

UNIVERSITÉ BLAISE PASCAL
U.F.R. de Recherche Scientifique et Technique

THÈSE

Présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR D'UNIVERSITÉ
SPECIALITÉ : PHYSIQUE DES PARTICULES

par

Vincent LESNÉ

Maître ès-sciences, diplômé d'études approfondies

**RECHERCHE DE CHARGINOS ET NEUTRALINOS
DANS LE CANAL DIMUON DE MÊME SIGNE AUPRÈS
DE L'EXPÉRIENCE DØ - FNAL**

Soutenue publiquement le 11 juillet 2006,
devant la commission d'examen composée de :

A. BALDIT	Président du jury
F. BADAUD-GARDY	
U. BASSLER	Rapporteur
P. GAY	Directeur de thèse
E. KAJFASZ	Rapporteur
S. MUANZA	

Introduction

La matière ainsi que ses interactions sont décrites dans le formalisme du modèle standard unifiant les interactions forte, faible et électromagnétique. Les prédictions de ce modèle à l'échelle électrofaible (quelques centaines de GeV) ont été confirmées, entre autres, par les mesures de précision effectuées au Large Electron Positron (LEP) du CERN ou encore par la découverte du quark top au Tevatron du Fermilab en 1995. Ce modèle présente certaines limitations telles que la non convergence à hautes énergies des constantes de couplages des interactions faible, forte et électromagnétique ou encore l'impossibilité d'inclure la quatrième interaction fondamentale, la gravitation. Le modèle standard seul ne permet donc pas de continuer la quête d'une théorie de grande unification. Un formalisme supersymétrique est introduit afin de permettre l'intégration du modèle standard dans une théorie plus générale. Un tel formalisme est la base des théories de grande unification actuellement développées. La théorie supersymétrique postule l'existence d'une symétrie reliant les états bosoniques et fermioniques : la supersymétrie. Cette théorie prévoit l'existence d'un superpartenaire associé à chaque constituant du modèle standard. Ces particules massives restent à être mises en évidence. La recherche de deux de ces particules, le chargino le plus léger ($\tilde{\chi}_1^\pm$) et le second plus léger neutralino ($\tilde{\chi}_2^0$) a fait l'objet du travail de recherche présenté dans ce mémoire. Dans le premier chapitre, le modèle standard est introduit et quelques-unes de ces limites sont présentées. Les concepts généraux d'une théorie supersymétrique ainsi que l'extension supersymétrique minimale du modèle standard sont ensuite introduits. Dans le second chapitre, les résultats des précédentes recherches de la supersymétrie au LEP et au Tevatron sont résumés. Le cas particulier de la recherche de charginos et neutralinos au Tevatron ainsi que les motivations pour le choix du canal d'analyse sont discutés. Dans le troisième chapitre, quelques grandeurs et méthodes utilisées par la suite sont introduites. Dans le quatrième chapitre, le complexe d'accélération ainsi que le détecteur DØ et son système de déclenchement sont présentés. Dans le cinquième chapitre sont présentés les résultats d'une étude sur le système de déclenchement de niveau 3 visant à réduire les taux de déclenchement pour les muons en appliquant un critère d'isolation. Dans le sixième chapitre sont présentés les données, le choix des menus de déclenchement ainsi que les simulations et les corrections appliquées sur ces dernières. Enfin, dans le septième et dernier chapitre sont décrites les sélections et présentés les résultats de la recherche de charginos et neutralinos dans le canal dimuon de même signe.

Table des matières

1	Contexte théorique	7
1.1	Modèle standard	8
1.1.1	Constituants élémentaires et interactions fondamentales	8
1.1.2	Brisure spontanée de la symétrie électrofaible	9
1.1.3	Limites du modèle standard	10
1.2	Supersymétrie	11
1.2.1	Motivations	12
1.2.2	Généralités	13
1.2.3	Modèle standard supersymétrique minimal	14
1.2.3.1	Généralités	14
1.2.3.2	Brisure de la supersymétrie	15
1.2.3.3	Secteur de Higgs	15
1.2.3.4	Squarks et sleptons	17
1.2.3.5	Charginos et neutralinos	18
1.2.3.6	R-parité	18
1.2.4	Modèle de supergravité minimal	19
2	Recherche de la supersymétrie	21
2.1	Limites expérimentales	22
2.2	Charginos et neutralinos au Tevatron	25
2.2.1	Production	25
2.2.2	Désintégration et canal trilepton	27
2.3	Recherches au Tevatron dans le canal trilepton	28
2.3.1	Résultats de la phase I	28
2.3.2	Recherche durant la phase II avec $D\bar{O}$	29
2.4	Le canal dimuon de même signe	32
3	Méthodes d'analyse	35
3.1	Grandeurs utiles	36
3.1.1	Pseudo-rapacité	36
3.1.2	Impulsion et énergie transverses	36
3.2	Calcul de la luminosité	37
3.3	Niveau de confiance et calcul de limite	39

4	Le Tevatron et l'expérience DØ	41
4.1	Complexe d'accélération	42
4.1.1	Production des protons	42
4.1.2	Production des antiprotons	42
4.1.3	Stockage des antiprotons	43
4.1.4	Le Tevatron	44
4.2	Le détecteur DØ	45
4.2.1	Détecteur de vertex	46
4.2.2	Trajectographe	48
4.2.3	Solénoïde	49
4.2.4	Détecteurs de pied de gerbe	49
4.2.4.1	Détecteur de pied de gerbe central	49
4.2.4.2	Détecteurs de pied de gerbe avant	51
4.2.5	Calorimètre	54
4.2.5.1	Calorimètre central	55
4.2.5.2	Calorimètres bouchons	56
4.2.6	Spectromètre à muons	58
4.2.6.1	WAMUS	59
4.2.6.2	FAMUS	60
4.2.7	Détecteurs intercryostats	62
4.2.8	Moniteurs de luminosité	64
4.3	Définition de la qualité des muons	65
4.4	Le système de déclenchement	66
4.4.1	Le système de déclenchement de niveau 1	66
4.4.2	Le système de déclenchement de niveau 2	68
4.4.3	Le système de déclenchement de niveau 3	70
4.5	La phase IIb	70
5	L'isolation pour les muons au L3	75
5.1	Définition et implémentation de l'isolation au L3	76
5.2	Outils muon au L3 et résolution	77
5.3	Performances	78
5.3.1	Etude pour l'outil MUON_CM	81
5.3.1.1	Relâchement des critères d'isolation	81
5.3.1.2	Critère d'isolation calorimétrique I	82
5.3.1.3	Critère d'isolation calorimétrique II	83
5.3.1.4	Critère d'isolation du système de trajectographie	84
5.3.1.5	Critère d'isolation mixte	85
5.3.1.6	Réjection	86
5.3.1.7	Conclusion de l'étude de l'outil MUON_CM	86
5.3.2	Etude pour l'outil Muon	86
5.3.2.1	Relâchement des critères d'isolation	87
5.3.2.2	Critère d'isolation calorimétrique I	88
5.3.2.3	Critère d'isolation calorimétrique II	89

5.3.2.4	Critère d'isolation du système de trajectographie . .	90
5.3.2.5	Réjection	91
5.3.2.6	Conclusion de l'étude de l'outil Muon	92
5.4	Source de l'inefficacité	92
5.5	Conclusion	94
6	Données et simulations	95
6.1	Données	96
6.1.1	Qualité	96
6.1.2	Déclenchement	96
6.1.3	Luminosité	97
6.2	Simulations	97
6.2.1	Signal	97
6.2.2	Bruits de fond	99
6.3	Corrections	101
6.3.1	Efficacités du système de déclenchement	101
6.3.2	Efficacités de reconstruction	103
6.3.3	Impulsion transverse dans les simulations	105
7	Sélections et résultats	107
7.1	Présélection	108
7.2	Estimation du bruit de fond QCD	109
7.3	Test de validité de l'estimation du bruit de fond	111
7.4	Variables discriminantes	113
7.4.1	Masses invariantes	113
7.4.2	Impulsions transverses	115
7.4.3	Énergie manquante	115
7.5	Optimisation de la sélection	116
7.6	Résultats et interprétations	117
7.6.1	Résultats	117
7.6.2	Extraction d'une limite	119
7.7	Prospectives	122
7.7.1	Tevatron	122
7.7.2	Recherches au LHC	123

Chapitre 1

Contexte théorique

Sommaire

1.1	Modèle standard	8
1.1.1	Constituants élémentaires et interactions fondamentales .	8
1.1.2	Brisure spontanée de la symétrie électrofaible	9
1.1.3	Limites du modèle standard	10
1.2	Supersymétrie	11
1.2.1	Motivations	12
1.2.2	Généralités	13
1.2.3	Modèle standard supersymétrique minimal	14
1.2.4	Modèle de supergravité minimal	19

Le dix-neuvième siècle a vu l'émergence d'un concept novateur reliant la conservation d'une loi physique à l'invariance sous une symétrie. Les interactions faible et électromagnétique peuvent ainsi être décrites par un même formalisme, la symétrie électrofaible. Une symétrie de couleur permet quant à elle de décrire l'interaction forte responsable, entre autre, de la cohésion des noyaux et du confinement des quarks. Une théorie plaçant dans un même cadre ces interactions a été développée par la communauté scientifique dans les années 1960 et a conduit à l'élaboration du modèle standard.

1.1 Modèle standard

Le modèle standard est une théorie de jauge renormalisable basée sur le groupe $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. $SU(3)_C$ décrit l'interaction forte régie par la chromodynamique quantique [1]. $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ rend compte de l'unification de la force faible et de l'électrodynamique quantique [2].

1.1.1 Constituants élémentaires et interactions fondamentales

Le modèle standard distingue deux catégories de particules. La première regroupe les champs de matière qui sont des fermions de spin 1/2. La seconde contient les bosons de jauge de spin 1 qui sont les vecteurs d'interaction. Ces derniers sont au nombre de quatre pour la théorie électrofaible, W^\pm , Z^0 et γ auxquels sont ajoutés les huit gluons vecteurs de l'interaction forte. Parmi les fermions qui sont regroupés au sein de trois familles comme représenté dans la Figure 1.1, nous distinguons les quarks des leptons. Il convient aussi d'associer toutes les antiparticules de ces particules.

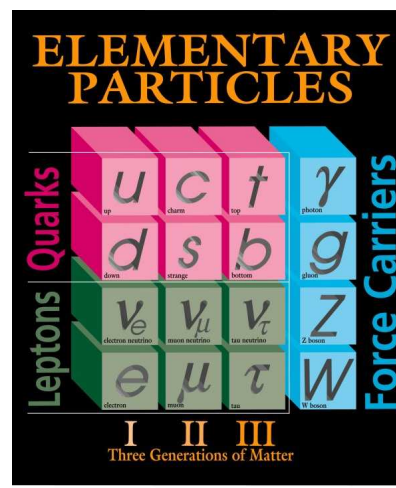


FIG. 1.1 – Particules constituantes du modèle standard. Nous distinguons les trois familles de fermions ainsi que les quatre bosons de jauge.

Les particules de matière existent sous deux états de chiralité gauche et droite : f_L et f_R . La violation de la parité observée lors de la désintégration β [3] conduit à introduire l'idée que seuls les f_L sont sensibles à l'interaction faible. Ceci amène à classer les f_L dans des doublets d'isospin faible alors que les f_R sont des singulets d'isospin faible.

1.1.2 Brisure spontanée de la symétrie électrofaible

Pour conserver l'invariance du modèle standard sous la symétrie d'isospin faible $SU(2)_L$, les fermions sont de masse nulle. Il en va de même pour les bosons de jauge afin de conserver la renormalisabilité de la théorie électrofaible. Pour doter les particules d'une masse tout en conservant les propriétés du modèle, une brisure spontanée de la symétrie électrofaible est opérée au travers du mécanisme de Higgs [4]. Un doublet d'isospin complexe est introduit dans le lagrangien du modèle standard. Bosons et fermions acquièrent ainsi une masse par interaction avec ce champ scalaire dit de Higgs. Au champ scalaire de Higgs correspond un potentiel scalaire :

$$V(\Phi) = -\mu^2 |\Phi|^2 + \lambda |\Phi|^4 \quad (1.1)$$

où μ et λ représentent respectivement les couplages bilinéaire et quadrilinéaire du boson de Higgs à lui même. De façon à briser la symétrie électrofaible, il faut que le potentiel de Higgs ait un minima pour $\Phi \neq 0$ ce qui nécessite $\mu^2 < 0$. L'allure du potentiel scalaire pour un choix de $\mu^2 < 0$ est présentée sur la Figure 1.2.

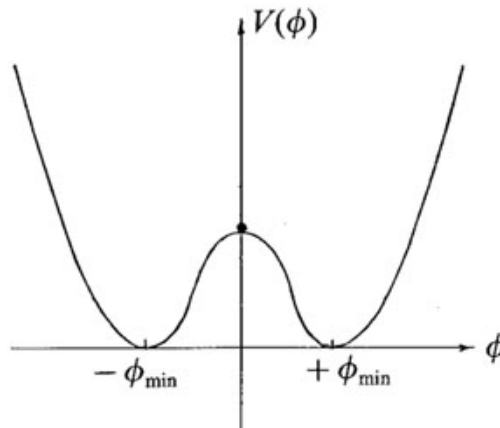


FIG. 1.2 – Allure du potentiel scalaire de Higgs pour un choix de $\mu^2 < 0$. Son minimum est dégénéré ce qui permet une brisure spontanée de la symétrie électrofaible.

Avec le choix de $\mu^2 < 0$, le minimum du potentiel vérifie la propriété suivante :

$$|\phi|^2 = -\frac{\mu^2}{2\lambda} \doteq \frac{v^2}{2} \quad (1.2)$$

La grandeur v est définie comme la valeur moyenne dans le vide du potentiel de Higgs et le choix arbitraire de sa phase permet la brisure spontanée de la symétrie

électrofaible.

L'introduction d'un doublet d'isospin complexe dans le lagrangien du modèle standard donne, par absorption de trois des quatre degrés de liberté, leur masse aux W^\pm et Z^0 . Le dernier degré de liberté correspond à une particule scalaire dans le spectre de particules du modèle. Cette particule nommée boson de Higgs reste à être mise en évidence.

1.1.3 Limites du modèle standard

Le modèle standard a été testé avec succès durant les trente dernières années et il décrit les phénomènes à l'échelle électrofaible i.e pour des énergies allant jusqu'à quelques centaines de GeV. Les mesures de différentes observables effectuées au Large Electron Positron (LEP) issues de la référence [5] sont présentées dans la Figure 1.3.

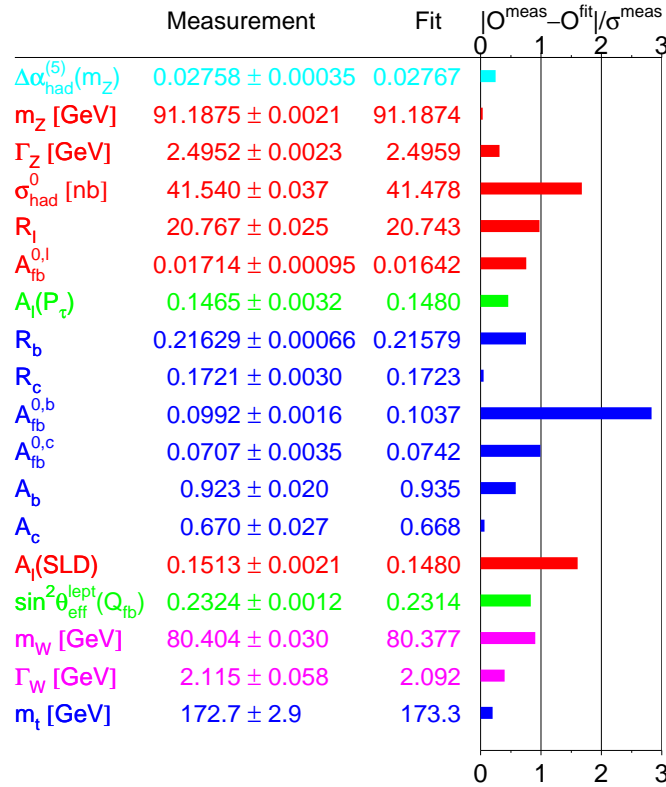


FIG. 1.3 – Valeurs mesurées au Large Electron Positron et ajustées à partir du modèle et nombre de déviations standards entre ces valeurs pour différents paramètres du modèle standard.

