opérationnel, les critères d'identification officiels sont entièrement basés sur les informations provenant des traces reconstruites dans le spectromètre seul. Les muons sont séparés en trois catégories: muons T, muons M et muons L de telle manière que les muons L contiennent les muons M qui eux même contiennent les muons T. Les efficacités pour ces sélections sont basées sur 20000 muons isolés engendrés avec: $5 \leq P_t \leq 100$ GeV et $-2.5 \leq \eta \leq 2.5$.

Muons identifiés avec des critères stricts: muons T

Un muon est qualifié de strictement identifié s'il possède les critères suivants:

- au moins deux coups dans les chambres à fil de la couche A
- au moins trois coups dans les chambres à fil des couches B et C
- un coup dans les scintillateurs de la couche A
- au moins un coup dans les scintillateurs des couches B et C
- un ajustement dans le spectromètre qui a convergé

Ces muons seront notés muon T (*tight muon*). L'efficacité de cette sélection, c'est à dire le nombre d'événements restant après avoir appliqué les coupures ci-dessus divisé par le nombre d'événements ayant au moins un coup simulé avant le toroïde et un coup après, est de 77%.

Muons identifiés avec des critères moyens: muons M

Un muon est considéré comme identifié avec des critères "moyens" s'il possède les propriétés suivantes:

- au moins deux coups dans les chambres à fil de la couche A;
- au moins deux coups dans les chambres à fil des couches B et C;
- un coup dans les scintillateurs de la couche A;
- au moins un coup dans les scintillateurs des couches B et C.

Ces muons seront notés muon M (*medium muon*).

En pratique, avec les algorithmes actuels, les segments ne peuvent être formés avec moins de deux coups dans les chambres à fil. Les deux premiers critères sont donc toujours satisfaits. La figure 5.10 représente le nombre de coups dans les chambres à dérive des couches B et C dans les événements *Monte Carlo* muon seul et dans les données. On voit

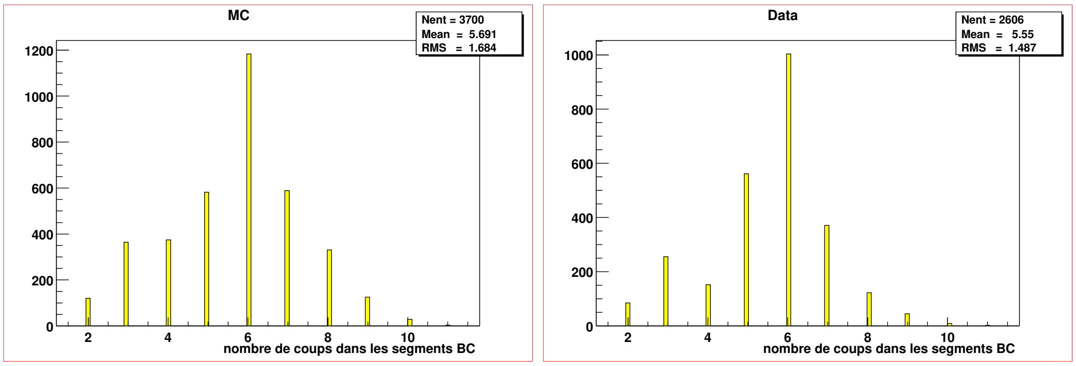


Figure 5.10 – *Nombre de coups dans les chambres à fil des couches B et C pour des événements Monte Carlo (à gauche) muon seul et dans les données (à droite)*

que le pourcentage de muons ayant seulement deux coups dans les couches B et C est faible (3% dans les données). Ainsi en ce qui concerne cette coupure, la différence entre un muon T et un muon M est peu importante.

L'efficacité de cette sélection est de 81%.

Muons identifiés avec des critères relachés: muons L

Un muon est identifié avec des critères relachés s'il ne satisfait pas à un des critères des muons de la catégorie précédente (muons M). L'exigence sur le nombre de coups dans les chambres A et dans les scintillateurs de la couche A est traitée comme un seul critère. Ceci provient du fait que la couverture des chambres et des scintillateurs de la couche A est pratiquement identique. Ainsi si un muon échappe à la détection des chambres, il ne laissera pas de coups dans les scintillateurs non plus. Ce critère sur le nombre des coups dans la couche A n'est pas appliqué pour les muons dans les octants 5 et 6 en raison du trou d'acceptance des chambres A dans ces régions (cf. figure 4.18). Ces muons seront notés muon L (*loose muon*). Ils sont peu étudiés actuellement car la détermination de leur impulsion repose sur le détecteur de traces interne.

Conclusion

L'identification des muons associe les informations du spectromètre avec les informations du détecteur de traces interne. Un programme qui associe les traces du spectromètre avec les traces internes a été développé. Ce programme est basé sur la propagation de la matrice d'erreur de la trace du spectromètre à travers le calorimètre et l'aimant solénoïdal jusqu'au détecteur interne. Un estimateur de χ^2 permet de quantifier l'association des traces des deux détecteurs. Du fait que le détecteur de traces interne est en cours de test, l'identification dans les premières données est entièrement basée sur les informations du spectromètre. Des critères de qualités ont été définis afin de sélectionner les muons dans les données. Une sélection selon ces critères va permettre de mener les premières études sur la résonance du J/ψ dans le chapitre 6.

Bibliographie

[1] N. Graf, A. Pluquet, E. Smith, Multiple Scattering Covariance Matrix for the DØ Kalman Filter, DØ Note 3618 (1998)

[2] Muon ID Group, Muon ID version 1.0 (for Winter 2002), http://www-d0.fnal.gov/phys_id/muon_id/d0_private/muon_id.html

Chapitre 6

Les muons dans les premières données

Sommaire

L'étude des muons présentée dans ce chapitre a été effectuée à partir des événements enregistrés par DØ entre août 2001 et février 2002. Le Tevatron ayant subi un arrêt de 6 semaines en octobre-novembre 2001, des travaux d'améliorations de l'électronique du détecteur ont été ménés durant cette période. La prise de données se scinde donc en données enregistrées avant et après l'arrêt de la machine.

Etant donné que le système de déclenchement du détecteur de trace interne n'est pas encore opérationnel et que seul le niveau 1 fonctionne, le déclenchement sur les muons repose sur le spectromètre à muons. Celui-ci ne permet pas, au niveau du déclenchement, de déterminer l'impulsion des muons (en dehors du fait que l'énergie des muons doit être suffisante pour qu'ils traversent à la fois le calorimètre et le toroïde: $E > 4$ GeV). De plus, comme nous l'avons décrit au chapitre 5, à l'heure actuelle les critères d'identification des muons sont basés entièrement sur le spectromètre.

Nous décrirons les performances du système de déclenchement du spectromètre à muons et de la reconstruction telles qu'elles sont connues à ce jour (février 2002). Pour ce faire, les résonances dimuoniques sont particulièrement utiles. Nous nous intéresserons donc principalement à la résonance $J/\psi \to \mu\mu$ dont la production jouit d'une statistique importante.

Sauf mention contraire, les événements utilisés dans ce chapitre ont été sélectionnés dans les données enregistrées après l'arrêt d'octobre de la machine en demandant au moins deux muons identifiés avec des critères moyens M (cf chapitre 5) et sans spécification sur le déclenchement.

6.1 Statut du spectromètre et performance du système de déclenchement

L'ensemble des chambres à fils et des scintillateurs du spectromètre à muons ainsi que leur électronique de lecture fonctionne. Les chambres *MDT* possèdent 0.4% de fils défectueux et les chambres *PDT* moins de 0.1%.

La détermination des constantes de calibration n'est pas achevée et pour le moment seul les constantes T_0 des chambres à fils et des scintillateurs ont été mesurées. La calibration des gains et des distances de dérive est en cours.

Le déclenchement actuel de niveau 1 des muons est provoqué si deux scintillateurs touchés (un avant le toroïde et un après) sont compatibles avec le passage d'une particule provenant du point d'interaction, c'est-à-dire s'ils sont dans la même fenêtre en temps et sur la même route. Il existe plusieurs types de déclenchement faisant intervenir le spectromètre à muons: le déclenchement sur un muon seul, sur une paire de muons ou sur un muon associé à un jet ou à un électron. Les déclenchements sur un muon seul ou sur une paire sont séparés en fonction de la région d'appartenance des muons. En raison d'un taux important, le déclenchement sur un seul muon est affecté d'un facteur de présélection (*prescale*). Ce facteur varie suivant la luminosité instantanée délivrée par le Tevatron. Il est de l'ordre de 25 pour le déclenchement sur un muon central et de 15 pour le déclenchement sur un muon dans la partie avant.

Plusieurs déterminations de l'efficacité de déclenchement au niveau 1 ont été effectuées. Pour mesurer cette efficacité, des événements qui ont été enregistrés par un déclenchement de référence, indépendant du déclenchement étudié, ont été sélectionnés. Pour les muons, les déclenchements de référence sont typiquement les déclenchements sur les électrons ou les jets. En appliquant ensuite les critères d'identification sur les muons (mais sans les coupures sur les scintillateurs touchés), l'efficacité de déclenchement est définie comme le rapport du nombre d'événements ayant provoqué un déclenchement de type muon sur le nombre d'événements où au moins un muon a été identifié. Afin de valider ces critères de sélection sans scintillateurs, la pureté (fraction d'événements sélectionnés avec les critères sans scintillateurs qui sont également sélectionnés par les critères avec scintillateurs) a été évaluée. Celle-ci est d'environ 70% pour la partie centrale du déctecteur et de 90% pour la partie avant et permet d'évaluer le taux d'événements cosmiques présents dans l'échantillon. Cette sélection permet donc de définir un échantillon de muons relativement pur. Le calcul de l'efficacité par cette technique donne une valeur de l'ordre de 40% pour la partie centrale et de l'ordre de 75% pour la partie avant [1]. Cette efficacité est représentée par intervalle de η et de ϕ sur la figure 6.1. La faible efficacité du déclenchement dans la

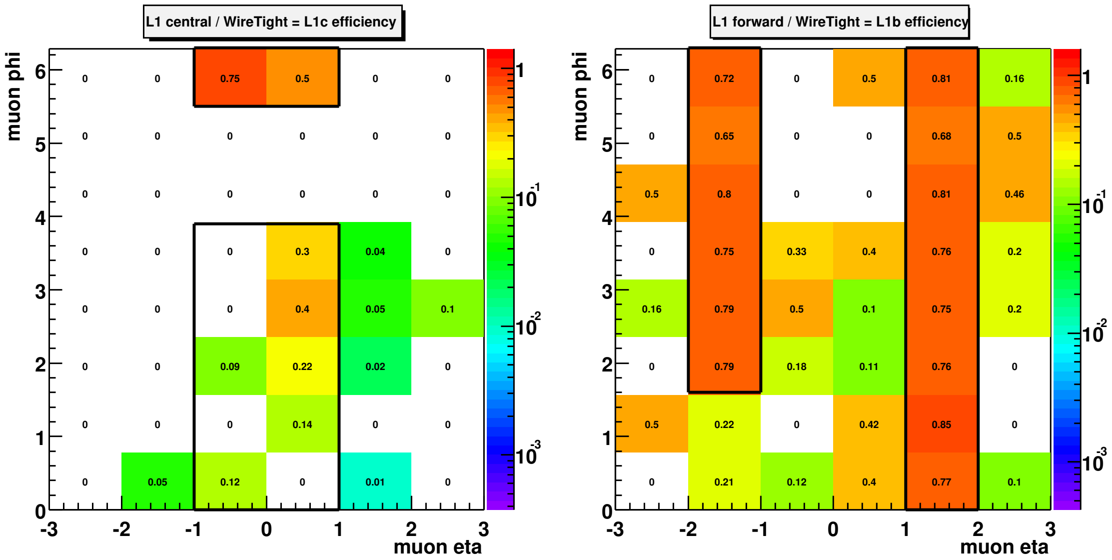


Figure 6.1 – *Efficacité de déclenchement muon au niveau 1 pour la partie centrale (à gauche) et pour la partie avant (à droite) par intervalle de η et de ϕ. Les régions considérées pour le calcul sont entourées de noir. Cette efficacité est calculée par rapport à une sélection M sur les variables reconstruites mais sans exigence sur les scintillateurs [1].*

partie centrale est attribuée au fait que les routes définies actuellement sont trop étroites et au fait que la fenêtre en temps des scintillateurs au niveau du déclenchement est d'environ 10 ns alors qu'elle est de 100 ns dans la reconstruction différée. Ainsi des muons sélectionnés dans l'échantillon de référence sur des critères de reconstruction différée mais non présents dans la fenêtre en temps du déclenchement peuvent provenir d'événements cosmiques.

Une détermination de l'efficacité de déclenchement dimuon dans la partie avant par rapport au déclenchement muon seul a été effectuée sur les données accumulées avant l'arrêt d'octobre [2]. Ce lot de données représente une luminosité intégrée de 1.2 pb^{-1} pour le déclenchement dimuon vers l'avant. Les événements contenant au moins deux traces dans le spectromètre avant avec au moins un coup dans les couches BC ont été sélectionnés. Afin d'obtenir un échantillon le plus pur possible, on s'est placé sur l'ensemble des événements qui ont deux muons de signes opposés, avec une impulsion transverse supérieure à 3 GeV et ayant une masse invariante comprise entre 1 et 6 GeV, c'est à dire proche de la résonance du J/ψ. Parmi ces événements dimuon, le nombre d'événements N_2 ayant déclenché avec une condition de type dimuon et le nombre d'événements N_1^i ayant déclenché sur une condition type "muon seul" mais pas dimuon dans un Run i donné ont été comptés. Si le taux de présélection du déclenchement "muon seul" pour le Run i est noté P_i, l'efficacité du déclenchement dimuon par rapport au déclenchement muon seul ϵ_{21} s'écrit:

$$\epsilon_{21} = \frac{N_2}{N_2 + \sum_i P_i N_1^i} = 0.73 \pm 0.14. \tag{6.1}$$

L'erreur de (6.1) ne prend en compte que l'erreur statistique. Ce résultat, qui représente l'efficacité du déclenchement dimuon vers l'avant en supposant que le déclenchement muon seul est 100% efficace, est compatible avec les déterminations effectuées sur les données enregistrées après l'arrêt d'octobre.

6.2 La reconstruction des muons dans les données

Afin de comparer les performances de la reconstruction dans les données à celles obtenues avec des événements *Monte Carlo*, on se place sur un échantillon de muons T dont la masse invariante est proche de la résonance J/ψ ($1 \leq M_{\mu\mu} \leq 6$ GeV). Les événements *Monte Carlo* utilisés proviennent de processus $p\bar{p} \to B^0\bar{B}^0 \to J/\psi K_s$ (J/ψ provenant de quarks b).

6.2.1 Qualité de la reconstruction

La distribution des coups dans les chambres à fils en fonction du numéro d'octant est présentée figure 6.2 comparée à la distribution *Monte Carlo*. Le déficit de coups dans les données pour les octants 0 et 1 provient du fait que les chambres *MDT* dans cette région ont été inactives pendant une partie de la prise de données. L'excès de coups dans les octants 5 et 6 proviennent de bruits électroniques.

Qualité des segments

Nous avons vu que la qualité des segments, c'est-à-dire la résolution sur l'angle de déviation des segments, était directement liée au nombre de coups utilisés pour créer le segment (cf. figure 4.15). Ce nombre de coups est représenté sur la figure 6.3 pour des événements proches de la résonance J/ψ.

On remarque que, aussi bien pour les segments A que pour les segments BC, le nombre de coups utilisés dans les segments pour les données est inférieur à celui utilisé dans les événements *Monte Carlo*. On s'attend donc à ce que la qualité des segments dans les données soit inférieure à la résolution obtenue dans le *Monte Carlo*. Ceci provient du fait que la calibration des vitesses de dérive des chambres n'est pas encore effectuée. La qualité des segments dans les données aura des conséquences sur la qualité des traces reconstruites dans le spectromètre à muons.

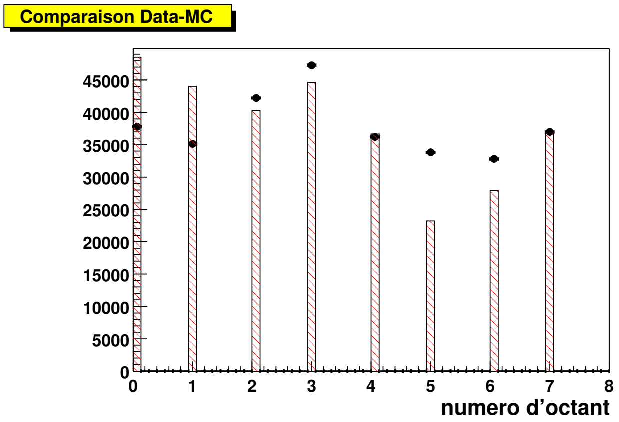


Figure 6.2 – *Distributions du nombre de coups dans les chambres à fils en fonction du nombre d'octant pour les données (points) et pour des événements Monte Carlo. Les deux distributions sont normalisées sur leur nombre d'entrées.*

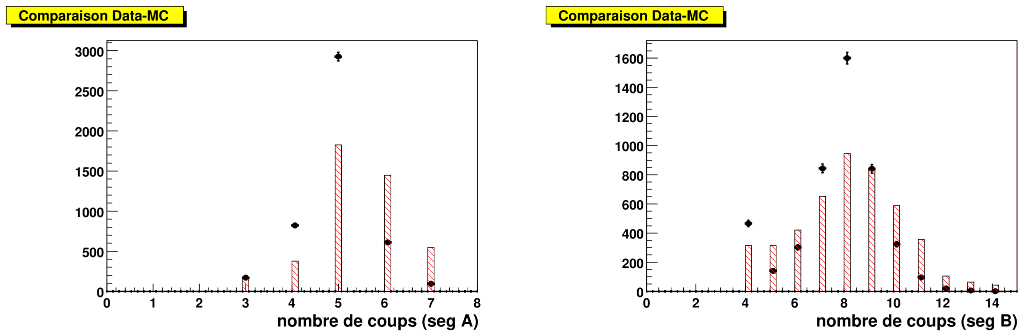


Figure 6.3 – *Nombre de coups dans les chambres à fils utilisés dans les segments de la couche A (à gauche) et des couches BC (à droite) pour des événements dimuon proches de la résonance J/ψ dans les données (points) et dans des événements Monte Carlo (histogramme). Les deux distributions sont normalisées sur leur nombre d'entrées.*

Qualité des traces

Pour comparer la convergence de l'ajustement dans la reconstruction des traces, des événements dimuon M proches de la résonance J/ψ ont été sélectionnés. La distribution du nombre d'itération dans la partie centrale et dans la partie avant du spectromètre est présentée sur la figure 6.4. On remarque que, comme c'est le cas pour le *Monte Carlo*, l'ajustement converge plus souvent dans la partie avant du détecteur que dans la partie centrale. Cette différence provient du fait que la région $|\eta| \approx 1$ est comptabilisée avec la partie centrale, région où nous avons que l'efficacité de reconstruction était plus faible (cf. figure 4.32).

Il faut noter que l'utilisation de la géométrie mesurée des chambres (par photogramétrie) plutôt que la géométrie idéale dans la reconstruction n'a pas d'influence évidente sur le taux de convergence dans les données. Par contre, comme nous le verrons à la section suivante, elle a une influence sur la résolution des traces.

Les figures 6.5 et 6.6 représentent les distributions en η et en impulsion transverse P_t calculées dans le spectromètre à muons pour des événements dimuons T. L'accord

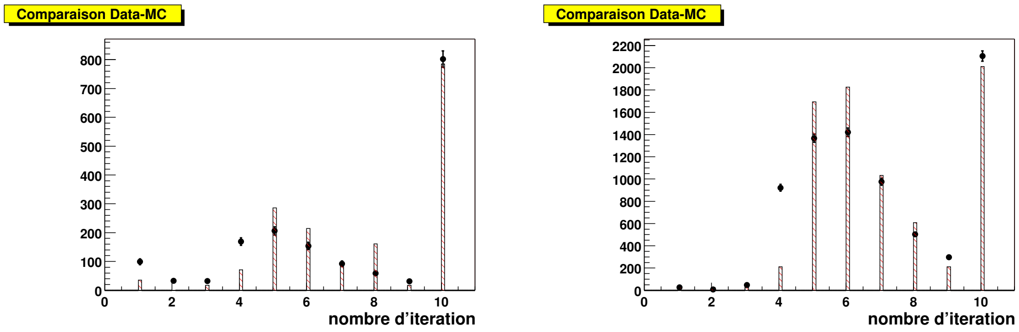


Figure 6.4 – *Nombre d'itérations de l'ajustement dans la reconstruction des traces pour des événements dimuon M proche de la résonance du J/ψ pour la partie centrale (à gauche) et pour la partie avant (à droite). L'histogramme représente les événements Monte Carlo et les points les événements de données. Les deux distributions sont normalisées sur leur nombre d'entrées.*

entre la distribution en η des données et des événements *Monte Carlo* est raisonnable. Les différences observées sur les distributions de P_t proviennent d'effet de résolution. Nous verrons que celle-ci est plus mauvaise dans les données que pour les événements *Monte Carlo*.

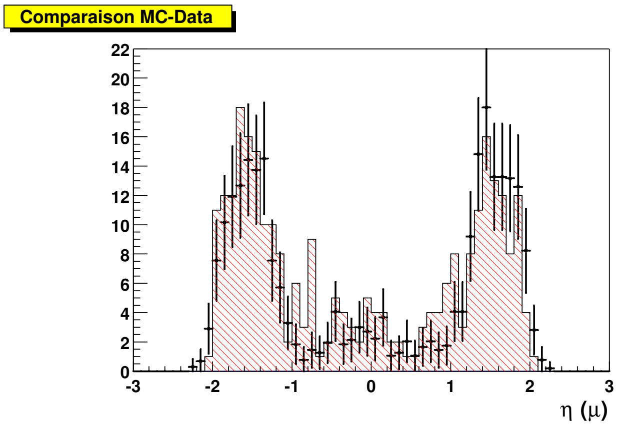


Figure 6.5 – *Comparaison des distributions de la pseudorapidité η pour les muons T Monte Carlo (histogramme) et dans les données (points) proches de la résonance J/ψ en imposant $P_t(\mu) >$ 3 GeV.*

6.2.2 Les grandes masses

La figure 6.7 représente la masse invariante des événements dimuon T dans la région des grandes masses. Cette figure ne montre aucune indication de la résonance du $Z^0 \to \mu\mu$.

Les muons provenant de la désintégration du Z^0 sont émis préférentiellement dans la partie centrale du détecteur (cf. figure 6.8). Le nombre de $Z^0 \to \mu\mu$ avec les deux muons dans la région centrale représentait 55% du nombre total d'événements $Z^0 \to \mu\mu$ enregistrés au Run I tandis que le nombre de Z^0 avec les deux muons dans les parties avant ne représentait que 11%. La section efficace de production de Z^0 multipliée par le rapport

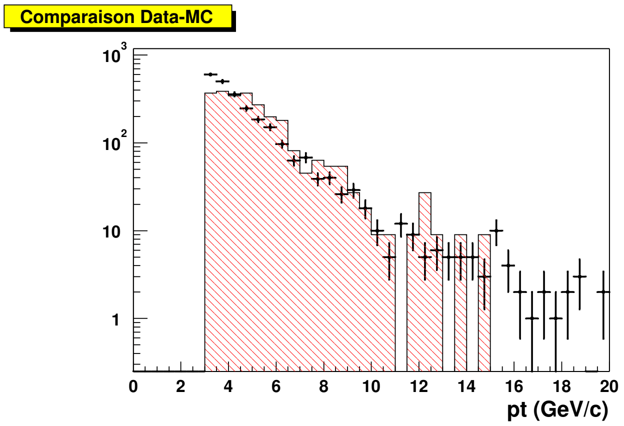


Figure 6.6 – *Comparaison des distributions en P_t pour les muons T Monte Carlo (histogramme) et dans les données (points) proches de la résonance J/ψ en imposant $P_t(\mu) > 3$ GeV.*

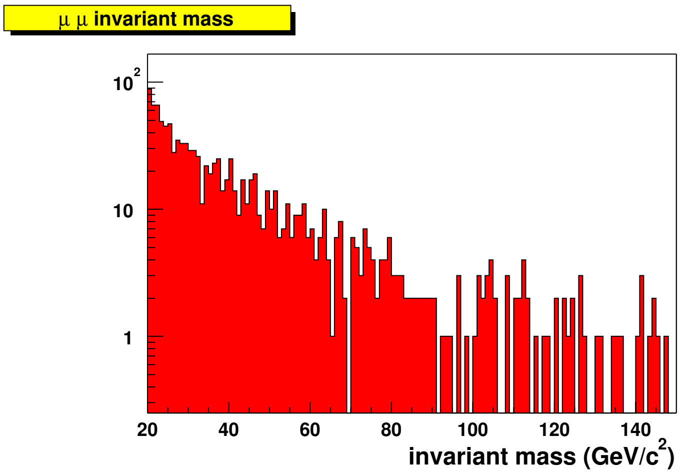


Figure 6.7 – *Masse invariante des événements dimuons T de signes opposés dans la région des grandes masses.*

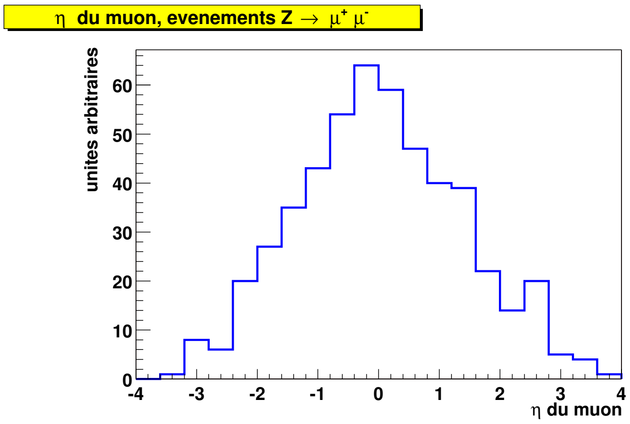


Figure 6.8 – *Distribution de la pseudo-rapidité η des muons engendrés provenant de la résonance du Z^0.*

d'embranchement du Z^0 en muons est de l'ordre de 110 pb pour deux muons produits dans la région centrale. Avec une luminosité de 2.5 pb^{-1} pour le déclenchement sur deux muons dans la partie centrale (cf. section suivante, tableau 6.1), de l'ordre de 275 $Z^0 \rightarrow \mu\mu$ dans cette région ont été produits. Deux raisons expliquent le fait que cette résonance ne soit pas encore observée dans les premières données du Run II. D'abord, l'utilisation du spectromètre seul pour la détermination de la courbure des muons ne permet qu'une résolution de l'ordre de 30% pour des impulsions de 40 GeV. La résonance est donc difficile à isoler du bruit de fond Drell-Yan. La figure 6.9 illustre cette difficulté. On voit que le Z^0 est visible sur des événements *Monte Carlo* quand seul le processus $p\bar{p} \rightarrow Z^0 \rightarrow \mu\mu$ est présent mais n'est plus observable pour des processus $p\bar{p} \rightarrow \gamma^*/Z^0 \rightarrow \mu\mu$.

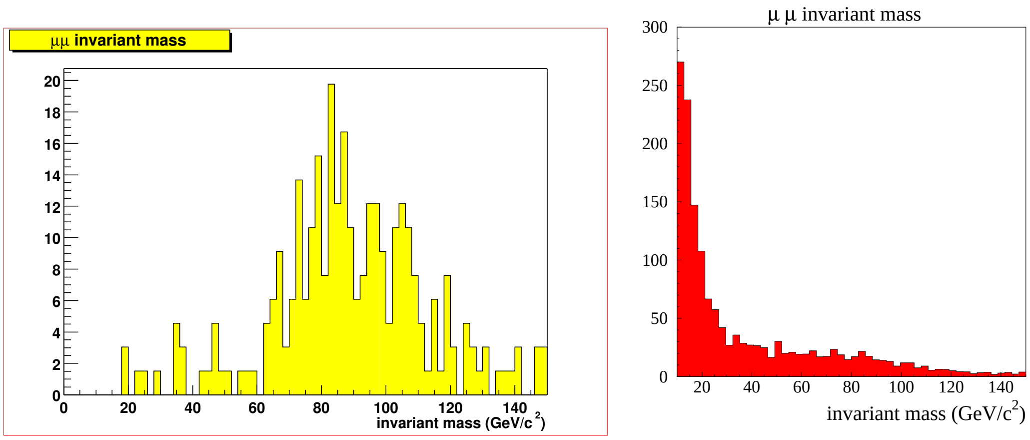


Figure 6.9 – *Masse invariante des événements dimuons pour des événements Monte Carlo pour des processus $p\bar{p} \rightarrow Z^0 \rightarrow \mu\mu$ (à gauche) et pour des processus $p\bar{p} \rightarrow \gamma^*/Z^0 \rightarrow \mu\mu$ (à droite). L'impulsion des muons est déterminée dans le spectromètre seul.*

Notons que cette difficulté sera évidemment résolue lorsque le détecteur de traces interne sera opérationnel. En effet, la figure 6.10

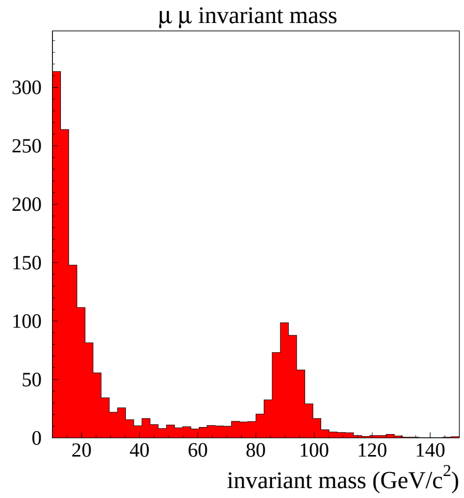


Figure 6.10 – *Masse invariante des événements dimuons pour des événements Monte Carlo pour des processus $p\bar{p} \rightarrow \gamma^*/Z^0 \rightarrow \mu\mu$ en utilisant l'impulsion mesurée dans le détecteur de traces interne.*

La faible efficacité de déclenchement dans la partie centrale du spectromètre est la deuxième explication du fait que la résonance $Z^0 \rightarrow \mu\mu$ n'ait pas encore été observée. Nous avons vu que cette efficacité de déclenchement n'était actuellement que de 40% dans la région centrale.

Malgré cela, quelques candidats $Z^0 \rightarrow \mu\mu$ ont néanmoins été isolés. La visualisation d'un de ces candidats est présentée sur la figure 6.11

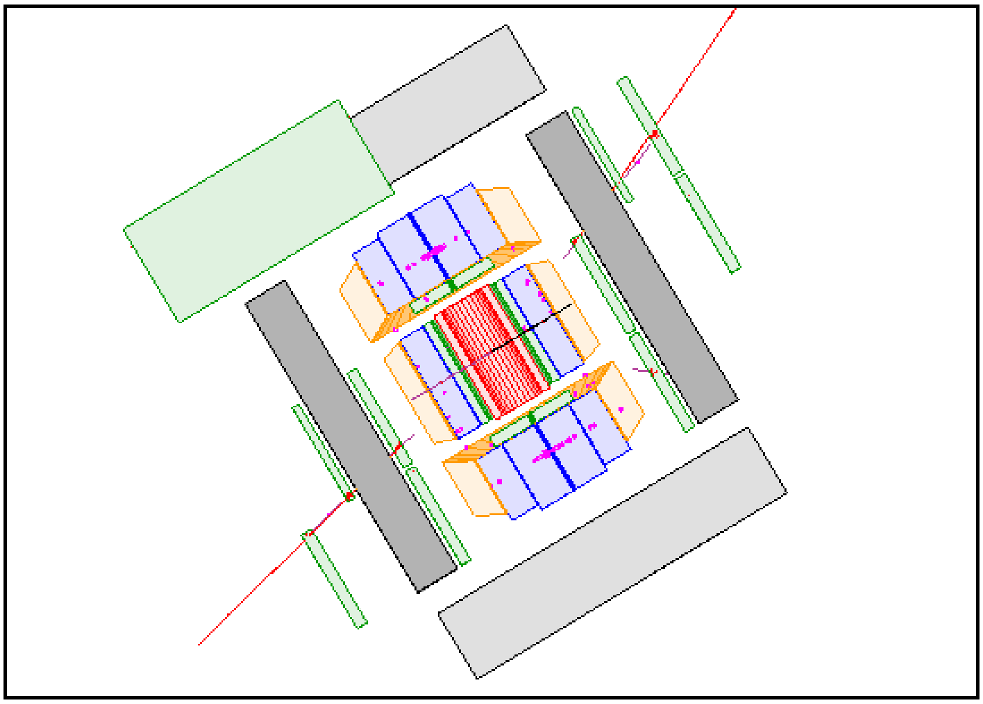


Figure 6.11 – *Visualisation d'un candidat $Z^0 \to \mu\mu$ dans le plan (x,z).*

6.3 La résonance J/ψ

Le signal J/ψ est principalement dû, en collision hadronique, à la production directe de charmonium par fusion ou fragmentation de gluons. La production de J/ψ par l'intermédiaire de mésons B constitue environ 20% de la production totale de J/ψ.

Plusieurs modèles théoriques tentent de reproduire les sections efficaces des processus de production directe. Le modèle le plus satisfaisant actuellement est connu sous le nom de modèle d'octet de couleurs [3]. Ce modèle est généralement utilisé pour prédire la dépendance de la section efficace en fonction de η ou de l'impulsion transverse du J/ψ, la normalisation étant donnée par les mesures expérimentales. La figure 6.12 représente l'évolution de la section efficace de production directe de J/ψ en fonction de l'impulsion transverse du J/ψ mesurée par CDF au Run I [5].

6.3.1 Luminosités et déclenchements

La luminosité de l'échantillon de données utilisé pour l'étude de la résonance J/ψ a été calculée pour différents types de déclenchement de niveau 1 sur les muons. Celle-ci est résumée dans le tableau 6.1 corrigée du facteur de présélection. On voit en particulier que la luminosité du déclenchement sur deux muons vers l'avant est de 2.5 pb^{-1}.

La figure 6.13 représente le type de déclenchement de niveau 1 sur les muons pour les événements de l'échantillon de données utilisé. On voit que la plupart des évévements enregistrés dans cet échantillon ont déclenché sur une paire de muons vers l'avant. Ceci est encore accentué si on se place proche de la résonance J/ψ.

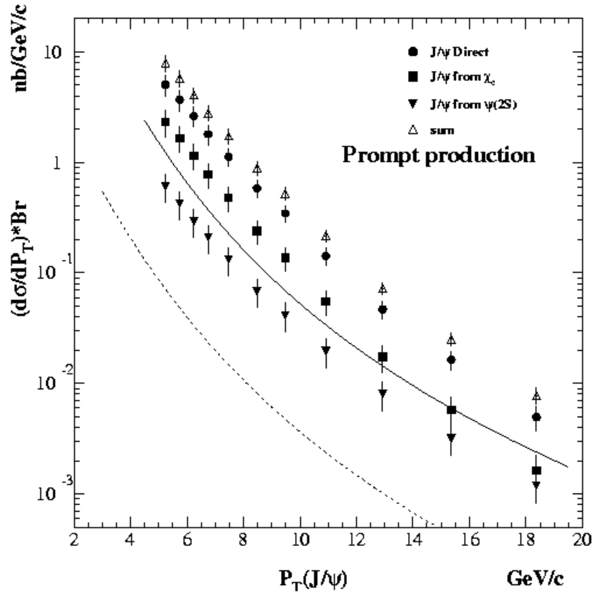


Figure 6.12 – *Section efficace différentielle de production directe de J/ψ en fonction de l'impulsion transverse du J/ψ [5]. La courbe pointillée montre les prédictions du modèle de singlet de couleur [4] et la courbe pleine la somme des prédictions du modèle de singlet et d'octet de couleur pour la production $\chi_c \to J/\psi\gamma$.*

déclenchement de niveau 1	luminosité en pb^{-1}
muon seul dans la partie centrale	0.13
muon seul dans la partie avant	0.08
deux muons dans la partie centrale	2.5
deux muons dans la partie avant	2.5
deux muons dans des régions différentes	1.26

Tableau 6.1 – *Luminosités de l'échantillon de données utilisé pour l'étude de la résonance J/ψ pour différents types de déclenchement de niveau 1 sur les muons corrigées du facteur de présélection.*

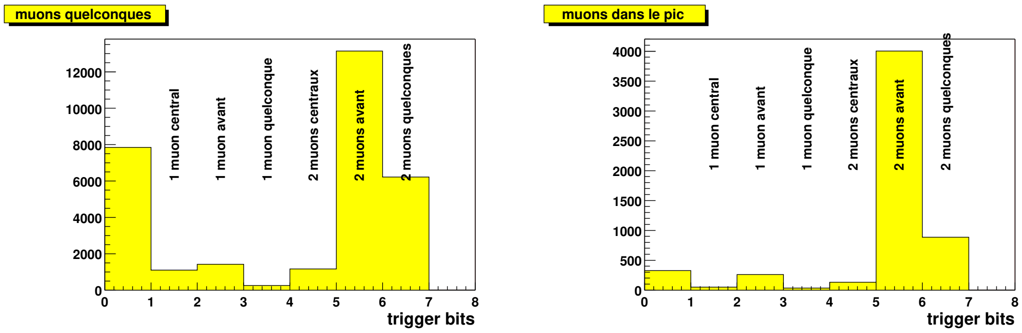


Figure 6.13 – *Types de déclenchement de niveau 1 pour l'ensemble de l'échantillon de données utilisé (à gauche) et pour les événements proches de la résonance J/ψ (à droite). La valeur 0 indique les événements qui n'ont pas déclenché les types de déclenchement considérés.*

6.3.2 Etudes sur la résonance

Avec des critères d'identification stricts T, la résonance J/ψ est facilement observable. La masse invariante des événements dimuon T est présentée sur la figure 6.14 en utilisant la géométrie idéale du spectromètre à muons dans la reconstruction et sur la figure 6.15 en utilisant la géométrie mesurée. L'impulsion utilisée dans ces figures est mesurée par le spectromètre à muons seul. L'ajustement sur le bruit de fond est effectué en ajoutant un polynôme de degré quatre au signal supposé gaussien (la largeur de la résonance est dominée par la précision de mesure).

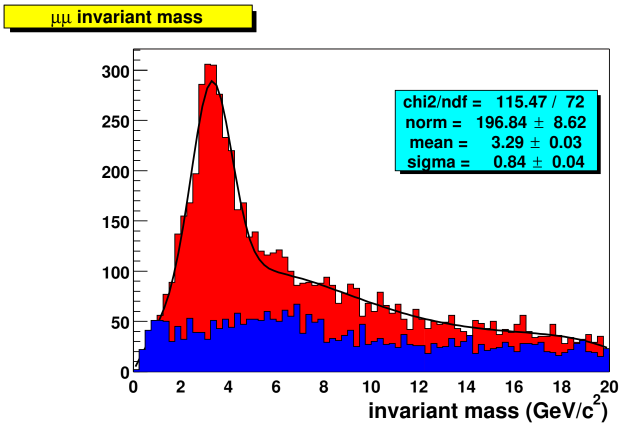


Figure 6.14 – *Masse invariante des événements dimuon de signes opposés (gris clair) et de mêmes signes (gris foncé) reconstruits en utilisant le spectromètre à muons seul avec une géométrie idéale.*

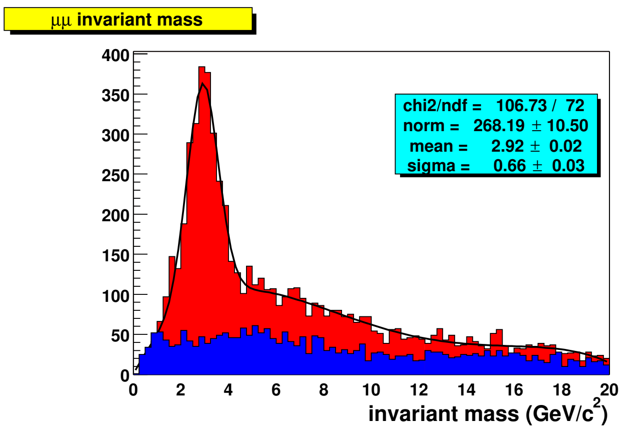
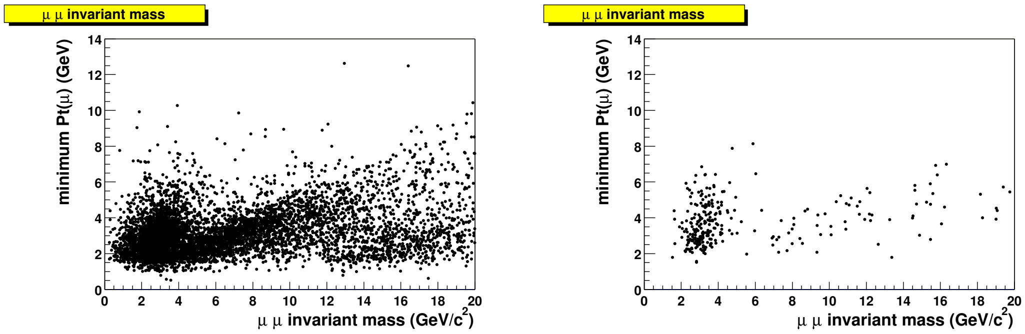


Figure 6.15 – *Masse invariante des événements dimuon de signes opposés (gris clair) et de mêmes signes (gris foncé) reconstruits en utilisant le spectromètre à muons seul avec la géométrie mesurée.*

On voit que la largeur de la résonance diminue lorsque la géométrie mesurée est utilisée ce qui suggère une amélioration de la résolution de la reconstruction des traces dans ce cas. Cependant ces distributions ne permettent pas d'effectuer un ajustement satisfaisant en raison de l'importance du bruit de fond sous la résonance.

Afin d'avoir une meilleure estimation de la résolution sur l'impulsion obtenue dans les données, il est nécessaire d'isoler le signal J/ψ. Les figures 6.16 montrent la distribution de la plus petite impulsion transverse des muons en fonction de la masse invariante. Notons que la faible statistique dans les événements *Monte Carlo* provient du fait que les muons provenant du J/ψ ou de la production $b\bar{b}$ ont une faible impulsion. Ainsi, demander que deux muons aient traversé le calorimètre et le toroïde réduit beaucoup le nombre d'événements disponibles. Qualitativement, on remarque que le processus $b\bar{b}$ peuple la même région de masses invariantes à l'extérieur de la résonance que ce qu'on observe



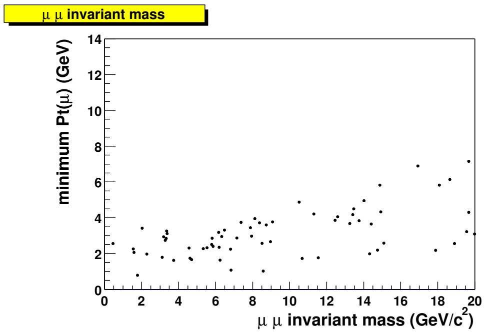
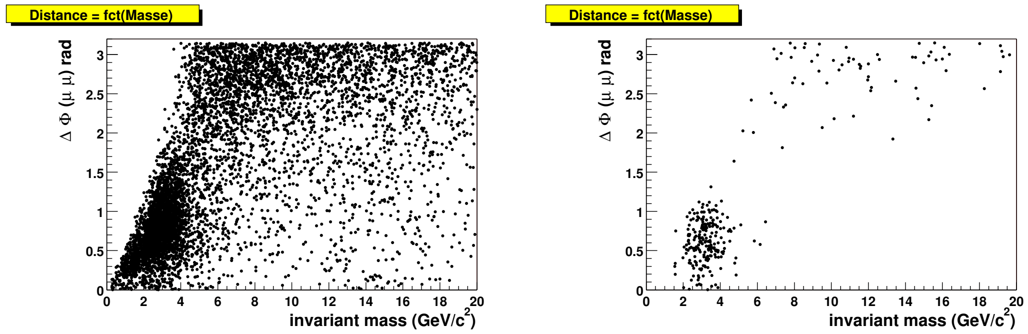


Figure 6.16 – *Impulsion transverse minimale des muons en fonction de la masse invariante dans les données (en haut à gauche), dans des événements Monte Carlo* $B^0\bar{B}^0 \rightarrow J\psi K_s$ *(en haut à droite) et dans des événements Monte Carlo QCD* $b\bar{b}$ *(en bas).*

dans les données. De tels événements sont également visibles avec le processus $B^0\bar{B}^0 \rightarrow J/\psi K_s$. Ceux-ci sont présents lorsque le méson B qui ne s'est pas désintégré en J/ψ donne également un muon. Les figures 6.16 montrent que l'impulsion transverse des muons ne permet pas d'isoler correctement la résonance J/ψ du bruit de fond. Cependant la plus grande statistique disponible pour les événements *Monte Carlo* $B^0\bar{B}^0 \rightarrow J/\psi K_s$ a été produite avec une coupure sur l'impulsion transverse des muons engendrés provenant de la résonance à 2.5 GeV. De ce fait, même si une coupure de 3 GeVsur l'impulsion transverse des muons n'est pas optimale, elle est souvent utilisée pour comparer les distributions entre les données et les événements *Monte Carlo*.

Les figures 6.17 représentent la différence de l'angle azimuthal Φ entre les deux muons en fonction de leur masse invariante. On voit que les muons de la résonance ont un angle Φ proche tandis que pour des masses invariantes supérieures à 6 GeV, les deux muons ont tendance à avoir un angle Φ opposé. Cette différence entre l'angle azimuthal Φ des deux muons suggère un moyen d'isoler la résonance. La coupure en impulsion imposée par la traversée du toroïde est clairement visible dans les données au niveau des faibles masses.

Pour des masses invariantes inférieures à 5 GeV, le bruit de fond au signal J/ψ est donné par la chaîne de désintégration $b \rightarrow c\mu$ puis $c \rightarrow s\mu$ ou par deux muons provenant du même jet, un issu de la désintégration semi-leptonique d'un quark b ou c et l'autre venant de la désintégration d'un π ou d'un K. Pour des masses invariantes supérieures, les processus dominants sont les processus $b\bar{b}$ et $c\bar{c}$ où chacun des quarks se désintègre en lepton. A l'ordre des arbres, ces quarks sont produits opposés en Φ. C'est ce que l'on observe sur la figure 6.17. Le processus Drell-Yan est une autre source de bruit de fond. Notons que les événements cosmiques peuvent également contribuer. En effet, les temps provenant des scintillateurs n'étant pas encore calibrés, il n'est pas aisé d'utiliser cette information à l'heure actuelle pour éliminer les muons cosmiques.



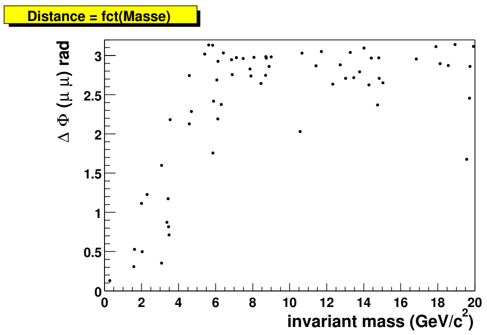


Figure 6.17 – *Différence de l'angle azimuthal* Φ *entre les deux muons en fonction de leur masse invariante dans les données (en haut à gauche), dans des événements Monte Carlo* $B^0\bar{B}^0 \to J/\psi K_s$ *(en haut à droite) et dans des événements Monte Carlo QCD* $b\bar{b}$ *(en bas).*

Les figures 6.18 et 6.19 représentent la masse invariante de la paire de muons en demandant que la différence d'angle Φ entre les deux soit inférieure à 2 rad en utilisant la géométrie idéale et en utilisant la géométrie mesurée. On voit que cette coupure permet

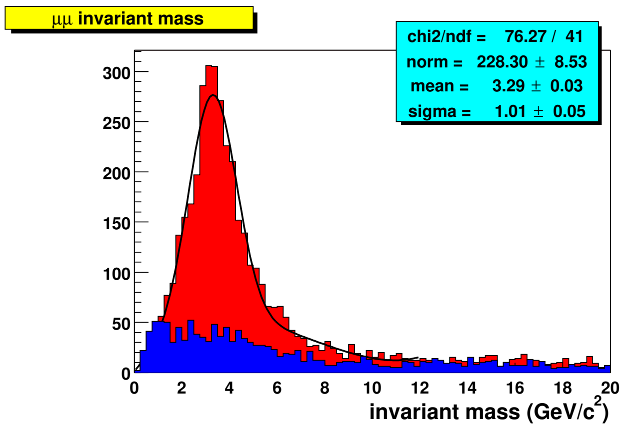


Figure 6.18 – *Masse invariante des événements dimuon de signes opposés (gris clair) et de mêmes signes (gris foncé) reconstruits en utilisant le spectromètre à muons seul et la géométrie idéale en demandant que la différence d'angle* Φ *entre les deux muons soit inférieure à 2 rad:* $\Delta\Phi(\mu\mu) < 2$ *rad.*

de réduire le bruit de fond de façon substantielle sans affecter le nombre d'événements dans le pic.

En supposant que l'erreur sur l'impulsion est l'erreur dominante, on peut donner une estimation de la résolution sur l'impulsion en faisant le rapport de la largeur de la résonance sur la valeur moyenne du pic: $\frac{\sigma}{M} \approx \frac{\sigma_p}{\sqrt{2}p}$.

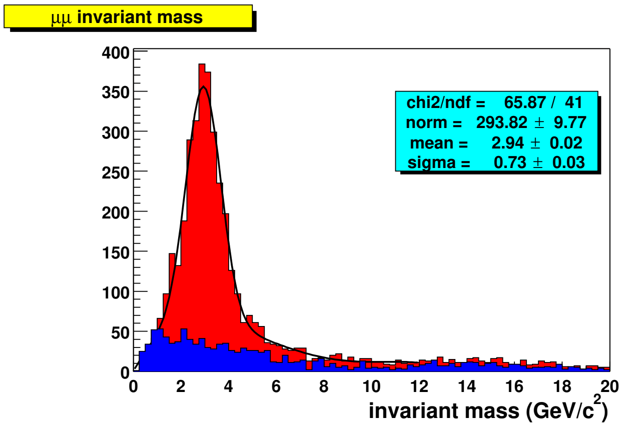


Figure 6.19 – *Masse invariante des événements dimuon de signes opposés (gris clair) et de mêmes signes (gris foncé) reconstruits en utilisant le spectromètre à muons seul et la géométrie mesurée en demandant que la différence d'angle Φ entre les deux muons soit inférieure à 2 rad:* $\Delta\Phi(\mu\mu) < 2$ *rad.*

En utilisant l'ajustement des figures 6.18 et 6.19, on trouve:

$$\begin{aligned} \text{géométrie idéale: } \frac{\sigma_p}{p} &= 0.43 \pm 0.02 \\ \text{géométrie mesurée: } \frac{\sigma_p}{p} &= 0.35 \pm 0.01. \end{aligned}$$

Dans l'estimation ci-dessus, seules les erreurs statistiques sont indiquées. On voit que l'utilisation de la géométrie mesurée dans la reconstruction a permis une amélioration d'environ 20% de la résolution en impulsion.

Cependant cette résolution demeure plus mauvaise que celle obtenue pour des événements *Monte Carlo*. La figure 6.20 représente la masse invariante pour des événements $B^0\bar{B}^0 \to J/\psi K_s$ avec la même coupure: $\Delta\Phi(\mu\mu) < 2$ *rad*. L'ajustement de la figure 6.20

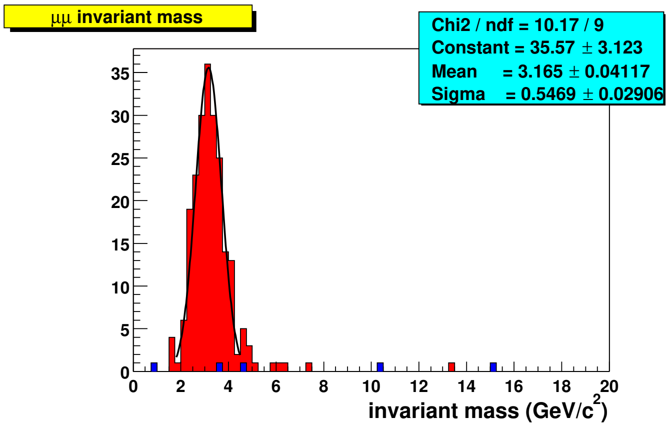


Figure 6.20 – *Masse invariante pour des événements Monte Carlo* $B^0\bar{B}^0 \to J/\psi$ *reconstruits avec le spectromètre à muons seul et tels que la différence d'angle Φ entre les deux muons soit inférieure à 2 rad:* $\Delta\Phi(\mu\mu) < 2$ *rad.*

donne comme estimation de la résolution en impulsion: $\frac{\sigma_p}{p} = 0.25 \pm 0.02$. Ainsi la résolution en impulsion dans les données est environ 30% moins bonne que pour des événements *Monte Carlo*, certainement à cause de segments moins bien reconstruits (cf. figure 6.3)

En raison du fait que l'énergie minimale nécessaire à un muon pour traverser le calorimètre et le toroïde est d'environ 4 GeV, les distributions de masses invariantes sont tronquées pour les faibles masses (cf. figures 6.19 ou 6.17). Il n'est donc pas aisé d'effectuer un ajustement du bruit de fond résiduel sous le pic. Cependant la statistique des événements *Monte Carlo* disponible n'a pas permis de déterminer la forme de la distribution de bruit de fond sous la résonance. La figure 6.21 présente néanmoins l'ajustement du bruit de fond réalisé avec une fonction utilisée par la collaboration ARGUS [6]. Cette fonction f_{bdf} a pour expression:

$$f_{bdf}(x) = \frac{a}{x}\sqrt{1 - \left(\frac{b}{x}\right)^2}\; e^{\,c\,\left(1-\left(\frac{b}{x}\right)^2\right)}$$

où les paramètres a, b et c sont ajustés.

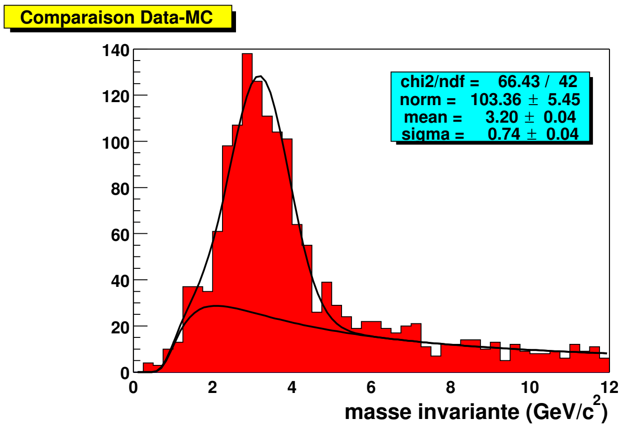


Figure 6.21 – *Masse invariante des événements dimuon de signes opposés reconstruits en utilisant le spectromètre à muons seul en imposant* $\Delta\Phi(\mu\mu) < 2$ *rad et* $P_t(\mu) > 3$ GeV *sur les deux muons. La fonction utilisée pour estimer le bruit de fond est également représentée.*

La figure 6.22 montre la comparaison de la résonance entre les événements *Monte Carlo* $B^0\bar{B}^0 \rightarrow J/\psi K_s$ et les données après soustraction du bruit de fond. On voit que la résolution dans les données est supérieure à la résolution obtenue sur les événements *Monte Carlo*. Le biais observé sur la valeur moyenne du pic aussi bien sur les données que sur les événements *Monte Carlo* provient de la coupure sur l'impulsion transverse reconstruite appliquée. La différence entre le biais dans les données et dans les événements *Monte Carlo* peut être imputée aux résolutions en impulsion différentes mais aussi au fait que dans les événements *Monte Carlo* ont été engendrés avec une coupure sur l'impulsion transverse et non sur l'impulsion totale des muons provenant du J/ψ.

Estimation de la section efficace inclusive de production de J/ψ vers l'avant

Une estimation de la section efficace inclusive de production J/ψ lorsque les deux muons issus de la résonance sont émis dans la partie avant du spectromètre avec une impulsion transverse supérieure à 3 GeV a été effectuée avec les données enregistrées avant l'arrêt d'octobre de la machine [2]. Nous en présentons ici les principaux éléments. Les événements *Monte Carlo* utilisés sont des événements $p\bar{p} \rightarrow B^0\bar{B}^0 \rightarrow J/\psi K_s$. Toutes les erreurs citées ici sont purement statistiques.

L'acceptance géométrique du spectromètre à muons dans cette région ($1 \leq |\eta| \leq 2$) est donnée par le nombre de couples de segments MC (un avant le toroïde et un après)

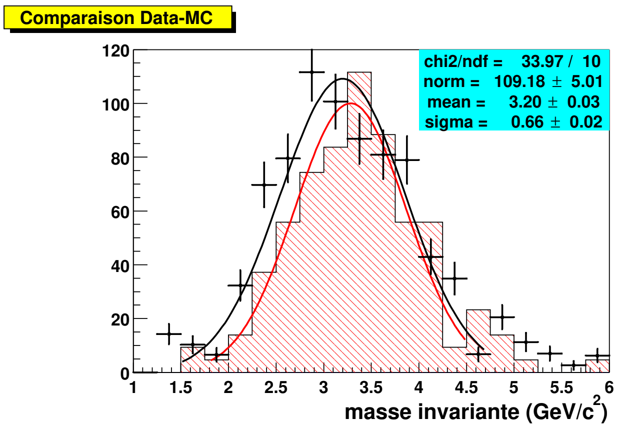


Figure 6.22 – *Comparaison de la résonance entre des événements Monte Carlo $B^0\bar{B}^0 \rightarrow J/\psi K_s$ (histogramme) et les données (points) après soustraction d'un bruit de fond. Les coupures $\Delta\Phi(\mu\mu) < 2$ rad et $P_t(\mu) > 3$ GeV sont appliquées avant la soustraction.*

divisé par le nombre d'événements *Monte Carlo* engendrés dans cette même région tels que l'impulsion transverse engendrée soit inférieure à 3 GeV. Par cette méthode, on obtient:

$$\epsilon_{accept} = 0.73 \pm 0.08.$$

L'efficacité de reconstruction est définie comme le nombre d'événements avec deux muons reconstruits divisé par le nombre d'événements avec un couple de segments MC. Avec le même échantillon d'événements *Monte Carlo* souffrant de faible statistique, on trouve:

$$\epsilon_{\mu\mu\ reco} = 0.42 \pm 0.10.$$

L'efficacité de déclenchement sur une paire de muons à l'avant a été calculée en (6.1): $\epsilon_{déclench} = 0.73 \pm 0.14$.

La luminosité intégrée pour ce même déclenchement et pour l'échantillon de données utilisé vaut $\mathcal{L}_{dimuon\ avant} = 1.2\ pb^{-1}$. L'erreur sur cette quantité est difficile à estimer avec précision pour le moment, mais elle est de l'ordre de 20% principalement due à l'erreur sur l'estimation du temps mort de l'acquisition.

Un ajustement de la résonance obtenue avec $1 \leq \eta \leq 2$ et $P_t(\mu) > 3$ GeV et du bruit de fond avec un polynôme de degré quatre permet d'estimer le nombre de candidats J/ψ: $N = 793 \pm 65$ (l'erreur donnée ici inclut l'erreur statistique sur l'estimation du bruit de fond). On peut alors estimer la section efficace pour ces mêmes coupures:

$$\sigma_{\ 1<|\eta|<2,\ P_t>3GeV} = \frac{N}{\mathcal{L}\ \epsilon_{accept}\ \epsilon_{déclench}\ \epsilon_{\mu\mu\ reco}} = 2948\ pb \pm 39\%.$$

Le tableau 6.2 résume les différents termes entrant dans l'estimation de la section efficace. On voit qu'une erreur statistique importante est obtenue, limitée en particulier par la statistique *Monte Carlo* disponible.

Le nombre de J/ψ attendus pour les mêmes critères cinématiques: $1 \leq \eta \leq 2$ et $P_t(\mu) > 3$ GeV a été calculé. Pour des J/ψ venant de quarks b, ce calcul donne une section efficace de 535 pb. Cette estimation a été normalisée sur les mesures effectuées par CDF au Run I [7] en tenant compte de l'augmentation de l'énergie du Tevatron pour le Run II. La production directe (qui inclut la production par fragmentation de

	estimation	erreur (stat.)
nb de candidats	793	8 %
luminosité	1.2 pb^{-1}	20 %
acceptance	0.73	11 %
efficacité de déclenchement	0.73	19 %
efficacité reco	0.41	24 %
section efficace	2948 pb	39%

Tableau 6.2 – *Termes entrant dans l'estimation de la section efficace inclusive de production de J/ψ vers l'avant avec leur erreur statistique.*

gluon, fusion de gluon, par désintégration de χ et de $\psi(2S)$) contribue à hauteur de 1735 pb (estimation également normalisée sur les mesures de CDF Run I). Ainsi au total, l'estimation théorique donne 2270 pb $\pm$ 15%. L'erreur provient de la mesure de CDF (12%), de l'erreur sur l'extrapolation à l'énergie du Run II (8%) et de l'erreur statistique sur l'échantillon *Monte Carlo* utilisé (8%). Cette estimation est bien compatible avec l'ordre de grandeur obtenu dans les données.

Premières associations avec le détecteur interne

L'échantillon des données collectées après l'arrêt d'octobre en sélectionnant les événements avec deux muons T permet d'effectuer les premières associations entre les traces reconstruites dans le spectromètre à muons et les traces du détecteur interne. En utilisant l'algorithme de propagation des traces du spectromètre à travers le calorimètre et leur combinaison avec celles du détecteur interne, algorithme décrit au chapitre 5, on obtient la distribution de χ^2 présentée figure 6.23.

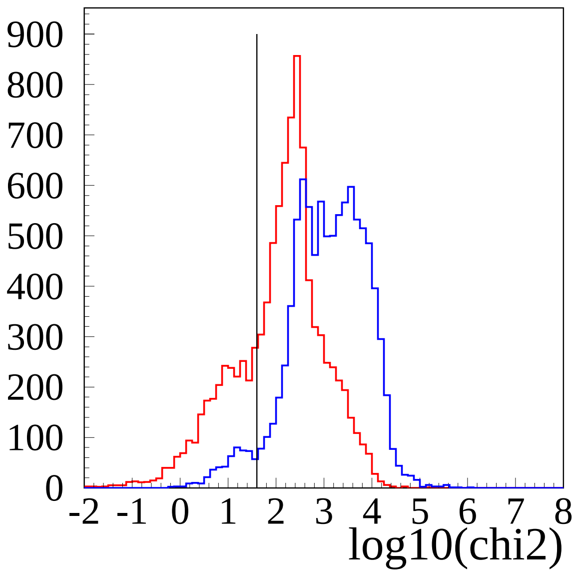


Figure 6.23 – *Distributions de l'estimateur de χ^2 de la combinaison des traces du spectromètre à muons avec les traces du détecteur interne pour le meilleur χ^2 (en gris) et le deuxième meilleur χ^2 (en noir). La coupure $\chi^2 <$ 40 est représentée par la ligne verticale.*

Le pouvoir de séparation de ce χ^2 est moins important que pour des événements *Monte Carlo* (cf. 5.6) en raison des effets de résolution. Cependant, la forme de la distribution autour de $\chi^2 = 10$ correspond à la position de la distribution des bonnes associations sur la figure 5.6. En appliquant la coupure $\chi^2 < 40$, on obtient la distribution de masse invariante présentée sur la figure 6.24.

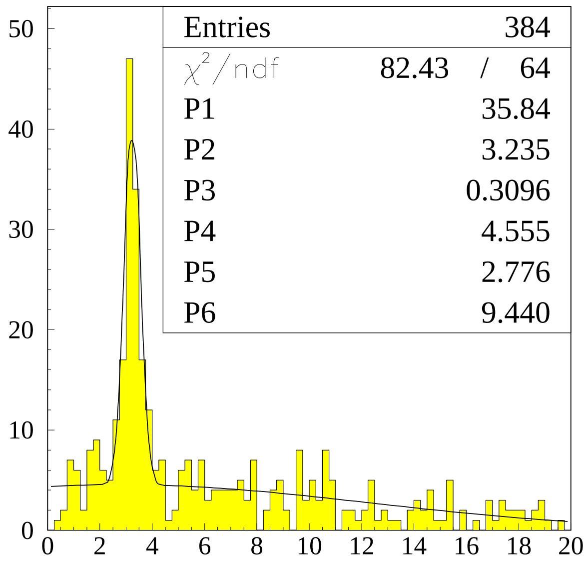


Figure 6.24 – *Masse invariante des événements dimuon de signes opposés après application d'une coupure sur la combinaison de la trace du spectromètre à muon avec la trace du détecteur interne:* $\chi^2 < 40$.

On voit que la largeur de la résonance a diminué de 60% et vaut maintenant environ 310 MeV. Le nombre de candidat J/ψ a diminué d'un facteur 7. Ceci est du à la faible efficacité du détecteur interne qui n'est pas encore totalement opérationnel. La largeur de la résonance J/ψ attendue lorsque celui-ci intégrera à la fois les traces *CFT*, les traces *SMT* et lorsque l'alignement des détecteurs sera effectué est d'environ 200 MeV.

Conclusion

Les premières données enregistrées par DØ permettent de calibrer le détecteur et d'étudier son fonctionnement. Le spectromètre à muons est opérationnel même si sa calibration n'est pas encore achevée. Il permet le déclenchement sur les muons provenant des collisions ainsi que la reconstruction des traces dans les données. Les premières comparaisons entre les distributions obtenues dans les données et sur des événements *Monte Carlo* montrent un accord acceptable même si la résolution obtenue dans les données n'est pas encore celle attendue.

La résonance J/ψ est clairement observable et une estimation préliminaire de la section efficace de production inclusive de J/ψ vers l'avant montre que la chaîne de reconstruction est raisonnablement comprise.

Les premières associations entre les traces du spectromètre à muons et les traces du détecteur interne permettent d'améliorer sensiblement la résolution obtenue sur la résonance J/ψ. Cependant son efficacité reste à améliorer.

Bibliographie

[1] M. Klute, A. Quadt, Measurements of Level 1 Trigger Efficiencies from D0 Data, DØ Note 3949

[2] F. Déliot, P. Balm, FAMUS J/ψ Studies with Pre-shutdown Data, DØ Note 3932

[3] E. Braaten et S. Fleming, Phys. Rev. Lett **74** (1995) 3327
P. Cho et M. Wise, Phys. Lett **B 346** (1995) 129
M. Cacciari et a., Phys. Lett **B 356** (1995) 553
P. Cho et A. Leibovith, Phys. Rev. **D 53** (1996) 6203

[4] R. Baier et R. Ruckl, Z. Phys. **C 19** (1983) 251

[5] F. Abe et al., CDF Collaboration, Phys. Rev. Lett. **79** (1997) 578

[6] ARGUS Collaboration, Z. Phys. **C 48** (1990) 543

[7] F. Abe et al., CDF Collaboration, Phys. Rev. Lett. **79** (1997) 572

Conclusion

Dans cette thèse, nous avons étudié la production résonnante de sleptons au Tevatron par l'intermédiaire d'un couplage de type λ' dans le cadre du modèle de supergravité minimal avec violation de la R-parité. Dans le cas où le couplage λ'_{211} est dominant (couplage plus faiblement contraint expérimentalement), le sneutrino muonique ou le smuon résonnant peuvent conduire à des signatures avec trois leptons (dont deux muons) ou deux muons dans l'état final. Nous avons mis en évidence le pouvoir de découverte de ces signaux au Run II du Tevatron. Avec une faible luminosité intégrée (0.5 fb^{-1}), ces processus permettent d'avoir une sensibilité importante sur les paramètres m_0 et $m_{1/2}$ du modèle. Ils offrent la possibilité de reconstruire les masses des particules supersymétriques qui entrent dans la chaîne de désintégration.

Le Run II du Tevatron a débuté en 2001 après d'importantes modifications apportées au système d'accélération mais aussi à l'expérience DØ. L'ensemble de l'appareillage de DØ est en place mais une partie de l'électronique de lecture et de déclenchement n'est pas encore opérationnelle. L'expérience DØ est en phase de calibration et d'alignement. Le spectromètre à muons a été modifié pour cette deuxième phase de prise de données. Nous avons décrit comment il permettait de reconstruire des traces "locales" (dans le spectromètre seul) grâce à un ajustement tenant compte du champ magnétique, de la perte d'énergie et de la diffusion multiple dans le toroïde. Cette méthode permet d'atteindre une résolution en impulsion limitée à basse impulsion à 20% en raison de la diffusion multiple dans le toroïde à fer. Ces traces locales et leur matrice d'erreur seront ensuite propagées à travers le calorimètre pour être combinées avec les traces du détecteur interne et ainsi former une trace "globale".

Les premières données enregistrées par DØ ont permis de déterminer l'efficacité du système de déclenchement et de tester l'identification des muons, actuellement basée entièrement sur les informations du spectromètre. Les premières études sur la résonance J/ψ montrent que le détecteur et les programmes de reconstruction fonctionnent de manière correcte même si la résolution obtenue n'est pas encore celle attendue. Les résultats préliminaires indiquent qu'il sera bientôt possible d'exploiter les performances du détecteur DØ amélioré afin de prendre part à un programme de physique large et ambitieux.

Annexe A

Publications sur la production résonnante de sleptons au Tevatron

Resonant sneutrino production at Tevatron Run II

F. Déliot *(DAPNIA/SPP)*, G. Moreau *(SPhT)*,
Ch. Royon *(DAPNIA/SPP)*, E. Perez *(DAPNIA/SPP)*, M.Chemtob*(SPhT)*

—

Commissariat à l'Energie Atomique, Saclay,
F-91191 Gif-sur-Yvette Cedex
France

January 27, 2000

Abstract

We consider the single chargino production at Tevatron $p\bar{p} \to \tilde{\nu}_i \to \tilde{\chi}_1^{\pm} l_i^{\mp}$ as induced by the resonant sneutrino production via a dominant R-parity violating coupling of type $\lambda'_{ijk} L_i Q_j D_k^c$. Within a supergravity model, we study the three leptons final state. The comparison with the expected background demonstrate that this signature allows to extend the sensitivity on the supersymmetric mass spectrum beyond the present LEP limits and to probe the relevant R-parity violating coupling down to values one order of magnitude smaller than the most stringent low energy indirect bounds. The trilepton signal offers also the opportunity to reconstruct the neutralino mass in a model independent way with good accuracy.

In the minimal supersymmetric standard model (MSSM), the supersymmetric (SUSY) particles must be produced in pairs. In contrast, the single superpartner production which benefits from a larger phase space is allowed in the R-parity violating ($\not{R}_p$) extension of the MSSM. In particular the SUSY particle resonant production can reach high cross-sections either at leptonic [1] or hadronic colliders [2], even taking into account the strongest low-energy bounds on $\not{R}_p$ coupling constants [3]. Hadronic colliders provide an additional advantage in that they allow to probe a wide mass range of the new resonant particle, due to the continuous energy distribution of the colliding partons. Furthermore, since the resonant production has a cross-section which is proportional to the relevant coupling squared, this could allow an easier determination of the $\not{R}_p$ coupling than pair production reaction. Indeed in the latter case, the sensitivity on the $\not{R}_p$ coupling is mainly provided by the displaced vertex analysis for the Lightest Supersymmetric Particle (LSP) decay, which is difficult experimentally especially at hadronic colliders.

The SUSY particle produced at the resonance mainly decays through R-parity conserving interactions into the LSP, via cascade decays. In the case of a dominant $\lambda''_{ijk} U_i^c D_j^c D_k^c$ coupling, the decay of the LSP leads to multi-jets final states, wich have an high QCD background at hadronic colliders. Besides, at hadronic colliders, the $\lambda_{ijk} L_i L_j E_k^c$ couplings do not contribute

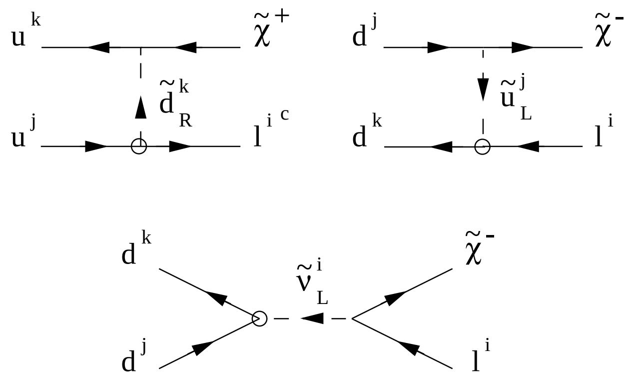


Figure 1: Feynman diagrams for the single chargino production at Tevatron via the λ'_{ijk} coupling (symbolised by a circle in the figure). The arrows denote flow of the particle momentum.

to resonant production. In this letter, we thus assume a dominant $\lambda'_{ijk} L_i Q_j D^c_k$ coupling which initiates the resonant sneutrino production $\bar{d}_j d_k \to \tilde{\nu}_i$ and hence the single chargino production at Tevatron through $p\bar{p} \to \tilde{\nu}_i \to \tilde{\chi}^\pm_1 l^\mp_i$. We focus on the three leptons signature associated with the cascade decay $\tilde{\chi}^\pm_1 \to \tilde{\chi}^0_1 l^\pm_p \nu_p$, $\tilde{\chi}^0_1 \to l^+_i \bar{u}_j d_k \ + c.c.$, assuming the $\tilde{\chi}^0_1$ to be the LSP. The main motivation rests on the possibility to reduce the background. This is similar in spirit to a recent study [4] of the like sign dilepton signature from the single neutralino production at Tevatron via the resonant charged slepton production.

We concentrate on the λ'_{211} coupling. The associated hard scattering processes, $d\bar{d} \to \tilde{\nu}_\mu \to \tilde{\chi}^\pm_1 \mu^\mp$, $d\bar{d} \to \tilde{\chi}^\pm_1 \mu^\mp$ and $u\bar{u} \to \tilde{\chi}^\pm_1 \mu^\mp$ (see Fig.1), involve first generation quarks for the initial partons. The indirect constraint on this coupling is $\lambda'_{211} < 0.09(\tilde{m}/100GeV)$ [3]. While λ'_{111} is disfavored due to severe constraints [3], the case of a dominant λ'_{311} could also be of interest.

Our framework is the so-called minimal supergravity model (mSUGRA), in which the absolute value of the Higgsino mixing parameter $|\mu|$ is determined by the radiative electroweak symmetry breaking condition. We restrict to the infrared fixed point region for the top quark Yukawa coupling, in which $\tan\beta$ is fixed [5]. We shall present results for the low solution $\tan\beta \simeq 1.5$ and for $sign(\mu) = -1$, $A = 0$. In fact the cross-section for the single chargino production depends smoothly on the μ, A and $\tan\beta$ parameters. The cross-section can reach values of order a few picobarns. For instance, choosing the mSUGRA point, $M_2(m_Z) = 200GeV$, $m_0 = 200GeV$, and taking $\lambda'_{211} = 0.09$ we find using CTEQ4 [6] parametrization for the parton densities a cross-section of $\sigma(p\bar{p} \to \tilde{\chi}^\pm_1 \mu^\mp) = 1.45pb$ at a center of mass energy $\sqrt{s} = 2TeV$. Choosing other parametrizations does not change significantly the results since mainly intermediate Bjorken x partons are involved in the studied process. The cross-section depends mainly on the $m_{1/2}$ (or equivalently M_2) and m_0 soft SUSY breaking parameters. As M_2 increases, the chargino mass increases reducing the single chargino production rate. At high values of m_0, the sneutrino mass is enhanced so that the resonant sneutrino production is reduced. This leads to a decrease of the single chargino production rate since the t and u channels contributions are small compared to the resonant sneutrino contribution. Finally, for values of $m_{\tilde{\nu}_\mu}$ (which is related to m_0) approaching $m_{\tilde{\chi}^\pm_1}$ (which is related to M_2), a reduction of the chargino production is caused by the decrease of the phase space factor associated to the decay $\tilde{\nu}_\mu \to \chi^\pm_1 \mu^\mp$.

The single chargino production cross-section must be multiplied by the leptonic decays branching fractions which are $B(\tilde{\chi}_1^\pm \to \tilde{\chi}_1^0 l_p^\pm \nu_p) = 33\%$ (summed over the three leptons species) and $B(\tilde{\chi}_1^0 \to \mu u d) = 55\%$, for the point chosen above of the mSUGRA parameter space. The leptonic decay of the chargino is typically of order 30% for $m_{\tilde{l}}, m_{\tilde{q}}, m_{\tilde{\chi}_2^0} > m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$, and is smaller than the hadronic decay $\tilde{\chi}_1^\pm \to \tilde{\chi}_1^0 \bar{q}_p q'_p$ because of the color factor. When $\tilde{\chi}_1^0$ is the LSP, it decays via λ'_{211} either as $\tilde{\chi}_1^0 \to \mu u d$ or as $\tilde{\chi}_1^0 \to \nu_\mu d d$, with branching ratios $B(\tilde{\chi}_1^0 \to \mu u d)$ ranging between $\sim 40\%$ and $\sim 70\%$.

The backgrounds for the three leptons signature at Tevatron are: (1) The top quark pair production followed by the top decays $t \to bW$ where one of the charged leptons is generated in b-quark decay. (2) The $W^\pm Z^0$ and $Z^0 Z^0$ productions followed by leptonic decays of the gauge bosons. It has been pointed out recently [7, 8] that non negligible contributions can occur through virtual gauge boson, as for example the $W^* Z^*$ or $W\gamma^*$ productions. However, these contributions lead at most to one hard jet in the final state in contrast with the signal and have not been simulated. (3) Standard Model productions as for instance the $Wt\bar{t}$ production. These backgrounds have been estimated in [9] to be negligible at $\sqrt{s} = 2TeV$. We have checked that the Zb production gives a negligible contribution to the 3 leptons signature. (4) The fake backgrounds as, $p\bar{p} \to Z + X$, $Drell - Yan + X$, $b\bar{b}b$, where X and b-quarks fake a charged lepton. Monte Carlo simulations using simplified detector simulation cannot give a reliable estimate of this background. (5) The supersymmetric background generated by the superpartner pair production. This background is characterised by two cascade decays ending each with the decay of the LSP as $\tilde{\chi}_1^0 \to \mu u d$ via the λ'_{211} coupling, and thus is suppressed compared to the signal due to the additional branching fraction factors. Moreover the SUSY background incurs a larger phase space suppression. In particular its main contribution, namely the squark and gluino pair productions, is largely suppressed for large $\tilde{q}$ and $\tilde{g}$ masses [10]. Although a detailed estimation has not been performed we expect that this background can be further reduced by analysis cuts, since at least four jets are expected in the final state and leptons should appear less isolated than in the signal.

We have simulated the single chargino production $p\bar{p} \to \tilde{\chi}_1^\pm \mu^\mp$ with a modified version of the SUSYGEN event generator [11] and the Standard Model background ($W^\pm$ Z^0, Z^0 Z^0 and $t\bar{t}$ productions) with the PYTHIA event generator [12]. Both SUSYGEN and PYTHIA have been interfaced with the SHW detector simulation package [13], which mimics an average of the CDF and D0 Run II detector performance.

The following cuts aimed at enhancing the signal-to-background ratio have been applied. First, we have selected the events with at least three charged leptons ($e^\pm$ or $\mu^\pm$) with energies greater than $10GeV$ for the softer of them and $20GeV$ for the two others, namely, $N_l \geq 3$ $[l = e, \mu]$ with $E_{min}(l) > 10GeV$, $E_{med}(l) > 20GeV$ and $E_{max}(l) > 20GeV$. In addition, since our final state is $3l + 2jets + \not{E}$ we have required that the minimum number of jets should be equal to two, where the jets have an energy higher than $10GeV$, namely, $N_j \geq 2$ with $E_j > 10GeV$. This selection criteria suppresses the background from the gauge bosons production which generates at most one hard jet. Note that these events requiring high energy charged leptons and jets are easily triggered at Tevatron. In order to eliminate poorly isolated leptons originating from the decays of hadrons (as in the $t\bar{t}$ production), we have imposed the isolation cut $\Delta R = \sqrt{\delta\phi^2 + \delta\theta^2} > 0.4$, where ϕ is the azimuthal angle and θ the polar angle, between the 3 most energetic charged leptons and the 2 hardest jets. We have also demanded that $\delta\phi > 70°$ between the leading charged lepton and the 2 hardest jets. With the cuts described above and for an integrated luminosity of $\mathcal{L} = 1fb^{-1}$ at $\sqrt{s} = 2TeV$ for Tevatron Run II, the $Z^0 Z^0$, $W^\pm Z^0$, $t\bar{t}$ productions lead to $0.22, 0.28, 1.1$ events respectively.

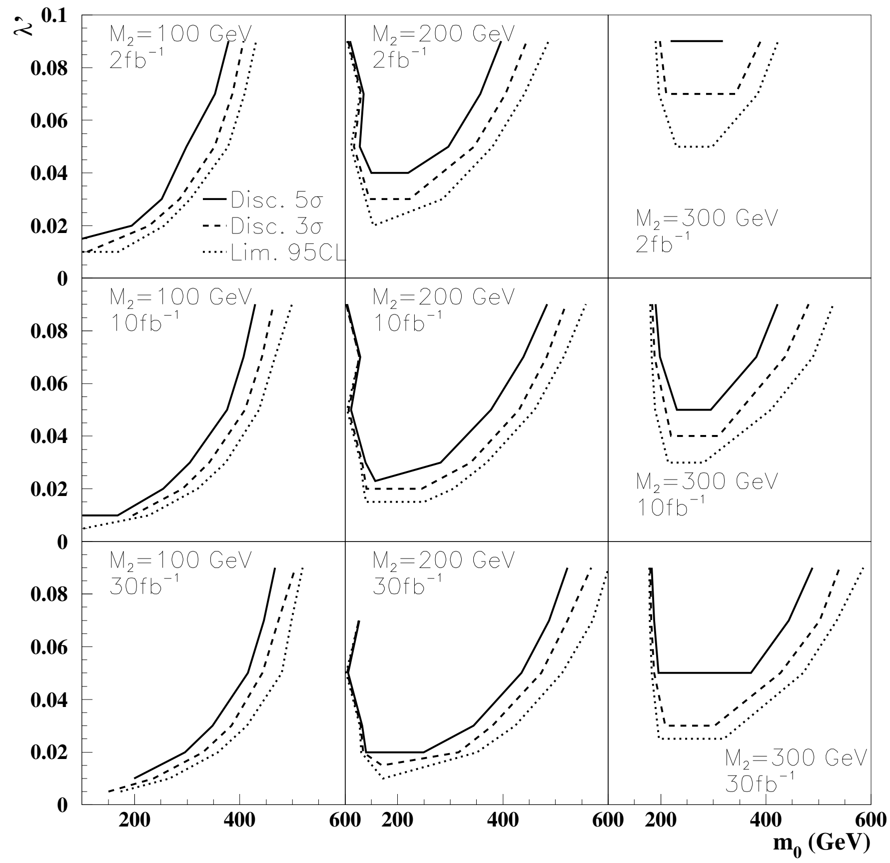


Figure 2: Discovery contours at 5σ (full line), 3σ (dashed line) and limit at 95% $C.L.$ (dotted line) presented in the plane λ'_{211} versus the m_0 parameter, for different values of M_2 and of luminosity.