Le modèle standard présente cependant certaines limites. Les masses des fermions sont introduites par le biais de paramètres arbitraires. De plus, la différence d'échelle en masse entre les divers constituants du modèle reste sans explication de même que le nombre de générations. Les constantes de couplage forte, faible et électromagnétique

ne convergent pas vers une valeur commune à hautes énergies et la gravitation ne peut pas être incluse dans ce modèle. Ces deux derniers points empêchent de continuer l'unification des interactions fondamentales vers une force unique à hautes énergies. Les corrections radiatives sur la masse du boson de Higgs la rendent divergente. En effet, lorsque des corrections radiatives sont apportées à la masse du boson de Higgs, celle-ci diverge notamment par l'apport d'une boucle fermionique comme illustré sur la Figure 1.4.

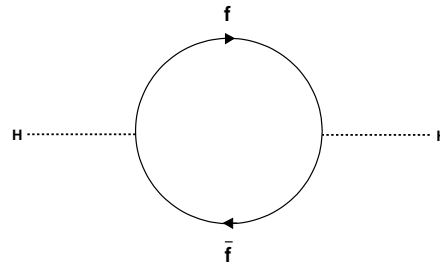


FIG. 1.4 – Diagramme contribuant à la correction radiative sur la masse du boson de Higgs pour un fermion. La contribution de la boucle radiative de fermion est divergente.

L'intégrale de la boucle fermionique est divergente. Il est possible de calculer cette intégrale en procédant à une régularisation par *cut off*. Cette méthode consiste à intégrer sur les énergies inférieures à un *cut off* (Λ) et à absorber le terme divergent par renormalisation. Λ est définie comme l'échelle d'énergie au-delà de laquelle le modèle standard n'est plus valide. Dans l'hypothèse où il n'existe pas de nouvelle physique au-delà du modèle standard, Λ est de l'ordre de l'échelle de Planck définie par $M_P = (8\pi G_{Newton})^{-1/2}$ soit 2.4×10^{18} GeV. La correction sur la masse du boson de Higgs s'exprime selon la relation suivante :

$$\Delta m_H^2 \sim \frac{|y_f|^2}{4\pi^2} (\Lambda^2 + m_f^2) \quad (1.3)$$

Le terme correctif est donc proportionnel à Λ^2 . Dans l'hypothèse où il n'existe pas de nouvelle physique au-delà du modèle standard, la masse du boson de Higgs est donc de l'ordre de M_P . Une masse du boson de Higgs si élevée n'est pas acceptable théoriquement. En effet ceci aurait pour effet de violer l'unitarité dans les diffusions $W_L^+ W_L^- \rightarrow W_L^+ W_L^-$ [6]. Un contre terme du même ordre de grandeur que Λ est introduit artificiellement afin de conserver la masse du boson de Higgs dans le secteur électrofaible (< 1 TeV/c²). L'introduction artificielle de ce contre terme à chaque ordre du développement perturbatif, appelée *fine tuning*, n'apparaît pas naturelle.

1.2 Supersymétrie

La quête d'une théorie de grande unification (GUT) intégrant la gravitation motive depuis plusieurs décennies les physiciens des particules. Les théories telles que

les supercordes ou la supergravité sont basées sur un formalisme supersymétrique. La supersymétrie [7, 8, 9, 10] est une symétrie postulée reliant les fermions et bosons. En adoptant l'hypothèse d'une nature supersymétrique, le modèle standard apparaît comme une théorie effective à basse énergie d'une théorie plus générale. Dans les paragraphes suivants, les motivations pour la supersymétrie sont discutées puis quelques généralités de la théorie sont présentées. Enfin une extension supersymétrique du modèle standard, le modèle standard supersymétrique minimal (MSSM), est introduite.

1.2.1 Motivations

La supersymétrie permet de lever certaines des limites du modèle standard présentées dans la partie précédente :

- l'interaction gravitationnelle peut être incluse au sein d'une GUT,
- la hiérarchie entre l'échelle électrofaible et l'échelle de Planck est expliquée,
- la particule la plus légère de la théorie est un candidat à la matière noire de l'Univers,
- l'extension minimale du modèle standard incorporant la supersymétrie, le MSSM, permet la convergence des constantes de couplage à hautes énergies comme le montre la Figure 1.5,

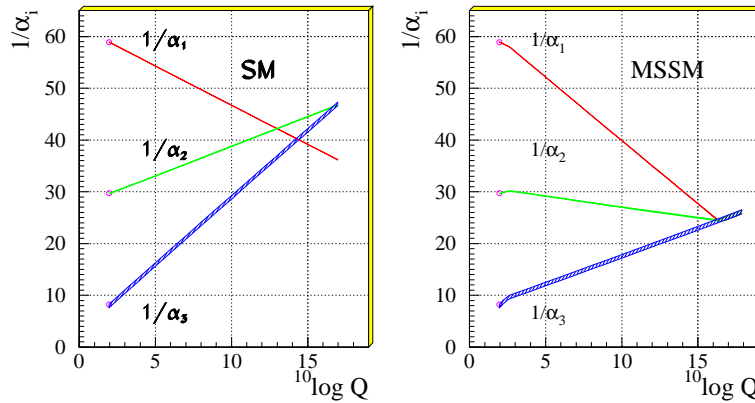


FIG. 1.5 – Évolution des constantes de couplage en fonction de l'échelle énergétique. Une convergence est observée à une énergie de l'ordre de 10^{16} GeV dans le cadre du MSSM contrairement au modèle standard. Cette figure est extraite de la référence [11].

- la symétrie entre fermions et bosons permet de lever le problème de divergence quadratique de la masse du boson de Higgs.

Pour vérifier ce dernier point, supposons l'existence d'une particule scalaire massive. Sa contribution à la masse du boson de Higgs est donnée par le diagramme suivant.

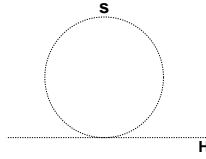


FIG. 1.6 – Diagramme contribuant à la correction radiative sur la masse du boson de Higgs pour un scalaire.

En ajoutant cette contribution à celle d'un fermion, le terme de correction sur la masse du boson de Higgs s'écrit comme

$$\Delta m_H^2 \sim \frac{|y_f|^2}{4\pi^2}(\Lambda^2 + m_f^2) - \frac{|y_s|^2}{4\pi^2}(\Lambda^2 + m_s^2) \quad (1.4)$$

Le terme en Λ^2 disparaît en supposant des couplages identiques pour les fermions et scalaires. Le terme correctif de la masse du boson de Higgs dépend de la différence de masse entre le fermion et le scalaire.

$$\Delta m_H^2 \sim \frac{|y_f|^2}{4\pi^2}(m_f^2 - m_s^2) \quad (1.5)$$

La divergence de la masse du boson de Higgs est levée si le terme $m_f - m_s$ reste inférieur à 1 TeV [12]. Pour que l'annulation du terme en Λ^2 persiste à tous les ordres, elle doit résulter d'une symétrie, il s'agit de la supersymétrie.

1.2.2 Généralités

La supersymétrie relie un état fermionique à un état bosonique et vice versa. Les particules sont combinées en superchamps qui contiennent des champs différant d'une valeur demi-entière de spin [13]. Les générateurs Q de cette symétrie sont des spineurs portant un spin 1/2.

$$\begin{cases} Q |boson\rangle &= |fermion\rangle \\ Q |fermion\rangle &= |boson\rangle \end{cases}$$

La supersymétrie apparaît donc comme une symétrie d'espace-temps. Le théorème de Coleman-Mandula interdit toute unification entre une symétrie d'espace-temps et une symétrie interne comme l'isospin [14]. Pour résoudre ce problème, il faut étendre les algèbres de Lie sur lesquelles sont basées les théories quantiques des champs à des algèbres de Lie graduées [15]. Ainsi les générateurs de la supersymétrie doivent satisfaire aux relations suivantes où P^μ sont les générateurs des translations d'espace-temps et T^a sont les générateurs de jauge. Par souci de clarté, les indices spinoriels ne sont pas représentés.

$$\{Q, Q^\dagger\} = P^\mu \quad (1.6)$$

$$\{Q, Q\} = \{Q^\dagger, Q^\dagger\} = 0 \quad (1.7)$$

$$[P^\mu, Q] = [P^\mu, Q^\dagger] = 0 \quad (1.8)$$

$$[T^a, Q] = [T^a, Q^\dagger] = 0 \quad (1.9)$$

Les représentations irréductibles de cet algèbre sont des supermultiplets. Chaque supermultiplet réunit des états fermionique et bosonique superpartenaires. D'après l'équation 1.8, les générateurs Q et Q^\dagger commutent avec l'opérateur *masse*² (P^2). Les superpartenaires sont donc dégénérés en masse. De même d'après l'équation 1.9, les générateurs Q et Q^\dagger commutent avec les générateurs de transformation de jauge T^a . Les superpartenaires ont donc les mêmes nombres quantiques de charge, d'isospin faible et de couleur.

1.2.3 Modèle standard supersymétrique minimal

1.2.3.1 Généralités

Le modèle standard supersymétrique minimal (MSSM) [16] est l'extension minimale du modèle standard incluant la supersymétrie. À chaque particule du modèle standard est associée un superpartenaire. Ainsi aux fermions sont adjoints des scalaires de spin nul et aux bosons de jauge des fermions de spin 1/2. Les superpartenaires sont regroupés en supermultiplets. Dans la suite, nous utiliserons la nomenclature usuelle pour désigner les particules supersymétriques. Ainsi, les superpartenaires des fermions portent le même nom qu'eux précédé de la lettre s (pour scalaire). Les superpartenaires des bosons de jauge portent le même nom qu'eux avec l'adjonction du suffixe -ino. De manière plus générale, le terme jauginos désigne les superpartenaires des bosons de jauge du modèle standard.

Ainsi, par exemple, pour la première génération de quarks, le superchamp \hat{Q} réunit le doublet d'isospin $Q = (u_L, d_L)$ ainsi que le doublet de superpartenaires $\tilde{Q} = (\tilde{u}_L, \tilde{d}_L)$. Le superchamp \hat{U}^c réunit l'antiquark de chiralité droite u_R^\dagger et son superpartenaire \tilde{u}_R^* . Le Tableau 1.1 résume les supermultiplets pour la première génération de fermions ainsi que les bosons de jauge.

nom	spin 0	spin 1/2	spin 1
\hat{Q}	$(\tilde{u}_L, \tilde{d}_L)$	(u_L, d_L)	-
\hat{U}	\tilde{u}_R^*	u_R^\dagger	-
\hat{L}	$(\tilde{e}_L, \tilde{\nu}_e)$	(e_L, ν_e)	-
\hat{E}	\tilde{e}_R^*	e_R^\dagger	-
\hat{G}^a	-	\tilde{g}^a	g^a
\hat{W}	-	$\tilde{W}_{1,2,3}$	$W_{1,2,3}$
\hat{B}	-	\tilde{B}^0	B^0

TAB. 1.1 – Contenu en superchamps du MSSM, seule la première génération de fermions est considérée.

1.2.3.2 Brisure de la supersymétrie

La théorie supersymétrique prédit qu'une particule du modèle standard et sa partenaire supersymétrique doivent être dégénérées en masse. Aucune sparticule n'ayant encore été observée, la supersymétrie doit être brisée à l'échelle électrofaible. Il faut donc introduire un mécanisme de brisure de la supersymétrie. Une approche est de considérer que la brisure spontanée de la supersymétrie s'effectue à hautes énergies dans un secteur caché et est transmise à l'échelle électrofaible. Le MSSM apparaît donc comme une théorie effective à basse énergie d'une théorie plus générale [17]. Pour lever la dégénérescence en masse entre les superpartenaires existant à l'échelle d'unification, des termes sont introduits dans le lagrangien. Il s'agit de termes de masse et de couplages bilinéaires et trilineaires. Une brisure douce est considérée, aucune divergence quadratique n'étant réintroduite. En ne considérant que la première génération de fermions, le terme de brisure douce s'exprime comme :

$$\begin{aligned}
- \mathcal{L}_{\text{soft}} = & m_{H_d}^2 |H_d|^2 + m_{H_u}^2 |H_u|^2 - B\mu \varepsilon_{ij} (H_d^i H_u^j + h.c.) + M_Q^2 (\tilde{u}_L^* \tilde{u}_L + \tilde{d}_L^* \tilde{d}_L) \\
& + M_U^2 \tilde{u}_R^* \tilde{u}_R + M_D^2 \tilde{d}_R^* \tilde{d}_R + M_L^2 (\tilde{e}_L^* \tilde{e}_L) + \tilde{\nu}_e^* \tilde{\nu}_e + M_E^2 \tilde{e}_R^* \tilde{e}_R \\
& + \frac{1}{2} (M_1 \tilde{B}^0 \tilde{B}^0 + M_2 \tilde{W}_i \tilde{W}_i + M_3 \tilde{g}^a \tilde{g}^a) + \frac{g}{\sqrt{2} M_W} \varepsilon_{ij} \left(\frac{M_{\tilde{D}}}{\cos \beta} A_d H_d^i \tilde{Q}^j \tilde{d}_R^* \right. \\
& \left. + \frac{M_{\tilde{U}}}{\sin \beta} A_u H_u^j \tilde{Q}^i \tilde{u}_R^* + \frac{M_{\tilde{E}}}{\cos \beta} A_e H_d^i \tilde{L}^j \tilde{e}_R^* + h.c. \right) \quad (1.10)
\end{aligned}$$

Notons qu'une centaine de paramètres sont introduits lors de la brisure douce. Ce nombre de degrés de liberté peut être réduit en effectuant des hypothèses correspondant à des contraintes expérimentales [10]. Sous ces hypothèses, le nombre de paramètres peut être ramené à 22 :

- 3 masses de jauginos M_1 , M_2 et M_3 ,
- 5 masses de sfermions $M_{\tilde{e}}, M_{\tilde{L}}, M_{\tilde{u}}, M_{\tilde{d}}, M_{\tilde{Q}}$ pour les deux premières générations¹,
- 5 masses de sfermions pour la troisième génération,
- 6 couplages trilineaires $A_u, A_d, A_e, A_t, A_b, A_\tau$,
- la masse du boson de Higgs pseudoscalaire M_A ,
- le rapport des valeurs moyennes dans le vide des deux champs de Higgs $\tan \beta$,
- le paramètre de masse du boson de Higgs μ .

1.2.3.3 Secteur de Higgs

D'une manière similaire au modèle standard, les particules acquièrent une masse par le mécanisme de Higgs. Deux doublets scalaires de Higgs sont introduits dans la théorie ainsi que leurs superpartenaires, les Higgsinos. Deux doublets sont nécessaires pour les raisons suivantes. D'abord, la présence d'un seul doublet de Higgsinos (fermions de Majorana) causerait des anomalies triangulaires [18]. L'introduction d'un second doublet de Higgsinos avec une hypercharge opposée au premier permet de

1. Les deux premières générations de sfermions sont supposées dégénérées en masse.

restaurer la condition $Tr[Y^3] = 0$. Un doublet de Higgs va donner leur masse aux quarks de charge $+2/3$ (u,c,t) et un second aux quarks de charge $-1/3$ (d,s,b) [19]. Le Tableau 1.2 présente les deux superchamps de Higgs.

nom	spin 0	spin 1/2
\hat{H}_u	(H_u^+, H_u^0)	$(\tilde{H}_u^+, \tilde{H}_u^0)$
\hat{H}_d	(H_d^0, H_d^-)	$(\tilde{H}_d^0, \tilde{H}_d^-)$

TAB. 1.2 – Superchamps de Higgs du MSSM.

Avec les conventions de la référence [20], le potentiel de Higgs s'exprime comme

$$\begin{aligned}
 V_H = & (|\mu|^2 + m_{H_d}^2)|H_d|^2 + (|\mu|^2 + m_{H_u}^2)|H_u|^2 - \mu B \varepsilon_{ij} (H_d^i H_u^j + h.c.) \\
 & + \frac{g^2 + g'^2}{8} (|H_d|^2 - |H_u|^2)^2 + \frac{g^2}{2} |H_d^* H_u|^2
 \end{aligned} \tag{1.11}$$

Le potentiel de Higgs dépend donc de trois paramètres :

$$\begin{cases} |\mu|^2 + m_{H_d}^2 \\ |\mu|^2 + m_{H_u}^2 \\ |\mu|B \end{cases}$$

Pour briser la symétrie électrofaible et obtenir un potentiel stable, les conditions suivantes doivent être vérifiées :

$$(\mu B)^2 > (|\mu|^2 + m_{H_d}^2)(|\mu|^2 + m_{H_u}^2) \tag{1.12}$$

$$2|\mu|^2 + m_{H_u}^2 + m_{H_d}^2 > 2|\mu B| \tag{1.13}$$

La symétrie est brisée lorsque les composantes neutres des doublets de Higgs acquièrent des valeurs moyennes dans le vide respectivement v_u pour H_u^0 et v_d pour H_d^0 qui sont liées aux masses des bosons W et Z par les relations :

$$M_W^2 = \frac{g^2}{2} (v_u^2 + v_d^2) \tag{1.14}$$

$$v_u^2 + v_d^2 = \frac{2M_Z^2}{g^2 + g'^2} \simeq 174 \text{ GeV}^2/c^4 \tag{1.15}$$

Dans le MSSM, nous avons deux doublets de champs scalaires complexes de Higgs ce qui implique huit champs scalaires. Trois sont absorbés pour donner leur masse aux W^\pm et Z^0 . Il reste cinq bosons physiques de Higgs : h^0 , H^0 , A^0 , H^+ et H^- . D'après l'équation 1.11, la relation suivante doit être vérifiée pour la masse du boson de Higgs le plus léger au niveau de l'arbre [21] :

$$M_{h^0} < M_Z |\cos 2\beta| \tag{1.16}$$

En incluant les corrections radiatives des boucles de top et stop ainsi que diverses autres corrections, une limite sur la masse du boson h^0 peut être obtenue comme illustrée sur la Figure 1.7 extraite de la référence [9].

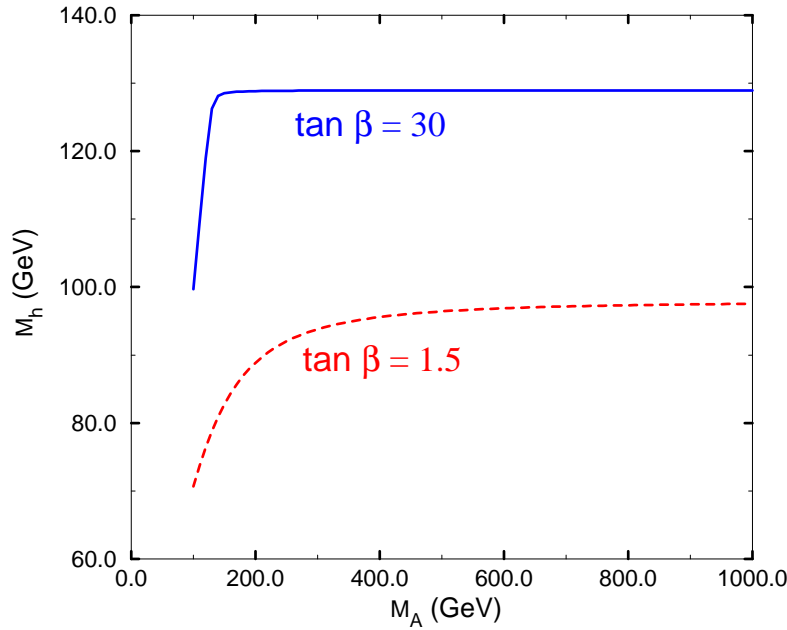


FIG. 1.7 – Masse du boson de Higgs le plus léger en fonction de la masse de A^0 et pour deux valeurs de $\tan \beta$. Les particules sont supposées ici avoir une masse inférieure à 1 TeV/c². Cette figure est extraite de la référence [9].

1.2.3.4 Squarks et sleptons

Avant la brisure de la supersymétrie, fermions et sfermions d'un même multiplet ont même masse. Les termes introduits dans l'équation 1.10 permettent de lever cette dégénérescence. Les couplages trilineaires introduits lors de la brisure de la supersymétrie permettent aux états \tilde{f}_R et \tilde{f}_L de se mélanger pour former des états propres de masses \tilde{f}_1 et \tilde{f}_2 . Les matrices de mélange pour la troisième génération de sfermions s'expriment dans la base $(\tilde{f}_L, \tilde{f}_R)$ comme :

$$M_t^2 = \begin{pmatrix} M_Q^2 + M_t^2 + M_Z^2(\frac{1}{2} - \frac{2}{3} \sin^2 \theta_W) \cos 2\beta & M_t(A_t - \mu \cot \beta) \\ M_t(A_t - \mu \cot \beta) & M_{\tilde{U}}^2 + M_t^2 + \frac{2}{3} M_Z^2 \sin^2 \theta_W \cos 2\beta \end{pmatrix}$$

$$M_b^2 = \begin{pmatrix} M_Q^2 + M_b^2 - M_Z^2(\frac{1}{2} - \frac{1}{3} \sin^2 \theta_W) \cos 2\beta & M_b(A_b - \mu \tan \beta) \\ M_b(A_b - \mu \tan \beta) & M_{\tilde{D}}^2 + M_b^2 - \frac{1}{3} M_Z^2 \sin^2 \theta_W \cos 2\beta \end{pmatrix}$$

$$M_{\tilde{\tau}}^2 = \begin{pmatrix} M_L^2 + M_{\tau}^2 - (\frac{1}{2} - \sin^2 \theta_W) M_Z^2 \cos 2\beta & M_{\tau}(A_{\tau} - \mu \tan \beta) \\ M_{\tau}(A_{\tau} - \mu \tan \beta) & M_L^2 + M_{\tau}^2 - \sin^2 \theta_W + M_Z^2 \cos \theta_W^2 \end{pmatrix}$$

Les effets de mélange sont proportionnels aux masses des fermions et sont donc négligeables pour les deux premières générations.

Le \tilde{t}_1 est attendu être le plus léger des squarks ce qui est intéressant phénoménologiquement [23].

Le $\tilde{\tau}_1$ a tendance à être le plus léger des sleptons. En considérant de faibles valeurs de A_τ , le $\tilde{\tau}_1$ est d'autant plus léger que $\tan \beta$ est grande.

Notons que d'après les expressions précédentes, il apparaît que le \tilde{f}_L est plus massif que le \tilde{f}_R .

1.2.3.5 Charginos et neutralinos

Winos, bino et Higgsinos se mélangent afin de donner les états physiques superpartenaires des bosons électrofaibles du modèle standard. Les états physiques de masse charginos sont des combinaisons linéaires des winos et Higgsinos chargés \tilde{W}^\pm et \tilde{H}^\pm . Leurs masses s'expriment dans la base $(\tilde{W}^\pm, \tilde{H}^\pm)$ comme

$$M_{\tilde{\chi}^\pm} = \begin{pmatrix} 0 & M^T \\ M & 0 \end{pmatrix} \quad \text{avec } M = \begin{pmatrix} M_2 & \sqrt{2}M_W \cos \beta \\ \sqrt{2}M_W \sin \beta & \mu \end{pmatrix}$$

Les états propres de masse sont donc :

$$M_{\tilde{\chi}^\pm} = \frac{1}{2} \left(|M_2|^2 + |\mu|^2 + 2M_W^2 \mp \sqrt{(|M_2|^2 + |\mu|^2 + 2M_W^2)^2 - 4|\mu M_2 - M_W^2 \sin 2\beta|^2} \right) \quad (1.17)$$

Les états neutres \tilde{B}^0 et \tilde{W}^0 se mélangent aux higgsinos neutres \tilde{h}^0 et \tilde{H}^0 pour former les états physiques de masse neutralinos. La matrice de masse des neutralinos dans la base $(\tilde{B}^0, \tilde{W}^3, \tilde{H}_1^0, \tilde{H}_2^0)$ est :

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

D'après la relation précédente, pour $M_1, M_2 \ll \mu$ les neutralinos sont de type jaugino et Higgsino pour $M_1, M_2 \gg \mu$. Les charginos et neutralinos sont au nombre de quatre et par convention :

$$\begin{cases} M_{\tilde{\chi}_1^\pm} < M_{\tilde{\chi}_2^\pm} \\ M_{\tilde{\chi}_1^0} < M_{\tilde{\chi}_2^0} < M_{\tilde{\chi}_3^0} < M_{\tilde{\chi}_4^0} \end{cases}$$

1.2.3.6 R-parité

Les termes d'interaction de la supersymétrie sont regroupés dans un superpotentiel qui s'exprime comme

$$\begin{aligned} W = & \varepsilon_{ij} \mu \hat{H}_u^i \hat{H}_d^j + \varepsilon_{ij} (\lambda_L \hat{H}_u^i \hat{L}^j \hat{E} + \lambda_D \hat{H}_u^i \hat{Q}^j \hat{D} + \lambda_U \hat{H}_u^j \hat{Q}^i \hat{U}) \\ & + \varepsilon_{ij} (\lambda_1 \hat{L}^i \hat{L}^j \hat{E} + \lambda_2 \hat{L}^i \hat{Q}^j \hat{D}) + \lambda_3 \hat{U} \hat{D} \hat{D} \end{aligned} \quad (1.18)$$

Les termes de la seconde ligne de l'équation 1.18 proportionnels à λ_1 , λ_2 et λ_3 posent problème. En effet, ils contribuent à la violation des nombres leptonique L et baryonique B et à la désintégration du proton. Si les sparticules ont une masse de l'ordre de 1 TeV, ces interactions sont expérimentalement défavorisées [24]. Afin d'éviter la violation des nombres leptonique et baryonique, un nouveau nombre quantique résultant d'une symétrie est introduit, la R-parité [25]. La R-parité pour une particule de spin s s'exprime comme

$$R = (-1)^{3(B-L)+s} \quad (1.19)$$

Les particules du modèle standard sont donc des états propres de R-parité de valeur propre $+1$ alors que la valeur propre des sparticules associées est -1 . La R-parité est un nombre quantique multiplicatif. Dans le MSSM, qui est une théorie à R-parité conservée, les sparticules sont donc produites par paires à partir de particules du modèle standard. Les processus supersymétriques entraînent une cascade de réactions. Les sparticules produites vont se désintégrer jusqu'à donner des particules filles stables. La sparticule la plus légère de la théorie ou LSP ne peut pas se désintégrer en particule du modèle standard sans violer la R-parité, elle est donc stable. La LSP est une candidate à la matière noire de l'Univers du fait de sa densité relique importante [26].

1.2.4 Modèle de supergravité minimal

Comme nous l'avons déjà évoqué dans la section 1.2.3.2, la brisure douce de la supersymétrie introduit une centaine de nouveaux paramètres libres. Afin de diminuer le nombre de paramètres libres et ainsi contraindre le modèle, des hypothèses supplémentaires portant sur l'origine de la brisure de la supersymétrie sont considérées.

Dans le cadre du modèle de supergravité minimal (mSUGRA) [7, 17], l'hypothèse principale porte sur la brisure spontanée de la supersymétrie qui s'effectue dans un secteur dit caché. Ce secteur caché est supposé ne pas se coupler ou très peu au secteur visible du MSSM. La transmission de cette brisure du secteur caché au secteur visible est opérée par interaction gravitationnelle. Dans le modèle mSUGRA, l'idée de départ est qu'à l'échelle d'unification de l'ordre de 10^{16} GeV :

- toutes les particules scalaires ont même masse m_0 ,
- tous les jauginos et fermions ont même masse $m_{1/2}$,
- tous les couplages trilinéaires ont la même valeur A_0 .

Ces trois paramètres sont libres dans le modèle mSUGRA. Comme paramètres libres de départ, il reste de plus $\tan\beta$ et le signe de μ . Il ne reste donc plus que cinq paramètres libres dans le modèle mSUGRA ce qui le rend plus contraint.

À partir des valeurs des masses dégénérées à l'échelle d'unification et par utilisation des équations du groupe de renormalisation, nous pouvons déterminer le spectre des

particules supersymétriques à l'échelle électrofaible.

Nous pouvons citer quelques caractéristiques du modèle mSUGRA :

- La LSP est généralement le $\tilde{\chi}_1^0$,
- si $\mu > M_1, M_2$, le $\tilde{\chi}_1^0$ sera de type wino et $M_{\tilde{\chi}_1^0} \simeq 0.5 M_{\tilde{\chi}_2^0} \simeq 0.5 M_{\tilde{\chi}_1^\pm}$,
- si $\mu < M_1, M_2$, le $\tilde{\chi}_1^0$ sera de type higgsino et $M_{\tilde{\chi}_1^0} \simeq M_{\tilde{\chi}_2^0} \simeq M_{\tilde{\chi}_1^\pm}$,
- $M_{\tilde{g}} \gg M_{\tilde{\chi}_1^0}, M_{\tilde{\chi}_1^\pm}$,
- les 2 premières générations de squarks sont environ dégénérées en masse et ils sont plus lourds que les sleptons,
- les \tilde{f}_L sont plus lourds que les \tilde{f}_R ,
- \tilde{t}_1 et \tilde{b}_1 sont attendus être les squarks les plus légers,
- $\tilde{\tau}_1$ est attendu être le slepton le plus léger,
- le boson de Higgs le plus léger est prévu avec une masse inférieure à 150 GeV/c² [22].

Chapitre 2

Recherche de la supersymétrie

Sommaire

2.1	Limites expérimentales	22
2.2	Charginos et neutralinos au Tevatron	25
2.2.1	Production	25
2.2.2	Désintégration et canal trilepton	27
2.3	Recherches au Tevatron dans le canal trilepton	28
2.3.1	Résultats de la phase I	28
2.3.2	Recherche durant la phase II avec $D\bar{O}$	29
2.4	Le canal dimuon de même signe	32

2.1 Limites expérimentales

Les recherches infructueuses de la supersymétrie menées par les quatre expériences (ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL) du Large Electron Positron (LEP) au CERN à Genève ont permis d'exclure des régions de l'espace des paramètres de mSUGRA et de fixer des limites sur les masses des sparticules.

Le chargino le plus léger, $\tilde{\chi}_1^\pm$, a été recherché par la production directe de paires $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ dont les diagrammes sont présentés sur la Figure 2.1.



FIG. 2.1 – Diagrammes de production de paires $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ à LEP.

Les états finaux comportent des leptons et des jets. Les résultats des différents canaux ont été combinés sous l'hypothèse que le $\tilde{\chi}_1^\pm$ se désintègre via un boson de jauge W virtuel. La limite obtenue pour $m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ est proche de la limite cinématique pour les régions à grande masse de sneutrino donc à grande m_0 . Les interférences destructives entre les voies s et t réduisent la limite sur $m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ à basse m_0 .

La Figure 2.2 représente la limite obtenue sur la masse du $\tilde{\chi}_1^\pm$ en fonction de la masse du sneutrino. Pour une masse de sneutrino supérieure à 300 GeV/c², la limite sur $m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ est de 103.5 GeV/c² [27].

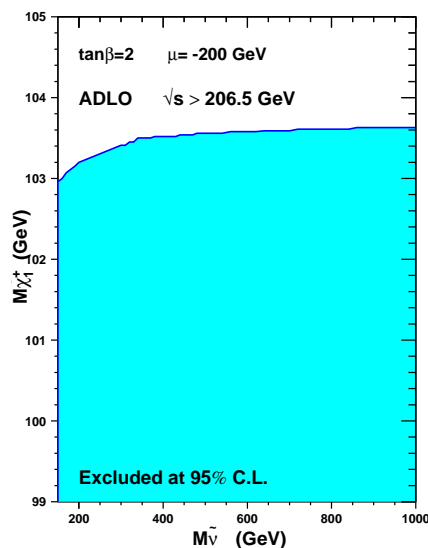


FIG. 2.2 – Limite sur la masse du $\tilde{\chi}_1^\pm$ en fonction de la masse du sneutrino obtenue par la recherche de paires $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ à LEP.