In Fig.2, we present the 3σ and 5σ discovery contours and the limits at 95% confidence level in the λ'_{211}-m_0 plane, using a set of values for M_2 and the luminosity. For a given value of M_2, we note that the sensitivity on the λ'_{211} coupling decreases at high and low values of m_0. At high values of m_0, the sneutrino mass is enhanced inducing a decrease of the sneutrino production cross-section. At low values of m_0, the sneutrino mass decreases leading to a reduction of the phase space factor for the decay $\tilde{\nu}_\mu \rightarrow \tilde{\chi}^{\pm}_1 \mu^{\mp}$ which follows the resonant sneutrino production. Similarly, we note the decrease of the sensitivity on the λ'_{211} coupling when M_2 increases for a fixed value of m_0. This is due to the increase of the chargino mass which results also in a smaller phase space factor for the sneutrino decay.

In Fig.3, the discovery potential is shown in the plane m_0 versus $m_{1/2}$, for different values of λ'_{211} and of luminosity. For the same reasons as above, we observe a reduction of the sensitivity on λ'_{211} when m_0 (respectively, $m_{1/2}$ or equivalently M_2) increases for a fixed value of $m_{1/2}$ (respectively m_0).

An important improvement with respect to the limits derived recently from LEP data [14] can already be obtained within the first year of Run II at Tevatron ($\mathcal{L} = 1 fb^{-1}$). Even Run

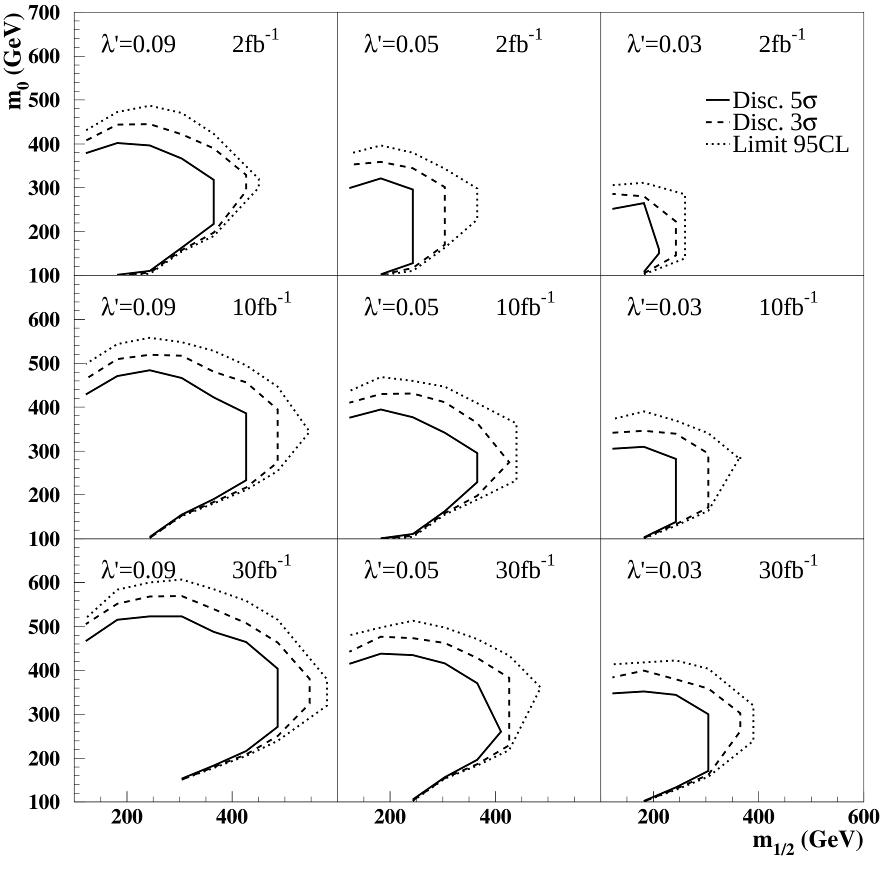


Figure 3: Discovery contours at 5σ (full line), 3σ (dashed line) and limit at 95% $C.L.$ (dotted line) presented in the plane m_0 versus $m_{1/2}$, for different values of λ'_{211} and of luminosity.

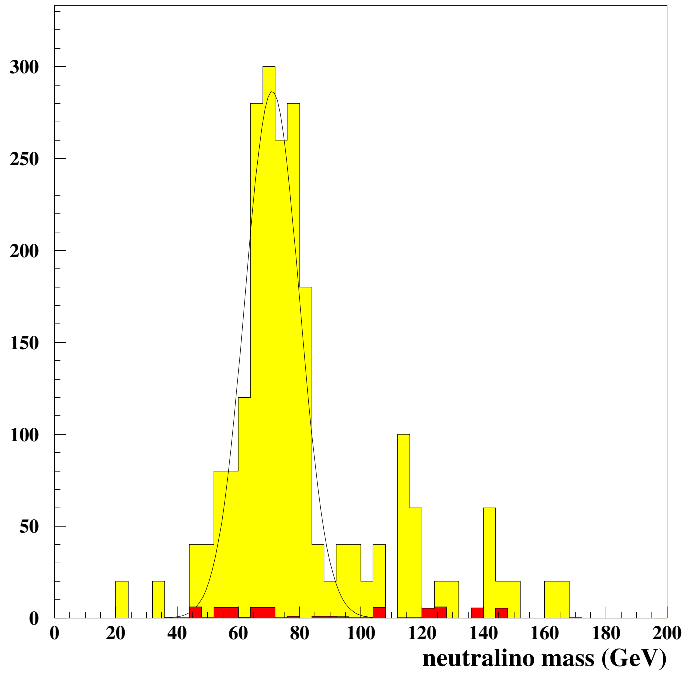


Figure 4: Distribution for the invariant mass of the 2 jets and the lower energy muon in the $e\mu\mu$ events, for a luminosity of $\mathcal{L} = 30 fb^{-1}$. The sum of the WZ, ZZ and $t\bar{t}$ backgrounds is in black and the signal is grey. The mSUGRA point taken for this figure is, $m_0 = 200GeV$, $M_2 = 150GeV$ ($m_{\tilde{\chi}_1^0} = 77GeV$), and the $\not{R}_p$ coupling is $\lambda'_{211} = 0.09$.

I data could probably lead to new limits on the supersymmetric parameters. The strongest bounds on the supersymmetric masses obtained at LEP in an $R\!\!\!/_p$ model with non-vanishing λ' Yukawa coupling are $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} > 94GeV$, $m_{\tilde{\chi}_1^0} > 30GeV$, $m_{\tilde{l}} > 81GeV$ [14]. Note that for the minimum values of m_0 and $m_{1/2}$ spanned by the parameter space described in Fig.2 and Fig.3, namely $m_0 = 100GeV$ and $M_2 = 100GeV$, the spectrum is $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} = 113GeV$, $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 54GeV$, $m_{\tilde{\nu}_L} = 127GeV$, $m_{\tilde{l}_L} = 137GeV$, $m_{\tilde{l}_R} = 114GeV$, so that we are well above these limits. Since both the scalar and gaugino masses increase with m_0 and $m_{1/2}$, the parameter space described in these figures lies outside the present forbidden range, in the considered framework.
With the luminosity of $\mathcal{L} = 30fb^{-1}$ expected at the end of the Run II, $m_{1/2}$ values up to $550GeV$ ($350GeV$) corresponding to a chargino mass of about $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} \approx 500GeV$ ($300GeV$) can be probed if the λ'_{211} coupling is 0.09 (0.03). The sensitivity on m_0 reaches $600GeV$ ($400GeV$), which corresponds to a sneutrino mass of about $m_{\tilde{\nu}_\mu} \approx 600GeV$ ($450GeV$), for a value of the λ'_{211} coupling equal to 0.09 (0.03). Couplings down to a value of 0.005 can also be tested at Tevatron Run II, in the promising scenario where $m_0 = 200GeV$ and $M_2 = 100GeV$, namely, $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} \approx 100GeV$ and $m_{\tilde{\nu}_\mu} \approx 200GeV$.

Let us make a few remarks on the model dependence of our results. First, as we have discussed above, the sensitivity reaches depend on the SUSY parameters mainly through the supersymmetric mass spectrum. Secondly, in the major part of the mSUGRA parameter space, the LSP is the $\tilde{\chi}_1^0$. Besides, in the mSUGRA model, the mass difference between $\tilde{\chi}_1^\pm$ and $\tilde{\chi}_1^0$ is large enough not to induce a dominant $R\!\!\!/_p$ decay for the chargino. Notice also that we have chosen the scenario of low $\tan\beta$. For high $\tan\beta$, due to the slepton mixing in the third generation, the $\tilde{\tau}$ slepton mass can be reduced down to $\sim m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ so that the branching ratio of the $\tilde{\chi}_1^\pm$ decay into tau-leptons $\tilde{\chi}_1^\pm \to \tilde{\chi}_1^0 \tau_p^\pm \nu_\tau$ increases and exceeds that into e and μ leptons, leading to a decrease of the efficiency after cuts. For example, the efficiency at the mSUGRA point $m_0 = 200GeV$, $M_2 = 150GeV$, $sign(\mu) = -1$, $A = 0$, is 4.93% for $\tan\beta = 1.5$ and 1.21% for $\tan\beta = 50$. However, for still decreasing $\tilde{\tau}$ mass, $\tilde{\chi}_1^\pm \to \tilde{\chi}_1^0 \tau_p^\pm \nu_\tau$ starts to dominate over the hadronic mode so that the efficiency loss is compensated by the leptonic decays of the τ, and the branching of the $\chi_1^\pm$ into e and μ leptons can even increase up to 34%. For instance, the efficiency for $m_0 = 300GeV$, $M_2 = 300GeV$, $sign(\mu) = -1$, $A = 0$, is 5% for the 2 values $\tan\beta = 1.5$ and $\tan\beta = 50$.

Another particularly interesting aspect of our signal is the possibility of a $\tilde{\chi}_1^0$ neutralino mass reconstruction in a model independent way. As a matter of fact, the invariant mass distribution of the charged lepton and the 2 jets coming from the neutralino decay $\tilde{\chi}_1^0 \to \mu u d$ allows to perform a clear neutralino mass reconstruction. The 2 jets found in these events are generated in the $\tilde{\chi}_1^0$ decay. In order to select the requisite charged lepton, we concentrate on the $e\mu\mu$ events. In those events, we know that for a relatively important value of the mass difference, $m_{\tilde{\nu}_\mu} - m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$, the leading muon comes from the decay, $\tilde{\nu}_\mu \to \tilde{\chi}_1^\pm \mu^\mp$, and the other one from the neutralino decay (the electron is generated in the decay $\tilde{\chi}_1^\pm \to \tilde{\chi}_1^0 e^\pm \nu_e$). In Fig.4, we present the invariant mass distribution of the lepton and 2 jets selected through this method. The average reconstructed $\tilde{\chi}_1^0$ mass is about $71 \pm 9GeV$ to be compared with the generated mass of $\tilde{\chi}_1^0$ $m = 77GeV$. In a more detailed analysis of this signal [15, 16], the neutralino mass can be reconstructed with higher precision using for e.g. constrained fit algorithms. This mass reconstruction is performed easily in contrast with the pair production analysis in $R\!\!\!/_p$ scenarios [17] which suffers an higher combinatorial background. Moreover, a reconstruction of the chargino and sneutrino masses is also possible. This invariant mass distribution would also allow to discriminate between the signal and the SUSY background.

As a conclusion, we have presented a new possibility of studying resonant sneutrino productions in $\not{R}_p$ models at Tevatron. Results (see also [16]) lead to a sensitivity on the λ'_{211} coupling, on the sneutrino and chargino masses well beyond the present limits. Besides, a model-independent reconstruction of the neutralino mass can be performed easily with great accuracy. Our work leads to the interesting conclusion that the three leptons signature considered as a 'gold plated' channel for the discovery of supersymmetry at hadronic colliders [7, 8, 9], is also particularly attractive in an R-parity violation context.

We acknowledge C. Guyot, R. Peschanski, C. Savoy and X.Tata for useful discussions and reading the manuscript.

References

[1] V. Barger, G. F. Giudice and T. Han, Phys. Rev. **D40**, 2987 (1989).

[2] S. Dimopoulos, R. Esmailzadeh, L.J. Hall, J. Merlo and G.D. Starkman, Phys. Rev. **D41**, 2099 (1990).

[3] H. Dreiner, published in 'Perspectives on Supersymmetry', Ed. by G. L. Kane, World Scientific, hep-ph/9707435.

[4] H. Dreiner, P. Richardson and M. H. Seymour, hep-ph/9903419.

[5] M. Carena, M. Olechowski, S. Pokorski and C. E. M. Wagner, Nucl. Phys. **B419** (1994) 213.

[6] CTEQ Coll., Phys. Rev. **D55**, 1280 (1997).

[7] K. T. Matchev and D. M. Pierce, hep-ph/9904282, and references therein.

[8] H. Baer, M. Drees, F. Paige, P. Quintana, X. Tata, hep-ph/9906233.

[9] R. Barbieri, F. Caravaglios, M. Frigeni and M. Mangano, Nucl. Phys. **B 367**, 28 (1991).

[10] H. Baer, C. Kao and X. Tata, Phys. Rev. **D51**, 2180 (1995).

[11] SUSYGEN 3.0/06, N. Ghodbane, S. Katsanevas, P. Morawitz and E. Perez, lyoinfo.in2p3-.fr/susygen/susygen3.html; N. Ghodbane, hep-ph/9909499.

[12] T. Sjöstrand, Comp. Phys. Comm. **82**, 74 (1994); S. Mrenna, Comp. Phys. Comm. **101**, 232 (1997).

[13] SHW, J. Conway, www.physics.rutgers.edu/~jconway/soft/shw/shw.html.

[14] Y. Arnoud, talk given at the Moriond Conference, March 16, 1999.

[15] G. Moreau, E. Perez, G. Polesello, in preparation.

[16] F. Déliot, G. Moreau, C. Royon, in preparation.

[17] ATLAS Coll., ATLAS TDR 15, Vol. II, 25 May 1999, CERN/LHCC 99-15.

Single superpartner production at Tevatron Run II

F. Déliot[1], G. Moreau[2], C. Royon[1,3,4]

1: Service de Physique des Particules, DAPNIA
CEA/Saclay 91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France
2: Service de Physique Théorique
CEA/Saclay 91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France
3: Brookhaven National Laboratory, Upton, New York, 11973;
4: University of Texas, Arlington, Texas, 76019

November 27, 2000

Abstract

We study the single production of supersymmetric particles at Tevatron Run II which occur in the $2 \to 2-body$ processes involving R-parity violating couplings of type $\lambda'_{ijk} L_i Q_j D^c_k$. We focus on the single gaugino production which receive contributions from the resonant slepton production. We first calculate the amplitudes of the single gaugino production. Then we perform analyses of the single gaugino production based on the three charged leptons and like sign dilepton signatures. These analyses allow to probe supersymmetric particles masses beyond the present experimental limits, and many of the λ'_{ijk} coupling constants down to values smaller than the low-energy bounds. Finally, we show that the studies of the single gaugino production offer the opportunity to reconstruct the $\tilde\chi^0_1$, $\tilde\chi^\pm_1$, $\tilde\nu_L$ and $\tilde l^\pm_L$ masses with a good accuracy in a model independent way.

1 Introduction

In the Minimal Supersymmetric Standard Model (MSSM), the supersymmetric (SUSY) particles must be produced in pairs. The phase space is largely suppressed in pair production of SUSY particles due to the large masses of the superpartners. The R-parity violating ($\not R_p$) extension of the MSSM contains the following additional terms in the superpotential, which are trilinear in the quarks and leptons superfields,

$$W_{\not R_p} = \sum_{i,j,k} \Big(\frac{1}{2}\lambda_{ijk} L_i L_j E^c_k + \lambda'_{ijk} L_i Q_j D^c_k + \frac{1}{2}\lambda''_{ijk} U^c_i D^c_j D^c_k \Big), \tag{1}$$

where i, j, k are flavour indices. These $\not R_p$ couplings offer the opportunity to produce the scalar supersymmetric particles as resonances [1, 2]. Although the $\not R_p$ coupling constants are severely constrained by the low-energy experimental bounds [3, 4, 5, 6], the resonant superpartner production reaches high cross sections both at leptonic [7] and hadronic [8] colliders.

The resonant production of SUSY particle has another interest: since its cross section is proportional to a power 2 of the relevant $\not R_p$ coupling, this reaction allows an easier determination of the $\not R_p$ couplings than the pair production provided the $\not R_p$ coupling is large enough. As a matter of fact in the pair production study, the sensitivity on the $\not R_p$ couplings is mainly provided by the displaced vertex analysis of the Lightest Supersymmetric Particle (LSP) decay which is difficult experimentally, especially at hadronic colliders. Besides, the displaced vertex analysis allows to test a limited range of couplings which is such that the LSP has a large enough life time to have a measurable decay length while still decaying inside the detector.

Neither the Grand Unified Theories (GUT), the string theories nor the study of the discrete gauge symmetries give a strong theoretical argument in favor of the R-parity violating or R-parity conserving scenarios [3]. Hence, the resonant production of SUSY particle through $\not R_p$ couplings is an attractive possibility which must be considered in the phenomenology of supersymmetry.

The hadronic colliders have an advantage in detecting new particles resonance. Indeed, due to the wide energy distribution of the colliding partons, the resonance can be probed in a wide range of the new particle mass at hadronic colliders. This is in contrast with the leptonic colliders where only large resonances can be probed through radiative returns.

At hadronic colliders, either a slepton or a squark can be produced at the resonance respectively through a λ' or a λ'' coupling constant. In the hypothesis of a single dominant $\not R_p$ coupling constant, the resonant scalar particle can decay through the same $\not R_p$ coupling as in the production, leading to a two quark final state for the hard process [8, 9, 10, 11, 12, 13, 14, 15]. In the case where both λ' and λ couplings are non-vanishing, the slepton produced via λ' can decay through λ giving rise to the same final state as in Drell-Yan process, namely two leptons [8, 12, 16, 18, 13]. However, for reasonable values of the $\not R_p$ coupling constants, the decays of the resonant scalar particle via gauge interactions are typically dominant if kinematically allowed [7, 19].
The main decay of the resonant scalar particle through gauge interactions is the decay into its Standard Model partner plus a gaugino. Indeed, in the case where the resonant scalar particle is a squark, it is produced through λ'' interactions so that it must be a Right squark $\tilde q_R$ and thus it cannot decay into the $W^\pm$-boson, which is the only other possible decay channel via gauge interactions. Besides, in the case where the resonant scalar particle is a slepton, it is a Left slepton produced via a λ' coupling but it cannot generally decay as $\tilde l^\pm_L \to W^\pm \tilde\nu_L$ or as $\tilde\nu_L \to W^\pm \tilde l^\mp_L$. The reason is that in most of the SUSY models, as for example the supergravity or the gauge mediated models, the mass difference between the Left charged slepton and the Left sneutrino is due to the D-terms so that it is fixed by the relation $m^2_{\tilde l^\pm_L} - m^2_{\tilde\nu_L} = \cos 2\beta M^2_W$ [20] and thus it does not exceed the $W^\pm$-boson mass. Nevertheless, we note that in the large $\tan\beta$ scenario, a resonant scalar particle of the third generation can generally decay into the $W^\pm$-boson due to the large mixing in the third family sfermion sector. For instance, in the SUGRA model with a large $\tan\beta$ a tau-sneutrino produced at the resonance can decay as $\tilde\nu_\tau \to W^\pm \tilde\tau^\mp_1$, $\tilde\tau^\mp_1$ being the lightest stau.
The resonant scalar particle production at hadronic colliders leads thus mainly to the single gaugino production, in case where the decay of the relevant scalar particle into gaugino is kinematically allowed. In this paper, we study the single gaugino production at Tevatron Run II. The single gaugino production at hadronic colliders was first studied in [2, 8]. Later, studies on the single neutralino [21] and single chargino [22] production at Tevatron have been performed[1] . The single neutralino [24] and single chargino [25] production have also been considered in the context of physics at LHC. In the present article, we also study the single superpartner production at Tevatron Run II which occur via $2 \to 2-body$ processes and do not receive contributions from resonant SUSY particle production. The single slepton production in $2 \to 3-body$ processes has been considered in [26] in the context of physics at Tevatron and LHC.

[1] After having submitted our paper, we noticed that resonant slepton production is also studied in Ref. [23].

The singly produced superpartner initiates a cascade decay ended typically by the $\not R_p$ decay of the LSP. In case of a single dominant λ'' coupling constant, the LSP decays into quarks so that this cascade decay leads to multijet final states having a large QCD background [8, 9]. Nevertheless, if some leptonic decays, as for instance $\tilde\chi^\pm \to l^\pm \nu \tilde\chi^0$, $\tilde\chi^\pm$ being the chargino and $\tilde\chi^0$ the neutralino, enter the chain reaction, clearer leptonic signatures can be investigated [27]. In contrast, in the hypothesis of a single dominant λ' coupling constant, the LSP decay into charged leptons naturally favors leptonic signatures [2]. We will thus study the single superpartner production reaction at Tevatron Run II within the scenario of a single dominant λ'_{ijk} coupling constant.

In section 2, we define our theoretical framework. In section 3, we present the values of the cross sections for the various single superpartner production via λ'_{ijk} at Tevatron Run II and we discuss the interesting multileptonic signatures that these processes can generate. In section 4, we analyse the three lepton signature induced by the single chargino production. In section 5, we study the like sign dilepton final state generated by the single neutralino and chargino production.

2 Theoretical framework

Our framework throughout this paper will be the so-called minimal supergravity model (mSUGRA) which assumes the existence of a grand unified gauge theory and family universal boundary conditions on the supersymmetry breaking parameters. We choose the 5 following parameters: m_0 the universal scalars mass at the unification scale M_X, $m_{1/2}$ the universal gauginos mass at M_X, $A = A_t = A_b = A_\tau$ the trilinear Yukawa coupling at M_X, $sign(\mu)$ the sign of the $\mu(t)$ parameter ($t = \log(M_X^2/Q^2)$, Q denoting the running scale) and $\tan\beta =< H_u > / < H_d >$ where $< H_u >$ and $< H_d >$ denote the vacuum expectation values of the Higgs fields. In this model, the higgsino mixing parameter $|\mu|$ is determined by the radiative electroweak symmetry breaking condition. Note also that the parameters $m_{1/2}$ and $M_2(t)$ ($\tilde W$ wino mass) are related by the solution of the one loop renormalization group equations $m_{1/2} = (1-\beta_a t) M_a(t)$ with $\beta_a = g_X^2 b_a/(4\pi)^2$, where β_a are the beta functions, g_X is the coupling constant at M_X and $b_a = [3,-1,-11]$, $a = [3,2,1]$ corresponding to the gauge group factors $SU(3)_c, SU(2)_L, SU(1)_Y$. We shall set the unification scale at $M_X = 2\ 10^{16} GeV$ and the running scale at the Z^0-boson mass: $Q = m_{Z^0}$.

We also assume the infrared fixed point hypothesis for the top quark Yukawa coupling [28] that provides a natural explanation of a large top quark mass m_{top}. In the infrared fixed point approach, $\tan\beta$ is fixed up to the ambiguity associated with large or low $\tan\beta$ solutions. The low solution of $\tan\beta$ is fixed by the equation $m_{top} = C \sin\beta$, where $C \approx 190 - 210\ GeV$ for $\alpha_s(m_{Z^0}) = 0.11 - 0.13$. For instance, with a top quark mass of $m_{top} = 174.2 GeV$ [29], the low solution is given by $\tan\beta \approx 1.5$. The second important effect of the infrared fixed point hypothesis is that the dependence of the electroweak symmetry breaking constraint on the A parameter becomes weak so that $|\mu|$ is a known function of the m_0, $m_{1/2}$ and $\tan\beta$ parameters [28].

Finally, we consider the $\not R_p$ extension of the mSUGRA model characterised by a single dominant $\not R_p$ coupling constant of type λ'_{ijk}.

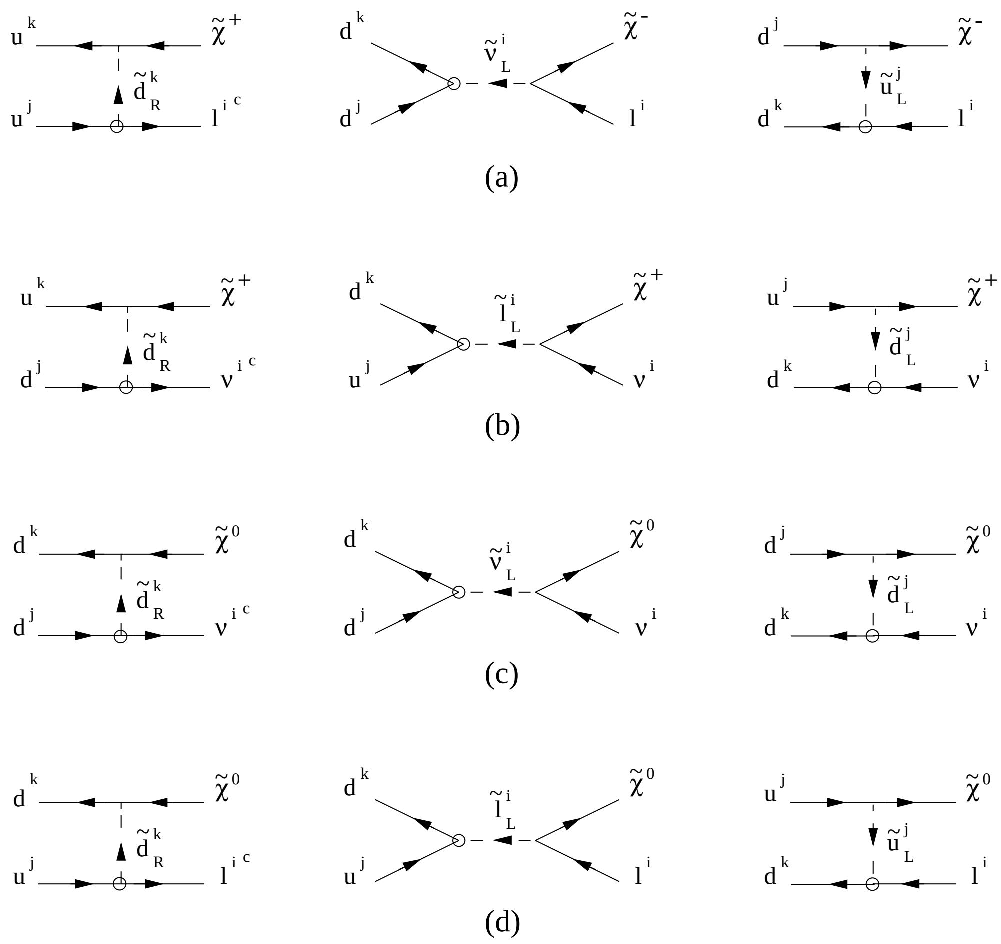


Figure 1: *Feynman diagrams for the 4 single production reactions involving λ'_{ijk} at hadronic colliders which receive a contribution from a resonant supersymmetric particle production. The λ'_{ijk} coupling constant is symbolised by a small circle and the arrows denote the flow of the particle momentum.*

3 Single superpartner production via λ'_{ijk} at Tevatron Run II

3.1 Resonant superpartner production

At hadronic colliders, either a sneutrino ($\tilde{\nu}$) or a charged slepton ($\tilde{l}$) can be produced at the resonance via the λ'_{ijk} coupling. As explained in Section 1, for most of the SUSY models, the slepton produced at the resonance has two possible gauge decays, namely a decay into either a chargino or a neutralino. Therefore, in the scenario of a single dominant λ'_{ijk} coupling and for most of the SUSY models, either a chargino or a neutralino is singly produced together with either a charged lepton or a neutrino, through the resonant superpartner production at hadronic colliders. There are thus four main possible types of single superpartner production reaction involving λ'_{ijk} at hadronic colliders which receive a contribution from resonant SUSY particle production. The diagrams associated to these four reactions are drawn in Fig.1. As can be seen in this figure, these single superpartner production receive also some contributions from both the t and u channels. Note that all the single superpartner production processes drawn in Fig.1 have charge conjugated

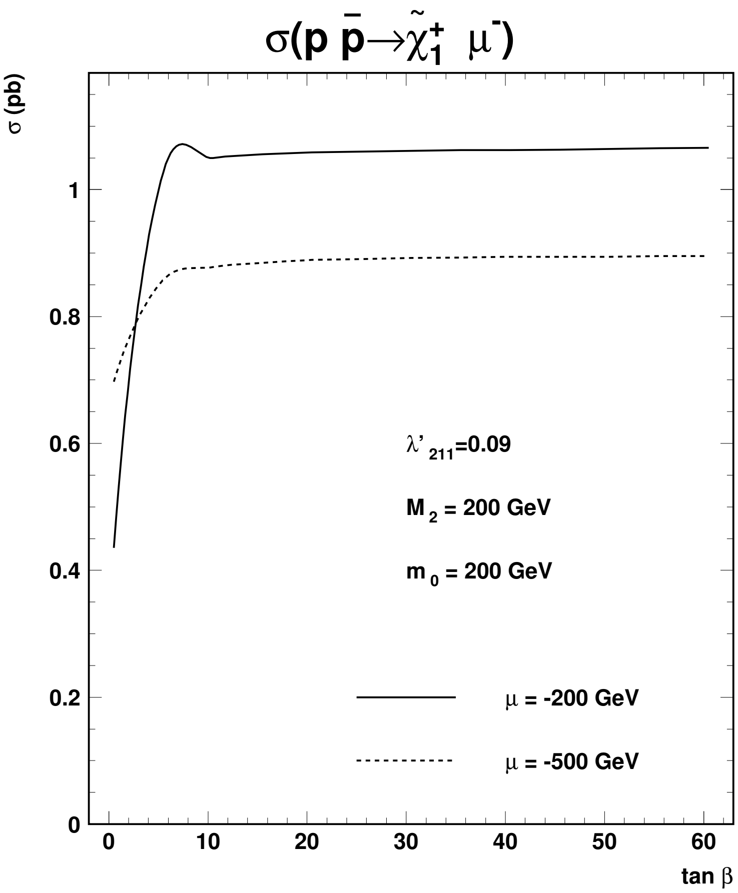


Figure 2: *Cross sections (in pb) of the single chargino production $p\bar{p} \to \tilde{\chi}_1^+ \mu^-$ at a center of mass energy of $2TeV$ as a function of the* $\tan\beta$ *parameter for $\lambda'_{211} = 0.09$, $M_2 = 200GeV$, $m_0 = 200GeV$ and two values of the μ parameter: $\mu = -200GeV, -500GeV$.*

processes. We have calculated the amplitudes of the processes shown in Fig.1 and the results are given in Appendix A.

3.1.1 Cross sections

In this section, we discuss the dependence of the single gaugino production cross sections on the various supersymmetric parameters. We will not assume here the radiative electroweak symmetry breaking condition in order to study the variations of the cross sections with the higgsino mixing parameter μ.

First, we study the cross section of the single chargino production $p\bar{p} \to \tilde{\chi}^+ l_i^-$ which occurs through the λ'_{ijk} coupling (see Fig.1(a)). The differences between the $\tilde{\chi}^+ e^-$, $\tilde{\chi}^+ \mu^-$ and $\tilde{\chi}^+ \tau^-$ production (occuring respectively through the λ'_{1jk}, λ'_{2jk} and λ'_{3jk} couplings with identical j and k indices) cross sections involve m_{l_i} lepton mass terms (see Appendix A) and are thus negligible. The $p\bar{p} \to \tilde{\chi}^+ l_i^-$ reaction receives contributions from the s channel sneutrino exchange and the t and u channels squark exchanges as shown in Fig.1. However, the t and u channels represent small contributions to the whole single chargino

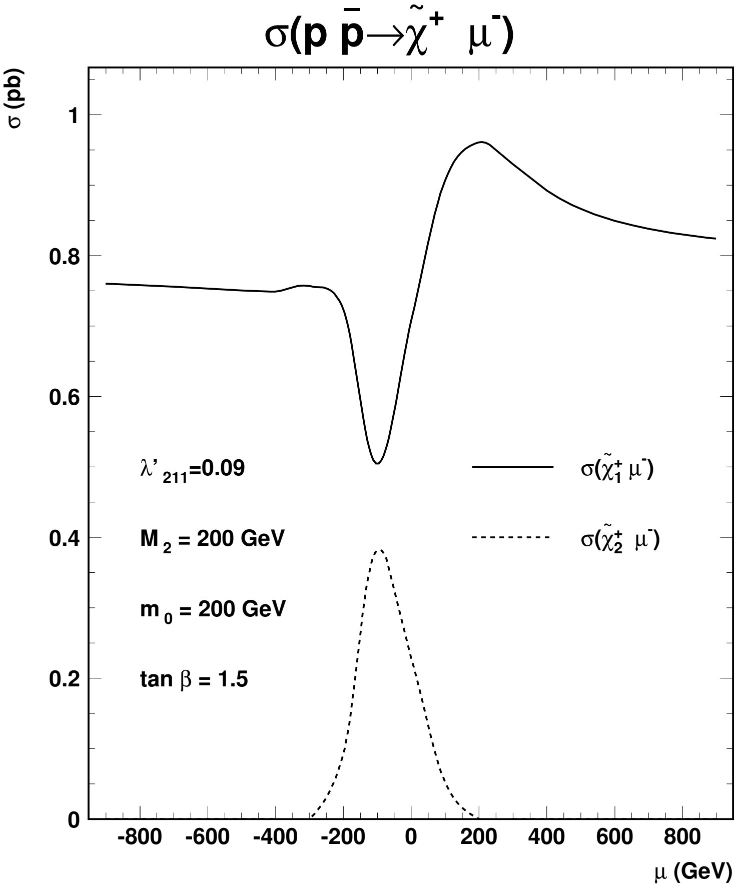


Figure 3: *Cross sections (in pb) of the single chargino production $p\bar{p} \to \tilde{\chi}^+_{1,2}\mu^-$ as a function of the μ parameter (in GeV) for $\lambda'_{211} = 0.09$, $M_2 = 200GeV$, $\tan\beta = 1.5$ and $m_0 = 200GeV$ at a center of mass energy of $2TeV$.*

production cross section when the sneutrino exchanged in the s channel is real, namely for $m_{\tilde{\nu}_{iL}} > m_{\tilde{\chi}^\pm}$. The t and u channels cross sections will be relevant only when the produced sneutrino is virtual since the s channel contribution is small. In this situation the single chargino production rate is greatly reduced compared to the case where the exchanged sneutrino is produced as a resonance. Hence, The t and u channels do not represent important contributions to the $\tilde{\chi}^+ l_i^-$ production rate.

The dependence of the $\tilde{\chi}^+ l_i^-$ production rate on the A coupling is weak. Indeed, the rate depends on the A parameter only through the masses of the third generation squarks eventually exchanged in the t and u channels (see Fig.1). Similarly, the dependences on the A coupling of the rates of the other single gaugino production shown in Fig.1 are weak. Therefore, in this article we present the results for $A = 0$. Later, we will discuss the effects of large A couplings on the cascade decays which are similar to the effects of large $\tan\beta$ values.

$\tan\beta$ **dependence:** The dependence of the $\tilde{\chi}^+ l_i^-$ production rate on $\tan\beta$ is also weak, except for $\tan\beta < 10$. This can be seen in Fig.2 where the cross section of the $p\bar{p} \to \tilde{\chi}^+_1\mu^-$ reaction occuring through the λ'_{211} coupling is shown as a function of the $\tan\beta$ parameter.

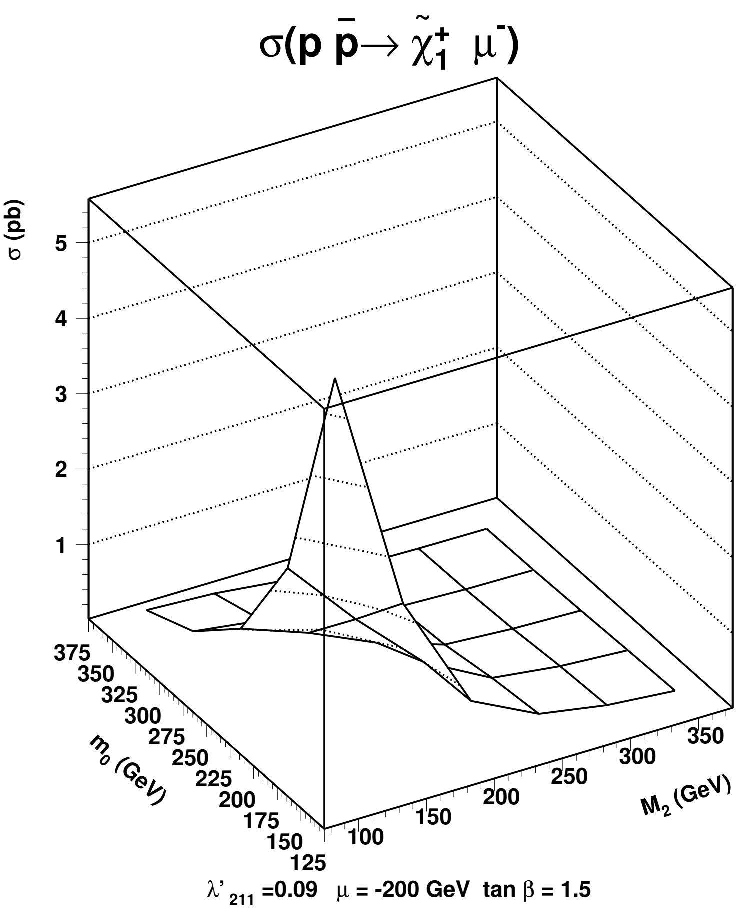


Figure 4: *Cross section (in pb) of the single chargino production* $p\bar{p} \to \tilde{\chi}_1^+ \mu^-$ *as a function of the* m_0 *(in GeV) and* M_2 *(in GeV) parameters. The center of mass energy is* $\sqrt{s} = 2TeV$ *and the other parameters are:* $\lambda'_{211} = 0.09$, $\tan\beta = 1.5$ *and* $\mu = -200GeV$.

The choice of the λ'_{211} coupling is motivated by the fact that the analysis in Sections 4 and 5 are explicitly made for this $\not R_p$ coupling. In Fig.2, we have taken the λ'_{211} value equal to its low-energy experimental bound for $m_{\tilde{d}_R} = 100GeV$ which is $\lambda'_{211} < 0.09$ [4]. At this stage, some remarks on the values of the cross sections presented in this section must be done. First, the single gaugino production rates must be multiplied by a factor 2 in order to take into account the charge conjugated process, which is for example in the present case $p\bar{p} \to \tilde{\chi}^- \mu^+$. Furthermore, the values of the cross sections for all the single gaugino production are obtained using the CTEQ4L structure function [30]. Choosing other parametrizations does not change significantly the results since proton structure functions in our kinematical domain in Bjorken x are known and have been already measured. For instance, with the set of parameters $\lambda'_{211} = 0.09$, $M_2 = 100GeV$, $\tan\beta = 1.5$, $m_0 = 300GeV$ and $\mu = -500GeV$, the $\tilde{\chi}_1^+\mu^-$ production cross section is $0.503pb$ for the CTEQ4L structure function [30], $0.503pb$ for the BEP structure function [31], $0.480pb$ for the MRS (R2) structure function [32] and $0.485pb$ for the GRV LO structure function [33].

μ **dependence:** In Fig.3, we present the cross sections of the $\tilde{\chi}_1^+\mu^-$ and $\tilde{\chi}_2^+\mu^-$ pro-

duction as a function of the μ parameter. We observe in this figure the weak dependence of the cross section $\sigma(p\bar{p} \to \tilde{\chi}_1^+ \mu^-)$ on μ for $|\mu| > M_2$. The reason is the smooth dependence of the $\tilde{\chi}_1^\pm$ mass on μ in this domain. However, the rate strongly decreases in the region $|\mu| < M_2$ in which the $\tilde{\chi}_1^\pm$ chargino is mainly composed by the higgsino. Nevertheless, the small $|\mu|$ domain ($|\mu|$ smaller than $\sim 100GeV$ for $\tan\beta = 1.41$, $M_2 > 100GeV$, $m_0 = 500GeV$ and $\lambda' \neq 0$) is excluded by the present experimental limits derived from the LEP data [34].
In contrast, the cross section $\sigma(p\bar{p} \to \tilde{\chi}_2^+ \mu^-)$ increases in the domain $|\mu| < M_2$ due to the fact that the $\tilde{\chi}_2^\pm$ mass is enhanced as $|\mu|$ increases and the $\tilde{\chi}_2^\pm$ is primarily wino in the region $|\mu| < M_2$. The region in which $\sigma(p\bar{p} \to \tilde{\chi}_2^+ \mu^-)$ becomes important is at small values of $|\mu|$, near the LEP limits of [34]. We also remark in Fig.3 that the single $\tilde{\chi}_1^+$ production rate values remain above the single $\tilde{\chi}_2^+$ production rate values in all the considered range of μ. In this figure, we also notice that the cross section is smaller when μ is negative. To be conservative, we will take $\mu < 0$ in the following.

m_0 and M_2 dependences: In fact, the cross section $\sigma(p\bar{p} \to \tilde{\chi}^+ l_i^-)$ depends mainly on the m_0 and M_2 parameters. We present in Fig.4 the rate of the $\tilde{\chi}_1^+ \mu^-$ production as a function of the m_0 and M_2 parameters. The rate decreases at high values of m_0 since the sneutrino becomes heavier as m_0 increases and more energetic initial partons are required in order to produce the resonant sneutrino. The decrease of the rate at large values of M_2 is due to the increase of the chargino mass and thus the reduction of the phase space factor.