La recherche de sleptons par production de paires $\tilde{\ell}_R^+ \tilde{\ell}_R^-$ a permis quant à elle de fixer des limites sur les masses des $\tilde{\ell}_R$ et de la LSP, $\tilde{\chi}_1^0$. En effet, le rapport d'embranchement $\tilde{\ell}_R \rightarrow \ell \tilde{\chi}_1^0$ est supérieur à 95% pour la majorité des points mSUGRA. La Figure 2.3 présente les contours d'exclusion obtenus dans le plan $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ et masses des $\tilde{\ell}_R$ [28]. De plus, la recherche de sleptons permet de couvrir la région à basse m_0 et d'être ainsi complémentaire avec la recherche de charginos.

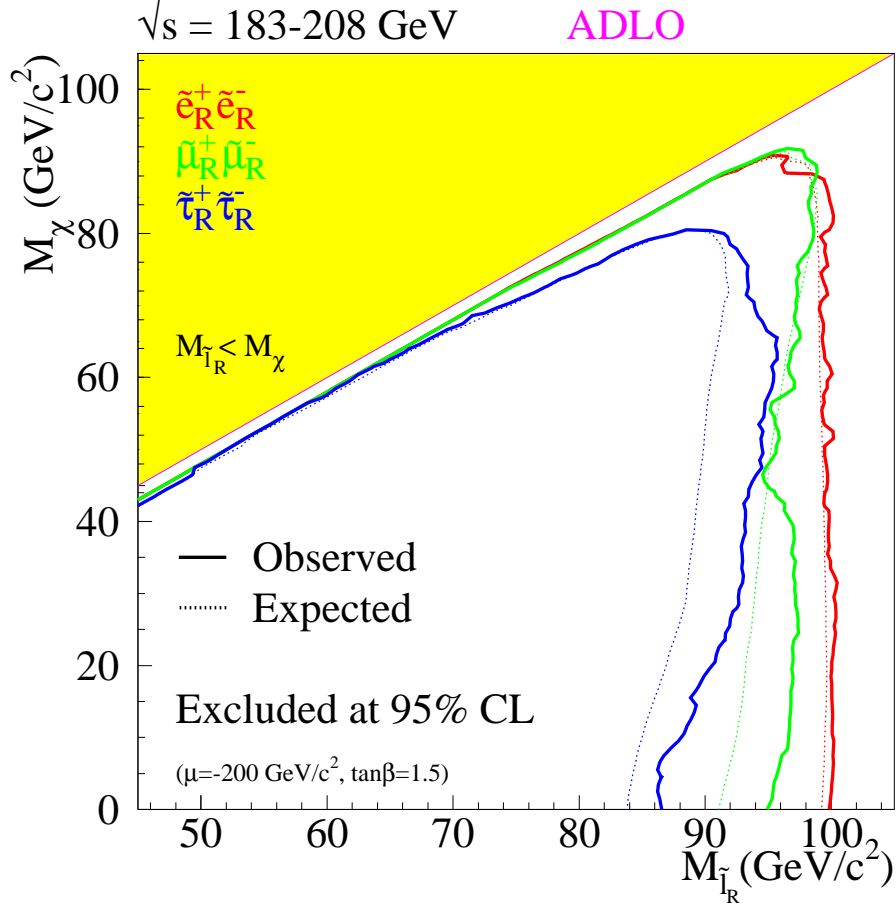


FIG. 2.3 – Contours d'exclusion dans le plan masse du $\tilde{\chi}_1^0$ et masse des trois générations de $\tilde{\ell}_R$. La zone jaune correspondant à des sleptons LSP est exclue.

Les particules sont supposées contribuer aux observables électrofaibles, principalement par des diagrammes à une boucle. Les mesures de précision sur ces observables ont permis de fixer indirectement des limites, indépendantes de modèle, dans le plan $(m_0, m_{1/2})$. Nous pouvons citer l'étude au pôle du boson Z et la mesure de la masse du boson W [29]. La Figure 2.4 représente l'espace des paramètres exclu en combinant les différents résultats obtenus à LEP [30]. Dans toutes ces recherches, l'hypothèse d'unification des masses des gauginos est considérée : $M_1 = \frac{5}{3} \tan \theta_W^2 M_2$.

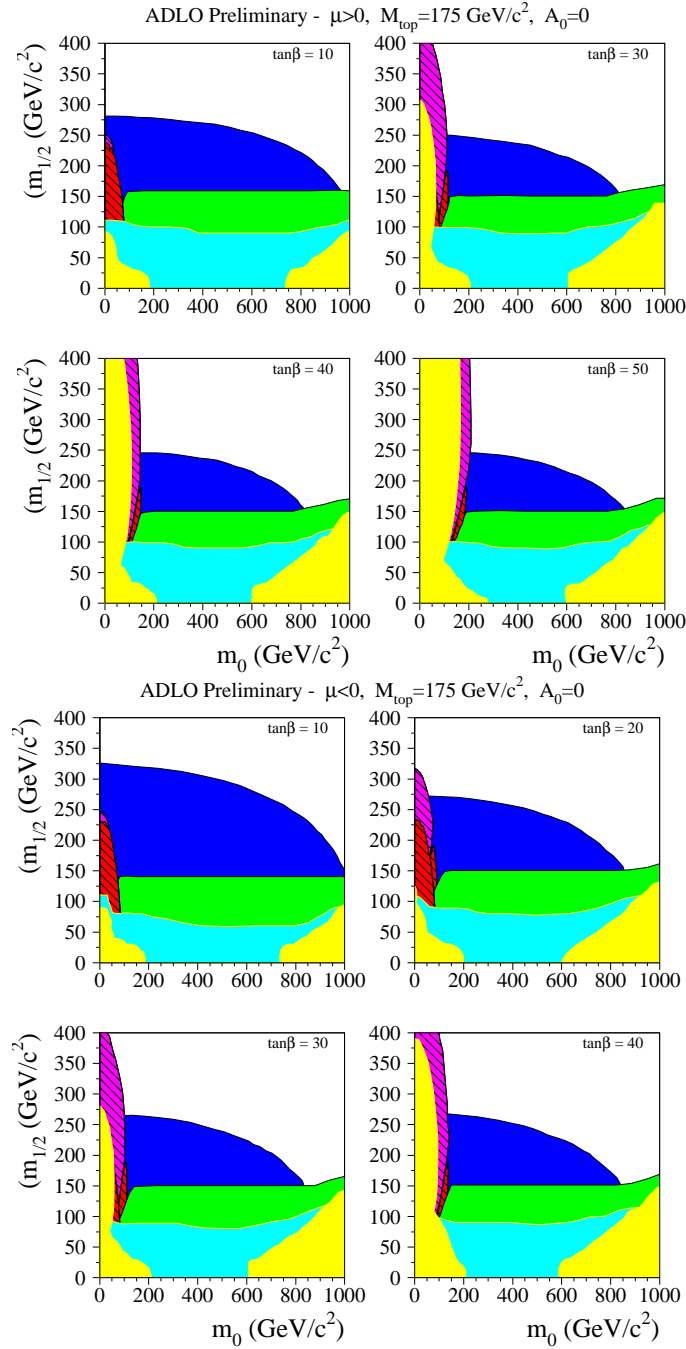


FIG. 2.4 – Espace des paramètres exclu dans le plan $(m_0, m_{1/2})$ en combinant les résultats obtenus à LEP. Les résultats sont présentés pour différentes valeurs de $\tan \beta$ et du signe de μ . La région jaune est exclue car elle ne présente pas de solutions mSUGRA (pas de brisure électrofaible ou états tachyoniques). La zone cyan est exclue pour être en accord avec les mesures de précision électrofaibles. Les zones verte, rouge, bleue et magenta correspondent respectivement à la recherche de charginos, sleptons, higgsino [31] et particules stables lourdes [32].

La recherche de sparticules colorées s'effectue par production de paire gluino/squark. Les états finaux sont caractérisés par la présence de plusieurs jets et d'énergie transverse manquante. Un état final avec deux leptons de même signe est considéré du fait de la nature de Majorana du gluino. Les résultats des recherches de squarks à UA1, UA2, LEP et au Tevatron sont présentés sur la Figure 2.5 [33, 34].

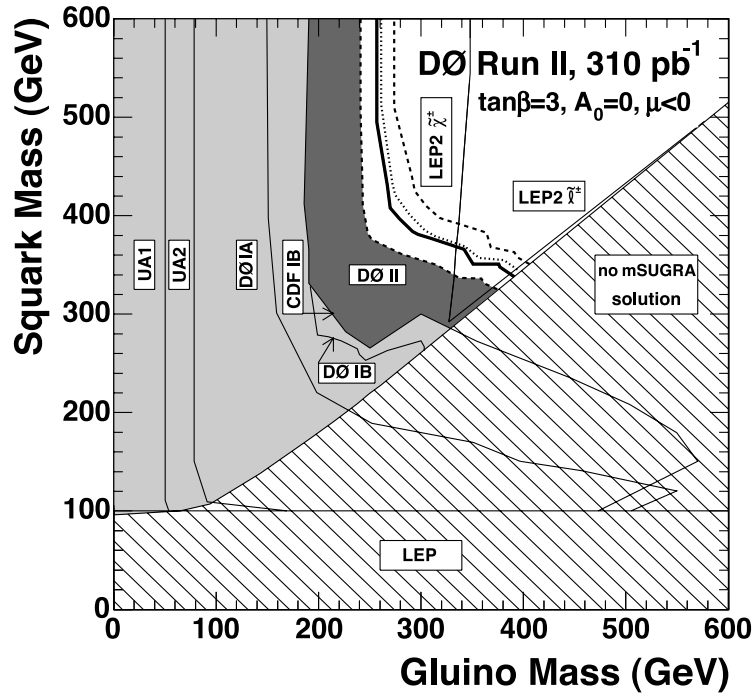


FIG. 2.5 – Exclusions dans le plan $(m_{\tilde{g}}, m_{\tilde{q}})$ obtenues à UA1, UA2, LEP et au Tevatron. Les traits épais plein et pointillé correspondent respectivement aux limites observée et attendue à 95% CL. La zone comprise entre les tirets correspond aux incertitudes sur les fonctions de densité partonique et à une variation d'un facteur 2 sur l'échelle de factorisation. La zone hachurée ne correspondant à aucune solution de type mSUGRA est exclue. Cette figure est extraite de la référence [34].

2.2 Charginos et neutralinos au Tevatron

2.2.1 Production

Les sparticules peuvent être produites par différents types d'interactions à partir des collisions $p\bar{p}$ du Tevatron. Les squarks et gluinos sont produits par interaction forte. Les charginos et neutralinos sont eux produits par interaction électrofaible de quarks. La production de squarks et gluinos est dominante si ces particules sont légères [35]. Dans le cadre du modèle mSUGRA, les squarks et gluinos sont attendus plus lourds que les particules non porteuses d'une charge de couleur. En effet,

l'hypothèse d'unification des masses des jauginos conduit à la relation suivante :

$$\left(\frac{1}{3} \sim \frac{1}{4}\right) M_{\tilde{g}} \simeq M_{\tilde{\chi}_1^\pm} \simeq M_{\tilde{\chi}_2^0} \simeq 2M_{\tilde{\chi}_1^0} \quad (2.1)$$

Du fait de leur masse, la production de particules colorées au Tevatron n'est pas favorisée dans le cadre du modèle mSUGRA. Dès lors, la production de paires de chargino(s) et/ou neutralino(s) apparaît comme un canal privilégié pour l'observation de la supersymétrie au Tevatron. La Figure 2.6, extraite de la référence [36], représente les sections efficaces de production NLO en fonction de la masse du chargino le plus léger ($\tilde{\chi}_1^\pm$) pour trois processus d'intérêt au Tevatron : la production de paires $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$, la production associée de $\tilde{\chi}_1^\pm$ et du second plus léger neutralino ($\tilde{\chi}_2^0$) et la production de paires de $\tilde{\chi}_2^0$. Le $\tilde{\chi}_2^0$ est supposé dégénéré en masse avec le $\tilde{\chi}_1^\pm$ d'après l'équation 2.1. Les autres combinaisons de chargino(s) et/ou neutralino(s) ne présentent pas d'intérêt soit du fait de la faiblesse de la section efficace soit à cause de la topologie des états finaux ne permettant pas d'extraire le signal du bruit de fond. Ces sections efficaces sont données en considérant les points mSUGRA avec des valeurs variables pour $m_{1/2}$ et les valeurs suivantes pour les autres paramètres : $m_0 = 100 \text{ GeV}/c^2$, $A_0 = 300 \text{ GeV}/c^2$, $\mu > 0$ et $\tan \beta = 4$.

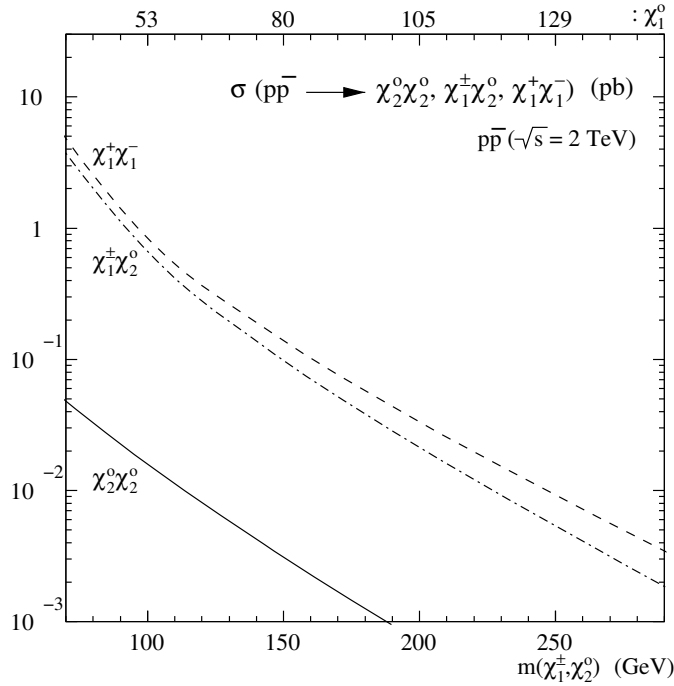


FIG. 2.6 – Sections efficaces NLO de production de paires de chargino(s)/neutralino(s) à l'énergie de fonctionnement du Tevatron ($\sqrt{s} = 2 \text{ TeV}$) en fonction de la masse du $\tilde{\chi}_1^\pm$.

Pour les processus $p\bar{p} \rightarrow \tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ et $p\bar{p} \rightarrow \tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0$, les sections efficaces de production sont attendues dans la gamme 0.1-0.8 pb pour des masses du $\tilde{\chi}_1^\pm$ comprises entre 100 et 150 GeV/c^2 . La production de paires de $\tilde{\chi}_2^0$ n'est pas considérée à cause de sa faible section efficace.

Les paires $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ et $\tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^\pm$ sont produites à partir de l'interaction électrofaible de quarks par l'intermédiaire d'un boson de jauge virtuel ou d'un squark comme présenté sur la Figure 2.7.

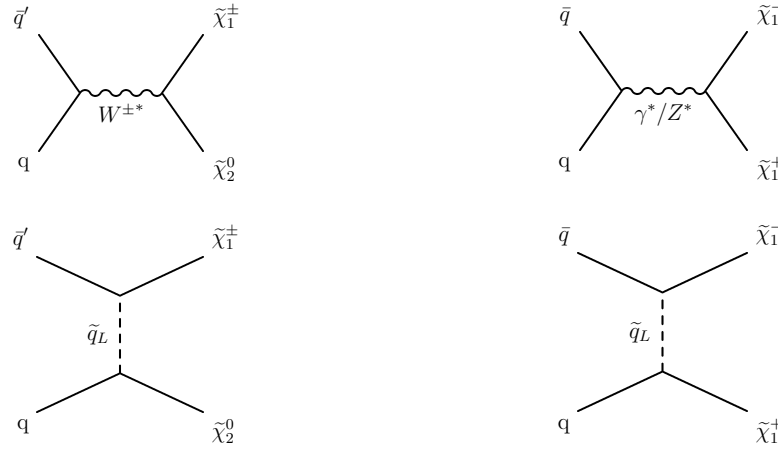


FIG. 2.7 – Diagrammes de production de paires $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0$ et $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_1^\mp$ au Tevatron.