In Fig.5, we show the variations of the $\sigma(p\bar{p} \to \tilde{\chi}_1^+ \mu^-)$ cross sections with m_0 for fixed values of M_2, μ and $\tan\beta$. The cross sections corresponding to the $\tilde{\chi}_1^+ \mu^-$ production through various $\not R_p$ couplings of type λ'_{2jk} are presented. In this figure, we only consider the $\not R_p$ couplings giving the highest cross sections. The values of the considered λ'_{2jk} couplings have been taken at their low-energy limit [4] for a squark mass of $100GeV$. The rate of the $\tilde{\chi}_2^+ \mu^-$ production through λ'_{211} is also shown in this figure. We already notice that the cross section is significant for many $\not R_p$ couplings and we will come back on this important statement in the following.
The $\sigma(p\bar{p} \to \tilde{\chi}^+ \mu^-)$ rates decrease as m_0 increases for the same reason as in Fig.4. A decrease of the rates also occurs at small values of m_0. The reason is the following. When m_0 decreases, the $\tilde{\nu}$ mass is getting closer to the $\tilde{\chi}^\pm$ masses so that the phase space factor associated to the decay $\tilde{\nu}_\mu \to \tilde{\chi}^\pm \mu^\mp$ decreases.
We also observe that the single $\tilde{\chi}_2^+$ production rate is much smaller than the single $\tilde{\chi}_1^+$ production rate, as in Fig.3.
Since the single chargino production rate scales as λ'^2 (see Appendix A), we easily see by doing a rescaling of the rates that the various $\tilde{\chi}_1^+ \mu^-$ production rates presented in Fig.5 would still have different values for identical values of the involved $\not R_p$ coupling constants. These differences between the $\tilde{\chi}_1^+ \mu^-$ production rates occuring via the various λ'_{2jk} couplings are explained by the different parton densities. Indeed, as shown in Fig.1 the hard processes associated to the $\tilde{\chi}_1^+ \mu^-$ production occuring through the λ'_{2jk} coupling constant have a partonic initial state $\bar{q}_j q_k$. The influence of the parton density on the single chargino production rate can be observed on Fig.5 by comparing the $\tilde{\chi}_1^+ \mu^-$ production rates occuring through the $\lambda'_{211} = 0.09$ and $\lambda'_{212} = 0.09$ coupling constants. For same values of the λ'_{2jk} coupling constants, the $\tilde{\chi}_1^+ \mu^-$ production involving the λ'_{211} coupling constant has the highest cross section since the associated hard processes have first generation quarks in the initial state which provide the maximum parton density.

We now discuss the rate behaviours for the reactions $p\bar{p} \to \tilde{\chi}^- \nu_\mu$, $p\bar{p} \to \tilde{\chi}^0 \mu^-$ and

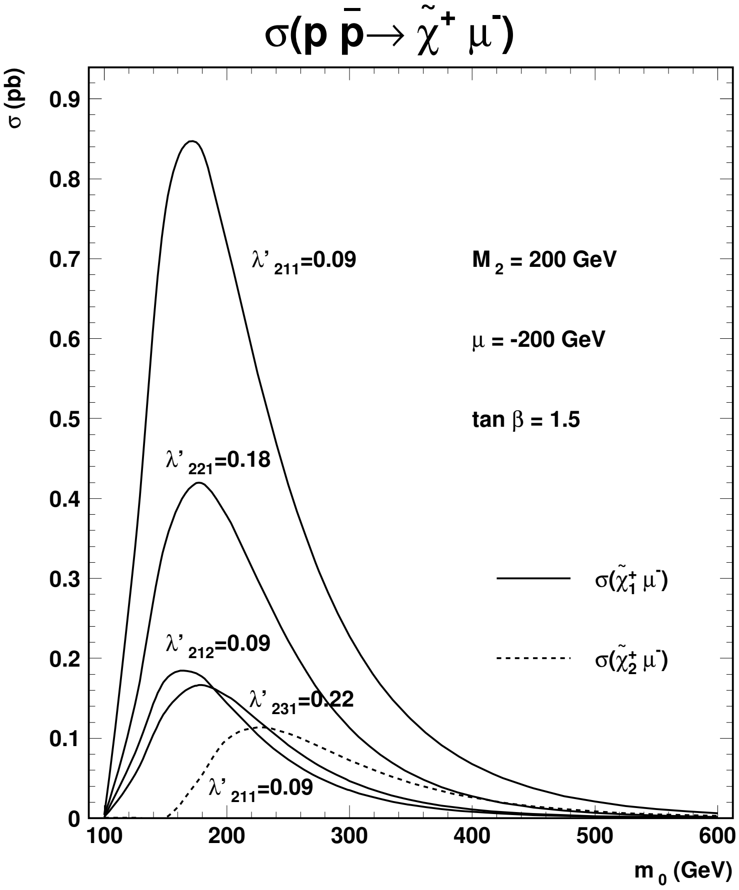


Figure 5: *Cross sections (in pb) of the single chargino production* $p\bar{p} \to \tilde{\chi}^+_{1,2}\mu^-$ *as a function of the* m_0 *parameter (in GeV). The center of mass energy is taken at* $\sqrt{s} = 2TeV$ *and* $\lambda'_{211} = 0.09$, $M_2 = 200GeV$, $\tan\beta = 1.5$ *and* $\mu = -200GeV$. *The rates of the single* $\tilde{\chi}^+_1$ *production via the* $\not{R}_p$ *couplings* $\lambda'_{212} = 0.09$, $\lambda'_{221} = 0.18$ *and* $\lambda'_{231} = 0.22$ *are also shown. The chosen values of the* $\not{R}_p$ *couplings correspond to the low-energy limits [4] for a squark mass of* $100GeV$.

$p\bar{p} \to \tilde{\chi}^0\nu_\mu$ which occur via λ'_{211}, in the SUSY parameter space. The dependences of these rates on the A, $\tan\beta$, μ and M_2 parameters are typically the same as for the $\tilde{\chi}^+\mu^-$ production rate. The variations of the $\tilde{\chi}^-_1\nu_\mu$, $\tilde{\chi}^0_{1,2}\mu^-$ and $\tilde{\chi}^0_1\nu_\mu$ production cross sections with the m_0 parameter are shown in Fig.6. The $\tilde{\chi}^-_2\nu_\mu$, $\tilde{\chi}^0_{3,4}\mu^-$ and $\tilde{\chi}^0_{3,4}\nu_\mu$ production rates are comparatively negligible and thus have not been represented. We observe in this figure that the cross sections decrease at large m_0 values like the $\tilde{\chi}^+\mu^-$ production rate. However, while the single $\tilde{\chi}^\pm_1$ production rates decrease at small m_0 values (see Fig.5 and Fig.6), this is not true for the single $\tilde{\chi}^0_1$ production (see Fig.6). The reason is that in mSUGRA the $\tilde{\chi}^0_1$ and $\tilde{l}_{iL}$ ($l_i = l^\pm_i, \nu_i$) masses are never close enough to induce a significant decrease of the cross section associated to the reaction $p\bar{p} \to \tilde{l}_{iL} \to \tilde{\chi}^0_1 l_i$, where $l_i = l^\pm_i, \nu_i$ (see Fig.1(c)(d)), caused by a phase space factor reduction. Therefore, the resonant slepton contribution to the single $\tilde{\chi}^0_1$ production is not reduced at small m_0 values like the resonant slepton contribution to the single $\tilde{\chi}^\pm_1$ production. For the same reason, the single $\tilde{\chi}^0_1$ production has much higher cross sections than the single $\tilde{\chi}^\pm_1$

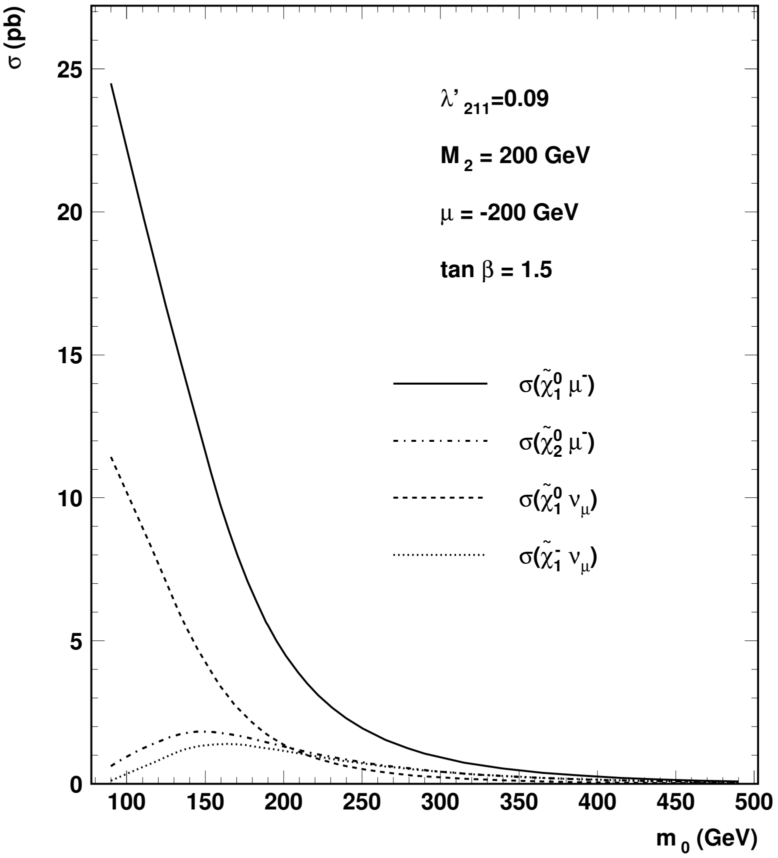


Figure 6: *Cross sections (in pb) of the reactions* $p\bar{p} \to \tilde{\chi}_1^- \nu$, $p\bar{p} \to \tilde{\chi}_{1,2}^0 \mu^-$ *and* $p\bar{p} \to \tilde{\chi}_1^0 \nu$ *as a function of the* m_0 *parameter (in GeV). The center of mass energy is taken at* $\sqrt{s} = 2TeV$ *and the considered set of parameters is:* $\lambda'_{211} = 0.09$, $M_2 = 200GeV$, $\tan\beta = 1.5$ *and* $\mu = -200GeV$.

production in most of the mSUGRA parameter space, as illustrate Fig.5 and Fig.6. We note that in the particular case of a single dominant λ'_{3jk} coupling constant and of large $\tan\beta$ values, the rate of the reaction $p\bar{p} \to \tilde{\tau}_1^{\pm} \to \tilde{\chi}_1^0 \tau^{\pm}$ (see Fig.1(d)), where $\tilde{\tau}_1^{\pm}$ is the lightest tau-slepton, can be reduced at low m_0 values since then $m_{\tilde{\tau}_1^{\pm}}$ can be closed to $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ due to the large mixing occuring in the staus sector. By analysing Fig.5 and Fig.6, we also remark that the $\tilde{\chi}^- \nu_\mu$ ($\tilde{\chi}^0 \mu^-$) production rate is larger than the $\tilde{\chi}^+ \mu^-$ ($\tilde{\chi}^0 \nu_\mu$) one. The explanation is that in $p\bar{p}$ collisions the initial states of the resonant charged slepton production $u_j \bar{d}_k, \bar{u}_j d_k$ have higher partonic densities than the initial states of the resonant sneutrino production $d_j \bar{d}_k, \bar{d}_j d_k$. This phenomenon also increases the difference between the rates of the $\tilde{\chi}_1^0 \mu^-$ and $\tilde{\chi}_1^+ \mu^-$ production at Tevatron.
Although the single $\tilde{\chi}_1^{\pm}$ production cross sections are smaller than the $\tilde{\chi}_1^0$ ones, it is interesting to study both of them since they have quite high values.

3.2 Non-resonant superpartner production

At hadronic colliders, the single production of SUSY particle via λ'_{ijk} can occur through some $2 \to 2 - body$ processes which do not receive contributions from any resonant superpartner production. These non-resonant superpartner production are (one must also add the charge conjugated processes):

- The gluino production $\bar{u}_j d_k \to \tilde{g} l_i$ via the exchange of a $\tilde{u}_{jL}$ ($\tilde{d}_{kR}$) squark in the t (u) channel.
- The squark production $\bar{d}_j g \to \tilde{d}^*_{kR} \nu_i$ via the exchange of a $\tilde{d}_{kR}$ squark (d_j quark) in the t (s) channel.
- The squark production $\bar{u}_j g \to \tilde{d}^*_{kR} l_i$ via the exchange of a $\tilde{d}_{kR}$ squark (u_j quark) in the t (s) channel.
- The squark production $d_k g \to \tilde{d}_{jL} \nu_i$ via the exchange of a $\tilde{d}_{jL}$ squark (d_k quark) in the t (s) channel.
- The squark production $d_k g \to \tilde{u}_{jL} l_i$ via the exchange of a $\tilde{u}_{jL}$ squark (d_k quark) in the t (s) channel.
- The sneutrino production $\bar{d}_j d_k \to Z \tilde{\nu}_{iL}$ via the exchange of a d_k or d_j quark ($\tilde{\nu}_{iL}$ sneutrino) in the t (s) channel.
- The charged slepton production $\bar{u}_j d_k \to Z \tilde{l}_{iL}$ via the exchange of a d_k or u_j quark ($\tilde{l}_{iL}$ slepton) in the t (s) channel.
- The sneutrino production $\bar{u}_j d_k \to W^- \tilde{\nu}_{iL}$ via the exchange of a d_j quark ($\tilde{l}_{iL}$ sneutrino) in the t (s) channel.
- The charged slepton production $\bar{d}_j d_k \to W^+ \tilde{l}_{iL}$ via the exchange of a u_j quark ($\tilde{\nu}_{iL}$ sneutrino) in the t (s) channel.

The single gluino production cannot reach high cross sections due to the strong experimental limits on the squarks and gluinos masses which are typically about $m_{\tilde{q}}, m_{\tilde{g}} \gtrsim 200GeV$ [35]. Indeed, the single gluino production occurs through the exchange of squarks in the t and u channels, as described above, so that the cross section of this production decreases as the squarks and gluinos masses increase. For the value $m_{\tilde{q}} = m_{\tilde{g}} = 250GeV$ which is close to the experimental limits, we find the single gluino production rate $\sigma(p\bar{p} \to \tilde{g}\mu) \approx 10^{-2}pb$ which is consistent with the results of [8]. The cross sections given in this section are computed at a center of mass energy of $\sqrt{s} = 2TeV$ using the version 33.18 of the COMPHEP routine [37] with the CTEQ4M [36] structure function and an $\not{R}_p$ coupling $\lambda'_{211} = 0.09$. Similarly, the single squark production cross section cannot be large: for $m_{\tilde{q}} = 250GeV$, the rate $\sigma(p\bar{p} \to \tilde{u}_L \mu)$ is of order $\sim 10^{-3}pb$. The production of a slepton together with a massive gauge boson has a small phase space factor and does not involve strong interaction couplings. The cross section of this type of reaction is thus small. For instance, with a slepton mass of $m_{\tilde{l}} = 100GeV$ we find the cross section $\sigma(p\bar{p} \to Z\tilde{\mu}_L)$ to be of order $10^{-2}pb$.

As a conclusion, the non-resonant single superpartner production has a small rate and will not be considered here. Nevertheless, some of these reactions are interesting as their cross section involves few SUSY parameters, namely only one scalar superpartner mass and one $\not{R}_p$ coupling constant.

4 Three lepton signature analysis

4.1 Signal

In this section, we study the three lepton signature at Tevatron Run II generated by the single chargino production through λ'_{ijk}, $p\bar{p} \to \tilde{\chi}^{\pm} l_i^{\mp}$, followed by the cascade decay, $\tilde{\chi}^{\pm} \to \tilde{\chi}_1^0 l^{\pm} \nu$, $\tilde{\chi}_1^0 \to l_i u_j \bar{d}_k$, $\bar{l}_i \bar{u}_j d_k$ (the indices i, j, k correspond to the indices of λ'_{ijk}). In fact, the whole final state is 3 charged leptons + 2 hard jets + missing energy ($\not{E}$). The two jets and the missing energy come respectively from the quarks and the neutrino produced in the cascade decay. In the mSUGRA model, which predicts the $\tilde{\chi}_1^0$ as the LSP in most of the parameter space, the $p\bar{p} \to \tilde{\chi}^{\pm} l_i^{\mp}$ reaction is the only single gaugino production allowing the three lepton signature to be generated in a significant way. Since the $\tilde{\chi}_1^{\pm} l_i^{\mp}$ production rate is dominant compared to the $\tilde{\chi}_2^{\pm} l_i^{\mp}$ production rate, as discussed in Section 3.1.1, we only consider the contribution to the three lepton signature from the single lightest chargino production.

For $m_{\tilde{\nu}}, m_{\tilde{l}}, m_{\tilde{q}}, m_{\tilde{\chi}_2^0} > m_{\tilde{\chi}_1^{\pm}}$, the branching ratio $B(\tilde{\chi}_1^{\pm} \to \tilde{\chi}_1^0 l^{\pm} \nu)$ is typically of order 30% and is smaller than for the other possible decay $\tilde{\chi}_1^{\pm} \to \tilde{\chi}_1^0 \bar{q}_p q'_p$ because of the color factor.

Since in our framework the $\tilde{\chi}_1^0$ is the LSP, it can only decay via λ'_{ijk}, either as $\tilde{\chi}_1^0 \to l_i u_j d_k$ or as $\tilde{\chi}_1^0 \to \nu_i d_j d_k$, with a branching ratio $B(\tilde{\chi}_1^0 \to l_i u_j d_k)$ ranging between $\sim 40\%$ and $\sim 70\%$.

The three lepton signature is particularly attractive at hadronic colliders because of the possibility to reduce the associated Standard Model background. In Section 4.2 we describe this Standard Model background and in Section 4.4 we show how it can be reduced.

4.2 Standard Model background of the 3 lepton signature at Tevatron

The first source of Standard Model background for the three leptons final state is the top quark pair production $q\bar{q} \to t\bar{t}$ or $gg \to t\bar{t}$. Since the top quark life time is smaller than its hadronisation time, the top decays and its main channel is the decay into a W gauge boson and a bottom quark as $t \to bW$. The $t\bar{t}$ production can thus give rise to a $3l$ final state if the W bosons and one of the b-quarks undergo leptonic decays simultaneously. The cross section, calculated at leading order with PYTHIA [38] using the CTEQ2L structure function, times the branching fraction is $\sigma(p\bar{p} \to t\bar{t}) \times B^2(W \to l_p \nu_p) \approx 863 fb$ $(704 fb)$ with $p = 1, 2, 3$ at $\sqrt{s} = 2TeV$ for a top quark mass of $m_{top} = 170GeV$ $(175GeV)$.

The other major source of Standard Model background is the $W^{\pm}Z^0$ production followed by the leptonic decays of the gauge bosons, namely $W \to l\nu$ and $Z \to l\bar{l}$. The value for the cross section times the branching ratios is $\sigma(p\bar{p} \to WZ) \times B(W \to l_p \nu_p) \times B(Z \to l_p \bar{l}_p) \approx 82 fb$ $(p = 1, 2, 3)$ at leading order with a center of mass energy of $\sqrt{s} = 2TeV$.
The $W^{\pm}Z^0$ production gives also a small contribution to the 3 leptons background through the decays: $W \to b u_p$ and $Z \to b\bar{b}$, $W \to l\nu$ and $Z \to b\bar{b}$ or $W \to b u_p$ and $Z \to l\bar{l}$, if a lepton is produced in each of the b jets.

Similarly, the $Z^0 Z^0$ production followed by the decays $Z \to l\bar{l}$ $(l = e, \mu)$, $Z \to \tau\bar{\tau}$, where one of the τ decays into lepton while the other decays into jet, leads to three leptons in the final state. Within the same framework as above, the cross section is of order $\sigma(p\bar{p} \to ZZ \to 3l) \approx 2 fb$.
The $Z^0 Z^0$ production can also contribute weakly to the 3 leptons background via the

decays: $Z \to l\bar{l}$ and $Z \to b\bar{b}$ or $Z \to b\bar{b}$ and $Z \to b\bar{b}$, since a lepton can be produced in a b jet.

It has been pointed out recently that the WZ^* (throughout this paper a star indicates a virtual particle) and the $W\gamma^*$ production could represent important contributions to the trilepton background [39, 40]. The complete list of contributions to the 3 leptons final state from the WZ,$W\gamma^*$ and ZZ production, including cases where either one or both of the gauge bosons can be virtual, has been calculated in [41]. The authors of [41] have found that the WZ, $W\gamma^*$ and ZZ backgrounds (including virtual boson(s)) at the upgraded Tevatron have together a cross section of order $0.5fb$ after the following cuts have been implemented: $P_t(l_1) > 20GeV$, $P_t(l_2) > 15GeV$, $P_t(l_3) > 10GeV$; $|\eta(l_1, l_{2,3})| < 1.0, 2.0$; $ISO_{\delta R=0.4} < 2GeV$; $\not{E}_T > 25GeV$; $81GeV < M_{inv}(l\bar{l}) < 101GeV$; $12GeV < M_{inv}(l\bar{l})$; $60GeV < m_T(l, \not{E}_T) < 85GeV$.
We note that there is at most one hard jet in the 3 leptons backgrounds generated by the WZ, $W\gamma*$ and ZZ production (including virtual boson(s)). Since the number of hard jets is equal to 2 in our signal (see Section 4.1), a jet veto can thus reduce this Standard Model background with respect to the signal.

Other small sources of Standard Model background have been estimated in [42]: The production like Zb, Wt or $Wt\bar{t}$. After applying cuts on the geometrical acceptance, the transverse momentum and the isolation, these backgrounds are expected to be at most of order $10^{-4}pb$ in $p\bar{p}$ collisions with a center of mass energy of $\sqrt{s} = 2TeV$. We have checked that the Zb production gives a negligible contribution to the 3 lepton signature.

There are finally some non-physics sources of background. First, the 4 leptons signal, which can be generated by the Z^0Z^0 and $t\bar{t}$ production, appears as a 3 leptons signature if one of the leptons is missed. Besides, the processes $p\bar{p} \to Z + X$, $Drell-Yan + X$ would mimic a trilepton signal if X fakes a lepton. Monte Carlo simulations using simplified detector simulation, like for example SHW [43] as in the present study (see Section 4.4), cannot give a reliable estimate of this background. A knowledge of the details of the detector response as well as the jet fragmentation is necessary in order to determinate the probability to fake a lepton. In [44], using standard cuts the background coming from $p\bar{p} \to Z + X$, $Drell-Yan + X$ has been estimated to be of order $2fb$ at Tevatron with $\sqrt{s} = 2TeV$. The authors of [44] have also estimated the background from the three-jet events faking trilepton signals to be around $10^{-3}fb$.

Hence for the study of the Standard Model background associated to the 3 lepton signature at Tevatron Run II, we consider the $W^{\pm}Z^0$ production and both the physics and non-physics contributions generated by the Z^0Z^0 and $t\bar{t}$ production.

4.3 Supersymmetric background of the 3 lepton signature at Tevatron

If an excess of events is observed in the three lepton channel at Tevatron, one would wonder what is the origin of those anomalous events. One would thus have to consider all of the supersymmetric production leading to the three lepton signature. In the present context of R-parity violation, multileptonic final states can be generated by the single chargino production involving $\not{R}_p$ couplings, but also by the supersymmetric particle pair production which involves only gauge couplings [45, 13]. In $\not{R}_p$ models, the superpartner pair production can even lead to the trilepton signature [46, 47, 48]. As a matter of fact, both of the produced supersymmetric particles decay, either directly or through cascade decays, into the LSP which is the neutralino in our framework. In the hypothesis of a dominant λ' coupling constant, each of the 2 produced neutralinos can decay into a

$m_{1/2} \setminus m_0$	$100GeV$	$200GeV$	$300GeV$	$400GeV$	$500GeV$
$100GeV$	6.359	3.846	3.369	3.567	3.849
$200GeV$	0.179	0.149	0.151	0.160	0.170
$300GeV$	$2.2\ 10^{-2}$	$1.6\ 10^{-2}$	$1.5\ 10^{-2}$	$1.5\ 10^{-2}$	$1.6\ 10^{-2}$

Table 1: *Cross section (in pb) of the sum of all the superpartner pair production at Tevatron Run II as a function of the m_0 and $m_{1/2}$ parameters for $\tan\beta = 1.5$, sign(μ) < 0 and $\lambda'_{211} = 0.05$ at a center of mass energy of $\sqrt{s} = 2TeV$. These rates have been calculated with HERWIG [49] using the CTEQ4M structure function.*

charged lepton and two quarks: at least two charged leptons and four jets in the final state are produced. The third charged lepton can be generated in the cascade decays as for example at the level of the chargino decay $\tilde{\chi}^{\pm} \to \tilde{\chi}^0 l^{\pm} \nu$.

In Table 1, we show for different mSUGRA points the cross section of the sum of all superpartner pair production, namely the R_p conserving SUSY background of the 3 lepton signature generated by the single chargino production. As can be seen in this table, the summed superpartner pair production rate decreases as m_0 and $m_{1/2}$ increase. This is due to the increase of the superpartner masses as the m_0 or $m_{1/2}$ parameter increases. The SUSY background will be important only for low values of m_0 and $m_{1/2}$ as we will see in the following.

4.4 Cuts

In order to simulate the single chargino production $p\bar{p} \to \tilde{\chi}_1^{\pm} l^{\mp}$ at Tevatron, the matrix elements (see Appendix A) of this process have been implemented in a version of the SUSYGEN event generator [50] allowing the generation of $p\bar{p}$ reactions [51]. The Standard Model background ($W^{\pm}Z^0$, Z^0Z^0 and $t\bar{t}$ production) has been simulated using the PYTHIA event generator [38] and the SUSY background (all SUSY particles pair production) using the HERWIG event generator [49]. SUSYGEN, PYTHIA and HERWIG have been interfaced with the SHW detector simulation package [43], which mimics an average of the CDF and D0 Run II detector performance.

We have developped a series of cuts in order to enhance the signal-to-background ratio. First, we have selected the events with at least three leptons where the leptons are either an electron, a muon or a tau reconstructed from a jet, namely $N_l \geq 3$ $[l = e, \mu, \tau]$. We have also considered the case where the selected leptons are only electrons and muons, namely $N_l \geq 3$ $[l = e, \mu]$.

The selection criteria on the jets was to have a number of jets greater or equal to two, where the jets have a transverse momentum higher than $10GeV$, namely $N_j \geq 2$ with $P_t(j) > 10GeV$. This jet veto reduces the 3 lepton backgrounds coming from the $W^{\pm}Z^0$ and Z^0Z^0 production. Indeed, the $W^{\pm}Z^0$ production generates no hard jets and the Z^0Z^0 production generates at most one hard jet. Moreover, the hard jet produced in the Z^0Z^0 background is generated by a tau decay (see Section 4.2) and can thus be identified as a tau.

Besides, some effective cuts concerning the energies of the produced leptons have been applied. In Fig.7, we show the distributions of the third leading lepton energy in the 3 lepton events produced by the Standard Model background ($W^{\pm}Z^0$, Z^0Z^0 and $t\bar{t}$) and the SUSY signal. Based on those kinds of distributions, we have chosen the following cut

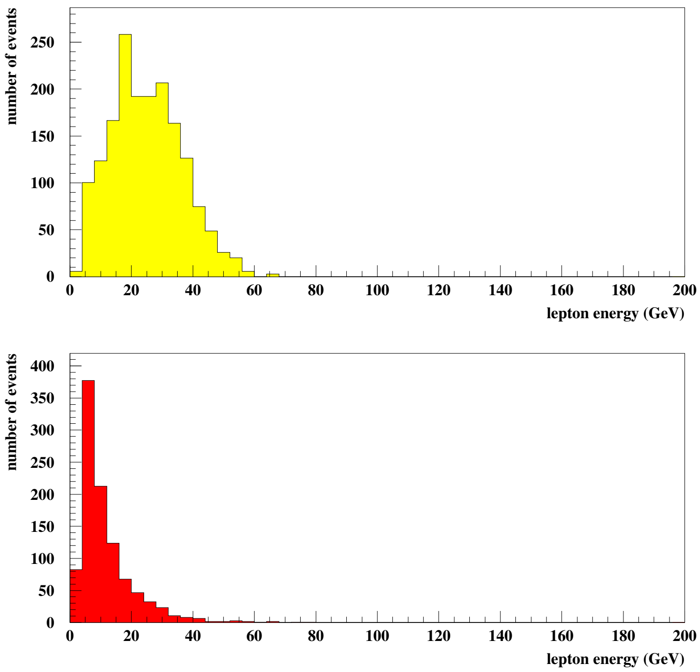


Figure 7: *Distributions of the lowest lepton energy (in GeV) among the energies of the 3 leading leptons (electrons and muons) in the events containing at least 3 charged leptons and 2 jets generated by the Standard Model background (lower curve), namely the $W^{\pm}Z^0$, Z^0Z^0 and $t\bar{t}$ production, and the SUSY signal (upper curve), for $\lambda'_{211} = 0.09$, $M_2 = 150GeV$, $m_0 = 200GeV$, $\tan\beta = 1.5$ and sign$(\mu) < 0$. The numbers of events correspond to an integrated luminosity of $\mathcal{L} = 10fb^{-1}$.*

on the third leading lepton energy: $E(l_3) > 10GeV$. Similarly, we have required that the energies of the 2 leading leptons verify $E(l_2) > 20GeV$ and $E(l_1) > 20GeV$.

We will refer to all the selection criteria described above, namely $N_l \geq 3$ $[l = e, \mu, \tau]$ with $E(l_1) > 20GeV$, $E(l_2) > 20GeV$, $E(l_3) > 10GeV$, and $N_j \geq 2$ with $P_t(j) > 10GeV$, as cut 1.

Finally, since the leptons originating from the hadron decays (as in the $t\bar{t}$ production) are not well isolated, we have applied some cuts on the lepton isolation. We have imposed the isolation cut $\Delta R = \sqrt{\delta\phi^2 + \delta\theta^2} > 0.4$ where ϕ is the azimuthal angle and θ the polar angle between the 3 most energetic charged leptons and the 2 hardest jets. Such a cut is for instance motivated by the distributions shown in Fig.8 of the ΔR angular difference between the third leading lepton and the second leading jet, in the 3 lepton events generated by the SUSY signal and Standard Model background. We call cut $\Delta R > 0.4$ together with cut 1, cut 2.

In order to eliminate poorly isolated leptons, we have also required that $E < 2GeV$, where E represents the summed energies of the jets being close to a muon or an electron, namely the jets contained in the cone centered on a muon or an electron and defined by $\Delta R < 0.25$. This cut is not applied for tau candidates as they have hadronic decays. It is quite efficient (see Fig.21 for the 2 lepton case) since we sum over all jet energies in the cone. The Standard Model background shows more jets and less separation between jets

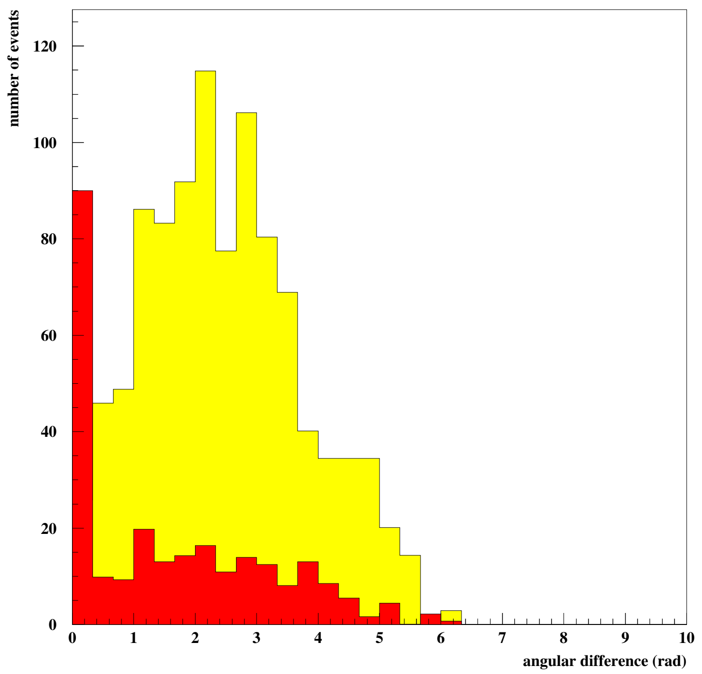


Figure 8: *Distributions of the ΔR angular difference (in rad) between the third leading lepton (electron or muon) and the second leading jet in the 3 leptons events selected by applying cut* 1 *and produced by the Standard Model background (curve in black), namely the $W^{\pm}Z^0$, Z^0Z^0 and $t\bar{t}$ production, and the SUSY signal (curve in grey), for $\lambda'_{211} = 0.09$, $M_2 = 150GeV$, $m_0 = 200GeV$, $\tan\beta = 1.5$ and sign(μ) < 0. The numbers of events correspond to an integrated luminosity of $\mathcal{L} = 10fb^{-1}$.*

and leptons in (θ, ϕ) in final state than the single production [2]. We denote cut $E < 2GeV$ plus cut 2 as cut 3 [3].

The selected events require high energy charged leptons and jets and can thus easily be triggered at Tevatron. This is illustrated in Fig.9 where we show the energy distributions of the 3 leptons and the second leading jet in the 3 leptons events selected by applying cut 3 and generated by the SUSY signal and Standard Model background.

In Table 2, we give the numbers of three lepton events expected from the Standard Model background at Tevatron Run II with the various cuts described above. We see in Table 2 that the main source of Standard Model background to the three lepton signature at Tevatron is the $t\bar{t}$ production. This is due to the important cross section of the $t\bar{t}$ production compared to the other Standard Model backgrounds (see Section 4.2). Table 2 also shows that the $t\bar{t}$ background is relatively more suppressed than the other sources of Standard Model background by the lepton isolation cuts. The reason is that in the $t\bar{t}$ background, one of the 3 charged leptons of the final state is generated in a b-jet and is thus not well isolated.

In Table 3, we give the number of three lepton events generated by the SUSY back-

[2] This cut will have to be fine tuned with real events since it will depend on the energy flow inside the detector, the overlap and minimum biased events.

[3] Although it has not been applied, we mention another kind of isolation cut which allows to further reduce the Standard Model background: $\delta\phi > 70°$ between the leading charged lepton and the 2 hardest jets.

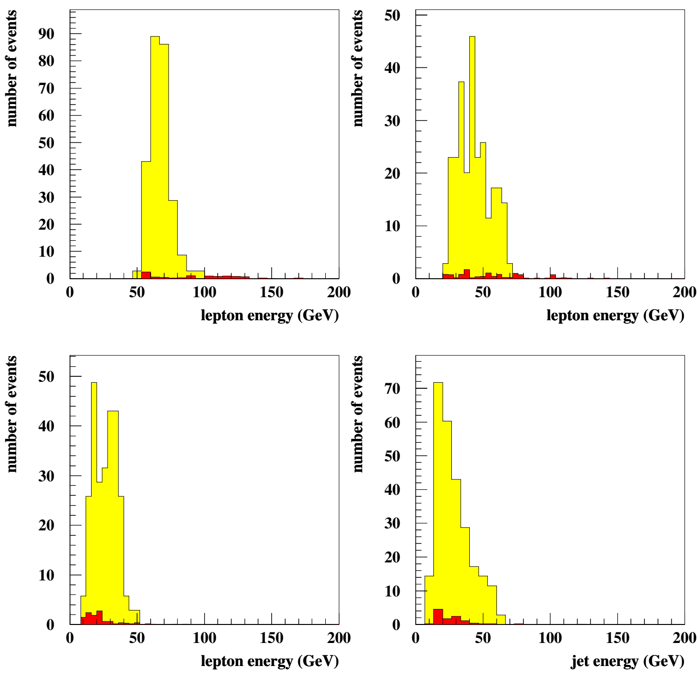


Figure 9: *Energy distributions (in GeV) of the 3 leading charged leptons and the second leading jet in the events containing at least 3 charged leptons selected by applying cut 3 and produced by the Standard Model background (curve in black), namely the $W^\pm Z^0$, $Z^0 Z^0$ and $t\bar{t}$ production, and the SUSY signal (curve in grey), for $\lambda'_{211} = 0.09$, $M_2 = 150GeV$, $m_0 = 200GeV$, $\tan\beta = 1.5$ and $sign(\mu) < 0$. The upper left plot represents the leading lepton distribution, the upper right plot the second leading lepton distribution and the lower left plot the third leading lepton distribution. The numbers of events correspond to an integrated luminosity of $\mathcal{L} = 10fb^{-1}$.*

ground (all superpartner pair production) at Tevatron Run II as a function of the m_0 and $m_{1/2}$ parameters for the cut 3. This number of events decreases as m_0 and $m_{1/2}$ increase due to the behaviour of the summed superpartner pair production cross section in the SUSY parameter space (see Section 4.3).

4.5 Results

4.5.1 Discovery potential for the λ'_{2jk} coupling constant

We first present the reach in the mSUGRA parameter space obtained from the analysis of the trilepton signature at Tevatron Run II generated by the single chargino production through the λ'_{211} coupling, namely $p\bar{p} \to \tilde{\chi}_1^\pm \mu^\mp$. The sensitivity that can be obtained on the λ'_{2jk} (j and k being not equal to 1 simultaneously) couplings based on the $\tilde{\chi}_1^\pm \mu^\mp$ production analysis will be discussed at the end of this section for a given mSUGRA point. We give more detailed results for the case of a single dominant λ'_{211} coupling since this $\not{R}_p$ coupling gives the highest partonic luminosity to the $\tilde{\chi}_1^\pm \mu^\mp$ production (see Section 3.1.1) and leads thus to the highest sensitivities.

In Fig.10, we present the 3σ and 5σ discovery contours and the limits at 95% confidence level in the plane m_0 versus $m_{1/2}$, for $sign(\mu) < 0$, $\tan\beta = 1.5$ and using a set of values for

	$W^\pm Z^0$	$Z^0 Z^0$	$t\bar{t}$	Total
cut 1	1.39 ± 0.11	1.37 ± 0.11	39.80 ± 1.00	42.56 ± 1.01
cut 2	0.26 ± 0.05	0.21 ± 0.04	4.23 ± 0.39	4.70 ± 0.40
cut 3	0.24 ± 0.04	0.17 ± 0.04	1.14 ± 0.17	1.55 ± 0.18
cut 1*	0.51 ± 0.06	0.73 ± 0.08	27.80 ± 0.80	29.04 ± 0.80
cut 2*	0.26 ± 0.05	0.21 ± 0.04	2.92 ± 0.27	3.39 ± 0.28
cut 3*	0.23 ± 0.04	0.17 ± 0.04	0.64 ± 0.13	1.04 ± 0.14

Table 2: *Number of three lepton events generated by the Standard Model background ($W^\pm Z^0$, $Z^0 Z^0$ and $t\bar{t}$ production) at Tevatron Run II for the cuts described in the text, assuming an integrated luminosity of $\mathcal{L} = 1 fb^{-1}$ and a center of mass energy of $\sqrt{s} = 2TeV$. The cuts marked by a $\star$ do not include the reconstruction of the tau-jets. These results have been obtained by generating and simulating $3\ 10^5$ events for the $W^\pm Z^0$ production, 10^4 events for the $Z^0 Z^0$ and $3\ 10^5$ events for the $t\bar{t}$.*

$m_{1/2} \setminus m_0$	$100GeV$	$200GeV$	$300GeV$	$400GeV$	$500GeV$
$100GeV$	93.94	125.59	80.53	66.62	63.90
$200GeV$	5.11	4.14	3.86	4.02	4.26
$300GeV$	2.26	0.66	0.52	0.55	0.55

Table 3: *Number of 3 lepton events generated by the SUSY background (all superpartner pair production) at Tevatron Run II as a function of the m_0 and $m_{1/2}$ parameters for $\tan\beta = 1.5$, $sign(\mu) < 0$ and $\lambda'_{211} = 0.05$. Cut 3 (see text) has been applied. These results have been obtained by generating 7500 events and correspond to an integrated luminosity of $\mathcal{L} = 1 fb^{-1}$ and a center of mass energy of $\sqrt{s} = 2TeV$.*

λ'_{211} and the luminosity. This discovery potential was obtained by considering the $\tilde{\chi}_1^\pm \mu^\mp$ production and the background originating from the Standard Model. The signal and background were selected by using cut 3 described in Section 4.4. The results presented for a luminosity of $\mathcal{L} = 0.5 fb^{-1}$ in Fig.10 and Fig.11 were obtained with cut 2 only in order to optimize the sensitivity on the SUSY parameters. The reduction of the sensitivity on λ'_{211} observed in Fig.10 when either m_0 or $m_{1/2}$ increases is due to the decrease of the $\tilde{\chi}_1^\pm \mu^\mp$ production cross section with m_0 or $m_{1/2}$ (or equivalently M_2), which can be observed in Fig.4. In Fig.10, we also see that for all the considered values of λ'_{211} and the luminosity, the sensitivity on $m_{1/2}$ is reduced to low masses in the domain $m_0 \lesssim 200GeV$. This important reduction of the sensitivity as m_0 decreases is due to the decrease of the phase space factor associated to the decay $\tilde{\nu}_\mu \to \tilde{\chi}^\pm \mu^\mp$ (see Section 3.1.1). Finally, we note from Fig.3 that for $sign(\mu) > 0$ the $\tilde{\chi}_1^\pm \mu^\mp$ production cross section, and thus the sensitivities presented in Fig.10, would incur a little increase compared to the case $sign(\mu) < 0$.