Les contributions des voies s et t dépendent de la composition en champs des charginos et neutralinos et donc du point de l'espace des paramètres considéré. En effet, le boson de jauge échangé dans la voie s se couple aux composantes wino et higgsino des charginos et neutralinos alors que le squark \tilde{q}_L échangé dans la voie t se couple principalement à leurs composantes wino et bino. Dans le cadre de mSUGRA, les squarks sont suffisamment massifs pour que la production via la voie s domine.

2.2.2 Désintégration et canal trilepton

Dans le cadre d'une théorie à R-parité conservée, les charginos et neutralinos se désintègrent en particules du modèle standard et une LSP assumée être le $\tilde{\chi}_1^0$. Seuls les canaux de désintégrations leptoniques sont considérés. Ils correspondent aux diagrammes présentés sur la Figure 2.8.

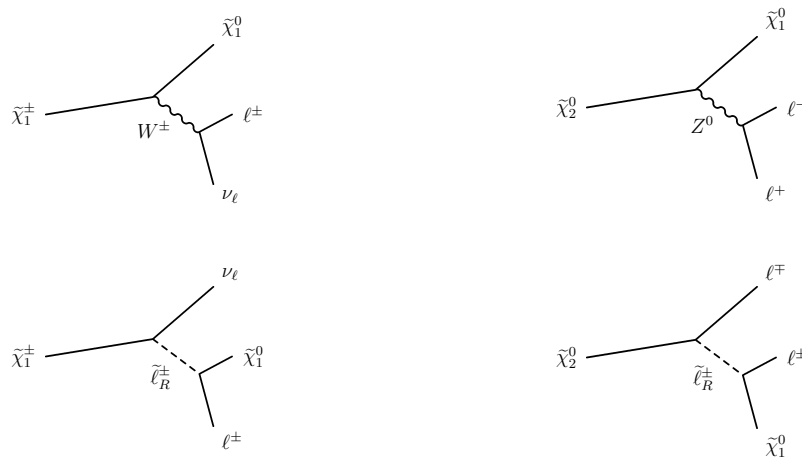


FIG. 2.8 – Diagrammes de désintégration du $\tilde{\chi}_1^\pm$ et du $\tilde{\chi}_2^0$ en canaux leptoniques.

Il convient de différencier les désintégrations à deux et trois corps. Les désintégrations à deux corps correspondent à la production d'un boson de jauge en association avec une LSP ou d'un slepton en association avec un lepton. Dans le cas de chargino et neutralino de type wino, la désintégration par slepton est favorisée quand elle est cinématiquement accessible. La désintégration à deux corps via un boson de jauge n'est pas accessible aux masses de $\tilde{\chi}_2^0$ et $\tilde{\chi}_1^\pm$ considérées au Tevatron. Les désintégrations à trois corps consistent quant à elles en des états finaux $\tilde{\chi}_1^0 \ell^+ \ell^-$ pour le $\tilde{\chi}_2^0$ et $\tilde{\chi}_1^0 \ell^\pm \nu_\ell$ pour le $\tilde{\chi}_1^\pm$ produits en passant par un boson de jauge ou un slepton virtuel. Dans le cas d'un slepton bien plus massif que les $\tilde{\chi}_2^0$ et $\tilde{\chi}_1^\pm$, le passage par un boson de jauge virtuel domine. Le rapport d'embranchement du boson de jauge virtuel est alors semblable à celui d'un boson sur sa couche de masse et les rapports d'embranchement leptoniques sont défavorisés. Les masses des sleptons ainsi que leurs couplages aux charginos et neutralinos vont fixer les rapports d'embranchement en leptons. La contribution de chaque diagramme va dépendre du contenu en champ des $\tilde{\chi}_1^\pm$ et $\tilde{\chi}_2^0$ ainsi que de leur masse et de celles des sleptons. La production de paires $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ et $\tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^\pm$ va conduire à des états finaux combinant leptons, jets et énergie transverse manquante. La production associée de paire $\tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^\pm$ dans le canal avec trois leptons et énergie manquante (canal trilepton), présentant peu de bruit de fond du modèle standard, est le canal privilégié pour l'observation de charginos et neutralinos au Tevatron.

2.3 Recherches au Tevatron dans le canal trilepton

2.3.1 Résultats de la phase I

La recherche de la supersymétrie dans la canal trilepton a été effectuée par les expériences DØ [37] et CDF [38] durant la phase I du Tevatron. Le Tableau 2.1 résume les sélections appliquées et les résultats pour les deux expériences.

Expérience	DØ	CDF
luminosité (pb ⁻¹)	107	106
sélections		
p_T (GeV/c)	>10, >10, >5	>11, >5, >5
η_{e_1, e_2, e_3}	<3.0, <3.0, <3.0	<1.1, <2.4, <2.4
$\eta_{\mu_1, \mu_2, \mu_3}$	<1.0, <1.0, <1.0	<0.6, <1.0, <1.0
isolation	oui	oui
$\Delta\varphi(\ell, \ell)$	oui	oui
veto sur $M_{\ell\ell}$ (GeV/c ²)	0-5 (e $\mu\mu$ et $\mu\mu\mu$) 81-101 (eee)	2.9-3.1 (J/ψ) 9-11 (Υ) 76-106 (Z)
E_T (GeV)	>10-15	>15
Résultats		
N _{obs}	0	0
N _{att}	1.5±0.5	1.2±0.2

TAB. 2.1 – Coupures utilisées et résultats pour les analyses trileptons de la phase I du Tevatron. La pseudo-rapacité η ainsi que l'angle dans le plan transverse au faisceau φ sont définis dans le chapitre 3. La notion d'isolation est quant à elle introduite dans le chapitre 5.

Aucun événement n'a été observé dans les données ce qui est en accord avec le bruit de fond attendu.

La Figure 2.9 présente la limite obtenue sur $\sigma(p\bar{p} \rightarrow \tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0) \times BR(3\ell)$.

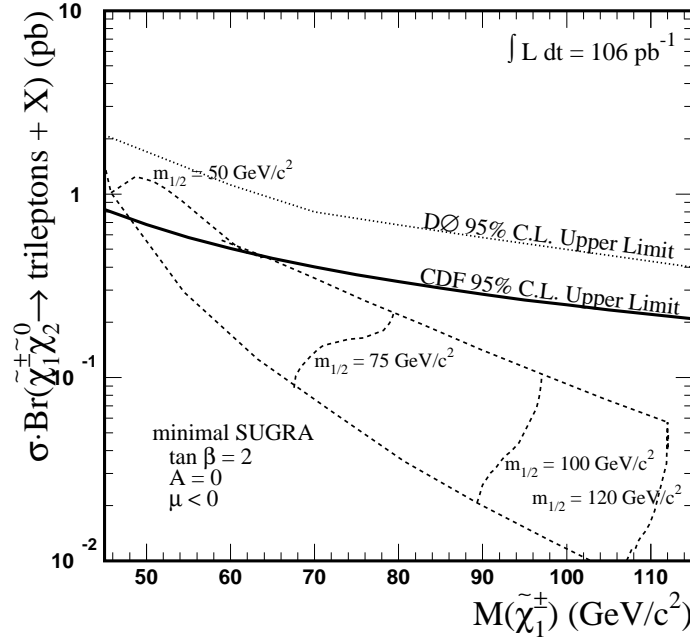


FIG. 2.9 – Limites obtenues sur $\sigma(p\bar{p} \rightarrow \tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0) \times BR(3\ell)$ par DØ et CDF durant la phase I du Tevatron. Les courbes en pointillés en bas et en haut correspondent respectivement à un choix pour m_0 de 100 et 2500 GeV/c^2 . Le paramètre $m_{1/2}$ varie de 50 à 120 GeV/c^2 .

2.3.2 Recherche durant la phase II avec DØ

La recherche de $\tilde{\chi}_1^\pm$ et $\tilde{\chi}_2^0$ dans le canal trilepton est poursuivie durant la phase II du Tevatron. Dans cette partie sont résumés les résultats publiés pour les conférences d'hiver 2005. Différentes analyses ont été développées. Les résultats des canaux $ee+\ell$, $e\mu+\ell$, $\mu\mu+\ell$ et $\mu^\pm\mu^\pm$ sont respectivement disponibles sous les références [39], [40], [41] et [42]. Les résultats présentés sont extraits de la référence [43]. Ils correspondent à une luminosité de 320 pb^{-1} .

Le Tableau 2.2 résume les coupures considérées pour les différents canaux d'analyse. Pour les événements présentant des jets avec une énergie transverse au-delà de 15 GeV, une signification statistique sur l'énergie transverse manquante, $\text{Sig}(\cancel{E}_T)$, est introduite. $\text{Sig}(\cancel{E}_T)$ est définie en normalisant l'énergie transverse manquante à $\sigma(E_T^j \parallel \cancel{E}_T)$, une mesure de la résolution en énergie sur les jets projetée selon la direction de l'énergie transverse manquante :

$$\text{Sig}(\cancel{E}_T) = \frac{\cancel{E}_T}{\sqrt{\sum_{\text{jets}} \sigma_{E_T^j \parallel \cancel{E}_T}^2}}$$

	coupure	unité	eel	$\mu\mu\ell$	$\mu^\pm\mu^\pm$	$e\mu\ell$
I	$p_T^{\ell_1}, p_T^{\ell_2}$	GeV/c	$> 12, > 8$	$> 11, > 5$	$> 11, > 5$	$> 12, > 8^a$
II	$M_{\ell\ell}$ $\Delta\varphi_{\ell\ell}$	GeV/c ² -	$\varepsilon[18-60]$ < 2.9	$\varepsilon[15-50]$ -	< 80 < 2.7	- -
III	\cancel{E}_T	GeV	> 22	> 22	> 22	-
	$\text{Sig}(\cancel{E}_T)$	GeV ^{1/2}	> 8	> 8	> 8	> 15
	M_T^{ℓ, E_T}	GeV/c ²	> 20	> 20	-	$\varepsilon[25-90]$
	veto jet	-	$H_T < 80$	-	-	$H_T < 40$
IV	$p_T^{\ell_3}$	GeV/c	> 4	> 3	-	> 7
V	$M_{\ell_1/2\ell_3}$	GeV/c ²	-	< 70	$\cancel{E}[70-121]^b$	$\cancel{E}[60-120]$
	$\Sigma p_T/p_T^{\ell_3}$	-	-	$\varepsilon[0.3-3.0]$	-	-
	$\cancel{E}_T \times p_T^{\ell_3}$	GeV ² /c	> 220	> 150	$> 300^c$	-

TAB. 2.2 – Coupures utilisées pour les analyses tripletons durant la phase II.

^a $p_T^{\ell_1}$ et $p_T^{\ell_2}$ correspondent respectivement à l'impulsion transverse de l'électron et du muon.

^b Pour les paires de signes opposés.

^c $p_T^{\ell_2}$ remplace $p_T^{\ell_3}$.

Le Tableau 2.3 présente les nombres d'événements attendus pour le bruit de fond et le signal et observés dans les données à différents niveaux de la sélection. Le point mSUGRA avec les paramètres $m_0 = 84$ GeV/c², $m_{1/2} = 176$ GeV/c², $\tan\beta = 3$, $\mu > 0$ et $A_0 = 0$ GeV/c² est considéré pour le signal. Le nombre d'événements observés est en accord avec le bruit de fond attendu.

canal		I	II	III	IV	V
eel	bdf	32000±3500	3990±470	45±12	0.47±0.28	0.21±0.12
	data	33468	3921	46	1	0
	signal	8.8±0.8	6.2±0.6	4.0±0.4	2.1±0.2	1.9±0.2
$\mu\mu\ell$	bdf	40400±3100	11750±710	182±38	24±7	1.75±0.57
	data	40489	12520	135	16	2
	signal	7.7±0.9	6.1±0.7	3.3±0.4	2.1±0.2	1.3±0.2
$\mu^\pm\mu^\pm$	bdf	235±22	110±12	5.7±1.6	5.7±1.6	0.66±0.37
	data	201	125	7	7	1
	signal	1.7±0.2	1.3±0.1	0.93±0.17	0.93±0.17	0.70±0.14
e $\mu\ell$	bdf	2600±290	2600±290	95±11	4.1±0.6	0.31±0.13
	data	2588	2588	95	5	0
	signal	8.9±0.7	8.9±0.7	4.2±0.3	1.9±0.2	1.6±0.1

TAB. 2.3 – Nombres d'événements attendus pour le bruit de fond et le signal et observés dans les données à différents niveaux de la sélection pour les quatre analyses.

Les limites obtenues sur $\sigma(p\bar{p} \rightarrow \tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0) \times BR(3\ell)$ en fonction de la masse du $\tilde{\chi}_1^\pm$ et de la différence de masse entre le $\tilde{\ell}_R$ et le $\tilde{\chi}_2^0$ sont présentées sur les Figures 2.10 et 2.11.

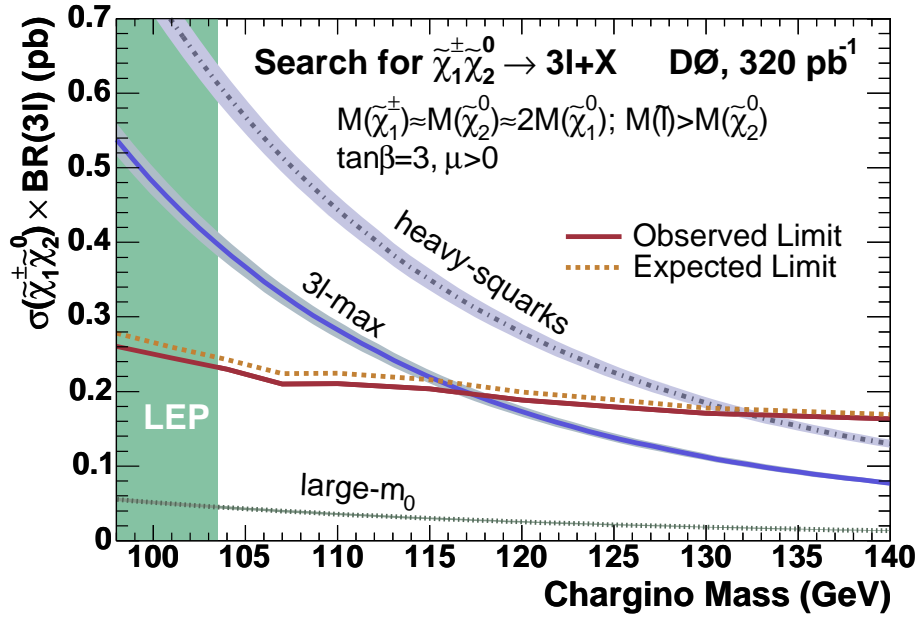


FIG. 2.10 – Limites sur $\sigma(p\bar{p} \rightarrow \tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0) \times BR(3l)$ en fonction de la masse du $\tilde{\chi}_1^\pm$ obtenues par DØ durant la phase II. Les prédictions pour trois scénarii, décrits dans le texte, sont représentées.

Les prédictions pour trois scénarii mSUGRA sont considérées :

large- m_0 :

Pour des sleptons lourds, la désintégration en trois corps du $\tilde{\chi}_2^0$ par un boson de jauge virtuel domine conduisant à de faibles rapports d'embranchement leptoniques.

3 l -max :

Pour des sleptons légèrement plus massifs que le $\tilde{\chi}_2^0$, le $\tilde{\chi}_2^0$ se désintègre préférentiellement en trois corps via un slepton ce qui favorise les rapports d'embranchement leptoniques. Les sleptons sont dégénérés en masse.

heavy-squark :

Ce scénario est une variation du scénario 3 l -max où les masses des squarks sont supposées être de l'ordre de 1 TeV. Avec des squarks lourds, les diagrammes de production de paire $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0$ dans la voie t , source d'interférences destructives, sont supprimés. La section efficace de production de paire $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0$ est ainsi maximisée.

L'analyse trilepton n'est pas sensible au scénario large- m_0 avec la luminosité actuelle. La limite obtenue sur la section efficace correspond à une masse limite du $\tilde{\chi}_1^\pm$ de 117 (132) GeV/ c^2 dans le scénario 3 l -max (heavy-squark) ce qui est au-delà de la limite LEP de 103.5 GeV/ c^2 .

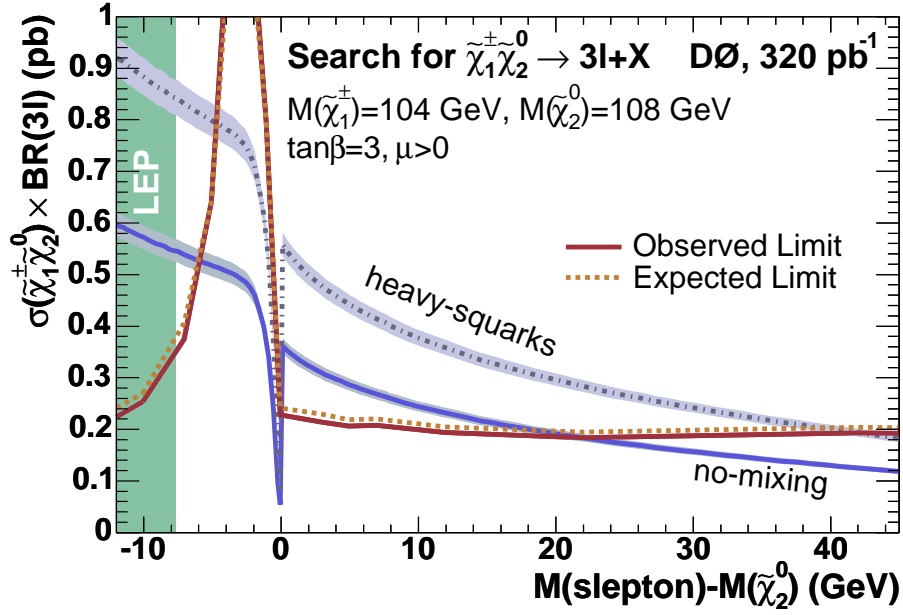


FIG. 2.11 – Limites sur $\sigma(p\bar{p} \rightarrow \tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0) \times BR(3l)$ en fonction de la différence de masse $m_{\tilde{\ell}_R} - m_{\tilde{\chi}_2^0}$ obtenues par DØ durant la phase II.

Lorsque le $\tilde{\ell}_R$ est quelques GeV/c^2 plus léger que le $\tilde{\chi}_2^0$, le lepton produit en association avec le $\tilde{\ell}_R$ lors de la désintégration à deux corps du $\tilde{\chi}_2^0$ est de faible impulsion transverse ce qui diminue la sensibilité au signal. Pour cet espace de phase, la limite est essentiellement fixée par le canal dimuon de même signe.

2.4 Le canal dimuon de même signe

Il a été montré que la sensibilité à certaines zones de l'espace des paramètres pouvait être augmentée en considérant comme signature deux leptons de même signe [44]. Les analyses trileptons sont efficaces pour les cas où $m_{\tilde{\ell}_R} \gtrsim m_{\tilde{\chi}_2^0}$ (scenario $3\ell\text{-max}$) et $m_{\tilde{\ell}_R} \ll m_{\tilde{\chi}_2^0}$. Les trois leptons de l'état final présentent des impulsions transverses suffisantes pour être reconstruits. La Figure 2.12 présente les distributions en impulsion transverse au niveau générateur des leptons provenant du signal pour un exemple de ces deux topologies. En revanche lorsque $m_{\tilde{\ell}_R} \lesssim m_{\tilde{\chi}_2^0}$, le lepton produit en association avec le $\tilde{\ell}_R$ est trop mou pour être utilisé avec efficacité. Pour de tels cas, les analyses trilepton sont inefficaces. Le canal dilepton de même signe est la seule analyse couvrant cet espace de phase. Les distributions des impulsions transverses au niveau générateur des leptons provenant du signal sont comparées sur la Figure 2.13 pour l'état final $\ell^\pm \ell^\pm \ell^\mp$ en considérant les trois leptons et la paire de même signe avec $m_{\tilde{\chi}_2^0} = 109.8 \text{ GeV}/c^2$ et $m_{\tilde{\ell}_R} = 104.6 \text{ GeV}/c^2$.

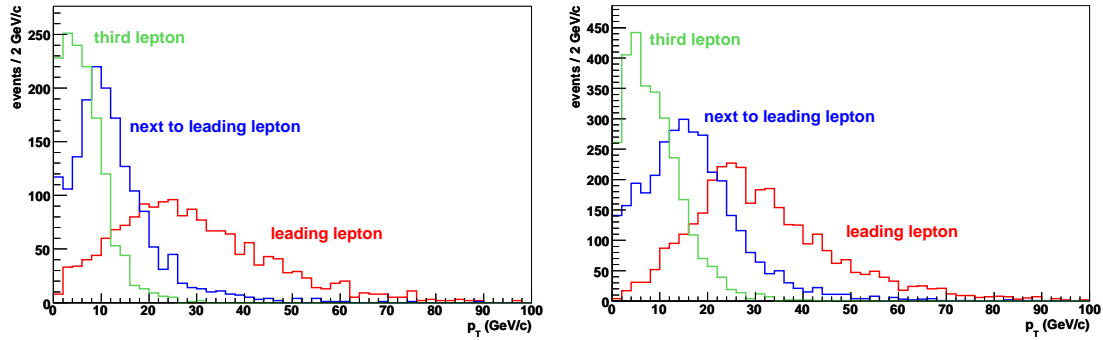


FIG. 2.12 – Distributions des impulsions transverses des 3 leptons de l'état final provenant du processus $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0 \rightarrow 3\ell$ avec $m_{\tilde{\chi}_2^0} = 109.8 \text{ GeV}/c^2$ et $m_{\tilde{\ell}_R} = 99.3 \text{ GeV}/c^2$ (à gauche) et $m_{\tilde{\chi}_2^0} = 110.0 \text{ GeV}/c^2$ et $m_{\tilde{\ell}_R} = 116.1 \text{ GeV}/c^2$ (à droite).

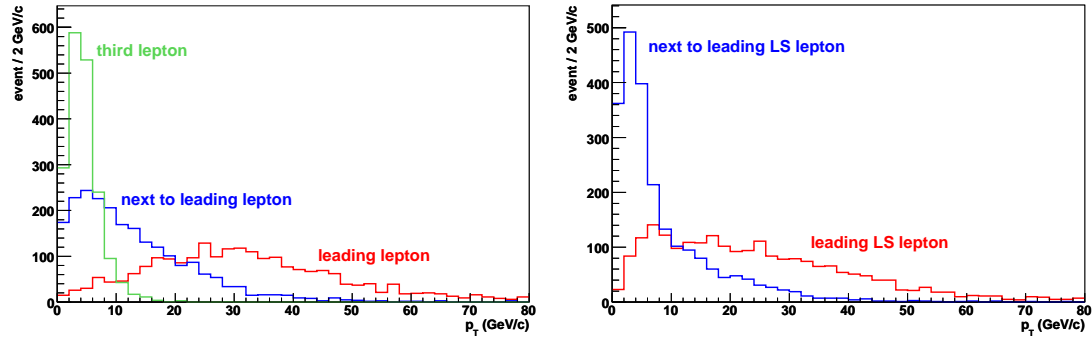


FIG. 2.13 – Distributions des impulsions transverses des leptons provenant du processus $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \ell^\pm \ell^\pm \ell^\mp$ en considérant les trois leptons (à gauche) et la paire de même signe (à droite) avec $m_{\tilde{\chi}_2^0} = 109.8 \text{ GeV}/c^2$ et $m_{\tilde{\ell}_R} = 104.6 \text{ GeV}/c^2$.

Le canal dilepton de même signe permet donc d'être complémentaire aux analyses trilepton lorsque $m_{\tilde{\ell}_R} \lesssim m_{\tilde{\chi}_2^0}$. La recherche de charginos et neutralinos dans le canal dimuon de même signe a fait l'objet de mon travail de recherche et est présentée dans la suite de ce mémoire.

Chapitre 3

Méthodes d'analyse

Sommaire

3.1	Grandeurs utiles	36
3.1.1	Pseudo-rapacité	36
3.1.2	Impulsion et énergie transverses	36
3.2	Calcul de la luminosité	37
3.3	Niveau de confiance et calcul de limite	39

3.1 Grandeurs utiles

3.1.1 Pseudo-rapidité

Le Tevatron est un collisionneur proton antiproton mais les collisions impliquent leurs sous constituants, les partons. Ces partons n'emportent qu'une fraction de l'impulsion du hadron incident. L'énergie disponible pour la réaction est ainsi inférieure à l'énergie totale disponible dans le centre de masse. Le système des deux partons n'est pas au repos dans le référentiel du laboratoire car ils n'ont pas la même impulsion en module. Pour tenir compte de ce phénomène nous introduisons une variable, la pseudo-rapidité η , définie comme :

$$\eta = -\ln\left(\tan\frac{\theta}{2}\right) \quad (3.1)$$

3.1.2 Impulsion et énergie transverses

Dans un collisionneur hadronique, l'impulsion totale mesurée ne peut pas être utilisée comme grandeur de référence. En effet, sa mesure est incomplète car les partons ne participant pas à la réaction peuvent échapper à la détection en emportant une fraction de l'impulsion du hadron. L'impulsion est séparée en deux composantes, une longitudinale suivant le faisceau (p_z) et une transverse (p_T). Les partons qui n'interagissent pas et qui échappent à la détection sont dirigés vers l'avant à faibles θ , leur impulsion transverse peut être négligée. L'impulsion transverse apparaît comme une variable adaptée à l'étude des collisions hadroniques. L'impulsion transverse du système $p\bar{p}$ est nulle et les deux partons participant à la réaction emportent la quasi totalité de l'impulsion transverse. Par principe de conservation, l'impulsion transverse totale mesurée dans un événement doit être nulle ce qui permet des calculs d'impulsion transverse manquante, une clé à la mise en évidence de la supersymétrie à R-parité conservée. De même pour l'énergie nous utiliserons une énergie transverse E_T et une énergie transverse manquante \cancel{E}_T . La Figure 3.1 présente le système de coordonnées utilisé dans l'expérience DØ.

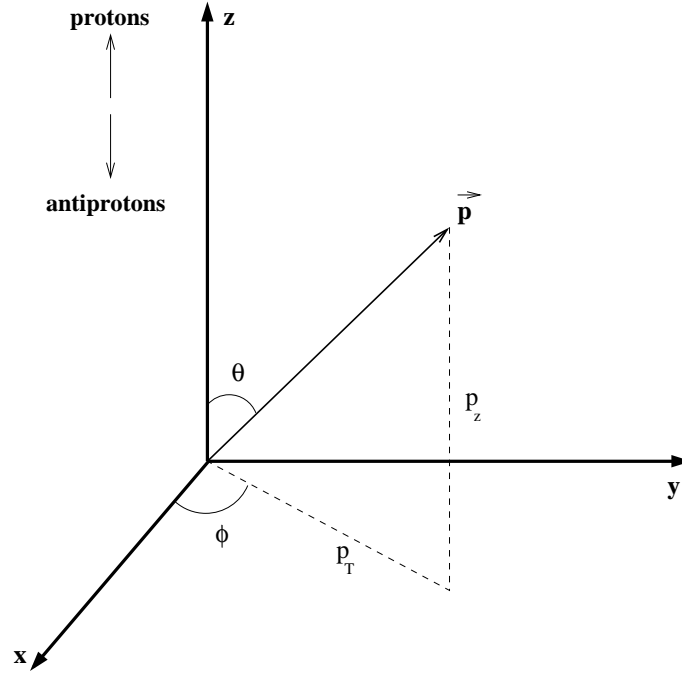


FIG. 3.1 – Système de coordonnées utilisé dans l'expérience DØ. L'axe du faisceau est dirigé selon l'axe Oz dans le sens de propagation des protons. L'angle dans le plan transverse (xOy) est défini par φ .

3.2 Calcul de la luminosité

La mesure de la luminosité est fondamentale pour normaliser les données acquises [45]. Le processus servant de référence à la mesure de la luminosité est l'interaction inélastique $p\bar{p}$. La section efficace de ce processus a été mesurée durant la phase I ($\sqrt{s} = 1.8$ TeV) en utilisant une méthode indépendante de la luminosité [46] et est extrapolée à l'énergie de fonctionnement de la phase II [47] ($\sqrt{s} = 1.96$ TeV). La valeur considérée est $\sigma_{inel} = (60.7 \pm 2.4)$ mb.

La probabilité d'obtenir n interactions inélastiques lors d'une collision est donnée par une loi de Poisson [48] :

$$P(n) = \frac{\mu^n}{n!} e^{-\mu} \quad (3.2)$$

La probabilité d'obtenir au moins une interaction est

$$P(n > 0) = 1 - e^{-\mu} \quad (3.3)$$

La luminosité s'exprime selon la relation

$$\mathcal{L} = -\frac{f}{\sigma_{inel}} \ln(1 - P(n > 0)) \quad (3.4)$$

avec f le nombre de croisements de paquets par unité de temps. Les Figures 3.2 et 3.3 présentent respectivement l'évolution des luminosités instantanée et intégrée délivrées par le Tevatron et vues par le détecteur DØ depuis le début de la phase II.

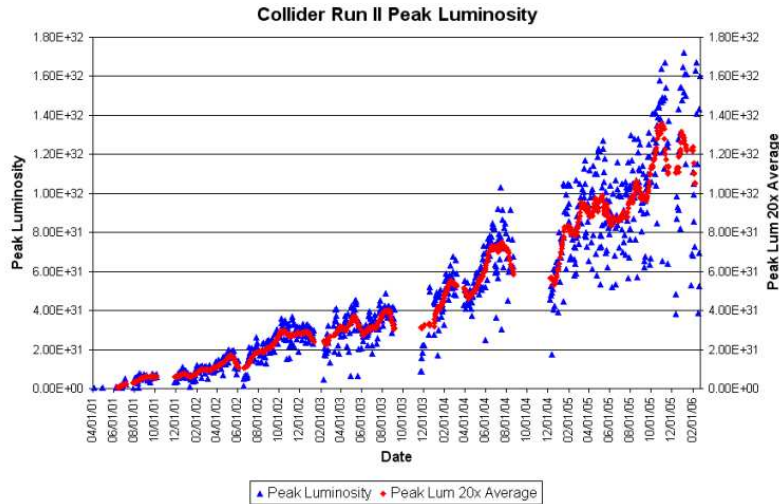


FIG. 3.2 – Évolution de la luminosité instantanée délivrée par le Tevatron et vue par le détecteur DØ depuis le début de la phase II.

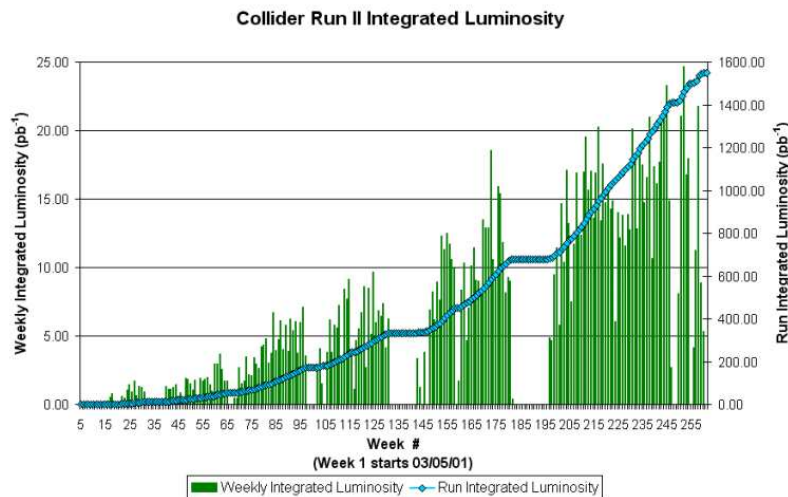


FIG. 3.3 – Évolution des luminosités hebdomadaire (histogramme) et intégrée (courbe) délivrées par le Tevatron et vues par le détecteur DØ depuis le début de la phase II.

Le Tevatron detient le record mondial de luminosité instantanée pour un collisionneur hadronique avec une valeur de $1.73 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ atteinte le 6 janvier 2006.