In Fig.11, the discovery potential is shown in the λ'_{211}-m_0 plane for different values of M_2 and the luminosity. For a given value of M_2, we note that the sensitivity on the λ'_{211} coupling decreases at high and low values of m_0. The main explanation is the decrease of the $p\bar{p} \to \tilde{\chi}_1^\pm \mu^\mp$ rate at high and low values of m_0 which appears clearly in Fig.5. We also observe, as in Fig.10, a decrease of the sensitivity on the λ'_{211} coupling when M_2 (or equivalently $m_{1/2}$) increases for a fixed value of m_0.

The strongest bounds on the supersymmetric masses obtained at LEP in an $R\!\!\!/_p$ model with a non-vanishing λ' Yukawa coupling are $m_{\tilde{\chi}_1^0} > 26GeV$ (for $m_0 = 200GeV$ and $\tan\beta = \sqrt{2}$ [52]), $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} > 100GeV$, $m_{\tilde{l}} > 93GeV$, $m_{\tilde{\nu}} > 86GeV$ [34]. For the minimum

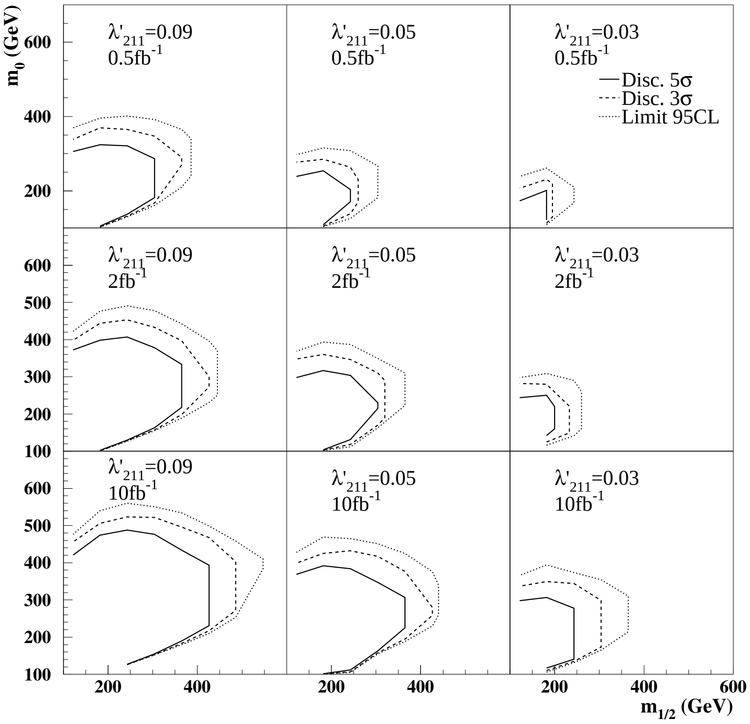


Figure 10: *Discovery contours at* 5σ *(full line),* 3σ *(dashed line) and limit at* 95% *C.L. (dotted line) obtained from the trilepton signature analysis at Tevatron Run II assuming a center of mass energy of* $\sqrt{s} = 2TeV$*. This discovery reach is presented in the plane* m_0 *versus* $m_{1/2}$*, for* $sign(\mu) < 0$, $\tan\beta = 1.5$ *and different values of* λ'_{211} *and of luminosity.*

values of m_0 and $m_{1/2}$ spanned by the parameter space described in Figures 10 and 11, namely $m_0 = 100GeV$ and $M_2 = 100GeV$, the mass spectrum is $m_{\tilde{\chi}^\pm_1} = 113GeV$, $m_{\tilde{\chi}^0_1} = 54GeV$, $m_{\tilde{\nu}_L} = 127GeV$, $m_{\tilde{l}_L} = 137GeV$, $m_{\tilde{l}_R} = 114GeV$, so that we are well above these limits. Since both the scalar and gaugino masses increase with m_0 and $m_{1/2}$, the parameter space described in Figures 10 and 11 lies outside the SUSY parameters ranges excluded by LEP data [34, 52]. Therefore, the discovery potential of Figures 10 and 11 represents an important improvement with respect to the supersymmetric masses limits derived from LEP data [34, 52]. Figures 10 and 11 show also that the low-energy bound on the considered $\not{R}_p$ coupling, $\lambda'_{211} < 0.09(m_{\tilde{d}_R}/100GeV)$ at 1σ (from π decay) [4], can be greatly improved.

Interesting sensitivities on the SUSY parameters can already be obtained within the first year of Run II at Tevatron with a low luminosity ($\mathcal{L} = 0.5fb^{-1}$) and no reconstruction of the tau-jets. To illustrate this point, we present in Fig.12 and Fig.13 the same discovery potentials as in Fig.10 and Fig.11, respectively, obtained without reconstruction of the tau leptons decaying into jets. By comparing Fig.10, Fig.11 and Fig.12, Fig.13, we observe that the sensitivity on the SUSY parameters is weakly affected by the reconstruction of

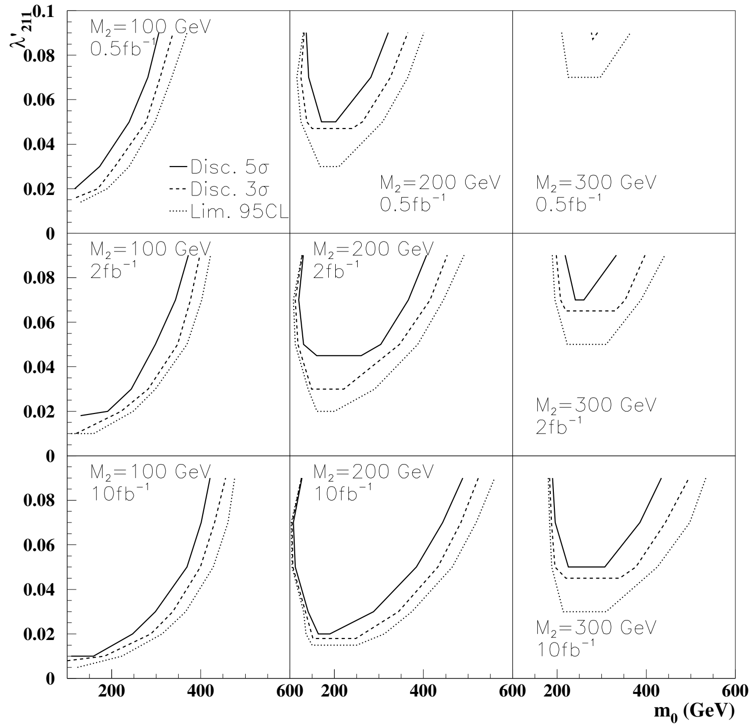


Figure 11: *Discovery contours at* 5σ *(full line),* 3σ *(dashed line) and limit at* 95% *C.L. (dotted line) presented in the plane* λ'_{211} *versus the* m_0 *parameter, for sign*$(\mu) < 0$, $\tan\beta = 1.5$ *and different values of* M_2 *and of luminosity.*

the tau-jets [4].

Using the ratios of the cross sections for the $\tilde{\chi}_1^+\mu^-$ production via different λ'_{2jk} couplings, one can deduce from the sensitivity obtained on λ'_{211} via the 3 lepton final state analysis an estimation of the sensitivity on any λ'_{2jk} coupling. For instance, let us consider the SUSY point $m_0 = 180GeV$, $M_2 = 200GeV$, $\tan\beta = 1.5$ and $\mu = -200GeV$ ($m_{\tilde{u}_L} = 601GeV$, $m_{\tilde{d}_L} = 603GeV$, $m_{\tilde{u}_R} = 582GeV$, $m_{\tilde{d}_R} = 580GeV$, $m_{\tilde{l}_L} = 253GeV$, $m_{\tilde{l}_R} = 205GeV$ $m_{\tilde{\nu}_L} = 248GeV$, $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} = 199GeV$, $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 105GeV$) which corresponds, as can be seen in Fig.11, to the point where the sensitivity on λ'_{211} is maximized for $M_2 = 200GeV$. We can see on Fig.5 that for this SUSY point, the ratio between the rates of the $\tilde{\chi}_1^+\mu^-$ production via λ'_{211} and λ'_{221} is $\sigma(\lambda'_{211})/\sigma(\lambda'_{221}) \approx 7.9$ for same values of the $R\!\!\!/_p$ couplings. Therefore, since the single chargino production rate scales as λ'^2 (see Appendix A), the sensitivity on λ'_{221} at this SUSY point is equal to the sensitivity obtained on λ'_{211} (~ 0.02 at $95\%CL$ with $\mathcal{L} = 2fb^{-1}$ as shows Fig.11) multiplied by the factor $\sqrt{7.9}$, namely ~ 0.05. This result represents a significant improvement with respect to the low-energy indirect limit $\lambda'_{221} < 0.18(m_{\tilde{d}_R}/100GeV)$ [4]. Using the same method, we find at the same SUSY point the sensitivities on the λ'_{2jk} coupling constants given in Table

[4] This is actually an artefact of the method: cut 3 is our most efficient cut to reduce the Standard Model background with electrons and muons but is not applied with taus. Thus, the relative ratio signal over background is not so good with taus. Finding another efficient cut could improve our discovery potential and limits using taus.

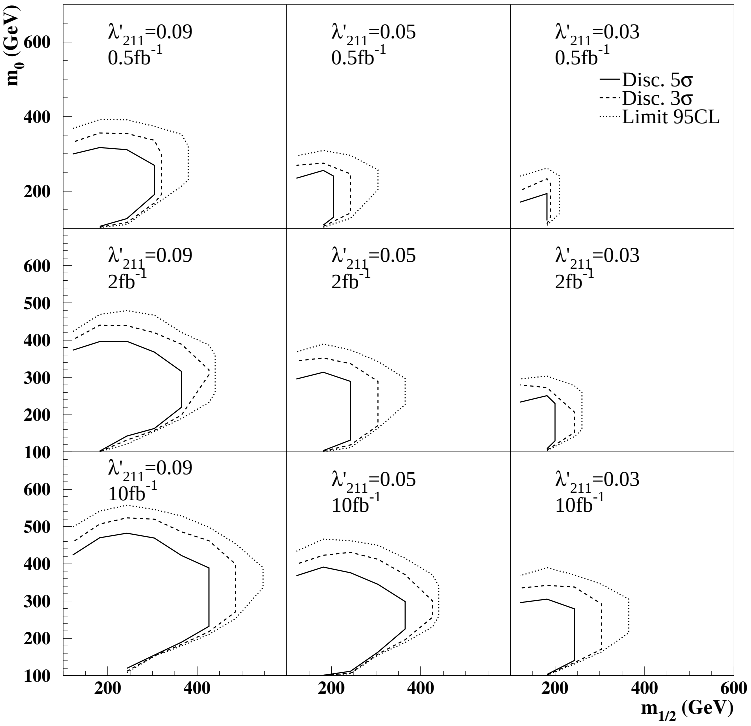


Figure 12: *Discovery contours at* 5σ *(full line),* 3σ *(dashed line) and limit at* 95% *C.L. (dotted line) presented in the plane* m_0 *versus* $m_{1/2}$ *and obtained without reconstruction of the tau leptons decaying into jets for sign*(μ) < 0, $\tan\beta = 1.5$ *and different values of* λ'_{211} *and of luminosity.*

4. All the sensitivities on the λ'_{2jk} coupling constants given in Table 4 are stronger than the low-energy bounds of [4] which we rewrite here: $\lambda'_{21k} < 0.09(m_{\tilde{d}_{kR}}/100GeV)$ at 1σ (π decay), $\lambda'_{22k} < 0.18(m_{\tilde{d}_{kR}}/100GeV)$ at 1σ (D decay), $\lambda'_{231} < 0.22(m_{\tilde{b}_L}/100GeV)$ at 2σ (ν_μ deep inelastic scattering), $\lambda'_{232} < 0.36(m_{\tilde{q}}/100GeV)$ at 1σ (R_μ), $\lambda'_{233} < 0.36(m_{\tilde{q}}/100GeV)$ at 1σ (R_μ).
In the case of a single dominant λ'_{2j3} coupling, the neutralino decays as $\tilde{\chi}^0_1 \to \mu u_j b$ and the semileptonic decay of the b-quark could affect the analysis efficiency. Therefore in this case, the precise sensitivity cannot be simply calculated by scaling the value obtained for λ'_{211}. Nevertheless, the order of magnitude of the sensitivity which can be inferred from our analysis should be correct.
The range of SUSY parameters in which the constraint on a given λ'_{2jk} coupling constant obtained via the three leptons analysis is stronger than the relevant low-energy bound depends on the low-energy bound itself as well as on the values of the cross section for the single chargino production via the considered λ'_{2jk} coupling.
Finally, we remark that while the low-energy constraints on the λ'_{2jk} couplings become weaker as the squark masses increase, the sensitivities on those couplings obtained from the three leptons analysis are essentially independent of the squark masses as long as $m_{\tilde{q}} > m_{\tilde{\chi}^\pm_1}$ (recall that the branching ratio of the decay $\tilde{\chi}^\pm_1 \to q\bar{q}\tilde{\chi}^0_1$ is greatly enhanced

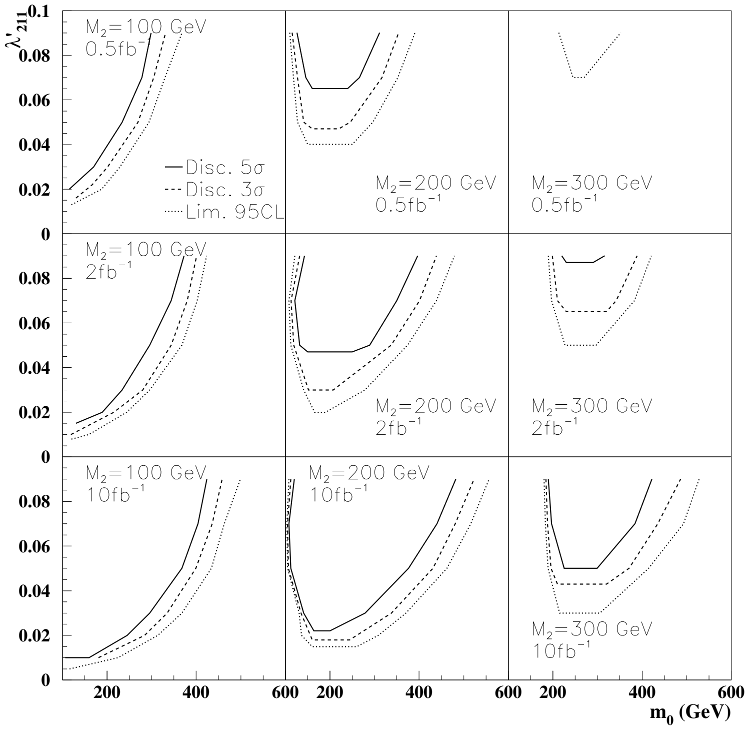


Figure 13: *Discovery contours at* 5σ *(full line),* 3σ *(dashed line) and limit at* 95% *C.L. (dotted line) presented in the plane* λ'_{211} *versus the* m_0 *parameter and obtained without reconstruction of the tau leptons decaying into jets for* $sign(\mu) < 0$, $\tan\beta = 1.5$ *and different values of* M_2 *and of luminosity.*

when $m_{\tilde{q}} < m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$).

We end this section by some comments on the effect of the supersymmetric R_p conserving background to the 3 lepton signature. In order to illustrate this discussion, we consider the results on the λ'_{211} coupling constant.
We see from Table 3 that the SUSY background to the 3 lepton final state can affect the sensitivity on the λ'_{211} coupling constant obtained by considering only the Standard Model background, which is shown in Fig.10, only in the region of small superpartner masses, namely in the domain $m_{1/2} \lesssim 300GeV$ for $\tan\beta = 1.5$, $sign(\mu) < 0$ and assuming a luminosity of $\mathcal{L} = 1fb^{-1}$.
In contrast with the SUSY signal amplitude which is increased if λ'_{211} is enhanced, the SUSY background amplitude is typically independent on the value of the λ'_{211} coupling constant since the superpartner pair production does not involve $\not{R}_p$ couplings. Therefore, even if we consider the SUSY background in addition to the Standard Model one, it is still true that large values of the λ'_{211} coupling can be probed over a wider domain of the SUSY parameter space than low values, as can be observed in Fig.10 for $m_{1/2} \gtrsim 300GeV$.
Note that in Fig.10 larger values of λ'_{211} could have been considered as the low-energy bound on this $\not{R}_p$ coupling, namely $\lambda'_{211} < 0.09(m_{\tilde{d}_R}/100GeV)$ [4], is proportional to the squark mass.

λ'_{212}	λ'_{213}	λ'_{221}	λ'_{222}	λ'_{223}	λ'_{231}	λ'_{232}	λ'_{233}
0.04	0.07	0.05	0.12	0.21	0.10	0.36	0.63

Table 4: *Sensitivities at 95%CL on the λ'_{2jk} coupling constants derived from the sensitivity on λ'_{211} for a luminosity of $\mathcal{L} = 2fb^{-1}$ and the following set of SUSY parameters,* $\tan\beta = 1.5$*, $M_2 = 200GeV$, $\mu = -200GeV$ and $m_0 = 180GeV$.*

Finally, we mention that further cuts, as for instance some cuts based on the superpartner mass reconstructions (see Section 4.5.4), could allow to reduce the SUSY background to the 3 lepton signature.

4.5.2 High $\tan\beta$ scenario

In mSUGRA, for large values of $\tan\beta$ and small values of m_0 compared to $m_{1/2}$, due to the large mixing in the third generation sfermions, the mass of the lighter $\tilde{\tau}_1$ slepton can become smaller than $m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$, with the sneutrino remaining heavier than the $\tilde{\chi}_1^\pm$ so that the $\tilde{\chi}_1^\pm l^\mp$ production rate can still be significant. In this situation, the efficiency for the 3 lepton signature arising mainly through, $\tilde{\chi}_1^\pm \to \tilde{\tau}_1^\pm \nu_\tau$, $\tilde{\tau}_1^\pm \to \tilde{\chi}_1^0 \tau^\pm$, $\tilde{\chi}_1^0 \to l_i^\pm u_j d_k$, can be enhanced compared to the case where the 3 lepton signal comes from, $\tilde{\chi}_1^\pm \to \tilde{\chi}_1^0 l^\pm \nu$, $\tilde{\chi}_1^0 \to l_i^\pm u_j d_k$. Indeed, the branching ratio $B(\tilde{\chi}_1^\pm \to \tilde{\tau}_1^\pm \nu_\tau)$ can reach $\sim 100\%$, $B(\tilde{\tau}_1^\pm \to \tilde{\chi}_1^0 \tau^\pm) \approx 100\%$, since the $\tilde{\chi}_1^0$ is the LSP, $B(\tau \to l \nu_l \nu_\tau) = 35\%$ $(l = e, \mu)$ and the τ-jets can be reconstructed at Tevatron Run II. However, in such a scenario the increased number of tau leptons in the final state leads to a softer charged lepton spectrum which tends to reduce the efficiency after cuts. Therefore, for relatively small values of m_0 compared to $m_{1/2}$, the sensitivity obtained in the high $\tan\beta$ scenario is essentially unaffected with respect to the low $\tan\beta$ situation, unless m_0 is small enough to render $m_{\tilde{\tau}_1}$ and $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ almost degenerate. As a matter of fact, in such a situation, the energy of the tau produced in the decay $\tilde{\tau}_1^\pm \to \tilde{\chi}_1^0 \tau^\pm$ often falls below the analysis cuts. Therefore, this degeneracy results in a loss of signal efficiency after cuts, at small values of m_0 compared to $m_{1/2}$, and thus in a loss of sensitivity, with respect to the low $\tan\beta$ situation. This can be seen by comparing Fig.10, Fig.11 and Fig.14, Fig.15. Indeed, the decrease of the sensitivity on $m_{1/2}$ at low m_0 is stronger for high $\tan\beta$ (see Fig.14) than for low $\tan\beta$ (see Fig.10). Similarly, the decrease of the sensitivity on λ'_{211} at low m_0 is stronger for high $\tan\beta$ (see Fig.15) than for low $\tan\beta$ (see Fig.11).

The effect on the discovery potential of the single chargino production rate increase at large $\tan\beta$ values shown in Fig.2 is hidden by the large $\tan\beta$ scenario influences on the cascade decays described above.

In contrast with the low $\tan\beta$ scenario (see Section 4.5.1), the sensitivity on the SUSY parameters depends in a significant way on the reconstruction of the tau-jets in case where $\tan\beta$ is large, as can be seen in Fig.14 and Fig.15. The reason is the increased number of tau leptons among the final state particles in a large $\tan\beta$ model. This is due to the decrease of the lighter stau mass which tends to increase the $B(\tilde{\chi}_1^\pm \to \tilde{\chi}_1^0 \tau^\pm \nu_\tau)$ branching ratio.

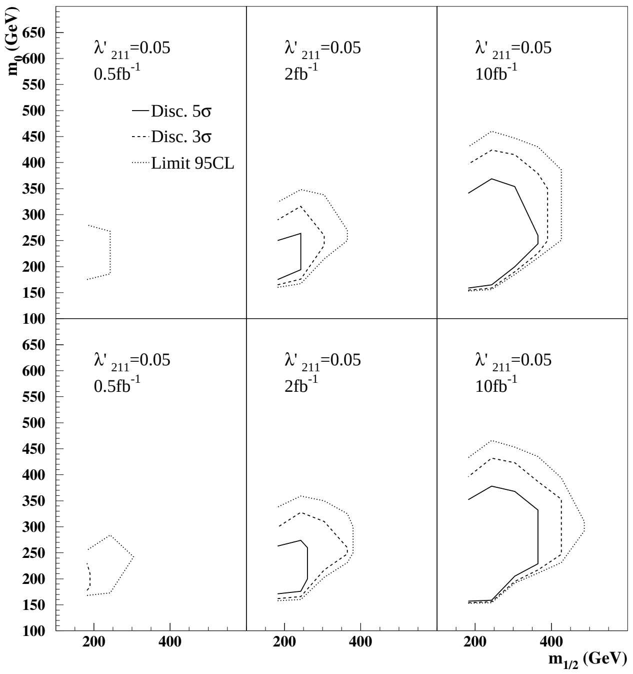


Figure 14: *Discovery contours at* 5σ *(full line),* 3σ *(dashed line) and limit at* 95% *C.L. (dotted line) presented in the plane* m_0 *versus* $m_{1/2}$*, for* $sign(\mu) < 0$, $\tan\beta = 50$, $\lambda'_{211} = 0.05$ *and different values of luminosity. The upper (lower) curves are obtained without (with) the reconstruction of the tau-jets.*

4.5.3 Discovery potential for the λ'_{1jk} and λ'_{3jk} coupling constants

In Fig.16, we present the 3σ and 5σ discovery contours and the limits at 95% confidence level in the plane m_0 versus $m_{1/2}$, for $sign(\mu) < 0$, $\tan\beta = 1.5$, $\lambda'_{311} = 0.10$ and various values of the luminosity. In Fig.17, the discovery potential is shown in the λ'_{311}-m_0 plane for $M_2 = 200GeV$. Comparing Fig.16, Fig.17 and Fig.10, Fig.11, we see that the sensitivity on the SUSY parameters is weaker in the case of a single dominant λ'_{311} coupling than in the case of a single dominant λ'_{211} coupling. The reason is that in the case of a single dominant λ'_{3jk} coupling constant, tau leptons are systematically produced at the chargino production level $p\bar{p} \to \tilde{\chi}_1^{\pm}\tau^{\mp}$ (see Fig.1(a)) as well as in the LSP decay $\tilde{\chi}_1^0 \to \tau u_j d_k$ (see Section 4.1), so that the number of tau leptons among the 3 charged leptons of the final state is increased compared to the dominant λ'_{2jk} case. The decrease in sensitivity is due to the fact that a lepton (electron or muon) generated in a tau decay has an higher probability not to pass the analysis requirements concerning the particle energy and that the reconstruction efficiency for a tau decaying into a jet is limited.
Nevertheless, the discovery potentials of Fig.16 and Fig.17 represent also an important improvement with respect to the experimental mass limits from LEP measurements [34, 52] and to the low-energy indirect constraint $\lambda'_{311} < 0.10(m_{\tilde{d}_R}/100GeV)$ at 1σ (from $\tau^- \to \pi^-\nu_\tau$) [4].
We also observe in Fig.16 and Fig.17 that the results obtained from the $\tilde{\chi}_1^{\pm}\tau^{\mp}$ production analysis in the case of a single dominant λ'_{3jk} coupling depend strongly on the reconstruc-

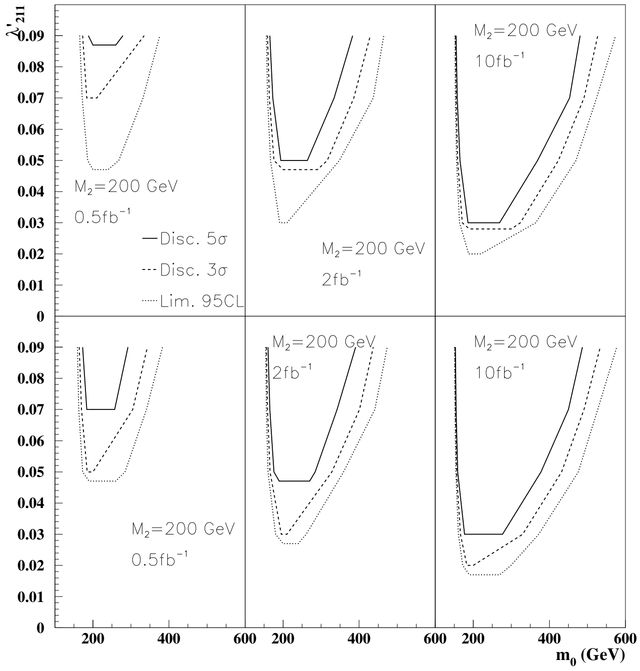


Figure 15: *Discovery contours at 5σ (full line), 3σ (dashed line) and limit at 95% C.L. (dotted line) presented in the plane λ'_{211} versus the m_0 parameter, for sign(μ) < 0, $\tan\beta = 50$, $M_2 = 200GeV$ and different values of luminosity. The upper (lower) curves are obtained without (with) the reconstruction of the tau-jets.*

tion of the tau-jets. This is due to the large number of tau leptons among the 3 charged leptons of the considered final state.

Using the same method and same SUSY point as in Section 4.5.1, we have estimated the sensitivity on all the λ'_{3jk} coupling constants from the sensitivity obtained on λ'_{311} at $95\% CL$ for a luminosity of $\mathcal{L} = 2fb^{-1}$. The results are given in Table 5. All the sensitivities on the $R\!\!\!/_p$ couplings presented in Table 5, except those on λ'_{32k}, are stronger than the present indirect limits on the same $R\!\!\!/_p$ couplings: $\lambda'_{31k} < 0.10(m_{\tilde d_{kR}}/100GeV)$ at 1σ ($\tau^- \to \pi^- \nu_\tau$), $\lambda'_{32k} < 0.20$ (for $m_{\tilde l} = m_{\tilde q} = 100GeV$) at 1σ ($D^0 - \bar D^0$ mix), $\lambda'_{33k} < 0.48(m_{\tilde q}/100GeV)$ at 1σ (R_τ) [4].
We mention that in the case of a single dominant λ'_{3j3} coupling, the neutralino decays as $\tilde\chi^0_1 \to \tau u_j b$ so that the b semileptonic decay could affect a little the analysis efficiency.

We discuss now the sensitivities that could be obtained on a single dominant λ'_{1jk} coupling constant via the analysis of the reaction $p\bar p \to \tilde\chi^\pm_1 e^\mp$ (see Fig.1(a)). Since the cross section of the $\tilde\chi^\pm_1 e^\mp$ production through λ'_{1jk} is equal to the rate of the $\tilde\chi^\pm_1 \mu^\mp$ production via λ'_{2jk}, for same j and k indices (see Section 3.1.1), the sensitivity obtained on a λ'_{1jk} coupling constant is expected to be identical to the sensitivity on λ'_{2jk}. If we assume that the sensitivities obtained on the λ'_{1jk} couplings are equal to those presented in Table 4, we remark that for the SUSY point chosen in this table only the sensitivities expected for the λ'_{112}, λ'_{113}, λ'_{121}, λ'_{131} and λ'_{132} couplings are stronger than the corresponding low-energy bounds: $\lambda'_{11k} < 0.02(m_{\tilde d_{kR}}/100GeV)$ at 2σ (Charged current

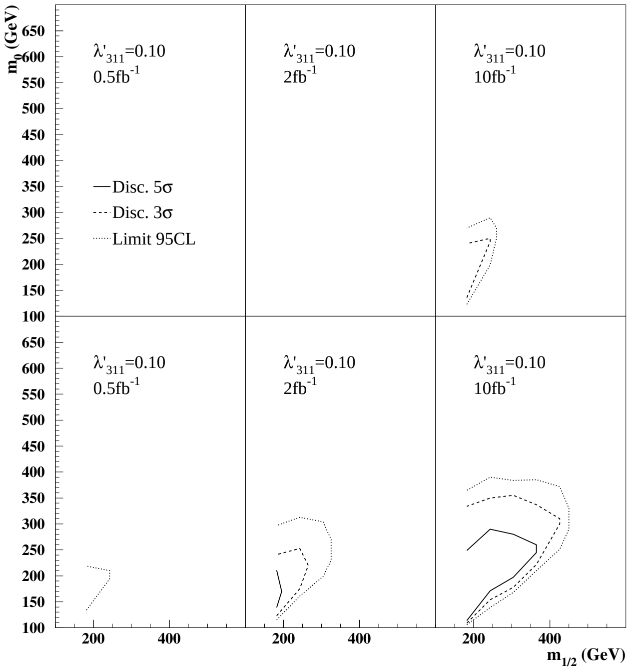


Figure 16: *Discovery contours at 5σ (full line), 3σ (dashed line) and limit at 95% C.L. (dotted line) presented in the plane m_0 versus $m_{1/2}$, for $sign(\mu) < 0$, $\tan\beta = 1.5$, $\lambda'_{311} = 0.10$ and different values of luminosity. The upper (lower) curves are obtained without (with) the reconstruction of the tau-jets.*

universality), $\lambda'_{1j1} < 0.035(m_{\tilde{q}_{jL}}/100GeV)$ at 2σ (Atomic parity violation), $\lambda'_{132} < 0.34$ at 1σ for $m_{\tilde{q}} = 100GeV$ (R_e) [4]. The reason is that the low-energy constraints on the λ'_{1jk} couplings are typically more stringent than the limits on the λ'_{2jk} couplings [4].

4.5.4 Mass reconstructions

The $\tilde{\chi}^0_1$ neutralino decays in our framework as $\tilde{\chi}^0_1 \to l_i u_j d_k$ through the λ'_{ijk} coupling constant. The invariant mass distribution of the lepton and the 2 jets coming from this decay channel is peaked at the $\tilde{\chi}^0_1$ mass. The experimental analysis of this invariant mass distribution would thus be particularly interesting since it would allow a model independent determination of the lightest neutralino mass.

We have performed the $\tilde{\chi}^0_1$ mass reconstruction based on the 3 lepton signature analysis. The difficulty of this mass reconstruction lies in the selection of the lepton and the 2 jets coming from the $\tilde{\chi}^0_1$ decay. In the signal we are considering, the only jets come from the $\tilde{\chi}^0_1$ decay, and of course from the initial and final QCD radiations. Therefore, if there are more than 2 jets in the final state we have selected the 2 hardest ones. It is more subtle for the selection of the lepton since our signal contains 3 leptons. We have considered the case of a single dominant coupling of type λ'_{2jk} and focused on the $e\mu\mu$ final state. In these events, one of the $\mu^\pm$ is generated in the decay of the produced sneutrino as $\tilde{\nu}_\mu \to \tilde{\chi}^\pm_1 \mu^\mp$ and the other one in the decay of the $\tilde{\chi}^0_1$ as $\tilde{\chi}^0_1 \to \mu^\pm u_j d_k$, while the electron comes from the chargino decay $\tilde{\chi}^\pm_1 \to \tilde{\chi}^0_1 e^\pm \nu_e$. Indeed, the dominant contribution to the

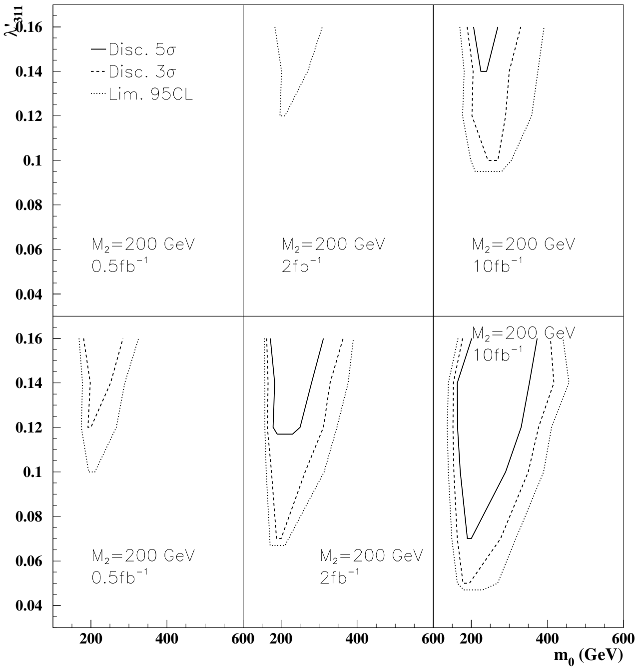


Figure 17: *Discovery contours at* 5σ *(full line),* 3σ *(dashed line) and limit at* 95% *C.L. (dotted line) presented in the plane* λ'_{311} *versus the* m_0 *parameter, for* $sign(\mu) < 0$, $\tan\beta = 1.5$, $M_2 = 200GeV$ *and different values of luminosity. The upper (lower) curves are obtained without (with) the reconstruction of the tau-jets.*

single chargino production is the resonant sneutrino production (see Fig.1). In order to select the muon from the $\tilde{\chi}_1^0$ decay we have chosen the softer muon, since for relatively important values of the $m_{\tilde{\nu}_\mu} - m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ mass difference the muon generated in the sneutrino decay is the most energetic. Notice that when the $\tilde{\nu}_\mu$ and $\tilde{\chi}_1^\pm$ masses are close to one another, the sensitivity on the SUSY parameters suffers a strong decrease as shown in Section 4.5.1.

We present in Fig.18 the invariant mass distribution of the muon and the 2 jets produced in the $\tilde{\chi}_1^0$ decay. This distribution has been obtained by using the selection criteria described above and by considering the mSUGRA point: $m_0 = 200GeV$, $M_2 = 150GeV$, $\tan\beta = 1.5$, $sign(\mu) < 0$ and $\lambda'_{211} = 0.09$ ($m_{\tilde{\chi}_1^0} = 77.7GeV$, $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} = 158.3GeV$, $m_{\tilde{\nu}_L} = 236GeV$). We also show on the plot of Fig.18 the fit of the invariant mass distribution. As can be seen from this fit, the distribution is well peaked around the $\tilde{\chi}_1^0$ generated mass. The average reconstructed $\tilde{\chi}_1^0$ mass is of $71 \pm 9GeV$.

We have also performed the $\tilde{\chi}_1^\pm$ and $\tilde{\nu}_\mu$ mass reconstructions based on the 3 lepton signature analysis in the scenario of a single dominant coupling of type λ'_{2jk}. The $\tilde{\chi}_1^\pm$ and $\tilde{\nu}_\mu$ masses reconstructions are based on the 4-momentum of the neutrino present in the $3l + 2j + \nu$ final state (see Section 4.1). The transverse component of this momentum can be deduced from the momentum of the charged leptons and jets present in the final state. However, the longitudinal component of the neutrino momentum remains unknown due to the poor detection at small polar angle values. Therefore, in this study we have

λ'_{312}	λ'_{313}	λ'_{321}	λ'_{322}	λ'_{323}	λ'_{331}	λ'_{332}	λ'_{333}
0.13	0.23	0.18	0.41	0.70	0.33	1.17	2.05

Table 5: *Sensitivities at 95%CL on the λ'_{3jk} coupling constants derived from the sensitivity on λ'_{311} for a luminosity of $\mathcal{L} = 2fb^{-1}$ and the following set of SUSY parameters,* $\tan\beta = 1.5$*,* $M_2 = 200GeV$*,* $\mu = -200GeV$ *and* $m_0 = 180GeV$*.*

assumed a vanishing longitudinal component of the neutrino momentum. Besides, we have focused on the $e\mu\mu$ events as in the $\tilde{\chi}^0_1$ mass reconstruction study. In this context, the cascade decay initiated by the produced lightest chargino is $\tilde{\chi}^\pm_1 \to \tilde{\chi}^0_1 e^\pm \nu_e$, $\tilde{\chi}^0_1 \to \mu^\pm u_j d_k$. Therefore, the $\tilde{\chi}^\pm_1$ has been reconstructed from the softer muon, the 2 jets, the electron and the neutrino present in the final state, since the softer muon is mainly generated in the $\tilde{\chi}^0_1$ decay as explained above. The $\tilde{\nu}_\mu$ has then been reconstructed from the $\tilde{\chi}^\pm_1$ and the leading muon of the final state. This was motivated by the fact that the dominant contribution to the single chargino production is the reaction $p\bar{p} \to \tilde{\nu}_\mu \to \tilde{\chi}^\pm_1 \mu^\mp$ (see Fig.1).

In Fig.19, we present the $\tilde{\chi}^\pm_1$ and $\tilde{\nu}_\mu$ mass reconstructions performed through the method presented above. We also show on the plots of Fig.19 the fits of the invariant mass distributions. As can be seen from those fits, the distributions are well peaked around the $\tilde{\chi}^\pm_1$ and $\tilde{\nu}_{\mu L}$ generated masses. The average reconstructed masses are $m_{\tilde{\chi}^\pm_1} = 171 \pm 35GeV$ and $m_{\tilde{\nu}_{\mu L}} = 246 \pm 32GeV$. This study on the $\tilde{\chi}^\pm_1$ and $\tilde{\nu}_{\mu L}$ masses shows that based on a simplified mass reconstruction analysis promising results are obtained from the 3 lepton signature generated by the single $\tilde{\chi}^\pm_1$ production. The $\tilde{\chi}^\pm_1$ and $\tilde{\nu}_{\mu L}$ mass reconstructions can be improved using constrained fits.

In the hypothesis of a single dominant coupling constant of type λ'_{1jk}, exactly the same kind of $\tilde{\chi}^0_1$, $\tilde{\chi}^\pm_1$ and $\tilde{\nu}_\mu$ mass reconstructions can be performed by selecting the $e + e + \mu + 2j + \nu$ events. In contrast, the case of a single dominant λ'_{3jk} coupling requires more sophisticated methods.

As a conclusion, in the case of a single dominant coupling constant of type λ'_{1jk} or λ'_{2jk}, the $\tilde{\chi}^0_1$, $\tilde{\chi}^\pm_1$ and $\tilde{\nu}_\mu$ mass reconstructions based on the 3 lepton signature generated by the single $\tilde{\chi}^\pm_1$ production at Tevatron can easily give precise results, in contrast with the mass reconstructions performed in the superpartner pair production analysis at hadronic colliders which suffer a high combinatorial background [45].

4.5.5 Model dependence of the results

In this Section, we discuss qualitatively the impact on our results of the choice of our theoretical model, namely mSUGRA with the infrared fixed point hypothesis for the top quark Yukawa coupling. We focus on the discovery potentials obtained in Sections 4.5.1, 4.5.2 and 4.5.3, since the choice of the theoretical framework does not influence the study of the neutralino mass reconstruction made in Section 4.5.4 which is model independent.

The main effect of the infrared fixed point approach is to fix the value of the $\tan\beta$ parameter, up to the ambiguity on the low or high solution. Therefore, the infrared fixed point hypothesis has no important effects on the results since the dependences of the single gaugino production rates on $\tan\beta$ are smooth, in the high $\tan\beta$ scenario (see Section 3.1.1).

As we have mentioned in Section 2, in the mSUGRA scenario, the $|\mu|$ parameter is

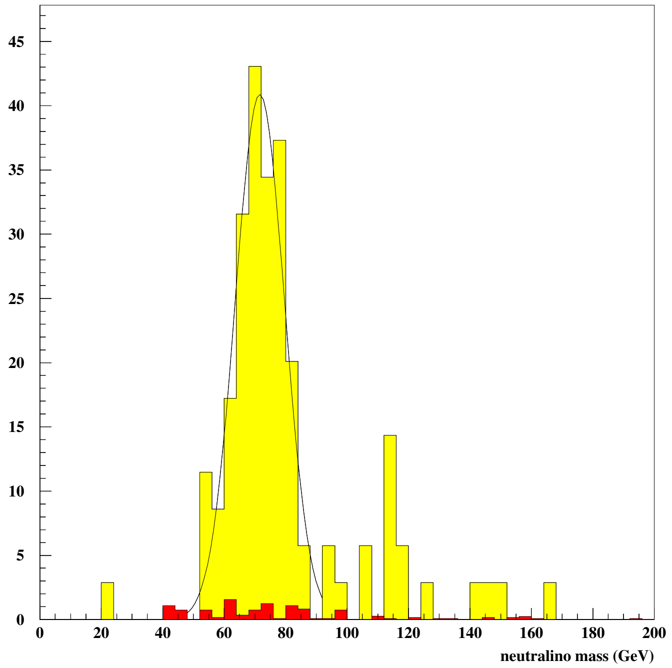


Figure 18: *Distribution of the softer $\mu + 2j$ invariant mass in the $e + \mu + \mu + 2j + \nu$ events, for a luminosity of $\mathcal{L} = 10fb^{-1}$. The sum of the WZ, ZZ and $t\bar{t}$ backgrounds is in black and the SUSY signal is in grey. The mSUGRA point taken for this figure is $m_0 = 200GeV$, $M_2 = 150GeV$, $\tan\beta = 1.5$ and sign(μ) < 0 ($m_{\tilde{\chi}_1^0} = 77.7GeV$) and the considered $R\!\!\!/_p$ coupling is $\lambda'_{211} = 0.09$. The average reconstructed $\tilde{\chi}_1^0$ mass is 71 $\pm$ 9 GeV.*

fixed. This point does not influence much our results since the single gaugino production cross sections vary weakly with $|\mu|$ as shown in Section 3.1.1.

Another particularity of the mSUGRA model is that the LSP is the $\tilde{\chi}_1^0$ in most of the parameter space. For instance, in a model where the LSP would be the lightest chargino or a squark, the contribution to the three lepton signature from the $\tilde{\chi}_1^{\pm} l^{\mp}$ production would vanish.

Finally in mSUGRA, the squark masses are typically larger than the lightest chargino mass so that the decay $\tilde{\chi}_1^{\pm} \to \tilde{\chi}_1^0 l^{\pm} \nu$ has a branching ratio of at least $\sim 30\%$ (see Section 4.1). In a scenario where $m_{\tilde{\chi}_1^{\pm}} > m_{\tilde{q}}$, the two-body decay $\tilde{\chi}_1^{\pm} \to \tilde{q} q$ would be dominant so that the contribution to the three lepton signature from the $\tilde{\chi}_1^{\pm} l^{\mp}$ production would be small. Besides, in mSUGRA, the $\tilde{\chi}_1^{\pm} - \tilde{\chi}_1^0$ mass difference is typically large enough to avoid significant branching ratio for the $R\!\!\!/_p$ decay of the lightest chargino which would result in a decrease of the sensitivities on the SUSY parameters presented in Sections 4.5.1, 4.5.2 and 4.5.3.

In a model where the contribution to the three lepton signature from the $\tilde{\chi}^{\pm} l^{\mp}$ production would be suppressed, the three lepton final state could be generated in a significant way by other single gaugino production, namely the $\tilde{\chi}^{\pm} \nu$, $\tilde{\chi}^0 l^{\mp}$ or $\tilde{\chi}^0 \nu$ production.

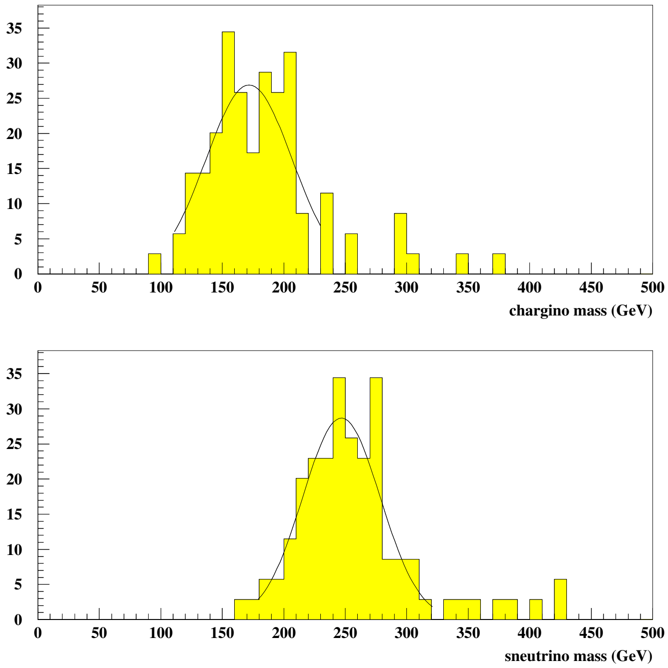


Figure 19: *Distributions of the* $e+$ *softer* $\mu + 2j + \nu$ *(upper plot) and* $e+\mu+\mu+2j+\nu$ *(lower plot) invariant masses in the* $e+\mu+\mu+2j+\nu$ *events, for a luminosity of* $\mathcal{L} = 10 fb^{-1}$. *The mSUGRA point taken for these figures is* $m_0 = 200GeV$, $M_2 = 150GeV$, $\tan\beta = 1.5$ *and* $sign(\mu) < 0$ *(*$m_{\tilde{\chi}_1^\pm} = 158.3GeV$, $m_{\tilde{\nu}_{\mu L}} = 236GeV$*) and the considered* $\not R_p$ *coupling is* $\lambda'_{211} = 0.09$. *The average reconstructed masses are* $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} = 171 \pm 35GeV$ *and* $m_{\tilde{\nu}_{\mu L}} = 246 \pm 32GeV$.

5 Like sign dilepton signature analysis

5.1 Signal

Within the context of the mSUGRA model, three of the single gaugino production via λ'_{ijk} presented in Section 3.1 can generate a final state containing a pair of same sign leptons. As a matter of fact, the like sign dilepton signature can be produced through the reactions $p\bar{p} \to \tilde{\chi}_1^0 l_i^\pm$; $p\bar{p} \to \tilde{\chi}_2^0 l_i^\pm$, $\tilde{\chi}_2^0 \to \tilde{\chi}_1^0 + X$ $(X \neq l^\pm)$; $p\bar{p} \to \tilde{\chi}_1^\pm l_i^\mp$, $\tilde{\chi}_1^\pm \to \tilde{\chi}_1^0 q\bar{q}$ and $p\bar{p} \to \tilde{\chi}_1^\pm \nu_i$, $\tilde{\chi}_1^\pm \to \tilde{\chi}_1^0 l^\pm \nu$, i corresponding to the flavour index of the λ'_{ijk} coupling. Indeed, since the $\tilde{\chi}_1^0$ is a Majorana particle, it decays via λ'_{ijk} into a lepton, as $\tilde{\chi}_1^0 \to l_i u_j \bar{d}_k$, and into an anti-lepton, as $\tilde{\chi}_1^0 \to \bar{l}_i \bar{u}_j d_k$, with the same probability. The $\tilde{\chi}_{3,4}^0 l_i^\pm$, $\tilde{\chi}_2^\pm l_i^\mp$ and $\tilde{\chi}_2^\pm \nu_i$ production do not bring significant contributions to the like sign dilepton signature due to their relatively small cross sections (see Section 3.1.1).

In mSUGRA, the most important contribution to the like sign dilepton signature originates from the $\tilde{\chi}_1^0 l_i^\pm$ production since this reaction has a dominant cross section in most of the mSUGRA parameter space, as shown in Section 3.1.1. The other reason is that if $\tilde{\chi}_1^0$ is the LSP, the $\tilde{\chi}_1^0 l_i^\pm$ production rate is not affected by branching ratios of any cascade decay since the $\tilde{\chi}_1^0$ only decays through $\not R_p$ coupling.

5.2 Standard Model background of the like sign dilepton signature at Tevatron

The $b\bar{b}$ production can lead to the like sign dilepton signature if both of the b quarks decay semi-leptonically. The leading order cross section of the $\bar{b}b$ production at Tevatron for an energy of $\sqrt{s} = 2TeV$ is $\sigma(p\bar{p} \to b\bar{b}) \approx 4.654\ 10^{10} fb$. This rate has been calculated with PYTHIA [38] using the CTEQ2L structure function.

The $t\bar{t}$ production, followed by the decays $t \to W^+ b \to l^+ \nu b$, $\bar{t} \to W^- \bar{b} \to \bar{q} q \bar{b} \to \bar{q} q l^+ \nu \bar{c}$, or $t \to W^+ b \to \bar{q} q b \to \bar{q} q l^- \bar{\nu} c$, $\bar{t} \to W^- \bar{b} \to l^- \bar{\nu} \bar{b}$, also generates a final state with two same sign leptons. The leading order cross section of the $t\bar{t}$ production at $\sqrt{s} = 2TeV$, including the relevant branching ratios, is $\sigma(p\bar{p} \to t\bar{t}) \times 2 \times B(W \to l_p \nu_p) \times B(W \to q_p \bar{q}_{p'}) \approx 3181 fb$ $(2800 fb)$ for $m_{top} = 170 GeV$ $(175 GeV)$ with $p, p' = 1, 2, 3$.

The third important source of Standard Model background is the $t\bar{b}/\bar{t}b$ production since the (anti-)b quark can undergo a semi-leptonic decay as $b \to l^- \bar{\nu} c$ ($\bar{b} \to l^+ \nu \bar{c}$) and the (anti-) top quark can decay simultaneously as $t \to bW^+ \to bl^+ \nu$ ($\bar{t} \to \bar{b}W^- \to \bar{b} l^- \bar{\nu}$). The leading order cross section at $\sqrt{s} = 2TeV$ including the branching fraction is $\sigma(p\bar{p} \to tq, \bar{t}q) \times B(W \to l_p \nu_p) \approx 802 fb$ $(687 fb)$ for $m_{top} = 170 GeV$ $(175 GeV)$ with $p = 1, 2, 3$.

Other small sources of Standard Model background are the $W^\pm W^\mp$ production, followed by the decays: $W \to l\nu$ and $W \to bu_p$ $(p = 1, 2)$ or $W \to bu_p$ and $W \to bu_p$ $(p = 1, 2)$, the $W^\pm Z^0$ production, followed by the decays: $W \to l\nu$ and $Z \to b\bar{b}$ or $W \to q_p \bar{q}_{p'}$ and $Z \to b\bar{b}$, and the $Z^0 Z^0$ production, followed by the decays: $Z \to l\bar{l}$ and $Z \to b\bar{b}$ or $Z \to q_p \bar{q}_p$ and $Z \to b\bar{b}$.

Finally, the 3 lepton final states generated by the $Z^0 Z^0$ and $W^\pm Z^0$ production (see Section 4.2) can be mistaken for like sign dilepton events in case where one of the leptons is lost in the detection. Non-physics sources of background can also be caused by some fake leptons or by the misidentification of the charge of a lepton.

Therefore for the study of the Standard Model background associated to the like sign dilepton signal at Tevatron Run II, we consider the $b\bar{b}$, the $t\bar{t}$, the $W^\pm W^\mp$ and the single top production and both the physics and non-physics contributions generated by the $W^\pm Z^0$ and $Z^0 Z^0$ production.

5.3 Supersymmetric background of the like sign dilepton signature at Tevatron

All the superpartner pair production of are a source of SUSY background for the like sign dilepton signature originating from the single gaugino production. Indeed, both of the produced superpartners initiate a cascade decay ended by the $R\!\!\!/_p$ decay of the LSP through λ'_{ijk}, and if the two LSP's undergo the same decay $\tilde{\chi}^0_1 \to l_i u_j \bar{d}_k$ or $\tilde{\chi}^0_1 \to \bar{l}_i \bar{u}_j d_k$, two same sign charged leptons are generated. Another possible way for the SUSY pair production to generate the like sign dilepton signature is that only one of the LSP's decays into a charged lepton of a given sign, the other decaying as $\tilde{\chi}^0_1 \to \nu_i d_j d_k$, and a second charged lepton of the same sign is produced in the cascade decays.

The cross sections of the superpartner pair production have been studied in Section 4.3.

5.4 Cuts

In order to simulate the single chargino production $p\bar{p} \to \tilde{\chi}^\pm_1 l^\mp$, $p\bar{p} \to \tilde{\chi}^\pm_1 \nu$ and the single neutralino production $p\bar{p} \to \tilde{\chi}^0_1 l^\mp$ at Tevatron, the matrix elements (see Appendix A) of

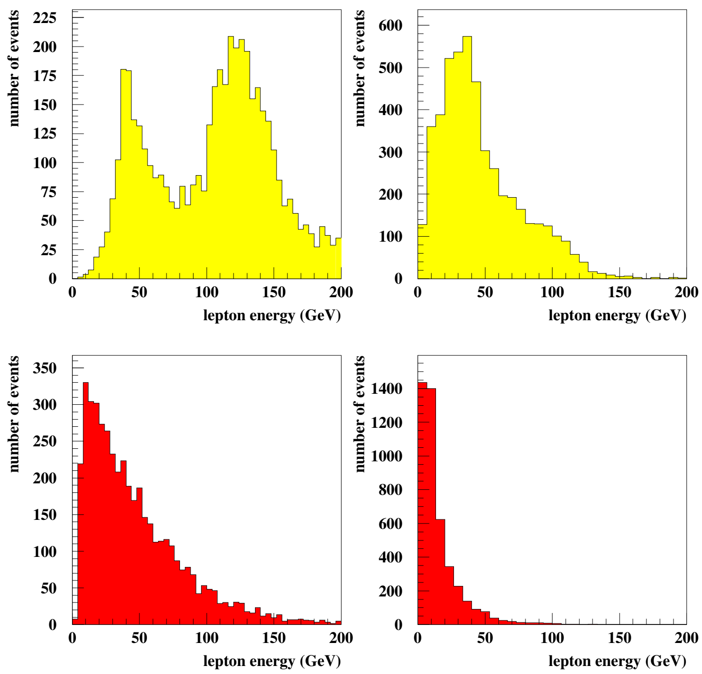


Figure 20: *Distributions of the 2 muon energies (in GeV) in the events containing 2 same sign muons and at least 2 jets generated by the Standard Model background (lower curve), namely the $W^\pm W^\mp$, $W^\pm Z^0$, $Z^0 Z^0$, $t\bar{t}$, $t\bar{b}/\bar{t}b$ and $b\bar{b}$ production, and the SUSY signal (upper curve), for $\lambda'_{211} = 0.05$, $M_2 = 250GeV$, $m_0 = 200GeV$, $\tan\beta = 1.5$ and $sign(\mu) < 0$. The left plots represent the leading muon distributions and the right plots the second leading muon distributions. The numbers of events correspond to an integrated luminosity of $\mathcal{L} = 10fb^{-1}$.*

these processes have been implemented in a version of the SUSYGEN event generator [50] allowing the generation of $p\bar{p}$ reactions [51]. The Standard Model background ($W^\pm W^\mp$, $W^\pm Z^0$, $Z^0 Z^0$, $t\bar{b}/\bar{t}b$, $t\bar{t}$ and $b\bar{b}$ production) has been simulated using the PYTHIA event generator [38] and the SUSY background (all SUSY particles pair production) using the HERWIG event generator [49]. SUSYGEN, PYTHIA and HERWIG have been interfaced with the SHW detector simulation package [43] (see Section 4.4).

Several selection criteria have been applied in order to reduce the background.
First, we have selected the events containing two same sign muons. The reason is that in the like sign dilepton signature analysis we have focused on the case of a single dominant $R\!\!\!/_p$ coupling constant of the type λ'_{2jk}. In such a scenario, the two same charge leptons generated in the $\tilde{\chi}^0_1 l^\mp$ production, which represents the main contribution to the like sign dilepton final state (see Section 5.1), are muons (see Fig.1 and Section 5.1). This requirement that the 2 like sign leptons have the same flavour allows to reduce the Standard Model background with respect to the signal.

We require a number of jets greater or equal to two with a transverse momentum higher than $10GeV$, namely $N_j \geq 2$ with $P_t(j) > 10GeV$. This jet veto reduces the non-physics backgrounds generated by the $W^\pm Z^0$ and $Z^0 Z^0$ production (see Section 5.2) which produce at most one hard jet (see Section 4.4).

Besides, some effective cuts concerning the energies of the 2 selected muons have been applied. In Fig.20, we present the distributions of the 2 muon energies in the like sign dimuon events generated by the Standard Model background ($W^\pm W^\mp$, $W^\pm Z^0$, $Z^0 Z^0$, $t\bar{t}$, $t\bar{b}/\bar{t}b$ and $b\bar{b}$) and the SUSY signal. Based on these distributions, we have chosen the following cuts on the muon energies: $E(\mu_2) > 20GeV$ and $E(\mu_1) > 20GeV$.

We will refer to all the selection criteria described above, namely 2 same sign muons with $E(\mu_2) > 20GeV$ and $E(\mu_1) > 20GeV$, and $N_j \geq 2$ with $P_t(j) > 10GeV$, as cut 1.

Let us explain the origin of the two peaks in the upper left plot of Fig.20. This will be helpful for the mass reconstruction study of Section 5.5.2.
The main contribution to the like sign dimuon signature from the SUSY signal is the $\tilde{\chi}^0_1 \mu^\pm$ production (see Section 5.1) in the case of a single dominant λ'_{2jk} coupling. Furthermore, the dominant contribution to this production is the reaction $p\bar{p} \to \tilde{\mu}^\pm_L \to \tilde{\chi}^0_1 \mu^\pm$. In this reaction, the $\mu^\pm$ produced together with the $\tilde{\chi}^0_1$ has an energy around $E(\mu^\pm) \approx (m^2_{\tilde{\mu}^\pm_L} + m^2_{\mu^\pm} - m^2_{\tilde{\chi}^0_1})/2m_{\tilde{\mu}^\pm_L} = 121.9GeV$ for the SUSY point considered in Fig.20, namely $M_2 = 250GeV$, $m_0 = 200GeV$, $\tan\beta = 1.5$ and $sign(\mu) < 0$, which gives rise to the mass spectrum: $m_{\tilde{\chi}^0_1} = 127.1GeV$, $m_{\tilde{\chi}^0_2} = 255.3GeV$, $m_{\tilde{\chi}^\pm_1} = 255.3GeV$, $m_{\tilde{l}^\pm_L} = 298GeV$ and $m_{\tilde{\nu}^\pm_L} = 294GeV$. This energy value corresponds approximatively to the mean value of the right peak of the leading muon energy distribution presented in the upper left plot of Fig.20. This is due to the fact that the leading muon in the dimuon events generated by the reaction $p\bar{p} \to \tilde{\chi}^0_1 \mu^\pm$ is the $\mu^\pm$ produced together with the $\tilde{\chi}^0_1$ for relatively important values of the $m_{\tilde{\mu}^\pm_L} - m_{\tilde{\chi}^0_1}$ mass difference. The right peak in the upper left plot of Fig.20 is thus associated to the $\tilde{\chi}^0_1 \mu^\pm$ production.
Similarly, the left peak in the upper left plot of Fig.20 corresponds to the reactions $p\bar{p} \to \tilde{\mu}^\pm_L \to \tilde{\chi}^0_2 \mu^\pm$ and $p\bar{p} \to \tilde{\nu}_{\mu L} \to \tilde{\chi}^\pm_1 \mu^\mp$ which produce $\mu^\pm$ of energies around $E(\mu^\pm) \approx (m^2_{\tilde{\mu}^\pm_L} + m^2_{\mu^\pm} - m^2_{\tilde{\chi}^0_2})/2m_{\tilde{\mu}^\pm_L} = 39.6GeV$ and $E(\mu^\pm) \approx (m^2_{\tilde{\nu}_{\mu L}} + m^2_{\mu^\pm} - m^2_{\tilde{\chi}^\pm_1})/2m_{\tilde{\nu}_{\mu L}} = 36.2GeV$, respectively. The $\tilde{\chi}^\pm_1 \nu_\mu$ production represents a less important contribution to the like sign dimuon events compared to the 3 above single gaugino production since the 2 same sign leptons generated in this production are not systematically muons and the involved branching ratios have smaller values (see Section 5.1).

Finally, since the leptons produced in the quark b decays are not well isolated (as in the $W^\pm W^\mp$, $W^\pm Z^0$, $Z^0 Z^0$, $t\bar{t}$, $t\bar{b}/\bar{t}b$ and $b\bar{b}$ production), we have applied some cuts on the lepton isolation. We have imposed the isolation cut $\Delta R = \sqrt{\delta\phi^2 + \delta\theta^2} > 0.4$ where ϕ is the azimuthal angle and θ the polar angle between the 2 same sign muons and the 2 hardest jets. This cut is for example motivated by the distributions shown in Fig.21 of the ΔR angular difference between the second leading muon and the second leading jet, in the like sign dimuons events generated by the SUSY signal and Standard Model background. We call cut $\Delta R > 0.4$ together with cut 1, cut 2.

In order to eliminate poorly isolated muons, we have also imposed that $E < 2GeV$, where E represents the summed energies of the jets being close to a muon, namely the jets contained in the cone centered on a muon and defined by $\Delta R < 0.25$. This cut is for instance motivated by the distributions shown in Fig.22 which represent the summed energies E of the jets being close to the second leading muon in the like sign dimuons events generated by the SUSY signal and Standard Model background. We denote cut $E < 2GeV$ plus cut 2 as cut 3.

The selected events require high energy charged leptons and jets and can thus be easily triggered at Tevatron. Moreover, the considered charged leptons and jets are typically emitted at intermediate polar angles and would thus be often detected at Tevatron. These

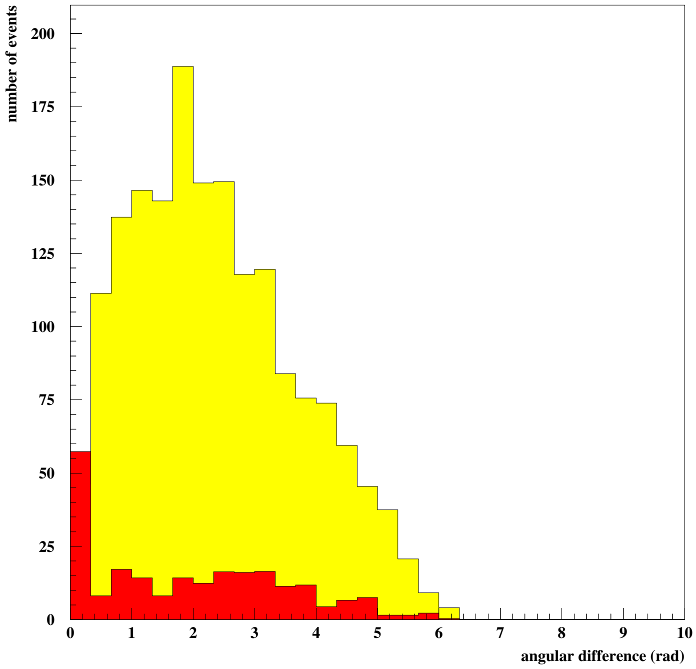


Figure 21: *Distributions of the ΔR angular difference (in rad) between the second leading muon and the second leading jet in the like sign dimuons events selected by applying cut 1 and generated by the Standard Model background (curve in black), namely the $W^{\pm}W^{\mp}$, $W^{\pm}Z^0$, Z^0Z^0, $t\bar{t}$, $t\bar{b}/\bar{t}b$ and $b\bar{b}$ production, and the SUSY signal (curve in grey), for $\lambda'_{211} = 0.05$, $M_2 = 250GeV$, $m_0 = 200GeV$, $\tan\beta = 1.5$ and $sign(\mu) < 0$. The numbers of events correspond to an integrated luminosity of $\mathcal{L} = 10fb^{-1}$.*

points are illustrated in Fig.23 where are shown the energy and polar angle distributions of the leading muon and the leading jet in the like sign dimuons events selected by applying cut 3 and generated by the SUSY signal and Standard Model background.

In Table 6, we give the numbers of like sign dilepton events expected from the Standard Model background at Tevatron Run II with the various cuts described above. We see in Table 6 that the main source of Standard Model background to the like sign dilepton signature at Tevatron is the $t\bar{t}$ production. This is due to its important cross section compared to the other Standard Model backgrounds (see Section 5.2) and to the fact that in the $t\bar{t}$ background, in contrast with the $b\bar{b}$ background, only one charged lepton of the final state is produced in a b-jet and is thus not isolated.

In Table 7, we give the number of like sign dilepton events generated by the SUSY background (all superpartners pair production) at Tevatron Run II as a function of the m_0 and $m_{1/2}$ parameters for cut 3. This number of events decreases as m_0 and $m_{1/2}$ increase due to the behaviour of the summed superpartners pair production cross section in the SUSY parameter space (see Section 4.3).

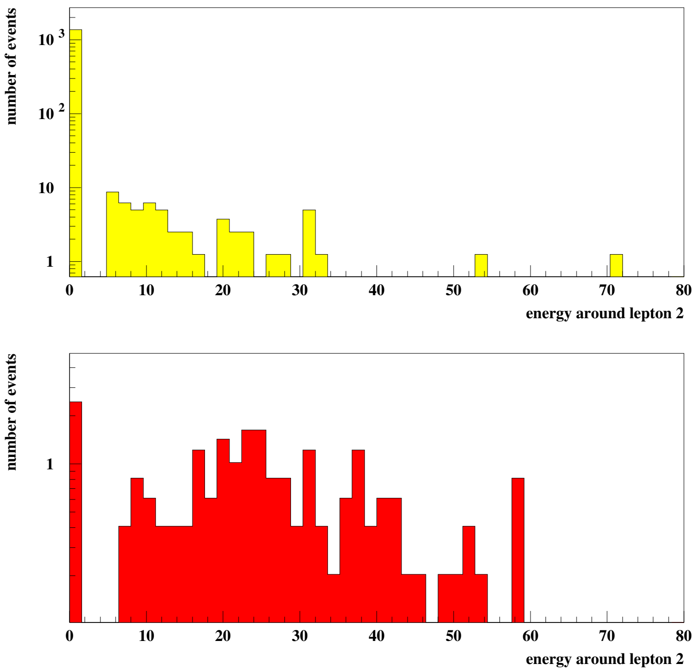


Figure 22: *Distributions of the summed energies (E, in GeV) of the jets being close to the second leading muon, namely the jets contained in the cone centered on the second leading muon and defined by $\Delta R < 0.25$, in the like sign dimuons events selected by applying cut 2 and generated by the Standard Model background (lower curve), namely the $W^{\pm}W^{\mp}$, $W^{\pm}Z^0$, Z^0Z^0, $t\bar{t}$, $t\bar{b}/\bar{t}b$ and $b\bar{b}$ production, and the SUSY signal (upper curve), for $\lambda'_{211} = 0.05$, $M_2 = 250GeV$, $m_0 = 200GeV$, $\tan\beta = 1.5$ and $sign(\mu) < 0$. These distributions were obtained after cut $E < 2GeV$, where E represents the summed energies of the jets being close to the leading muon, has been applied in these like sign dimuons events. The numbers of events correspond to an integrated luminosity of $\mathcal{L} = 10fb^{-1}$.*

5.5 Results

5.5.1 Discovery potential

We first present the reach in the mSUGRA parameter space obtained from the analysis of the like sign dilepton final state at Tevatron Run II produced by the single neutralino and chargino production via λ'_{211}: $p\bar{p} \to \tilde{\chi}^0_{1,2}\mu^{\pm}$, $p\bar{p} \to \tilde{\chi}^{\pm}_1\mu^{\mp}$ and $p\bar{p} \to \tilde{\chi}^{\pm}_1\nu_{\mu}$. The sensitivities that can be obtained on the λ'_{2jk} (j and k being not equal to 1 simultaneously), λ'_{1jk} and λ'_{3jk} coupling constants will be discussed at the end of this section.

In Fig.24, we present the 3σ and 5σ discovery contours and the limits at 95% confidence level in the plane m_0 versus $m_{1/2}$, for $sign(\mu) < 0$, $\tan\beta = 1.5$, $\lambda'_{211} = 0.05$ and using a set of values for the luminosity. Those discovery potentials were obtained by considering the $\tilde{\chi}^0_{1,2}\mu^{\pm}$, $\tilde{\chi}^{\pm}_1\mu^{\mp}$ and $\tilde{\chi}^{\pm}_1\nu_{\mu}$ production and the background originating from the Standard Model. The signal and background were selected by using cut 3 described in Section 5.4. The reduction of the sensitivity on $m_{1/2}$ observed in Fig.24 as m_0 increases is due to the decrease of the $\tilde{\chi}^0_{1,2}\mu^{\pm}$, $\tilde{\chi}^{\pm}_1\mu^{\mp}$ and $\tilde{\chi}^{\pm}_1\nu_{\mu}$ production cross sections with the m_0 increase observed in Fig.5 and Fig.6. In Fig.24, we also see that the sensitivity on $m_{1/2}$ is reduced in the domain $m_0 \lesssim 200GeV$. This reduction of the sensitivity is due to the fact that in

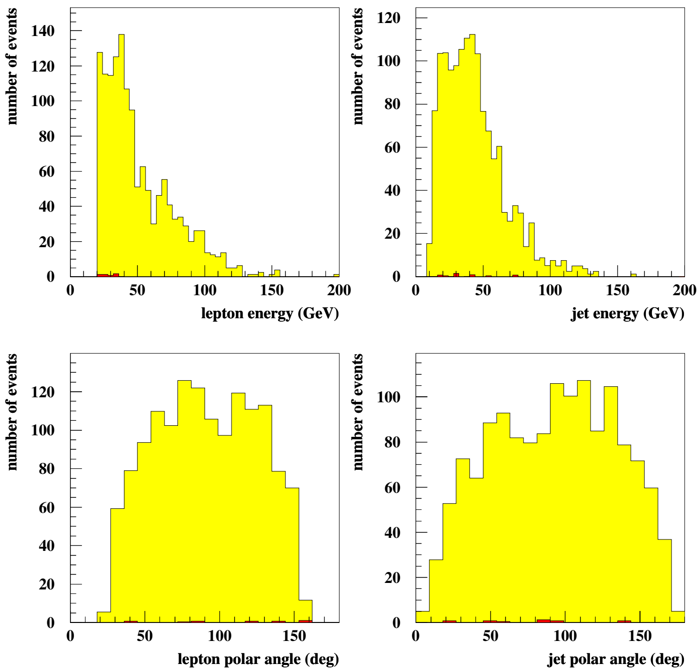


Figure 23: *Energy (in GeV) and polar angle (θ, in deg) distributions of the leading muon and the leading jet in the like sign dimuon events selected by applying cut 3 and generated by the Standard Model background (curve in black), namely the $W^\pm W^\mp$, $W^\pm Z^0$, $Z^0 Z^0$, $t\bar{t}$, $t\bar{b}/\bar{t}b$ and $b\bar{b}$ production, and the SUSY signal (curve in grey), for $\lambda'_{211} = 0.05$, $M_2 = 250GeV$, $m_0 = 200GeV$, $\tan\beta = 1.5$ and $sign(\mu) < 0$. The numbers of events correspond to an integrated luminosity of $\mathcal{L} = 10fb^{-1}$.*

mSUGRA at low $\tan\beta$ and for large values of $m_{1/2}$ and small values of m_0, the LSP is the Right slepton $\tilde{l}^\pm_{iR}$ $(i = 1, 2, 3)$. Therefore, in this mSUGRA region the dominant decay channel of the lightest neutralino is $\tilde{\chi}^0_1 \to \tilde{l}^\pm_{iR} l^\mp_i$ $(i = 1, 2, 3)$ so that the $\tilde{\chi}^0_1 \mu^\pm$ production, which is the main contribution to the like sign dilepton signature, leads to the $2\mu^\pm + 2\ jets$ final state only in a few cases. There are two reasons. First, in this mSUGRA scenario the charged lepton produced in the main $\tilde{\chi}^0_1$ decay is not systematically a muon. Secondly, if the LSP is the Right slepton $\tilde{l}^\pm_{iR}$ it cannot decay in the case of a single dominant λ'_{ijk} coupling constant and it is thus a stable particle.

The sensitivities presented in the discovery reach of Fig.24 which are obtained from the like sign dilepton signature analysis are higher than the sensitivities shown in Fig.10 which correspond to the trilepton final state analysis. This is due to the 3 following points. First, the rate of the $\tilde{\chi}^0_1 \mu^\pm$ production (recall that it represents the main contribution to the like sign dilepton final state) is larger than the $\sigma(p\bar{p} \to \tilde{\chi}^\pm_1 \mu^\mp)$ cross section in most of the mSUGRA parameter space (see Section 3.1.1). Secondly, the $\tilde{\chi}^0_1$ decay leading to the like sign dilepton final state in the case of the $\tilde{\chi}^0_1 \mu^\pm$ production has a larger branching ratio than the cascade decay initiated by the $\tilde{\chi}^\pm_1$ which generates the trilepton final state (see Sections 4.1 and 5.1). Finally, at Tevatron Run II the Standard Model background of the like sign dilepton signature is weaker than the trilepton Standard Model background (see Tables 2 and 6).

	$W^\pm Z^0$	$Z^0 Z^0$	$t\bar{t}$	$tb/\bar{t}b$	Total
cut 1	0.21 ± 0.06	0.11 ± 0.04	21.80 ± 0.70	0.69 ± 0.13	22.81 ± 0.71
cut 2	0.05 ± 0.03	0.03 ± 0.03	8.80 ± 0.50	0.28 ± 0.08	9.16 ± 0.51
cut 3	0.03 ± 0.03	0.01 ± 0.02	0.64 ± 0.13	0.10 ± 0.05	0.78 ± 0.14

Table 6: *Number of like sign dilepton events generated by the Standard Model background ($W^\pm W^\mp$, $W^\pm Z^0$, $Z^0 Z^0$, $t\bar{t}$, $tb/\bar{t}b$ and $b\bar{b}$ production) at Tevatron Run II for the cuts described in the text, assuming an integrated luminosity of $\mathcal{L} = 1fb^{-1}$ and a center of mass energy of $\sqrt{s} = 2TeV$. The numbers of events coming from the $W^\pm W^\mp$ and $b\bar{b}$ backgrounds have been found to be negligible after cut 3 is applied. These results have been obtained by generating 2 10^4 events for the $W^\pm Z^0$ production, 10^4 events for the $W^\pm Z^0$ (non-physics contribution), 3 10^4 events for the $Z^0 Z^0$, 10^4 events for the $Z^0 Z^0$ (non-physics contribution), 3 10^5 events for the $t\bar{t}$ and 10^5 events for the $t\bar{b}/\bar{t}b$.*

$m_{1/2} \setminus m_0$	$100GeV$	$200GeV$	$300GeV$	$400GeV$	$500GeV$
$100GeV$	101.64	54.92	44.82	39.26	38.77
$200GeV$	3.74	4.08	4.33	4.56	4.99
$300GeV$	1.04	0.63	0.61	0.70	0.66

Table 7: *Number of like sign dilepton events generated by the SUSY background (all superpartner pair production) at Tevatron Run II as a function of the m_0 and $m_{1/2}$ parameters for $\tan\beta = 1.5$, $sign(\mu) < 0$ and $\lambda'_{211} = 0.05$. Cut 3 (see text) has been applied. These results have been obtained by generating 7500 events and correspond to an integrated luminosity of $\mathcal{L} = 1fb^{-1}$ and a center of mass energy of $\sqrt{s} = 2TeV$.*

It is clear from Fig.24 that at low values of the m_0 and $m_{1/2}$ parameters, high sensitivities can be obtained on the λ'_{211} coupling constant. We have found that for instance at the mSUGRA point defined as $m_0 = 200GeV$, $m_{1/2} = 200GeV$, $sign(\mu) < 0$ and $\tan\beta = 1.5$, λ'_{211} values of ~ 0.03 can be probed through the like sign dilepton analysis at Tevatron Run II assuming a luminosity of $\mathcal{L} = 1fb^{-1}$. This result was obtained by applying cut 3 described in Section 5.4 on the SUSY signal ($\tilde{\chi}^0_{1,2}\mu^\pm$, $\tilde{\chi}^\pm_1\mu^\mp$ and $\tilde{\chi}^\pm_1\nu_\mu$ production) and the Standard Model background.

We expect that, as in the three lepton signature analysis, interesting sensitivities could be obtained on other λ'_{2jk} coupling constants.

The sensitivities obtained on the λ'_{3jk} couplings from the like sign dilepton signature analysis should be weaker than the sensitivities on the λ'_{2jk} couplings deduced from the same study. Indeed, in the case of a single dominant λ'_{3jk} coupling the same sign leptons generated by the $\tilde{\chi}^0_1\tau^\pm$ production would be 2 tau leptons (see Fig.1(d) and Section 5.1). Therefore, the like sign dileptons ($e^\pm e^\pm$ or $\mu^\pm\mu^\pm$) produced by the $\not{R}_p$ signal would be mainly generated in tau decays and would thus have higher probabilities to not pass the analysis cuts on the particle energy. Moreover, the requirement of $e^\pm e^\pm$ or $\mu^\pm\mu^\pm$ events would decrease the efficiency after cuts of the $\not{R}_p$ signal due to the hadronic decay of the tau. Finally, the selection of two same flavour like sign dileptons ($e^\pm e^\pm$ or $\mu^\pm\mu^\pm$) would reduce the $\not{R}_p$ signal, since each of the 2 produced taus could decay either into an electron or a muon, and hence would not be an effective cut anymore.

The sensitivities obtained on the λ'_{1jk} couplings from the like sign dilepton signature study are expected to be identical to the sensitivities on the λ'_{2jk} couplings obtained from the same study. Indeed, in the case of a single dominant λ'_{1jk} coupling constant, the only

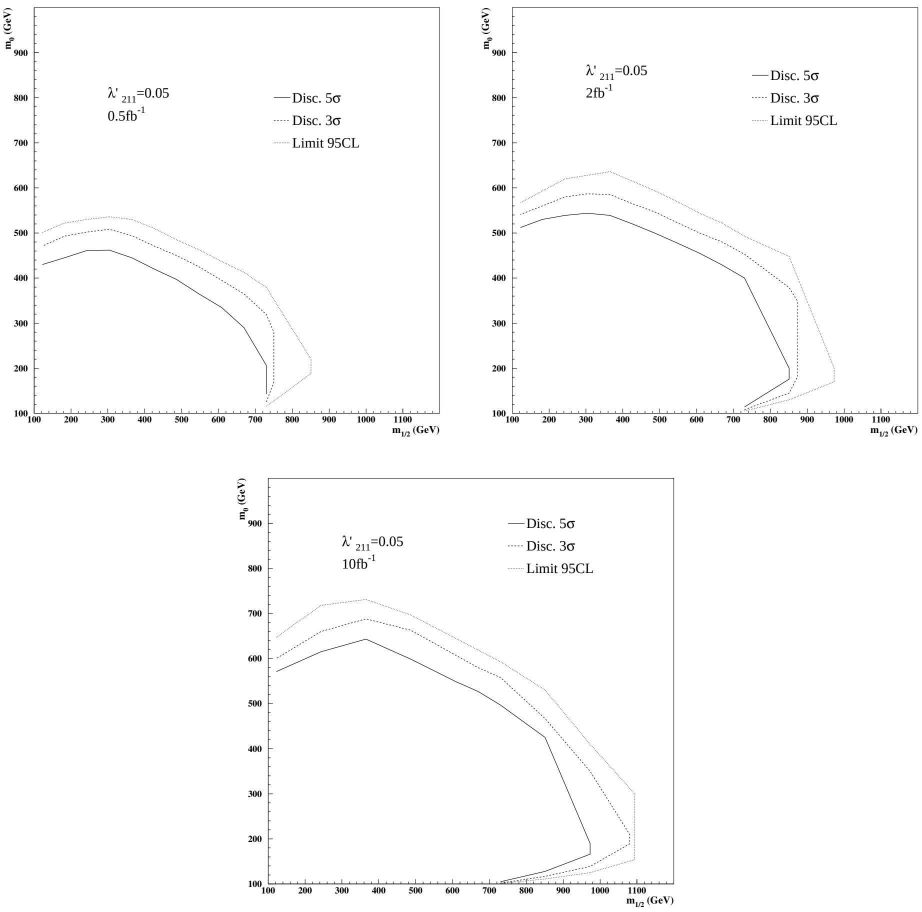


Figure 24: *Discovery contours at* 5σ *(full line),* 3σ *(dashed line) and limit at* 95% *C.L. (dotted line) obtained from the like sign dilepton signature analysis at Tevatron Run II assuming a center of mass energy of* $\sqrt{s} = 2TeV$. *These discovery potentials are presented in the plane* m_0 *versus* $m_{1/2}$, *for sign*$(\mu) < 0$, $\tan\beta = 1.5$, $\lambda'_{211} = 0.05$ *and different values of luminosity.*

difference in the like sign dilepton signature analysis would be that $e^\pm e^\pm$ events should be selected instead of $\mu^\pm\mu^\pm$ events (see Fig.1(d) and Section 5.1). Nevertheless, a smaller number of λ'_{1jk} couplings is expected to be probed since the low-energy constraints on the λ'_{1jk} couplings are generally stronger than the limits on the λ'_{2jk} couplings [4].