3.3 Niveau de confiance et calcul de limite

Pour conclure sur la mise en évidence de nouvelle physique au-delà du modèle standard, il faut déterminer si le résultat d'une sélection est compatible avec l'observation d'un signal. Si ce n'est pas le cas, une limite sur certains paramètres du modèle testé est calculée. Dans cette partie sont introduites les notions d'hypothèse et de niveau de confiance associé ainsi que la méthode utilisée pour fixer une limite.

Le résultat observé dans les données une fois la sélection appliquée est confronté à deux hypothèses. Une première considérant le bruit de fond seul (\mathcal{H}_b) et une seconde considérant la présence de signal en plus du bruit de fond (\mathcal{H}_{s+b}). Afin de quantifier la pertinence d'une hypothèse, un niveau de confiance lui est accordé. Le niveau de confiance associé à une hypothèse est un test statistique qui correspond à la probabilité d'obtenir un plus mauvais accord sous cette hypothèse que celui observé. Le niveau de confiance est donc d'autant plus petit que l'hypothèse est valide. L'accord entre une observation et une hypothèse est mesuré par un estimateur X . Le niveau de confiance est défini de la façon suivante :

$$CL = P(X \leq X_{obs} | \mathcal{H}) \quad (3.5)$$

avec

$$P(X \leq X_{obs} | \mathcal{H}) = \int_0^{X_{obs}} \rho(X) dX \quad (3.6)$$

La détermination de CL nécessite de connaître la distribution de la densité de probabilité $\rho(X)$. Dans le cadre de la recherche de processus exotiques rares telle la supersymétrie, l'estimateur peut être basé sur un simple comptage d'événements et donc suivre une loi de Poisson. Dans ce cas, le niveau de confiance accordé à une hypothèse \mathcal{H}_k s'exprime comme la probabilité d'observer d événements quand k sont attendus. k prend respectivement les valeurs b et $s + b$ sous les hypothèses \mathcal{H}_b et \mathcal{H}_{s+b} .

$$CL_k = P(k \leq d | \mathcal{H}_k) = e^{-k} \times \frac{k^d}{d!} \quad (3.7)$$

Pour conclure sur une découverte, il faut prouver que le modèle standard ne peut pas expliquer à lui seul le résultat observé. Ceci se traduit par la non vérification de l'hypothèse \mathcal{H}_b . Par convention, une découverte se traduit par $1 - CL_b \leq 5.7 \times 10^{-7}$ où CL_b représente le niveau de confiance associé à l'hypothèse \mathcal{H}_b .

Si le résultat de l'expérience ne permet pas de conclure sur une découverte, nous cherchons à exclure des régions de l'espace des paramètres du modèle ou à fixer une limite sur la section efficace du processus étudié. Pour chaque configuration de signal simulée, le résultat de l'expérience est confronté à l'hypothèse \mathcal{H}_{s+b} . Par convention, l'hypothèse de présence de signal est rejetée si $1 - CL_{s+b} \geq 0.95$, $1 - CL_{s+b}$ représente le niveau de confiance d'exclusion de l'hypothèse \mathcal{H}_{s+b} .

Le test statistique choisi présente un problème dans la cas d'une fluctuation statistique négative du bruit de fond. En effet, le déficit observé dans les données par rapport au bruit de fond attendu peut alors être responsable de l'exclusion d'hypothèses de signal pour lesquelles la sélection ne présente aucune sensibilité. Pour tenir compte de ce comportement, une approche fréquentiste modifiée est utilisée [49]. Le test statistique devient alors

$$CL_s = \frac{CL_{s+b}}{CL_b} \quad (3.8)$$

L'expression du test statistique en fonction des nombres d'événements observé dans les données (d) et attendus pour le bruit de fond (b) et le signal (s) est donnée par

$$CL_s = \frac{e^{-(s+b)} \frac{(s+b)^d}{d!}}{e^{-b} \frac{b^d}{d!}} = e^{-s} \left(1 + \frac{s}{b}\right)^d \quad (3.9)$$

En considérant ce test statistique, une hypothèse de signal sera rejetée si $CL_s < 0.05$. Une limite sur la section efficace du processus est obtenue à partir des nombres observé dans les données et attendus pour le bruit de fond et le signal. Les incertitudes statistiques et systématiques correspondant au signal et aux bruits de fond sont considérées. Pour une efficacité au signal et un nombre d'événements de bruit de fond donnés, la section efficace du signal est balayée jusqu'à obtenir une valeur correspondant à une exclusion de l'hypothèse du signal avec un niveau de confiance de 95%.

Les sélections sont optimisées de manière à donner la meilleure limite attendue sur la section efficace du signal. Pour ne pas biaiser l'analyse, il n'est pas possible d'utiliser les données observées pour l'optimisation. Une limite attendue sur la section efficace est donc introduite. Elle correspond à la limite obtenue en considérant qu'il y ait accord entre les données et la simulation du bruit de fond. Le nombre d'événements observés est remplacé par le tirage aléatoire d'un nombre entier selon une distribution gaussienne centrée sur le nombre d'événements attendus dans le bruit de fond avec une largeur correspondant à la somme quadratique des incertitudes sur le bruit de fond.

Chapitre 4

Le Tevatron et l'expérience DØ

Sommaire

4.1	Complexe d'accélération	42
4.1.1	Production des protons	42
4.1.2	Production des antiprotons	42
4.1.3	Stockage des antiprotons	43
4.1.4	Le Tevatron	44
4.2	Le détecteur DØ	45
4.2.1	Détecteur de vertex	46
4.2.2	Trajectographe	48
4.2.3	Solénoïde	49
4.2.4	Détecteurs de pied de gerbe	49
4.2.5	Calorimètre	54
4.2.6	Spectromètre à muons	58
4.2.7	Détecteurs intercryostats	62
4.2.8	Moniteurs de luminosité	64
4.3	Définition de la qualité des muons	65
4.4	Le système de déclenchement	66
4.4.1	Le système de déclenchement de niveau 1	66
4.4.2	Le système de déclenchement de niveau 2	68
4.4.3	Le système de déclenchement de niveau 3	70
4.5	La phase IIb	70

Le Tevatron [50] est un collisionneur proton-antiproton se situant au Fermi National Accelerator Laboratory (FNAL) à Batavia dans la banlieue ouest de Chicago, Illinois USA. Sa circonférence est de 6.3 km pour un rayon de 1 km. De nombreux résultats ont été produits lors de la phase I de fonctionnement à $\sqrt{s} = 1.8$ TeV dont la découverte du quark top en 1995 [51]. Depuis le début de la phase II en mars 2001, il délivre des collisions proton-antiprotons avec une énergie dans le centre de masse de 1.96 TeV. Il est actuellement le seul à atteindre ces gammes énergétiques ce qui en fait l'outil privilégié pour l'étude de la supersymétrie en attente du LHC et du collisionneur linéaire e^+e^- .

4.1 Complexe d'accélération

Cette partie décrit les étapes successives depuis la création des faisceaux jusqu'à leur mise en collision.

4.1.1 Production des protons

Les protons sont obtenus à partir d'atomes d'hydrogène ionisés en H^- sous un champ électrique. Ils sont ensuite portés à une énergie de 750 keV par un accélérateur de Cockcroft-Walton à une tension continue. Un accélérateur linéaire long de 130 m utilisant des cavités radio-fréquence les accélère jusqu'à 400 MeV. Le faisceau de H^- traverse ensuite le *booster* [52] où les ions H^- sont épluchés de leurs électrons par une feuille de carbone. Le *booster* est un synchrotron d'une circonférence de 475 m dont la combinaison des cavités accélératrices et des aimants permet de porter l'énergie du faisceau de protons à 8 GeV. Le gain énergétique est d'environ 500 keV par tour dans le *booster*. Le faisceau de protons ainsi produit est envoyé dans l'injecteur principal [53], un anneau de 1 km de diamètre. Cet injecteur joue plusieurs rôles dans la chaîne d'accélération :

- regroupement de protons en paquet de 3×10^{11} accélérés jusqu'à 150 GeV,
- regroupement de protons en paquet de 5×10^{12} accélérés jusqu'à 120 GeV servant à la production des antiprotons,
- regroupement des antiprotons issus de l'accumulateur en paquet de 3×10^{10} accélérés jusqu'à 150 GeV,
- injection dans le Tevatron des faisceaux de protons et d'antiprotons avec une énergie de 150 GeV.

4.1.2 Production des antiprotons

La production des antiprotons est détaillée dans la référence [54]. Le faisceau de protons de 120 GeV issu de l'injecteur principal est envoyé sur une cible de nickel. La station cible a été réglée de manière à optimiser la production d'antiprotons de 8 GeV. Les particules émises sont focalisées par une lentille magnétique au lithium puis un aimant dipolaire permet de séparer les antiprotons d'énergie dispersée autour

de 8 GeV des autres particules produites. Le rendement est de 20 antiprotons pour 10^6 protons incidents.

Le faisceau incident de protons étant pulsé, les antiprotons obtenus sont en paquets. Ils sont dispersés en énergie et direction ce qui empêche leur utilisation directe. Les antiprotons sont donc envoyés vers le *debuncher*. Les antiprotons de grande énergie y parcourent un trajet plus long que ceux de moindre énergie ce qui a pour effet de séparer les paquets d'antiprotons comme illustré sur la Figure 4.1. Les antiprotons ne rencontrent pas en même temps la cavité accélératrice. Ceci permet d'obtenir un faisceau d'antiprotons peu dispersés en énergie par ajustement de la cavité. Le *debuncher* permet donc de passer d'un faisceau pulsé d'antiprotons dispersés en énergie à un faisceau continu d'énergie peu dispersée autour de 8 GeV.

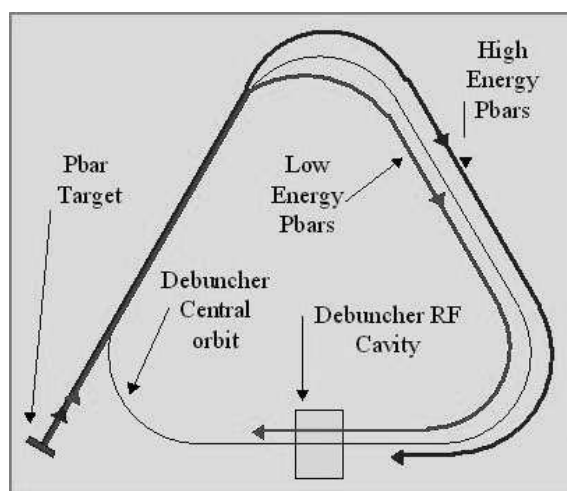


FIG. 4.1 – Dans le *debuncher*, les antiprotons suivent des orbites différentes selon leur énergie ce qui permet, par ajustement de la cavité accélératrice, de disposer d'un faisceau continu d'antiprotons peu dispersés en énergie.

Les antiprotons ainsi obtenus sont envoyés vers l'accumulateur où des cavités radio-fréquence les regroupent par paquets. Ils conservent l'énergie voulue de 8 GeV et une faible dispersion en direction par refroidissement stochastique¹ [54]. La dispersion du faisceau en énergie et direction est mesurée en un point de l'anneau et cette mesure est utilisée pour piloter des électrodes correctrices. Le taux de production des antiprotons est de 10^{11} par heure de fonctionnement.

4.1.3 Stockage des antiprotons

Le facteur limitant la luminosité du Tevatron est essentiellement le nombre d'antiprotons produits. Afin d'augmenter la luminosité, des antiprotons sont produits de façon continue et stockés dans le recycleur. Le recycleur consiste en un aimant

1. La méthode de refroidissement stochastique a valu le prix Nobel de physique à S. Van der Meer en 1984.

permanent circulaire de 3.3 km de circonférence qui se trouve dans le même tunnel que l'injecteur. Il reçoit les antiprotons provenant de l'accumulateur et les stocke en attente d'une nouvelle injection dans le Tevatron. Le faisceau d'antiprotons est stabilisé dans le recycleur depuis juillet 2005 par un faisceau d'électrons. L'utilisation d'un faisceau d'électrons permet d'obtenir des empilements (*stacks*) contenant plus d'antiprotons ($200 - 300 \times 10^{10}$). Le record du Tevatron est un empilement de 437×10^{10} antiprotons le 14 février 2006. Le faisceau d'antiprotons est ensuite envoyé vers l'accumulateur puis est injecté dans le Tevatron. Le recyclage des antiprotons permet d'augmenter la luminosité par un facteur deux.

4.1.4 Le Tevatron

Le Tevatron est la dernière étape de la chaîne d'accélération. Il s'agit d'un collisionneur utilisant des cavités accélératrices supraconductrices permettant de porter l'énergie de chacun des faisceaux de protons et d'antiprotons de 150 à 980 GeV. L'énergie totale disponible dans le centre de masse est donc de 1.96 TeV. Le Tevatron comporte huit cavités accélératrices, 180 quadripôles et 772 dipôles délivrant un champ magnétique de 4.33 Tesla. La Figure 4.2 résume les différentes parties du complexe d'accélération.

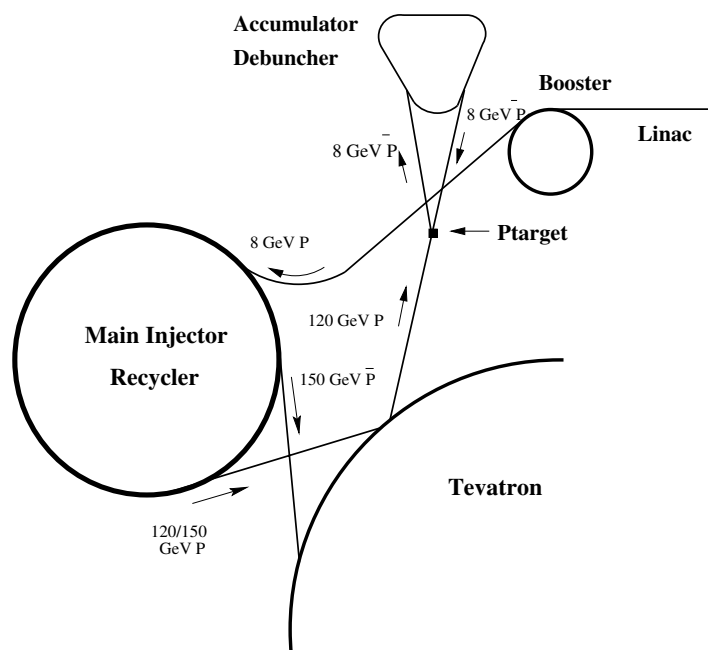


FIG. 4.2 – Schéma de principe du complexe d'accélération.

4.2 Le détecteur DØ

Le détecteur DØ [55] doit son nom à sa position sur le Tevatron car il se situe au point de collision dénommé DØ. Il est composé d'éléments concentriques et mesure 17 m de longueur pour une hauteur de 13 m et une largeur de 11 m. La Figure 4.3 représente une vue d'ensemble du détecteur. Il comporte les parties suivantes qui sont développées dans la suite de ce chapitre :

- un détecteur de vertex,
- un système de trajectographie,
- un solénoïde supraconducteur,
- des détecteurs de pied de gerbe,
- un ensemble de calorimétrie,
- un spectromètre à muon.