In the high $\tan\beta$ case, the lightest stau $\tilde{\tau}_1$ can become the LSP instead of the lightest neutralino, due to a large mixing in the third generation of charged sleptons. In such a situation, the dominant decay channel of the lightest neutralino is $\tilde{\chi}^0_1 \to \tilde{\tau}^\pm_1 \tau^\mp$. Two scenarios must then be discussed: if the single dominant $\not R_p$ coupling is not of the type λ'_{3jk}, the $\tilde{\tau}^\pm_1$-LSP is a stable particle so that the reaction $p\bar{p} \to \tilde{\chi}^0_1 l^\pm_i$, representing the main contribution to the like sign dilepton final state, does not often lead to the $2\mu^\pm + 2\ jets$ signature. If the single dominant $\not R_p$ coupling is of the type λ'_{3jk}, the $\tilde{\chi}^0_1\tau^\pm$ production can receive a contribution from the resonant $\tilde{\tau}^\pm_2$ production (see Fig.1(d)) and the $\tilde{\tau}^\pm_1$-LSP decays via λ'_{3jk} as $\tilde{\tau}^\pm_1 \to u_j d_k$ so that the $2\mu^\pm + 2\ jets$ signature can still be generated in a significant way by the $p\bar{p} \to \tilde{\chi}^0_1\tau^\pm$ reaction.

We end this Section by some comments on the effect of the supersymmetric R_p conserv-

ing background to the like sign dilepton signature. In order to illustrate this discussion, we consider the results on the λ'_{211} coupling constant.
We see from Table 7 that the SUSY background to the like sign dilepton final state can affect the sensitivity on the λ'_{211} coupling constant obtained by considering only the Standard Model background, which is shown in Fig.24, only in the region of small superpartners masses, namely in the domain $m_{1/2} \lesssim 300GeV$ for $\tan\beta = 1.5$, $sign(\mu) < 0$ and assuming a luminosity of $\mathcal{L} = 1fb^{-1}$.
In contrast with the SUSY signal amplitude which is increased if λ'_{211} is enhanced, the SUSY background amplitude is typically independent on the value of the λ'_{211} coupling constant since the superpartner pair production does not involve $R\!\!\!/_p$ couplings. Therefore, even if we consider the SUSY background in addition to the Standard Model one, it is still true that large values of the λ'_{211} coupling can be probed over a wider domain of the SUSY parameter space than low values, as can be observed in Fig.24 for $m_{1/2} \gtrsim 300GeV$. Note that in Fig.24 larger values of λ'_{211} still respecting the indirect limit could have been considered.
Finally, we mention that further cuts, as for instance some cuts based on the superpartners mass reconstructions (see Section 5.5.2), could allow to reduce the SUSY background to the like sign dilepton signature.

5.5.2 Mass reconstructions

The $\tilde{\chi}^0_1$ and $\tilde{l}^{\pm}_L$ mass reconstructions can be performed in a model independent way via the like sign dilepton analysis. We have simulated these mass reconstructions based on the like sign dimuon events generated in the scenario of a single dominant λ'_{2jk} coupling constant. In this scenario, the main SUSY contribution to the like sign dilepton signature, namely the $\tilde{\chi}^0_1\mu^{\pm}$ production, has the final state $\mu^{\pm} + \mu^{\pm} + 2jets$ (see Section 5.1). Indeed, the produced $\tilde{\chi}^0_1$ decays into $\mu^{\pm}u_jd_k$ through λ'_{2jk}. The muon generated together with the $\tilde{\chi}^0_1$ can be identified as the leading muon for relatively large $m_{\tilde{\mu}^{\pm}_L} - m_{\tilde{\chi}^0_1}$ mass differences (see Section 5.4). Note that for nearly degenerate values of $m_{\tilde{\mu}^{\pm}_L}$ and $m_{\tilde{\chi}^0_1}$ the $\tilde{\chi}^0_1\mu^{\pm}$ production rate and thus the sensitivity on the SUSY parameters would be reduced (see Section 3.1.1). The muon created in the $\tilde{\chi}^0_1$ decay can thus be identified as the softer muon so that the $\tilde{\chi}^0_1$ can be reconstructed from the the softer muon and the 2 jets present in the $\tilde{\chi}^0_1\mu^{\pm}$ production final state. The other contributions to the like sign dimuons events can lead to some missing energy and at most 4 jets in the final state (see Section 5.1). Hence, we have chosen to reconstruct the $\tilde{\chi}^0_1$ from the 2 leading jets when the final state contains more than 2 jets. Once the $\tilde{\chi}^0_1$ has been reconstructed, the $\tilde{\mu}^{\pm}_L$ has been reconstructed from the $\tilde{\chi}^0_1$ and the leading muon since the dominant contribution to the $\tilde{\chi}^0_1\mu^{\pm}$ production is the reaction $p\bar{p} \to \tilde{\mu}^{\pm}_L \to \tilde{\chi}^0_1\mu^{\pm}$. These mass reconstructions are represented in Fig.25. In this figure, we also represent the same mass reconstructions obtained by applying a cut in the upper left plot of Fig.20 excluding the peak associated to the $\tilde{\chi}^0_2\mu^{\pm}$ and $\tilde{\chi}^{\pm}_1\mu^{\mp}$ production (see Section 5.4). The interest of this cut, as can be seen in Fig.25, is to select the $\tilde{\chi}^0_1\mu^{\pm}$ production and thus to improve the accuracy on the $\tilde{\chi}^0_1$ and $\tilde{\mu}^{\pm}_L$ reconstructions which are based on this production. We observe in Fig.25 that the $\tilde{\chi}^0_1$ reconstruction has less combinatorial background than the $\tilde{\mu}^{\pm}_L$ reconstruction. This comes from the fact that the selection of the softer muon and the 2 leading jets allows to reconstruct the $\tilde{\chi}^0_1$ even in the dimuon events generated by the $\tilde{\chi}^0_2\mu^{\pm}$ and $\tilde{\chi}^{\pm}_1\mu^{\mp}$ production, while the selection of the 2 muons and the 2 leading jets does not allow to reconstruct the $\tilde{\mu}^{\pm}_L$ in the dimuon events generated by the $\tilde{\chi}^0_2\mu^{\pm}$ and $\tilde{\chi}^{\pm}_1\mu^{\mp}$ production (see Section 5.1). We have represented on

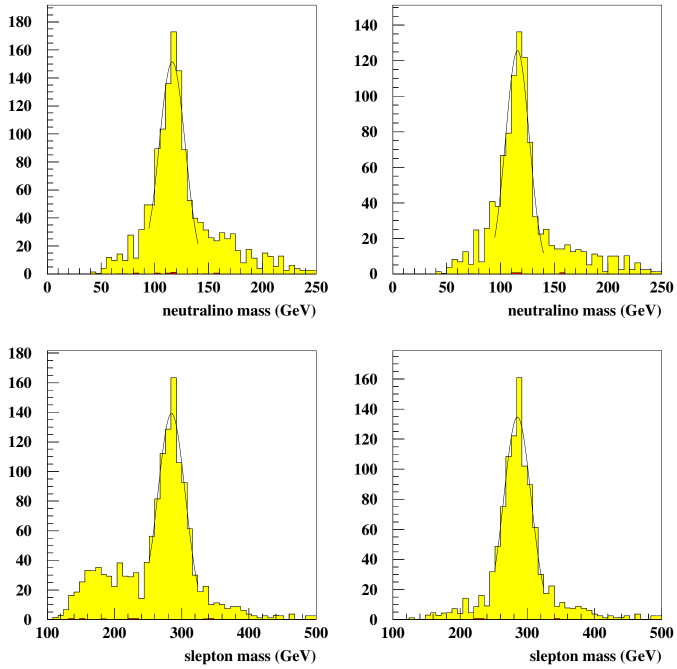


Figure 25: *Distributions of the softer* $\mu^\pm + 2$ *leading jets (upper plots) and* $\mu^\pm + \mu^\pm + 2$ *leading jets (lower plots) invariant masses in the* $\mu^\pm + \mu^\pm + jets + \not{E}$ *events generated by the SUSY signal (*$\tilde\chi^0_{1,2}\mu^\pm$*,* $\tilde\chi^\pm_1\mu^\mp$ *and* $\tilde\chi^\pm_1\nu_\mu$ *production), for a luminosity of* $\mathcal{L} = 10 fb^{-1}$*. The 2 right plots are obtained by applying a cut in the upper left plot of Fig.20 selecting only the peak associated to the* $\tilde\chi^0_1\mu^\pm$ *production. The mSUGRA point taken for this figure is,* $m_0 = 200GeV$*,* $M_2 = 250GeV$*,* $\tan\beta = 1.5$ *and* $sign(\mu) < 0$ *(*$m_{\tilde\chi^0_1} = 127.1GeV$*,* $m_{\tilde\mu^\pm_L} = 298.0GeV$*) and the considered* $\not{R}_p$ *coupling is* $\lambda'_{211} = 0.05$*. The average reconstructed masses are* $m_{\tilde\chi^0_1} = 116 \pm 11GeV$ *and* $m_{\tilde\mu^\pm_L} = 285 \pm 20GeV$*.*

the plots of Fig.25 the fits of the invariant mass distributions. We see from these fits that the distributions are well peaked around the $\tilde\chi^0_1$ and $\tilde\mu^\pm_L$ generated masses. The average reconstructed masses are $m_{\tilde\chi^0_1} = 116 \pm 11GeV$ and $m_{\tilde\mu^\pm_L} = 285 \pm 20GeV$.

We note that the accuracy on the $\tilde\chi^0_1$ (and thus on the $\tilde\mu^\pm_L$) mass reconstruction could be improved if the distributions in the upper plots of Fig.25 were recalculated by selecting the muon giving the $\tilde\chi^0_1$ mass the closer to the mean value of the peak obtained in the relevant upper plot of Fig.25.

In the hypothesis of a single dominant coupling constant of type λ'_{1jk} or λ'_{3jk}, exactly the same kind of $\tilde\chi^0_1$ and $\tilde\mu^\pm_L$ mass reconstructions can be performed by selecting the $e^\pm + e^\pm + jets + \not{E}$ or $l^\pm_i + l^\pm_j + jets + \not{E}$ events, respectively.

As a conclusion, the $\tilde\chi^0_1$ and $\tilde\mu^\pm_L$ mass reconstructions based on the like sign dilepton signature generated by the $\tilde\chi^0_{1,2}\mu^\pm$, $\tilde\chi^\pm_1\mu^\mp$ and $\tilde\chi^\pm_1\nu_\mu$ production at Tevatron can easily give precise results, in contrast with the mass reconstructions performed in the superpartner pair production analysis at hadronic colliders which suffer an high combinatorial background [45].

5.5.3 Model dependence of the results

In our theoretical framework (see Section 2), the values of the $|\mu|$ and $\tan\beta$ (up to the ambiguity of low/high solution) parameters are predicted. This has no important effects on the results presented in Sections 5.5.1 as the single gaugino production cross sections vary weakly with these parameters (see Section 3.1.1).

However, since we have worked within the mSUGRA model, the $\tilde{l}^\pm_L$ mass was typically larger than the $\tilde{\chi}^0_1$ mass. In a situation where $m_{\tilde{l}^\pm_L}$ would approach $m_{\tilde{\chi}^0_1}$, the rate of the $\tilde{\chi}^0_1 l^\pm_i$ production, representing in mSUGRA the main contribution to the like sign dilepton signature (see Section 5.1), would decrease. Therefore, within a model allowing degenerate $\tilde{l}^\pm_L$ and $\tilde{\chi}^0_1$ masses or even a $\tilde{l}^\pm_L$ lighter than the $\tilde{\chi}^0_1$, other single gaugino production than the $p\bar{p} \to \tilde{\chi}^0_1 l^\pm_i$ reaction could represent the major contribution to the like sign dilepton signature in some parts of the SUSY parameter space.

Besides, in a situation where the LSP would not be the $\tilde{\chi}^0_1$, the branching ratios of the $\tilde{\chi}^0_1$ decays violating R_p would be reduced with respect to the case where the LSP is the $\tilde{\chi}^0_1$, as often occurs in mSUGRA. However, in such a situation, the like sign dilepton signature could receive a significant contribution from a decay of the $\tilde{\chi}^0_1$ different from the $\not{R}_p$ channel. In those kinds of scenarios where the LSP is not the $\tilde{\chi}^0_1$, the $\tilde{\chi}^0_1 l^\pm_i$ production would not represent systematically the main contribution to the like sign dilepton signature.

In the several scenarios described above where the $\tilde{\chi}^0_1 l^\pm_i$ production is not the major contribution to the like sign dilepton signature, this signature could receive quite important contribution from the other single gaugino production described in Section 3.1.

6 Conclusion

The single gaugino production at Tevatron reach important cross sections thanks to the contributions of the resonant slepton production. Hence, the analysis of the 3 charged leptons and like sign dilepton signatures generated by the single gaugino production at Tevatron Run II would allow to obtain high sensitivities on many $\not{R}_p$ coupling constants, compared to the low-energy limits, in wide domains of the SUSY parameter space. This is also due to the fact that the Standard Model backgrounds associated to the 3 charged leptons and like sign dilepton final states at Tevatron can be greatly suppressed.

From the supersymmetry discovery point of view, superpartner masses well beyond the present experimental limits could be tested through the analysis of the the 3 charged leptons and like sign dilepton signatures generated by the single gaugino production at Tevatron Run II. If some of the $\not{R}_p$ coupling constants values were close to their low-energy bounds, the single gaugino production study based on the 3 charged leptons and like sign dilepton signatures would even allow to extend the region in the m_0-$m_{1/2}$ plane probed by the superpartner pair production analyses in the 3 charged leptons and like sign dilepton channels at Tevatron Run II. The reason is that the single superpartner production has a larger phase space factor than the superpartner pair production.
Besides, the 3 charged leptons and like sign dilepton signatures generated by the single gaugino production at Tevatron Run II would allow to reconstruct in a model independent way the $\tilde{\chi}^0_1$, $\tilde{\chi}^\pm_1$, $\tilde{\nu}_L$ and $\tilde{l}^\pm_L$ masses with a smaller combinatorial background than in the superpartner pair production analysis.

We end this summary by a comparison between the results obtained from the studies of the 3 charged lepton and like sign dilepton signatures generated by the single gaugino production at Tevatron Run II. In the mSUGRA model, the like sign dilepton signature analysis would give rise to higher sensitivities on the SUSY parameters than the study of the 3 charged lepton final state. This comes notably from the fact that in mSUGRA, the $\tilde{\chi}_1^0$ is lighter than the $\tilde{\chi}_1^{\pm}$ so that the cross section of the $\tilde{\chi}_1^0 l^{\pm}$ production, which is the main contribution to the like sign dilepton signature, reaches larger values than the cross section of the $\tilde{\chi}_1^{\pm} l^{\mp}$ production, representing the main contribution to the 3 charged lepton final state.

Other interesting prospective studies concerning hadronic colliders are the analyses of the single gaugino production occuring through resonant squark production via λ'' coupling constants which we will perform in the next future.

7 Acknowledgments

We would like to thank Emmanuelle Perez, Robi Peschanski and Auguste Besson for fruitful discussions and reading the manuscript.

A Formulas for spin summed amplitudes

In this Appendix, we give the amplitudes for all the single production of supersymmetric particle at hadronic colliders, which can receive a contribution from a slepton resonant production. These single production occur via the $R\!\!\!/_p$ coupling λ'_{ijk} and correspond to the four reactions, $q\bar{q} \to \tilde{\chi}^+_a \bar{\nu}_i$, $q\bar{q} \to \tilde{\chi}^0_a \bar{\nu}_i$, $q\bar{q} \to \tilde{\chi}^0_a \bar{l}_i$, $q\bar{q} \to \tilde{\chi}^-_a \bar{l}_i$. Each of those four processes receives contributions from both the t and u channel (see Fig.1) and have charge conjugated diagrams. Note also that the contributions coming from the exchange of a right squark in the u channel involve the higgsino components of the gauginos. These contributions, in the case of the single chargino production, do not interfere with the s channel slepton exchange since the initial or final states are different (see Fig.1). In the following, we give the formulas for the probability amplitudes, squared and summed over the polarizations. Our notations closely follow the notations of [53]. In particular, the matrix elements N'_{ij} are defined in the basis of the photino and the zino, as in [53].

$$
\begin{aligned}
|M_s(u^j\bar{d}^k \to \tilde{\chi}^+_a \bar{\nu}_i)|^2 &= \frac{{\lambda'_{ijk}}^2 g^2 |U_{a1}|^2}{12(s-m^2_{\tilde{l}^i_L})^2}(m^2_{u^j}+m^2_{d^k}-s)(m^2_{\tilde{\chi}^+_a}-s) \\
|M_t(u^j\bar{d}^k \to \tilde{\chi}^+_a \bar{\nu}_i)|^2 &= \frac{{\lambda'_{ijk}}^2 g^2}{12(t-m^2_{\tilde{d}^j_L})^2}(m^2_{d^k}-t)\Big[(|U_{a1}|^2+\frac{m^2_{u^j}|V_{a2}|^2}{2m^2_W\sin^2\beta})(m^2_{u^j}+m^2_{\tilde{\chi}^+_a}-t) \\
&- \frac{4m^2_{u^j}m_{\tilde{\chi}^+_a}Re(U_{a1}V_{a2})}{\sqrt{2}m_W\sin\beta}\Big] \\
|M_u(u^k\bar{d}^j \to \tilde{\chi}^+_a \nu_i)|^2 &= \frac{{\lambda'_{ijk}}^2 g^2 m^2_{d^k}|U_{a2}|^2}{24m^2_W\cos\beta^2(u-m^2_{\tilde{d}^k_R})^2}(m^2_{\tilde{\chi}^+_a}+m^2_{u^k}-u)(m^2_{d^j}-u) \\
2Re[M_sM_t^*(\tilde{\chi}^+_a\bar{\nu}_i)] &= \frac{{\lambda'_{ijk}}^2 g^2}{6(s-m^2_{\tilde{l}^i_L})(t-m^2_{\tilde{d}^j_L})}\Big[\frac{|U_{a1}|^2}{2}[(m^2_{u^j}+m^2_{\tilde{\chi}^+_a}-t)(m^2_{d^k}-t) \\
&+ (m^2_{u^j}+m^2_{d^k}-s)(m^2_{\tilde{\chi}^+_a}-s)-(m^2_{u^j}-u)(m^2_{\tilde{\chi}^+_a}+m^2_{d^k}-u)] \\
&- (m^2_{d^k}-t)\frac{Re(U_{a1}V_{a2})m_{\tilde{\chi}^+_a}m^2_{u^j}}{\sqrt{2}m_W\sin\beta}\Big],
\end{aligned}
\tag{A.1}
$$

where, $s=(p(u^j)-p(\bar{d}_k))^2$, $t=(p(u^j)-p(\tilde{\chi}^+_a))^2$ and $u=(p(\bar{d}^j)-p(\nu_i))^2$.

$$
\begin{aligned}
|M_s(d_j\bar{d}_k \to \tilde{\chi}^0_a \bar{\nu}_i)|^2 &= \frac{{\lambda'_{ijk}}^2 g^2 |N'_{a2}|^2}{24\cos^2\theta_W(s-m^2_{\tilde{\nu}^i_L})^2}(s-m^2_{d^k}-m^2_{d^j})(s-m^2_{\tilde{\chi}^0_a}) \\
|M_t(d_j\bar{d}_k \to \tilde{\chi}^0_a \bar{\nu}_i)|^2 &= \frac{{\lambda'_{ijk}}^2 g^2}{6(t-m^2_{\tilde{d}^j_L})^2}(m^2_{d^k}-t)\Big[(m^2_{d^j}+m^2_{\tilde{\chi}^0_a}-t)\Big(\frac{g^2m^2_{d^j}|N'_{a3}|^2}{4m^2_W\cos^2\beta}+\frac{e^2}{9}|N'_{a1}|^2 \\
&+ \frac{g^2|N'_{a2}|^2(\sin^2\theta_W/3-1/2)^2}{\cos^2\theta_W}-\frac{2egRe(N'_{a1}N'_{a2})(\sin^2\theta_W/3-1/2)}{3\cos\theta_W}\Big) \\
&+ \frac{2m_{\tilde{\chi}^0_a}m^2_{d^j}g}{m_W\cos\beta}\Big(-\frac{eRe(N'_{a1}N'_{a3})}{3}+\frac{gRe(N'_{a2}N'_{a3})}{\cos\theta_W}(\frac{\sin^2\theta_W}{3}-\frac{1}{2})\Big)\Big] \\
|M_u(d_j\bar{d}_k \to \tilde{\chi}^0_a \bar{\nu}_i)|^2 &= \frac{{\lambda'_{ijk}}^2}{6(u-m^2_{\tilde{d}^k_R})^2}(m^2_{d^j}-u)\Big[(m^2_{\tilde{\chi}^0_a}+m^2_{d^k}-u)\Big(\frac{g^2m^2_{d^k}|N'_{a3}|^2}{4m^2_W\cos^2\beta}+\frac{e^2|N'_{a1}|^2}{9} \\
&+ \frac{g^2\sin^4\theta_W|N'_{a2}|^2}{9\cos^2\theta_W}-\frac{2egRe(N'_{a1}N'_{a2})\sin^2\theta_W}{9\cos\theta_W}\Big) \\
&- \frac{2m_{\tilde{\chi}^0_a}m^2_{d^k}g}{m_W\cos\beta}\Big(-\frac{eRe(N'_{a1}N'_{a3})}{3}+\frac{g\sin^2\theta_W Re(N'_{a2}N'_{a3})}{3\cos\theta_W}\Big)\Big] \\
2Re[M_sM_t^*(\tilde{\chi}^0_a\bar{\nu}_i)] &= -\frac{{\lambda'_{ijk}}^2 g}{12\cos\theta_W(s-m^2_{\tilde{\nu}^i_L})(t-m^2_{\tilde{d}^j_L})}\Big[(m^2_{d^k}-t)\frac{m_{\tilde{\chi}^0_a}m^2_{d^j}gRe(N'_{a2}N'_{a3})}{m_W\cos\beta}
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
&+ && \Big(-\frac{eRe(N'_{a1}N^*_{a2})}{3} + \frac{g|N'_{a2}|^2}{\cos\theta_W}(\frac{\sin^2\theta_W}{3} - \frac{1}{2}) \Big) [(m^2_{d^j} + m^2_{\tilde\chi^0_a} - t)(m^2_{d^k} - t) \\
&+ && (m^2_{d^j} + m^2_{d^k} - s)(m^2_{\tilde\chi^0_a} - s) - (m^2_{\tilde\chi^0_a} + m^2_{d^k} - u)(m^2_{d^j} - u)] \Big] \\
2Re[M_t M_u^*(\tilde\chi^0_a \bar\nu_i)] &= && \frac{{\lambda'_{ijk}}^2}{6(u - m^2_{\tilde d^k_R})(t - m^2_{\tilde d^j_L})} \Big[(m^2_{d^k} - t) \frac{g m_{\tilde\chi^0_a} m^2_{d^j}}{m_W \cos\beta} \Big(\frac{g \sin^2\theta_W Re(N'_{a2}N'_{a3})}{3\cos\theta_W} - \frac{eRe(N'_{a1}N'_{a3})}{3} \Big) \\
&+ && [(m^2_{d^j} - u)(m^2_{\tilde\chi^0_a} + m^2_{d^k} - u) + (m^2_{d^k} - t)(m^2_{d^j} + m^2_{\tilde\chi^0_a} - t) - (m^2_{\tilde\chi^0_a} - s)(m^2_{d^j} + m^2_{d^k} - s)] \\
& && \Big(-\frac{egRe(N'_{a1}N'_{a2})}{3\cos\theta_W}(\frac{2\sin^2\theta_W}{3} - \frac{1}{2}) + \frac{e^2|N'_{a1}|^2}{9} + \frac{g^2\sin^2\theta_W|N'_{a2}|^2}{3\cos^2\theta_W}(\frac{\sin^2\theta_W}{3} - \frac{1}{2}) \Big) \\
&- && \frac{m_{\tilde\chi^0_a} m^2_{d^k} g}{m_W \cos\beta} \Big(-\frac{eRe(N'_{a1}N'_{a3})}{3} + \frac{gRe(N'_{a2}N'_{a3})}{\cos\theta_W}(\frac{\sin^2\theta_W}{3} - \frac{1}{2}) \Big) (m^2_{d^j} - u) \\
&+ && \frac{m^2_{d^j} m^2_{d^k} g^2 |N'_{a3}|^2}{2m^2_W \cos^2\beta}(m^2_{\tilde\chi^0_a} - s) \Big] \\
2Re[M_s M_u^*(\tilde\chi^0_a \bar\nu_i)] &= && \frac{{\lambda'_{ijk}}^2 g}{12\cos\theta_W (s - m^2_{\tilde\nu^i_L})(u - m^2_{\tilde d^k_R})} \Big[-\frac{m_{\tilde\chi^0_a} m^2_{d^k} g Re(N'_{a2}N'_{a3})}{m_W \cos\beta}(m^2_{d^j} - u) \\
&+ && \Big(-\frac{eRe(N^*_{a1}N'_{a2})}{3} + \frac{|N'_{a2}|^2 g \sin^2\theta_W}{3\cos\theta_W} \Big) [(m^2_{d^j} + m^2_{d^k} - s)(m^2_{\tilde\chi^0_a} - s) \\
&+ && (m^2_{\tilde\chi^0_a} + m^2_{d^k} - u)(m^2_{d^j} - u) - (m^2_{d^j} + m^2_{\tilde\chi^0_a} - t)(m^2_{d^k} - t)] \Big], \qquad \text{(A.2)}
\end{aligned}
$$

where, $s = (p(d^j) - p(\bar d_k))^2$, $t = (p(d^j) - p(\tilde\chi^0_a))^2$ and $u = (p(d^j) - p(\bar\nu_i))^2$.

$$
\begin{aligned}
|M_s(u_j \bar d_k \to \tilde\chi^0_a \bar l_i)|^2 &= && \frac{{\lambda'_{ijk}}^2}{6(s - m^2_{\tilde l^i_L})^2}(s - m^2_{u^j} - m^2_{d^k}) \Big[\Big(\frac{g^2 m^2_{l^i}|N'_{a3}|^2}{4m^2_W \cos^2\beta} + e^2|N'_{a1}|^2 + \frac{g^2|N'_{a2}|^2}{\cos^2\theta_W}(\sin^2\theta_W - \frac{1}{2})^2 \\
&- && \frac{2egRe(N'_{a1}N'_{a2})}{\cos\theta_W}(\sin^2\theta_W - \frac{1}{2}) \Big)(s - m^2_{l^i} - m^2_{\tilde\chi^0_a}) - \frac{2g m_{\tilde\chi^0_a} m^2_{l^i}}{m_W \cos\beta} \Big(-eRe(N'_{a1}N'_{a3}) \\
&+ && \frac{gRe(N'_{a2}N'_{a3})}{\cos\theta_W}(\sin^2\theta_W - \frac{1}{2}) \Big) \Big] \\
|M_t(u_j \bar d_k \to \tilde\chi^0_a \bar l_i)|^2 &= && \frac{{\lambda'_{ijk}}^2}{6(t - m^2_{\tilde u^j_L})^2}(-t + m^2_{l^i} + m^2_{d^k}) \Big[\Big(\frac{g^2 m^2_{u^j}|N'_{a4}|^2}{4m^2_W \sin^2\beta} + \frac{4e^2|N'_{a1}|^2}{9} \\
&+ && \frac{g^2|N'_{a2}|^2}{\cos^2\theta_W}(\frac{1}{2} - \frac{2\sin^2\theta_W}{3})^2 + \frac{4egRe(N'_{a1}N'_{a2})}{3\cos\theta_W}(\frac{1}{2} - \frac{2\sin^2\theta_W}{3}) \Big)(-t + m^2_{u^j} + m^2_{\tilde\chi^0_a}) \\
&+ && \frac{2g m^2_{u^j} m_{\tilde\chi^0_a}}{m_W \sin\beta} \Big(\frac{2eRe(N'_{a1}N'_{a4})}{3} + \frac{gRe(N'_{a2}N'_{a4})}{\cos\theta_W}(\frac{1}{2} - \frac{2\sin^2\theta_W}{3}) \Big) \Big] \\
|M_u(u_j \bar d_k \to \tilde\chi^0_a \bar l_i)|^2 &= && \frac{{\lambda'_{ijk}}^2}{6(u - m^2_{\tilde d^k_R})^2}(m^2_{u^j} + m^2_{l^i} - u) \Big[\Big(\frac{e^2|N'_{a1}|^2}{9} + \frac{g^2\sin^4\theta_W|N'_{a2}|^2}{9\cos^2\theta_W} - \frac{2egRe(N'_{a1}N'_{a2})\sin^2\theta_W}{9\cos\theta_W} \\
&+ && \frac{g^2 m^2_{d^k}|N'_{a3}|^2}{4m^2_W \cos^2\beta} \Big)(m^2_{\tilde\chi^0_a} + m^2_{d^k} - u) - \frac{2g m^2_{d^k} m_{\tilde\chi^0_a}}{m_W \cos\beta} \Big(-\frac{eRe(N'_{a1}N'_{a3})}{3} \\
&+ && \frac{g\sin^2\theta_W Re(N'_{a2}N'_{a3})}{3\cos\theta_W} \Big) \Big] \\
2Re[M_s M_t^*(\tilde\chi^0_a \bar l_i)] &= && -\frac{{\lambda'_{ijk}}^2}{6(s - m^2_{\tilde l^i_L})(t - m^2_{\tilde u^j_L})} \Big[-\frac{m^2_{l^i} m^2_{u^j} g^2 Re(N'_{a3}N^*_{a4})}{2m^2_W \sin\beta\cos\beta}(m^2_{\tilde\chi^0_a} + m^2_{d^k} - u) \\
&+ && \Big(\frac{-2e^2|N'_{a1}|^2}{3} + \frac{egRe(N^*_{a1}N'_{a2})}{3\cos\theta_W}(4\sin^2\theta_W - \frac{5}{2}) \\
&+ && \frac{g^2|N'_{a2}|^2}{\cos^2\theta_W}(\frac{1}{2} - \frac{2\sin^2\theta_W}{3})(\sin^2\theta_W - \frac{1}{2}) \Big) \\
& && [(m^2_{u^j} + m^2_{d^k} - s)(m^2_{\tilde\chi^0_a} + m^2_{l^i} - s) + (m^2_{u^j} + m^2_{\tilde\chi^0_a} - t)(m^2_{l^i} + m^2_{d^k} - t) \\
&- && (m^2_{u^j} + m^2_{l^i} - u)(m^2_{\tilde\chi^0_a} + m^2_{d^k} - u)] + \frac{g m^2_{u^j} m_{\tilde\chi^0_a}}{m_W \sin\beta} \Big(-eRe(N'_{a1}N'_{a4}) + \frac{gRe(N'_{a2}N'_{a4})}{\cos\theta_W}
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
& (\sin^2\theta_W - \frac{1}{2})\Big)(m^2_{l^i} + m^2_{d^k} - t) - (s - m^2_{u^j} - m^2_{d^k})\frac{g m^2_{l^i} m_{\tilde\chi^0_a}}{m_W \cos\beta}\Big(\frac{2eRe(N'_{a1}N'_{a3})}{3} \\
&+ \frac{gRe(N'_{a2}N'_{a3})}{\cos\theta_W}(\frac{1}{2} - \frac{2\sin^2\theta_W}{3})\Big)\Big)\Big] \\
2Re[M_t M_u^*(\tilde\chi^0_a \bar l_i)] &= \frac{{\lambda'_{ijk}}^2}{6(u - m^2_{\tilde d^k_R})(t - m^2_{\tilde u^j_L})}\Big[\frac{g m^2_{u^j} m_{\tilde\chi^0_a}}{m_W \sin\beta}(m^2_{l^i} + m^2_{d^k} - t)\Big(- \frac{eRe(N'_{a1}N'_{a4})}{3} \\
&+ \frac{g\sin^2\theta_W Re(N'_{a2}N'_{a4})}{3\cos\theta_W}\Big) - \frac{m_{\tilde\chi^0_a} g m^2_{d^k}}{m_W \cos\beta}\Big(\frac{2eRe(N'_{a1}N'_{a3})}{3} + \frac{gRe(N'_{a2}N'_{a3})}{\cos\theta_W}(\frac{1}{2} - \frac{2\sin^2\theta_W}{3})\Big) \\
& (m^2_{l^i} + m^2_{u^j} - u) - \frac{g^2 Re(N'_{a3}N^*_{a4}) m^2_{u^j} m^2_{d^k}}{2m^2_W \cos\beta\sin\beta}(s - m^2_{l^i} - m^2_{\tilde\chi^0_a}) + \Big(- \frac{2e^2|N'_{a1}|^2}{9} \\
&+ \frac{egRe(N^*_{a1}N'_{a2})}{3\cos\theta_W}(-\frac{1}{2} + \frac{4\sin^2\theta_W}{3}) + \frac{g^2\sin^2\theta_W |N'_{a2}|^2}{3\cos^2\theta_W} \\
& (\frac{1}{2} - \frac{2\sin^2\theta_W}{3})\Big)[(m^2_{l^i} + m^2_{u^j} - u)(m^2_{\tilde\chi^0_a} + m^2_{d^k} - u) + (m^2_{l^i} + m^2_{d^k} - t)(m^2_{\tilde\chi^0_a} + m^2_{u^j} - t) \\
&- (m^2_{l^i} + m^2_{\tilde\chi^0_a} - s)(m^2_{d^k} + m^2_{u^j} - s)]\Big] \\
2Re[M_s M_u^*(\tilde\chi^0_a \bar l_i)] &= \frac{{\lambda'_{ijk}}^2}{6(s - m^2_{\tilde l^i_L})(u - m^2_{\tilde d^k_R})}\Big[- \frac{g m^2_{l^i} m_{\tilde\chi^0_a}}{m_W \cos\beta}\Big(- \frac{eRe(N'_{a1}N'_{a3})}{3} + \frac{g\sin^2\theta_W Re(N'_{a2}N'_{a3})}{3\cos\theta_W}\Big) \\
& (s - m^2_{d^k} - m^2_{u^j}) - \frac{g m^2_{d^k} m_{\tilde\chi^0_a}}{m_W \cos\beta}\Big(- eRe(N'_{a1}N'_{a3}) + \frac{gRe(N'_{a2}N'_{a3})}{\cos\theta_W}(\sin\theta^2_W - \frac{1}{2})\Big) \\
& (m^2_{l^i} + m^2_{u^j} - u) + \frac{g^2 m^2_{l^i} m^2_{d^k} |N'_{a3}|^2}{2m^2_W \cos^2\beta}(m^2_{\tilde\chi^0_a} + m^2_{u^j} - t) + \Big(\frac{e^2|N'_{a1}|^2}{3} \\
&- \frac{egRe(N^*_{a1}N'_{a2})}{3\cos\theta_W}(2\sin\theta^2_W - \frac{1}{2}) + \frac{g^2|N'_{a2}|^2\sin^2\theta_W}{3\cos^2\theta_W}(\sin^2\theta_W - \frac{1}{2})\Big) \\
& [(m^2_{l^i} + m^2_{u^j} - u)(m^2_{\tilde\chi^0_a} + m^2_{d^k} - u) - (m^2_{l^i} + m^2_{d^k} - t)(m^2_{\tilde\chi^0_a} + m^2_{u^j} - t) \\
&+ (m^2_{l^i} + m^2_{\tilde\chi^0_a} - s)(m^2_{d^k} + m^2_{u^j} - s)],\Big]
\end{aligned}
\tag{A.3}
$$

where, $s = (p(u^j) - p(\bar d_k))^2$, $t = (p(u^j) - p(\tilde\chi^0_a))^2$ and $u = (p(u^j) - p(\bar l_i))^2$.

$$
\begin{aligned}
|M_s(d_j \bar d_k \to \tilde\chi^-_a \bar l_i)|^2 &= \frac{g^2{\lambda'_{ijk}}^2}{6(s - m^2_{\tilde\nu^i_L})^2}(s - m^2_{d^j} - m^2_{d^k})\Big[(\frac{m^2_{l^i}|U_{a2}|^2}{4m^2_W\cos^2\beta} + \frac{|V_{a1}|^2}{2})(s - m^2_{\tilde\chi^+_a} - m^2_{l^i}) \\
&+ \frac{\sqrt{2}Re(V_{a1}U_{a2}) m^2_{l^i} m_{\tilde\chi^+_a}}{m_W\cos\beta}\Big] \\
|M_t(d_j \bar d_k \to \tilde\chi^-_a \bar l_i)|^2 &= \frac{g^2{\lambda'_{ijk}}^2}{3(t - m^2_{\tilde u^j_L})^2}(t - m^2_{d^k} - m^2_{l^i})\Big[(t - m^2_{\tilde\chi^+_a} - m^2_{d^j})(\frac{|V_{a1}|^2}{4} + \frac{m^2_{d^j}|U_{a2}|^2}{8M^2_W\cos^2\beta}) \\
&+ \frac{Re(V_{a1}U_{a2}) m_{\tilde\chi^+_a} m^2_{d^j}}{\sqrt{2}m_W\cos\beta}\Big] \\
|M_u(\bar u_k u_j \to \tilde\chi^-_a \bar l_i)|^2 &= \frac{g^2{\lambda'_{ijk}}^2}{24(u - m^2_{\tilde d^k_R})^2}(m^2_{\tilde\chi^+_a} + m^2_{u^k} - u)(m^2_{l^i} + m^2_{u^j} - u)\frac{|U_{a2}|^2 m^2_{d^k}}{m^2_W\cos^2\beta} \\
2Re[M_s M_t^*(\tilde\chi^-_a \bar l_i)] &= \frac{g^2{\lambda'_{ijk}}^2}{12(s - m^2_{\tilde\nu^i_L})(t - m^2_{\tilde u^j_L})}\Big[|V_{a1}|^2[-(m^2_{l^i} + m^2_{d^j} - u)(m^2_{\tilde\chi^+_a} + m^2_{d^k} - u) \\
&+ (m^2_{l^i} + m^2_{d^k} - t)(m^2_{\tilde\chi^+_a} + m^2_{d^j} - t) + (m^2_{l^i} + m^2_{\tilde\chi^+_a} - s)(m^2_{d^k} + m^2_{d^j} - s)] \\
&+ \frac{Re(V_{a1}U_{a2}) m_{\tilde\chi^+_a}\sqrt{2}}{m_W\cos\beta}[m^2_{l^i}(s - m^2_{d^j} - m^2_{d^k}) - m^2_{d^j}(m^2_{l^i} + m^2_{d^k} - t)] \\
&- \frac{|U_{a2}|^2 m^2_{l^i} m^2_{d^j}}{m^2_W\cos^2\beta}(m^2_{\tilde\chi^+_a} + m^2_{d^k} - u)\Big],
\end{aligned}
\tag{A.4}
$$

where, $s = (p(d^j) - p(\bar d_k))^2$, $t = (p(d^j) - p(\tilde\chi^-_a))^2$ and $u = (p(u^j) - p(\bar l_i))^2$.

References

[1] S. Dimopoulos and L.J. Hall, Phys. Lett. **B 207**, 210 (1988).

[2] H. Dreiner and G. G. Ross, Nucl. Phys. **B 365**, 597 (1991).

[3] H. Dreiner, published in *Perspectives on Supersymmetry*, ed. by G.L. Kane, World Scientific (1998), hep-ph/9707435.

[4] G. Bhattacharyya, Invited talk presented at 'Beyond the Desert', Castle Ringberg, Tegernsee, Germany, 8-14 June 1997; Susy '96, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **52A** 83 (1997).

[5] R. Barbier et al., Report of the Group on the R-parity Violation, hep-ph/9810232.

[6] B. C. Allanach, A. Dedes, H. K. Dreiner, Phys. Rev. **D60**, 075014 (1999).

[7] V. Barger, G. F. Giudice and T. Han, Phys. Rev. **D 40**, 2987 (1989).

[8] S. Dimopoulos, R. Esmailzadeh, L.J. Hall, J. Merlo and G.D. Starkman, Phys. Rev. **D41**, 2099 (1990).

[9] P. Binétruy et al., ECFA Large Hadron Collider (LHC) Workshop, Aachen, 1990, Vol. II.

[10] A. Datta, J. M. Yang, B.-L. Young and X. Zhang, Phys. Rev. **D56**, 3107 (1997).

[11] R. J. Oakes, K. Whisnant, J. M. Yang, B.-L. Young and X. Zhang, Phys. Rev. **D57**, 534 (1998).

[12] J. L. Hewett and T. G. Rizzo, "Proceedings of the XXIX International Conference on High Energy Physics", Vancouver, CA, 23-29 July 1998, hep-ph/9809525.

[13] B. Allanach et al., 'Searching for R-Parity Violation at Run-II of Tevatron', hep-ph/9906224.

[14] P. Chiappetta, A. Deandrea, E. Nagy, S. Negroni, G. Polesello and J.M. Virey, Phys. Rev. **D61**, 115008 (2000).

[15] H. Dreiner, P. Richardson, M. H. Seymour, JHEP **0004**, 008 (2000).

[16] J. Kalinowski, R. Rückl, H. Spiesberger and P. M. Zerwas, Phys. Lett. **B414**, 297 (1997).

[17] J. Kalinowski, Proceedings of *"Beyond the Desert 97 – Accelerator and Non-Accelerator Approaches"*, Ringberg Castle, Germany, June 1997, hep-ph/9708490.

[18] S. Bar-Shalom, G. Eilam and A. Soni, Phys. Rev. **D59**, 055012 (1999).

[19] S. Lola, Presented at the 2nd ECFA/DESY study on Linear Colliders, Frascati, November 1998, LC note LC-TH-1999-021, hep-ph/9912217.

[20] L. E. Ibañez and G. G. Ross, CERN-TH.6412/92, in *Perspectives in Higgs Physics*, G. Kane editor, World Scientific, Singapore, 1993.

[21] H. Dreiner, P. Richardson and M. H. Seymour, to appear in the proceedings of the BTMSSM subgroup of the Physics at Run II Workshop on Supersymmetry/Higgs, hep-ph/9903419.

[22] F. Déliot, G. Moreau, C. Royon, E. Perez and M. Chemtob, Phys. Lett. **B475**, 184 (2000).

[23] H. Dreiner, P. Richardson and M. H. Seymour, hep-ph/0007228.

[24] H. Dreiner, P. Richardson and M. H. Seymour, hep-ph/0001224.

[25] G. Moreau, E. Perez and G. Polesello, hep-ph/0003012, subm. to Nucl. Phys. **B**; G. Moreau, E. Perez and G. Polesello, Proceedings of the Workshop *'Physics at TeV Colliders'*, 8-18 June, 1999, Les Houches, France, hep-ph/0002130.

[26] F. Borzumati, J.-L. Kneur, N. Polonsky, Phys. Rev. **D60**, 115011 (1999).

[27] E. L. Berger, B. W. Harris and Z. Sullivan, Phys. Rev. Lett. **83**, 4472 (1999).

[28] M. Carena, M. Olechowski, S. Pokorski and C. E. M. Wagner, Nucl. Phys. **B419** (1994) 213.

[29] Top averaging group, preprint Fermilab **TM-2084** (1999) D0 Collab., Phys. Rev. **D58**, 052001 (1998), Phys. Rev. Lett. **79**, 1197 (1997), Phys. Rev. **D60**, 052001 (1999), CDF Collab., Phys. Rev. Lett. **80**, 2767 (1998), Phys. Rev. Lett. **82**, 271, (1999).

[30] CTEQ Coll., Phys. Rev. **D55**, 1280 (1997).

[31] R. Baier, J. Engels, B. Petersson, Z Phys. **C2**, 265 (1979).

[32] E. W. N. Glover, A. D. Martin, R. G. Roberts, W. J. Stirling, Phys. Lett. **B381**, 353 (1996).

[33] M. Glück, E. Reya, A. Vogt, Z Phys. **C53**, 127 (1992).

[34] ALEPH Collaboration, ALEPH 2000-013, CONF 010 (2000).

[35] C. Caso et al., The European Physical Journal **C3**, 1 (1998).

[36] CTEQ Collaboration, preprint MSUHEP-60426, CTEQ-604.

[37] A. Pukhov, E. Boos, M. Dubinin, V. Edneral, V. Ilyin, D. Kovalenko, A. Kryukov, V. Savrin, S. Shichanin, and A. Semenov, "CompHEP - a package for evaluation of Feynman diagrams and integration over multi-particle phase space. User's manual for version 33.", Preprint INP MSU 98-41/542, hep-ph/9908288.

[38] T. Sjöstrand, Comp. Phys. Comm. **82**, 74 (1994); S. Mrenna, Comp. Phys. Comm. **101**, 232 (1997).

[39] J. Lykken and K. T. Matchev, preprint FERMILAB-PUB-99/034-T, Phys. Rev. **D61**, 015001 (2000).

[40] K. T. Matchev and D. M. Pierce, preprint FERMILAB-PUB-99/078-T, Phys. Rev. **D60**, 075004 (1999).

[41] H. Baer, M. Drees, F. Paige, P. Quintana, X. Tata, hep-ph/9906233.

[42] R. Barbieri, F. Caravaglios, M. Frigeni and M. Mangano, Nucl. Phys. **B 367**, 28 (1991).

[43] J. Conway, talk given at the SUSY/Higgs Workshop Meeting, Fermilab, May 14-16, 1998.
See also www.physics.rutgers.edu/jconway/soft/shw/shw.html.

[44] T. Kamon, J. L. Lopez, P. McIntyre, and J. T. White, Phys. Rev. **D50**, 5676 (1994).

[45] ATLAS Coll., 'ATLAS Detector and Physics Performance Technical Design Report', Vol. II, ATLAS TDR 15, 25 May 1999, CERN/LHCC 99-15.
See also atlasinfo.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/TDR/access.html.

[46] V. Barger et al., Phys. Rev. **D50**, 4299 (1994).

[47] H. Baer, C. Kao and X. Tata, Phys. Rev. **D51**, 2180 (1995).

[48] H. Baer, C.-H. Chen and X. Tata, Phys. Rev. **D55**, 1466 (1997).

[49] HERWIG 6.1 Release Note, hep-ph/9912396; G. Marchesini, B. R. Webber, G. Abbiendi, I. G. Knowles, M. H. Seymour and L. Stanco, Computer Phys. Commun. **67**, 465 (1992).

[50] SUSYGEN 3.0/06, 'A Monte Carlo Event generator for MSSM sparticle production for e^+e^-, $\mu^+\mu^-$ and ep colliders', N. Ghodbane, S. Katsanevas, P. Morawitz and E. Perez, lyoinfo.in2p3.fr/susygen/susygen3.html; N. Ghodbane, hep-ph/9909499.

[51] E. Perez, private communication.

[52] ALEPH Collaboration, ALEPH 98-017, CONF 007 (1998).

[53] J. F. Gunion and H. E. Haber, Nucl. Phys. **B272**, 1 (1986); Erratum-ibid **B402**, 567 (1993).

Annexe B

Propagation de la matrice d'erreur d'une trace

Track Parameter Error Matrix Propagation in Matter and Magnetic Field, Error Matrices Combination

Laurent Chevalier, Frédéric Déliot, Claude Guyot, Ch. Royon, B. Tuchming

March 21, 2002

Abstract

The goal of the following is to expose how we match local muon tracks with central tracker tracks. We first develop the infinitesimal position and momentum propagation of a particle in magnetic field and in matter. Then we derive the error matrix propagation in the 6 following variables: (position,momentum) = (x, y, z, px, py, pz) in cartesian coordinates. Those calculations are performed in the matrix formalism. In the third section we use this error matrix propagation to combine local muon error matrix computed in the muon system with the central tracker error matrix.

In the following, $\vec{x}^{\,in}$ and $\vec{p}^{\,in}$ ($\vec{x}^{\,out}$ and $\vec{p}^{\,out}$) represent the particle incoming (outcoming) position and momentum. All these quantities are considered as random variables with a mean value and an error.

1 Position and Momentum After an Infinitesimal Step:

1.1 Propagation in Magnetic Field:

We consider the propagation of a particle along its momentum direction performing an infinitesimal step dx in a region with magnetic field $\vec{B}$ (see Figure 1).

- q and m are the charge and mass of the considered particle travelling at speed v.
- We define the unit vector $\vec{u} = \frac{\vec{p}^{\,in}}{||\vec{p}^{\,in}||}$.

According to these assumptions, we can write:

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \frac{q}{\gamma m}\vec{p} \times \vec{B} \text{ and } dt = \frac{dx}{v}$$

and then, flipping in the cross product $\vec{B}$ and $\vec{p}$:

$$\delta\vec{p} = \vec{\Omega}^B \times \vec{p} \text{ with } \vec{\Omega}^B = -\frac{q}{\gamma m v}\vec{B}\delta x.$$

$$\delta\vec{p} = \vec{\Omega}^B \times \vec{p} \text{ with } \vec{\Omega}^B = -\frac{q}{\gamma m v}\vec{B}\delta x.$$

At first order:

$$\vec{p}^{\,out} = \vec{p}^{\,in} + \vec{\Omega}^B \times \vec{p}^{\,in}\ ,\ \vec{\Omega}^B = -0.3\frac{q}{||\vec{p}^{\,in}||}\vec{B}\delta x$$

with δx in meter, B in Tesla, p in GeV and q = ± 1.

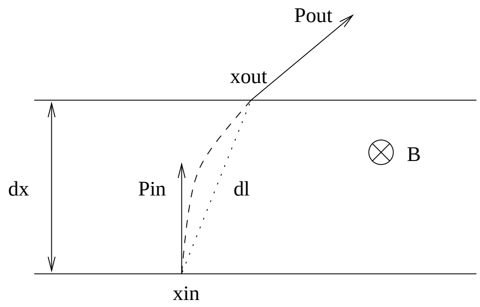


Figure 1: small step propagation in magnetic field

Within the approximation of a circular trajectory, one can easily calculate the outcoming position $\vec{x}^{\,out}$ as a function of the incoming $\vec{x}^{\,in}$:

$$\vec{x}^{\,out} = \vec{x}^{\,in} + \vec{dl} \simeq \vec{x}^{\,in} + \frac{dx}{2||\vec{p}^{\,in}||}(\vec{p}^{\,in} + \vec{p}^{\,out})$$

1.2 Propagation in Matter with Multiple Scattering and Energy Loss:

Let us consider a plane of matter with multiple Coulomb scattering (see Figure 2).

- $\vec{z}$ is a given particular direction not parallel to the momentum (for example: beam axis in the barrel part or y axis in the endcap part of the detector).
- We define $\vec{v}^o = \frac{\vec{z}\times\vec{u}}{||\vec{z}\times\vec{u}||}$ and $\vec{w}^o = \vec{v}^o \times \vec{u}$ with $\vec{u} = \frac{\vec{p}^{\,in}}{||\vec{p}^{\,in}||}$.

The multiple scattering circle around $\vec{p}$ is now in the $(\vec{v}^o, \vec{w}^o)$ plane as $\delta\vec{p}^{MS}$:

$$\begin{aligned}\delta\vec{p}^{MS} &= \delta\theta||\vec{p}^{\,in}||(\cos\varphi\vec{v}^o + sin\varphi\vec{w}^o)\\ &= \delta\theta||\vec{p}^{\,in}||(\frac{\cos\varphi}{||\vec{z}\times\vec{p}^{\,in}||}\vec{z} + \frac{sin\varphi}{||\vec{p}^{\,in}||}\vec{v}^o) \times \vec{p}^{\,in}\end{aligned}$$

where $\delta\theta$ and φ are two random quantities characterizing the multiple scattering process. Defining a new vector $\vec{v} = \vec{z} \times \vec{u}$, one can express $\vec{v}^o$ as $\vec{v}^o = \frac{\vec{v}}{||\vec{z}\times\vec{p}^{\,in}||}||\vec{p}^{\,in}||$ and get:

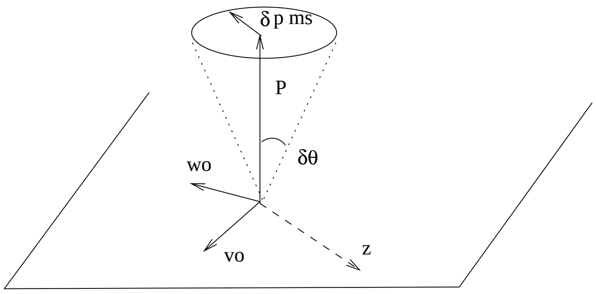


Figure 2: effect of multiple scattering on momentum direction

$$\delta\vec{p}^{MS} = \frac{\delta\theta ||\vec{p}^{in}||}{||\vec{z} \times \vec{p}^{in}||}(\cos\varphi\vec{z} + sin\varphi\vec{v}) \times \vec{p}^{in}$$

So one writes the multiple scattering effect as:

$$\vec{p}^{out} = \vec{p}^{in} + \delta\vec{\Omega}^{MS} \times \vec{p}^{in} \text{ with } \delta\vec{\Omega}^{MS} = \frac{\delta\theta}{||\vec{v}||}(\cos\varphi\vec{z} + sin\varphi\vec{v}).$$

One now focuses on the energy loss process.

- Energy loss in matter of length of L is characterized by a mean value $\bar{E}_{loss}$ and a variance $\sigma_{E_{loss}}$.
- One can define the random energy loss e_{loss} in dx as the variable with mean value $\bar{e}_{loss} = \frac{dx}{L}\bar{E}_{loss}$ and variance: $\sigma_{e_{loss}} = \sqrt{\frac{dx}{L}}\sigma_{E_{loss}}$ since energy loss is a stochastic process.

In principle, $\bar{e}_{loss}$ and $\sigma_{e_{loss}}$ are momentum dependent. To give an order of magnitude of the energy loss in a calorimeter, with $L = 200cm$, $\bar{E}_{loss} = 3GeV$ and $\sigma_{E_{loss}} = 0.4GeV$. Within this notation, one can write the energy loss effect on momentum as:

$$\vec{p}^{out} = \vec{p}^{in}\left(1 + \frac{e_{loss}}{||\vec{p}^{in}||}\right)$$

And finally:

$$\vec{p}^{out} = \vec{p}^{in}\left(1 + \frac{e_{loss}}{||\vec{p}^{in}||}\right) + \delta\vec{\Omega}^{MS} \times \vec{p}^{in} \text{ with } \delta\vec{\Omega}^{MS} = \frac{\delta\theta}{||\vec{v}||}\left(\cos\varphi\vec{z} + sin\varphi\vec{v}\right).$$

1.3 Summary: Propagation in Matter and Magnetic Field:

$$\begin{aligned}
\vec{p}^{\,out} &= \vec{p}^{\,in}\left(1+\frac{e_{loss}}{||\vec{p}^{\,in}||}\right)+\vec{\Omega}^B\times\vec{p}^{\,in}+\delta\vec{\Omega}^{MS}\times\vec{p}^{\,in} && (1)\\
\vec{x}^{\,out} &= \vec{x}^{\,in}+\frac{dx}{||\vec{p}^{\,in}||}\left(\vec{p}^{\,in}+\frac{\vec{\Omega}^B}{2}\times\vec{p}^{\,in}+\frac{\delta\vec{\Omega}^{MS}}{2}\times\vec{p}^{\,in}\right) && (2)\\
\text{with } \vec{\Omega}^B &= -0.3\frac{q}{||\vec{p}^{\,in}||}\vec{B}\,dx && (3)\\
\text{and } \delta\vec{\Omega}^{MS} &= \frac{\delta\theta}{||\vec{v}||}\left(\cos\varphi\vec{z}+sin\varphi\vec{v}\right) && (4)
\end{aligned}$$

where $\vec{u}=\frac{\vec{p}^{\,in}}{||\vec{p}^{\,in}||}$ and $\vec{v}=\vec{z}\times\vec{u}$. Transforming the cross product into matrix product (see Appendix), we get the following antisymmetric matrices Ω^B and $\delta\Omega^{MS}$:

$$\begin{aligned}
\Omega^B &= -0.3\frac{q}{||\vec{p}^{\,in}||}B\,dx\\
\delta\Omega^{MS} &= \frac{\delta\theta}{||\vec{z}\times\vec{u}||}\left(\cos\varphi Z+sin\varphi V\right)
\end{aligned}$$

where B, Z and V are the antisymmetric matrices associated to the vectors $\vec{B}$, $\vec{z}$, and $\vec{v}$. The equations 1 and 2 lead to the following formula calculating the mean values $\bar{x}^{\,out}$ and $\bar{p}^{\,out}$ of $\vec{x}^{\,out}$ and $\vec{p}^{\,out}$ at first order:

$$\begin{aligned}
\bar{x}^{\,out} &= \bar{x}^{\,in}+\frac{dx}{||\vec{p}^{\,in}||}\left(\bar{p}^{\,in}+\frac{\Omega^B}{2}\bar{p}^{\,in}\right)\\
\bar{p}^{\,out} &= \bar{p}^{\,in}\left(1+\frac{dx}{L}\frac{\bar{E}_{loss}}{||\vec{p}^{\,in}||}\right)+\Omega^B\bar{p}^{\,in}
\end{aligned}$$

since $<\delta\Omega^{MS}>=0$ because $<\cos\varphi>=0$ and $<sin\varphi>=0$.

2 Error Matrix Propagation:

2.1 Definitions

In the following, the calculations are made as a function of the infinitly small parameter dx, using the matrix notation. The symbol δ stands for the difference with respect to the mean value: $\delta A = A - <A>$. This implies obviously that $<\delta A>=0$.

Thus, the error matrix for the single-column matrix p is defined as $E^{PP}=<\delta p\,{}^t(\delta p)>$. The total error matrix that we want to compute is a 6×6 symmetric matrix in the (momentum P, position X) variables:

$$E_{6\times6}=\begin{pmatrix} E^{PP}_{3\times3} & E^{PX}_{3\times3}\\ E^{XP}_{3\times3} & E^{XX}_{3\times3}\end{pmatrix}\ \text{with } E^{XP}={}^tE^{PX}$$

2.2 Computation rules

In principle δ quantities are small ($||\delta A|| << ||A||$), which should allow to make Taylor expansion such as

$$\delta\left(\frac{1}{||\vec{p}||}\right) = \frac{1}{||<\vec{p}> + \vec{\delta p}||} - \frac{1}{||<\vec{p}>||} = -\frac{^t<p>\delta p}{||<\vec{p}>||^3}.$$

Any quantity without a δ is a mean value, so that we can forget the notation $<>$ and write directly

$$\delta\left(\frac{1}{||\vec{p}||}\right) = -\frac{^tp\delta p}{||\vec{p}||^3}.$$

Actually we have to be carefull, because in our next calculation we are going to mix small δ quantities, with infinitly small quantities dx. In the former example, we neglect the 2nd order in δp which is $-\frac{^t\delta p\delta p}{2p^3} + \frac{3}{2}\frac{^t\delta pp\,^tp\delta p}{p^5}$. This term can be much larger than a term like $\frac{dx}{L}\frac{1}{||\vec{p}||}$. Thus writting $\delta\left(\frac{1}{||\vec{p}||}\right) + \frac{dx}{L}\frac{1}{||\vec{p}||} = -\frac{^tp\delta p}{||\vec{p}||^3} + \frac{dx}{L}\frac{1}{||\vec{p}||}$ would lead to wrong results. To solve this problem we have to write for any quantity A :

$$\underset{(1)}{1} >> \underset{(2)}{\frac{\delta A}{A}} >> .. >> \underset{(3)}{\frac{\delta^n A}{A^n}} >> \;..>> \underset{(4)}{\frac{dx}{L}} >> \underset{(5)}{\frac{\delta A}{A}\frac{dx}{L}} >> .. >> \underset{(6)}{\frac{\delta^n A}{A^n}\frac{dx}{L}} >> \;..>> \underset{(7)}{\frac{dx^2}{L^2}}.$$

This ordering shows that, if we made a Taylor expansion of a term like (2) at a given order $n-1$, we would neglect terms of order n like (3), the magnitude of which are higher than dx. This would disallow to include any terms containing dx. Fortunatly, in our following calculations, Taylor expansions in δ are needed only for term like (5) which contains a dx. We are allowed to compute them, because we compute at the first order in dx. But computing at the order dx^2 would be meaningless.

We do not incorporate in our Taylor expansions the levels smaller than $\delta \times \delta \times dx$, for instance $\delta p\,^t\delta p\delta pdx$. Such a term would require to know and handle properly the skewness: $<\delta p\,^t\delta p\delta p>$.

2.3 Preliminary computation

In the following computations, some terms will appear several times and we can calculate them first.

$$\begin{aligned}
u = &\quad \frac{p}{||p||} \\
\text{which gives } \delta u &= \frac{\delta p}{||p||} - \frac{^tp\delta p}{||p||^3}p \\
\text{hence } \delta u\,^t\delta p &= \frac{\delta p\,^t\delta p}{||p||} - \frac{^tp\delta pp\,^t\delta p}{||p||^3} = \frac{\delta p\,^t\delta p}{||p||} - \frac{p\,^tp\delta p\,^t\delta p}{||p||^3} \\
\text{and } <\delta u^{in}\delta p^{in}> &= \left(1 - \frac{p^{in}\,^t(p^{in})}{||\vec{p}^{\,in}||^2}\right)\frac{E^{PPin}}{||\vec{p}^{\,in}||}
\end{aligned}$$

It is also easy to compute

$$
\begin{aligned}
< \delta x^{in}\, {}^t(\delta u^{in}) > &= < \delta x^{in} \frac{{}^t(\delta p^{in})}{||\vec{p}^{\,in}||} > - < \delta x^{in} \frac{{}^t(\delta p^{in}) p^{in}}{||\vec{p}^{\,in}||^3}\, {}^t p^{in} > \\
&= \frac{E^{XPin}}{||\vec{p}^{\,in}||} \left(1 - \frac{p^{in}\, {}^t p^{in}}{||\vec{p}^{\,in}||^2} \right) \\
< \delta u^{in}\, {}^t(\delta x^{in}) > &= \left(1 - \frac{p^{in}\, {}^t p^{in}}{||\vec{p}^{\,in}||^2} \right) \frac{E^{PXin}}{||\vec{p}^{\,in}||}
\end{aligned}
$$

2.4 Propagation of E^{PP}:

We first concentrate on the propagation of momentum variables. Here the *in* index refers to the incoming quantities and the *out* index to the outcoming ones. Because Ω^B and $\delta\Omega^{MS}$ are antisymmetric, ${}^t(\Omega^B) = -\Omega^B$ and ${}^t(\delta\Omega^{MS}) = -\delta\Omega^{MS}$. Note that unlike Ω^B and $\delta\Omega^{MS}$, δe_{loss} is a one dimensional variable and not a matrix, measured in GeV. We starts from the first order in dx:

$$
\begin{aligned}
\vec{p}^{\,out} &= \vec{p}^{\,in} + \vec{\Omega}^B \times \vec{p}^{\,in} + \delta\vec{\Omega}^{MS} \times \vec{p}^{\,in} + e_{loss}\vec{u} \\
\text{this gives } \delta p^{out} &= \delta p^{in} + \Omega^B \delta p^{in} + \delta\Omega^B p^{in} + \delta\Omega^{MS} p^{in} + \delta e_{loss} u^{in} + e_{loss} \delta u^{\,in} \\
\text{and } {}^t(\delta p^{out}) &= {}^t(\delta p^{in}) - {}^t(\delta p^{in})\Omega^B - {}^t(p^{in})\delta\Omega^B - {}^t(p^{in})\delta\Omega^{MS} + \delta e_{loss}\, {}^t(u^{in}) + e_{loss}\, {}^t(\delta u^{\,in})
\end{aligned}
$$

Now we compute the product, droping terms with order higher than dx, such as $\Omega^B \delta\Omega^B$ or e_{loss}^2 which contain a dx^2.

$$
\begin{aligned}
\delta p^{out}\, {}^t\delta p^{out} &= \delta p^{in}\, {}^t\delta p^{in} - \delta\Omega^{MS} p^{in}\, {}^t(p^{in})\delta\Omega^{MS} + \delta e_{loss}^2 u^{in}\, {}^t u^{in} \\
&- \delta p^{\,in}\, {}^t\delta p^{\,in} \Omega^B + \Omega^B \delta p^{\,in}\, {}^t\delta p^{\,in} - \delta p^{\,in}\, {}^t p^{in} \delta\Omega^B + \delta\Omega^B p^{in}\, {}^t\delta p^{\,in} \\
&- \delta p^{\,in}\, {}^t p^{in} \delta\Omega^{MS} + \delta\Omega^{MS} p^{in}\, {}^t\delta p^{\,in} \\
&+ e_{loss}(\delta p^{\,in}\, {}^t\delta u^{\,in} + \delta u^{\,in}\, {}^t\delta p^{\,in}) \\
&+ \delta e_{loss}(\delta p^{\,in}\, {}^t u^{in} + u^{in}\, {}^t\delta p^{\,in}) \\
&- \delta e_{loss}(u^{in}\, {}^t p^{in} \delta\Omega^{MS} - \delta\Omega^{MS} p^{in}\, {}^t u^{in})
\end{aligned}
$$

$\delta\Omega^{MS}$, δp^{in} and δe_{loss} are independent. Thus a lot of terms of the previous equation vanish when we take the mean value $E^{PPout} =< \delta p^{out}\, {}^t(\delta p^{out}) >$. We also use the definition of Ω^B to compute $\delta\Omega^B = -\Omega^B \frac{{}^t p \delta p}{p^2}$. We get:

$$
\begin{aligned}
E^{PPout} &= E^{PPin} - < \delta\Omega^{MS} p^{in}\, {}^t(p^{in}) \delta\Omega^{MS} > + \frac{dx}{L} \sigma_{E_{loss}}^2 < u^{in}\, {}^t u^{in} > \\
&+ \frac{dx}{L} \bar{E}_{loss} < \delta p^{\,in}\, {}^t\delta u^{\,in} + \delta u^{\,in}\, {}^t\delta p^{\,in} > \\
&- E^{PPin} \left(1 - \frac{p^{in}\, {}^t p^{in}}{||\vec{p}^{\,in}||^2} \right) \Omega^B + \Omega^B \left(1 - \frac{p^{in}\, {}^t p^{in}}{||\vec{p}^{\,in}||^2} \right) E^{PPin}
\end{aligned}
$$

We define $E^{MS} =< \delta\Omega^{MS} p^{in}\, {}^t(p^{in}) \delta\Omega^{MS} >$. With the explicit expression of $\delta\Omega^{MS}$ we have:

$$
\begin{aligned}
E^{MS} &= \frac{< \delta\theta^2 >}{||\vec{v}||^2} \left(< \cos^2\varphi > Z < p^{in}\, {}^t(p^{in}) > Z + < \sin^2\varphi > V < p^{in}\, {}^t(p^{in}) > V \right) \\
E^{MS} &= \frac{\sigma_\theta^2}{2||\vec{v}||^2} \left(Z \bar{p}^{\,in}\, {}^t(\bar{p}^{\,in}) Z + V \bar{p}^{\,in}\, {}^t(\bar{p}^{\,in}) V \right)
\end{aligned}
$$

where σ_θ is given by the well known formula $\sigma_\theta = \frac{0.014}{p^{in}}\sqrt{\frac{dx}{X_o}}$ with P^{in} in GeV.

Finally, the propagation for the momentum part of the error matrix E^{PP} reads:

$$\begin{aligned}
E^{PPout} &= E^{PPin} - E^{PPin}\left(1 - \frac{p^{in}\,{}^t p^{in}}{||\vec{p}^{\,in}||^2}\right)\Omega^B + \Omega^B\left(1 - \frac{p^{in}\,{}^t p^{in}}{||\vec{p}^{\,in}||^2}\right) E^{PPin} \\
&+ \frac{dx}{L}\frac{\sigma^2_{E_{loss}}}{||\vec{p}^{\,in}||^2}\left(\bar{p}^{\,in}\,{}^t(\bar{p}^{\,in})\right) + \frac{dx}{L}\frac{\bar{E}_{loss}}{||\vec{p}^{\,in}||}\left(\left(1 - \frac{p^{in}\,{}^t(p^{in})}{||\vec{p}^{\,in}||^2}\right)E^{PPin} + E^{PPin}\left(1 - \frac{p^{in}\,{}^t(p^{in})}{||\vec{p}^{\,in}||^2}\right)\right) \\
&- \frac{\sigma^2_\theta}{2||\vec{v}||^2}\left(Z\bar{p}^{\,in}\,{}^t(\bar{p}^{\,in})Z + V\bar{p}^{\,in}\,{}^t(\bar{p}^{\,in})V\right)
\end{aligned}$$

2.5 Propagation of E^{XX}:

For the position variables, we have:

$$\begin{aligned}
\delta x^{out} &= \delta x^{in} + \delta u^{in} dx \\
\text{thus } \delta x^{out}\,{}^t\delta x^{out} &= \delta x^{in}\,{}^t\delta x^{in} + \delta x^{in}\,{}^t\delta u^{\,in} dx + \delta u^{\,in}\,{}^t\delta x^{in} dx \\
\text{and } E^{XXout} &= E^{XXin} + < \delta x^{in}\,{}^t\delta u^{\,in} > dx + < \delta u^{\,in}\,{}^t\delta x^{in} > dx
\end{aligned}$$

Using the results of section 2.3 we have finally:

$$E^{XXout} = E^{XXin} + \frac{dx}{||\vec{p}^{\,in}||}\left(E^{XPin}(1 - \frac{p^{in}\,{}^t p^{in}}{||\vec{p}^{\,in}||^2}) + (1 - \frac{p^{in}\,{}^t p^{in}}{||\vec{p}^{\,in}||^2})E^{PXin}\right)$$

2.6 Propagation of E^{XP}:

The last submatrix to propagate is the part combining position and momentum variables:

$$\begin{aligned}
E^{XPout} &= < \delta x^{out}\,{}^t(\delta p^{out}) > \\
\text{with } \delta x^{out} &= \delta x^{in} + \delta u^{in} dx \\
\text{and } {}^t(\delta p^{out}) &= {}^t(\delta p^{in}) - {}^t(\delta p^{in})\Omega^B - {}^t(p^{in})\delta\Omega^B - {}^t(p^{in})\delta\Omega^{MS} + \delta e_{loss}\,{}^t(u^{in}) + e_{loss}\,{}^t(\delta u^{\,in})
\end{aligned}$$

In the development of E^{XPout}, there is no energy loss term, since δe_{loss} is only present at first power and we know that $< \delta e_{loss} >= 0$. It reads:

$$\begin{aligned}
E^{XPout} &= < \delta x^{in}\,{}^t\delta p^{in} > - < \delta x^{in}\,{}^t\delta p^{in} > \Omega^B - < \delta x^{in}\,{}^t p^{in}\delta\Omega^B > \\
&- < \delta x^{in}\,{}^t p^{in}\delta\Omega^{MS} > + e_{loss} < \delta x^{in}\,{}^t\delta u^{\,in} > + < \delta x^{in}\delta e_{loss}\,{}^t u^{in} > \\
&+ dx < \delta u^{\,in}\,{}^t\delta p^{\,in} >
\end{aligned}$$

with $< \delta\Omega^{MS} >= 0$, $< \delta e_{loss} >= 0$, $\delta\Omega^B = -\Omega^B\frac{{}^t p\delta p}{p^2}$ and the results of section 2.3 we get:

$$\begin{aligned}
E^{XPout} &= E^{XPin} - E^{XPin}\left(1 - \frac{p^{in}\,{}^t p^{in}}{||\vec{p}^{\,in}||^2}\right)\Omega^B + dx\left(1 - \frac{p^{in}\,{}^t p^{in}}{||\vec{p}^{\,in}||^2}\right)\frac{E^{PPin}}{||\vec{p}^{\,in}||} \\
&+ \frac{dx}{L}\frac{\bar{E}_{loss}}{||\vec{p}^{\,in}||}E^{XPin}\left(1 - \frac{p^{in}\,{}^t p^{in}}{||\vec{p}^{\,in}||^2}\right)
\end{aligned}$$

3 Combination of Muon Error Matrix with Central Tracker Error Matrix

In this section, we explain how we combine local muon error matrix with central tracker error matrix. We perform the combination either at the distance of closest approach to the beam axis (DCA) or at the Preshower radius.

First we have to propagate the error matrix in (px, py, px, x, y, z) coordinates through the toroid and the calorimeter. Then we transform the propagated muon error matrix from the coordinates (px, py, px, x, y, z) to the central tracker variables: $(r, z, \phi, tan\lambda, \frac{q}{P_t})$ for a combination at the DCA point or $(\phi_{pos}, z, \alpha, tan\lambda, \frac{q}{P_t})$ for a combinaison at a given radius (see *D0 Note 3618*). Finally we can combine the two tracks and the two error matrices to obtain the final track parameters.

3.1 Coordinate Change: from Propagation Coordinates to DCA Central Tracker Coordinates

During the propagation (see Section 2), we have computed the error matrix in the 6 variables: (px, py, px, x, y, z). The comparison and/or combination with an other measurement (e.g. from central tracker) is performed at a location given by an additional constraint. At the DCA, it is: $V = \vec{r}.\vec{p} = x.Px + y.P_y = 0$. At this location, the error matrix should be given in the 5 remaining independent variables (V fixed). For the combination at the DCA, we have first to make the coordinate change (px, py, px, x, y, z) to $(r, z, \phi, tan\lambda, \frac{q}{P_t}, V)$ where the 5 first variables are the central tracker variables at this point. Here r is the signed impact parameter, ϕ and λ are related to the track direction as defined in the *D0 Note 3618*. The definition of the DCA point implies that the track point position in the plane (x, y) is orthogonal to the track direction. So we have:

$$\phi = atan2(P_y, P_x) = -atan2(x, y) \text{ with } -\pi \leq \phi \leq \pi.$$

We can write with a signed r:

$$\begin{aligned} x &= r.\sin\phi \\ y &= -r.\cos\phi \end{aligned}$$

where the sign of r is given by: $sign = sign(\frac{-y}{\cos\phi}) = sign(\frac{x}{\sin\phi}) = sign(xP_y)$. With those conventions, we calculate the central tracker coordinates with respect to the previous ones:

$$\begin{aligned} r &= sign.\sqrt{x^2+y^2} \\ z &= z \\ \phi &= atan2(P_y, P_x) \\ tan\lambda &= \frac{P_z}{\sqrt{P_x^2+P_y^2}} \\ \frac{q}{P_t} &= \frac{q}{\sqrt{P_x^2+P_y^2}} \\ V &= xP_x + yP_y \end{aligned}$$

The jacobian matrix for the coordinate change is:

$$J = \frac{\partial(r, z, \phi, tan\lambda, \frac{q}{P_t}, V)}{\partial(px, py, px, x, y, z)} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & \frac{x}{r} & \frac{y}{r} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \\ \frac{-P_y}{P_t^2} & \frac{P_x}{P_t^2} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \frac{-P_xP_z}{P_t^3} & \frac{-P_yP_z}{Pt^3} & \frac{1}{P_t} & 0 & 0 & 0 \\ \frac{-qP_x}{P_t^3} & \frac{-qP_y}{P_t^3} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ x & y & 0 & P_x & P_y & 0 \end{pmatrix}$$

So the new error matrix E_{r6} in $(r, z, \phi, tan\lambda, \frac{q}{P_t}, V)$ is related to the old one E_x in (px, py, px, x, y, z) by:

$$E_{r6} = J.E_x.{}^tJ$$

Finally we obtain the reduced (5×5) error matrix E_r by forgetting the last line and the last colomn of E_{r6}.

3.2 Coordinate Change: from Propagation Coordinates to Fixed Radius Central Tracker Coordinates

Here we want to compare the error matrix in the 6 variables (px, py, px, x, y, z) coming from the muon error matrix propagation with the central tracker error matrix at a fixed radius (Preshower radius). The constraint at this location is: $R = \sqrt{x^2+y^2}$ = fixed value. The error matrix should be given in the 5 remaining independent variables (R fixed). So first, we have to make the coordinate change (px, py, px, x, y, z) to $(r, \phi_{pos}, z, \alpha, tan\lambda, \frac{q}{P_t})$ where the last 5 variables are the central tracker variables. Here $\alpha = \phi_{dir} - \phi_{pos}$ as defined in the *D0 Note 3618*. So we calculate the central tracker coordinates with respect to the previous ones:

$$
\begin{aligned}
r &= \sqrt{x^2+y^2} \\
\phi_{pos} &= atan2(y,x) \\
z &= z \\
\alpha &= atan2(P_y,P_x) - atan2(y,x) \\
tan\lambda &= \frac{P_z}{\sqrt{P_x^2+P_y^2}} \\
\frac{q}{P_t} &= \frac{q}{\sqrt{P_x^2+P_y^2}}
\end{aligned}
$$

The jacobian matrix for the coordinate change is:

$$
J = \frac{\partial(r,\phi_{pos},z,\alpha,tan\lambda,\frac{q}{P_t})}{\partial(px,py,px,x,y,z)} = \begin{pmatrix}
0 & 0 & 0 & \frac{x}{r} & \frac{y}{r} & 0 \\
0 & 0 & 0 & \frac{-y}{r} & \frac{x}{r} & 0 \\
0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \\
\frac{-P_y}{P_t^2} & \frac{P_x}{P_t^2} & 0 & \frac{y}{r} & \frac{-x}{r} & 0 \\
\frac{-P_xP_z}{P_t^3} & \frac{-P_yP_z}{Pt^3} & \frac{1}{P_t} & 0 & 0 & 0 \\
\frac{-qP_x}{P_t^3} & \frac{-qP_y}{P_t^3} & 0 & 0 & 0 & 0
\end{pmatrix}
$$

So the new error matrix E_{r6} in $(r,\phi_{pos},z,\alpha,tan\lambda,\frac{q}{P_t})$ is related to the old one E_x in (x,y,z,px,py,px) by:

$$E_{r6} = J.E_x.{}^tJ$$

Finally we obtain the reduced (5×5) error matrix E_r by forgetting the first line and the first colomn of E_{r6}.

3.3 Error Matrices Combination:

To compute the final track parameters P_f and the final error matrix E_f, we have to combine the propagated muon track parameters P_r and the propagated muon error matrix E_r computed in the previous section with the central tracker parameters P_c and the central tracker error matrix E_c. Those combination is performed using the following statistical formulae:

$$
\begin{aligned}
P_f &= \left(E_r^{-1}+E_c^{-1}\right)^{-1}.\left(E_r^{-1}.P_r+E_c^{-1}.P_c\right) \\
E_f &= \left(E_r^{-1}+E_c^{-1}\right)^{-1}
\end{aligned}
$$

We also can define a χ^2 conveying the quality of the previous combination:

$$\chi^2 = {}^t(P_r-P_c).(E_r+E_c)^{-1}.(P_r-P_c)$$

Appendix

A cross product is transformed into a matrix product (antisymmetric matrix times column vector) in the following way:

$$\vec{P} \longrightarrow \begin{pmatrix} P_x \\ P_y \\ P_z \end{pmatrix}$$

$$\vec{B} \times \vec{P} = \begin{pmatrix} B_y P_z - B_z P_y \\ B_z P_x - B_x P_z \\ B_x P_y - B_y P_x \end{pmatrix} \longrightarrow B.P = \begin{pmatrix} 0 & -B_z & B_y \\ B_z & 0 & -B_x \\ -B_y & B_x & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} P_x \\ P_y \\ P_z \end{pmatrix}$$

Résumé

Dans le cadre de modèles supersymétriques avec violation de la R-parité, les particules supersymétriques peuvent être produites à l'unité. Dans le cas où le couplage λ'_{211} est dominant, un sneutrino muonique ou un smuon peuvent être produits de façon résonnante au Tevatron et conduire à des signatures avec trois leptons (dont deux muons) ou deux muons de même signe dans l'état final. Dans cette thèse, le pouvoir de découverte de ces signaux pour la phase II de prise de données du Tevatron a été mis en évidence dans le cadre du modèle de supergravité minimale. Ces processus permettent d'avoir une sensibilité importante sur les paramètres m_0 et $m_{1/2}$ du modèle mais également de reconstruire la masse des particules supersymétriques qui entrent dans la chaîne de désintégration.

La phase II du Tevatron a débuté en 2001 après d'importantes améliorations apportées au système d'accélération et à l'expérience D0. Celle-ci est en période d'étalonnage et d'alignement. La deuxième partie de ce travail de thèse porte sur la reconstruction et l'identification des muons. La reconstruction de traces dans le spectromètre à muons seul est effectuée grâce à un ajustement tenant compte du champ magnétique, de la perte d'énergie et de la diffusion multiple dans le toroïde en fer. Cette méthode permet d'atteindre une résolution en impulsion limitée à basse impulsion à 20% en raison de la diffusion multiple dans le toroïde. Ces traces reconstruites et leur matrice d'erreur sont ensuite propagées à travers le calorimètre pour être combinées avec les traces du détecteur interne.

Les premières données de la phase II ont permis de déterminer l'efficacité du système de déclenchement et de valider les algorithmes permettant l'identification des muons qui, pour cette thèse, est basée entièrement sur les informations du spectromètre. Les premières études sur la résonance J/ψ montrent que les programmes de reconstruction sont au point et que les critères d'identification sont performants.

Mots-clés: Tevatron, D0, muons, reconstruction, identification, supersymétrie, supergravité, R-parité, sleptons

Abstract

In the framework of supersymmetric models with R-parity violation, supersymmetric particles can be singly produced. If the λ'_{211} coupling is the dominant one, a muon sneutrino or a smuon can be resonantly produced at the Tevatron and lead to trilepton (with two muons) or like sign dimuon final states. In this thesis, the discovery potential for these signals at Tevatron Run II has been studied in the framework of the minimal supergravity model. Those processes reach a high sensitivity on the model parameters m_0 and $m_{1/2}$ and allow to reconstruct the masses for the superparticles involved in the decay chain.

Tevatron Run II has begun in 2001 after important upgrades in the accelerator complex and in the D0 experiment. In particular the muon spectrometer has been modified. The D0 experiment is in the calibration and alignment phase. The second part of the work presented in this thesis covers the muon reconstruction and identification. The track reconstruction in the muon spectrometer is performed with a fit taking into account magnetic field, energy loss and multiple scattering in the iron toroid. This method gives a momentum resolution limited for low momentum tracks at 20% due to multiple scattering in the toroid. These tracks and its error matrix are then propagated through the calorimeter and combined with the inner tracker tracks.

The first Run II data recorded by D0 has allowed to compute the trigger efficiency and to valid the muon identification algorithms which were, for this thesis, entirely based on muon spectrometer informations. The first J/ψ studies show that the reconstruction works correctly and that the identification criteria are performant.

Key-words: Tevatron, D0, muons, reconstruction, identification, supersymmetry, supergravity, R-parity, sleptons