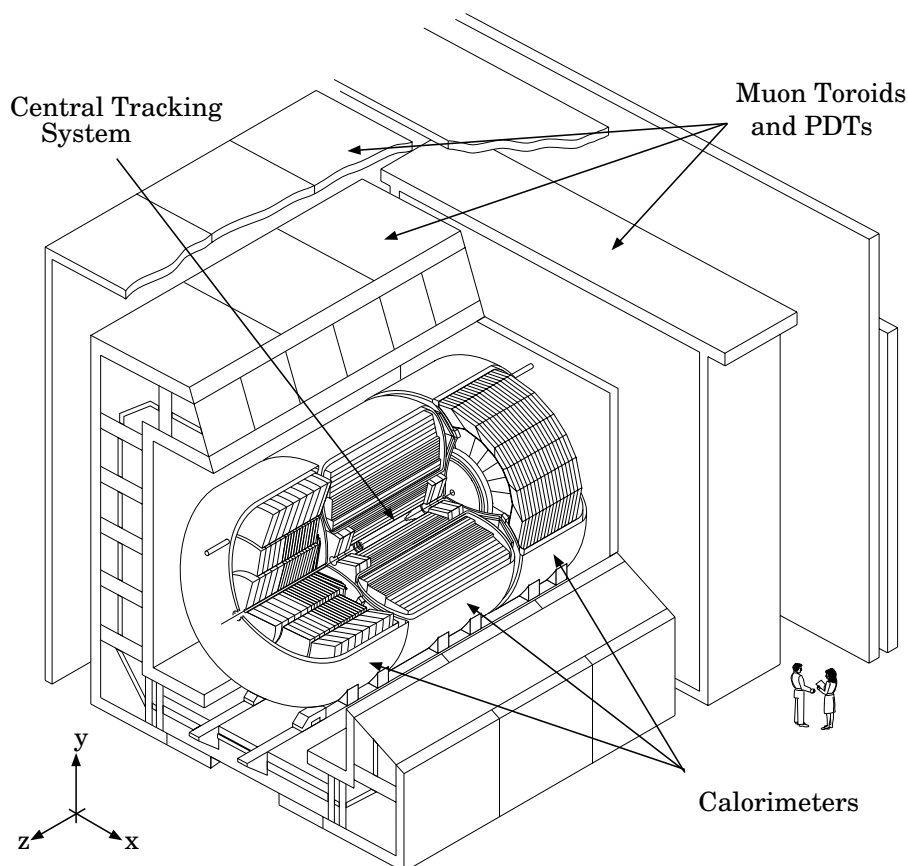


FIG. 4.3 – Vue générale du détecteur DØ.

4.2.1 Détecteur de vertex

Le SMT [56] (*Silicon Microstrip Tracker*) est nouveau dans la phase II. Il permet entre autre de reconstruire les vertex déplacés ce qui est important pour l'étude du boson de Higgs dans des canaux de désintégration impliquant des quarks b . Il couvre une gamme de pseudo-rapidité $|\eta| < 3$ pour les particules provenant de la région d'interaction. Cette gamme comprend la physique des hautes masses et impulsions transverses donc de faible pseudo-rapidité ($|\eta| < 1.5$) comme l'étude du top ou la supersymétrie mais aussi la physique du quark b et la QCD qui s'étendent dans des pseudo-rapidités plus importantes.

Au Tevatron, la position du point d'interaction est distribuée suivant une courbe gaussienne de valeur moyenne le centre du détecteur et de largeur $\sigma_z = 25$ cm. Le SMT a été construit afin de tenir compte de cette dispersion du point d'interaction. Pour obtenir une résolution optimale, le détecteur est composé d'une partie centrale de six tonneaux et douze disques F pour la région $|\eta| < 1.5$ et de quatre disques H couvrant la région $1.5 < |\eta| < 3$. La Figure 4.4 représente une vue des différentes parties du SMT.

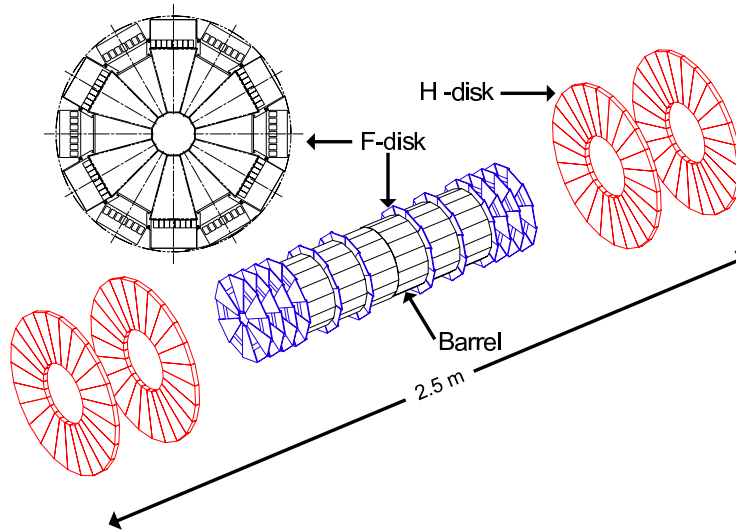


FIG. 4.4 – Vue tridimensionnelle du SMT. Nous distinguons les six tonneaux et les seize disques.

La partie centrale couvrant la région $|\eta| < 1.5$ comprend six tonneaux de 12 cm de long chacun ainsi que douze disques F. Un tonneau totalise 72 modules à micro-pistes de silicium répartis au sein de quatre couches concentriques. Chaque couche comporte deux sous niveaux de détecteurs qui se superposent suffisamment en φ afin d'éviter les zones non instrumentées. Cette géométrie en échelle permet de faire circuler un système de refroidissement ainsi que les câblages de lecture ce qui tend à limiter l'espace inter-tonneaux et ainsi à minimiser les zones non instrumentées. La Figure 4.5 représente une vue en coupe d'un tonneau.

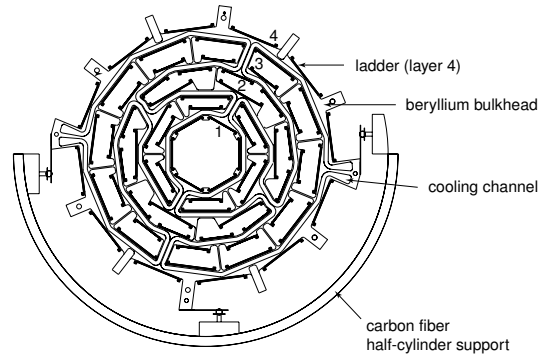


FIG. 4.5 – Vue en coupe d’un tonneau du SMT. Nous distinguons la structure en échelle des modules à micro-pistes de silicium ainsi que le support cylindrique de la partie centrale. Les divers éléments sont fixées sur un support de béryllium composé d’une partie passive et d’une partie réfrigérante.

Les modules sont constitués d’éléments de silicium étant soit simple face soit double faces. Les micro-pistes sont axiales (selon z) ou stéréo à 2° ou 90° . L’angle stéréo de 90° permet la mesure de la position en z des traces et l’angle de 2° permet de séparer les vertex primaires au sein d’un événement à multiples interactions. La combinaison de ces couches permet une localisation tridimensionnelle du point d’impact et une amélioration de la résolution sur les traces. Chaque élément comporte une partie active de silicium et une zone de lecture. Les disques F sont composés de douze éléments disposées en pétales. Elles sont double faces avec des pistes à $\pm 15^\circ$ formant un angle stéréo de 30° , leur pas est de $62.5 \mu\text{m}$. Suivant la même géométrie, les disques H sont composés de 24 paires d’éléments simple face avec des pistes à 7.5° et un pas de $50 \mu\text{m}$. Les éléments des disques H sont collés dos à dos afin d’obtenir un angle stéréo de 15° . Le SMT totalise 792576 voies de lecture. Le Tableau 4.1 résume les dimensions des principaux éléments du SMT.

	disque F	disque H	tonneau
rayon interne (mm)	26	95	27
rayon externe (mm)	105	260	94
nombre d’éléments	12	48	72
nombre de faces	2	1	1 ou 2 selon les couches
position $ z $ (mm)	64,192,320	1100,1200	-
	448,498,548		

TAB. 4.1 – Caractéristiques des principaux éléments du SMT.

Le SMT présente des résolutions voisines de $10 \mu\text{m}$ en φ (couches axiales), $45 \mu\text{m}$ en z (couches à 90°) et $500 \mu\text{m}$ dans le plan (r, z) (couches à 2°). Il permet de mesurer les impulsions avec un $\frac{\Delta p_T}{p_T} \sim 10\%$.

4.2.2 Trajectographe

Le CFT [57] (*Central Fiber Tracker*) est un module permettant la mesure de l'impulsion des particules chargées. Un champ magnétique de 2 T produit par un solénoïde supraconducteur courbe les trajectoires des particules chargées et la mesure du rayon de courbure permet de remonter à l'impulsion. Le CFT couvre la région $|\eta| < 2$ et se compose de huit couches de fibres scintillantes à section circulaire. La Figure 4.6 représente une vue du système de trajectographie.

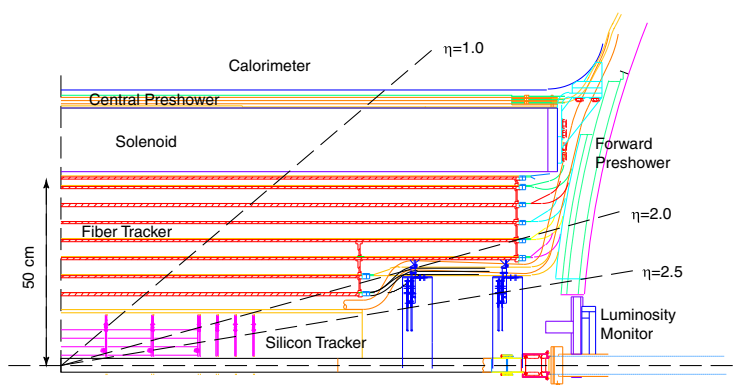


FIG. 4.6 – Vue en coupe d'un quart de l'ensemble de trajectographie. Nous distinguons le SMT avec les deux disques H en avant, les huit couches de fibres scintillantes du CFT, le solénoïde et les détecteurs de pied de gerbe développés dans la suite.

Les rayons interne et externe du CFT sont respectivement de 20 et 52 cm. Les deux couches centrales mesurent 166 cm de long contre 252 cm pour les six autres. Chaque couche du CFT est composée de deux niveaux, un doublet de fibres axiales et un de fibres faisant un angle stéréo de $\pm 3^\circ$ afin de pouvoir obtenir une mesure tridimensionnelle de la position du point d'impact. Le CFT est séparé en 80 modules de 4.5° en φ comprenant 896 fibres soit un total de 71680 pour le CFT. Une particule chargée traversant une fibre va exciter le scintillateur qui va se désexciter en produisant un rayonnement lumineux ($\lambda = 530$ nm). Ce rayonnement est conduit par des guides de lumière vers des VLPC (Visible Light Photon Counter) qui sont des photodétecteurs à avalanche convertissant un signal lumineux en impulsion électrique. Un VLPC présente les caractéristiques suivantes :

- pas de sensibilité au champ magnétique,
- temps de montée ~ 40 ps,
- rendement quantique supérieur à 70% sur la gamme du visible,
- gain supérieur à 20000 avec une dispersion inférieure à 1%,
- fonctionne sous une tension de l'ordre de 10 V,
- peu bruyant, permet de détecter les photons uniques,
- supporte des taux de comptage supérieurs à 10 MHz.

Notons que les VLPC sont utilisés à des températures voisines de 7 K car leur gain est fonction de la température. Cette utilisation implique l'usage d'un système de cryogénie. Le CFT permet de mesurer les impulsions des particules chargées avec une résolution de $\frac{\Delta p_T}{p_T} = 0.0150 \oplus 0.0014$ p_T (p_T en GeV/c). La résolution sur la position d'une trace pour le CFT seul est voisine de 100 μm . Cette valeur peut être améliorée à 35 μm en combinant les informations du CFT avec celles du SMT.

4.2.3 Solénoïde

Le solénoïde supraconducteur [58] engendre un champ magnétique de 2 T avec une uniformité de 0.5% pour sa composante longitudinale. Il mesure 2.73 m de long pour un diamètre de 1.42 m. Avec son cryostat, la matière qui le constitue représente $0.9 X_0^2$ et environ $0.2 \lambda_i^3$ ce qui en fait un pré-radiateur pour les particules électromagnétiques et hadroniques.

4.2.4 Détecteurs de pied de gerbe

Des détecteurs de pied de gerbe sont placés en amont du calorimètre afin d'apporter :

- une correction sur l'énergie perdue dans le solénoïde,
- une discrimination électron/pion chargé,
- une mesure de la position d'un électron ou d'un photon plus précise qu'avec un calorimètre car la granularité est plus fine (la résolution en position est de 1.4 mm sur un électron de $E_T = 10$ GeV pour le CPS),
- une séparation des particules électromagnétiques appartenant à des jets.

La partie centrale du détecteur ($|\eta| < 1.3$) est couverte par le CPS [59] (*Central PreShower*) et les deux zones avant ($1.5 < |\eta| < 2.5$) sont couvertes par les FPS [60] (*Forward PreShowers*).

4.2.4.1 Détecteur de pied de gerbe central

Le CPS permet une meilleure reconstruction de vertex pour les particules électromagnétiques. En effet il ajoute un point de mesure supplémentaire avec un bras de levier important par rapport au calorimètre comme illustré sur la Figure 4.7.

2. X_0 est la longueur de radiation, elle représente la distance moyenne parcourue par un électron de haute énergie avant de perdre une fraction $1 - \frac{1}{e} \simeq 64\%$ de son énergie incidente.

3. λ_i est la longueur d'interaction, elle représente le libre parcours moyen d'une particule avant d'interagir avec un noyau du milieu.

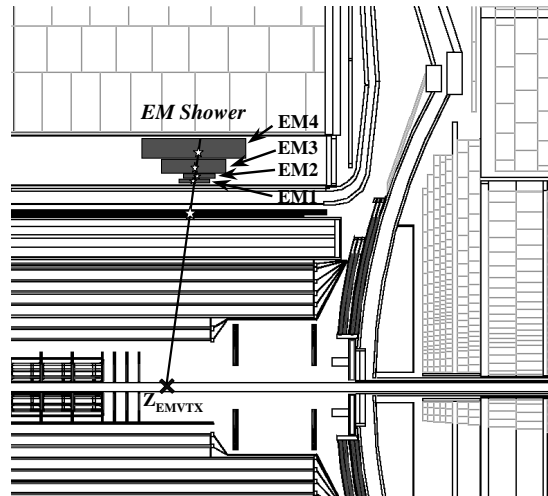


FIG. 4.7 – Reconstruction d'un vertex à partir d'une particule électromagnétique. La distance entre le calorimètre et le CPS permet d'obtenir une meilleure résolution sur la position du vertex.

Le CPS présente une symétrie cylindrique et se compose de trois couches concentriques de fibres scintillantes. Avec son épaisseur de 5 cm, il s'inscrit dans l'espace entre le solénoïde et le cryostat du calorimètre central. Il initie les gerbes électromagnétiques avec une plaque de plomb de 5.5 mm représentant $1 X_0$. L'épaisseur de la plaque de plomb est adaptée pour que l'ensemble solénoïde-radiateur représente $2 X_0$ pour toutes les pseudo-rapidités. La Figure 4.8 illustre la géométrie du CPS.

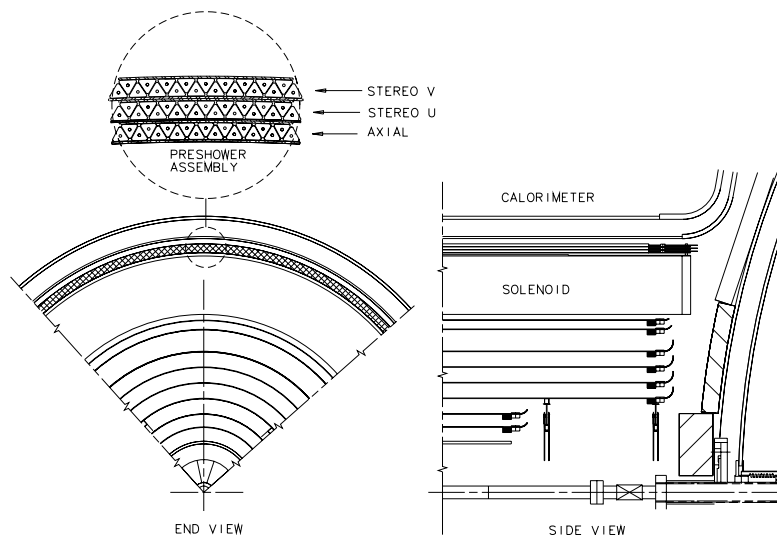


FIG. 4.8 – Vue du CPS. Nous distinguons les trois couches de fibres scintillantes et sa position entre le solénoïde et le calorimètre central.

La première couche du CPS est orientée selon l'axe du faisceau, la seconde et la troisième sont orientées avec des angles stéréos de $+22.99^\circ$ et -23.29° par rapport au faisceau. Le Tableau 4.2 résume les positions des différentes couches du CPS.

élément	rayons (mm)
plaque de Pb	708.8 \rightarrow 714.3
air	
couche axiale	718.0 \rightarrow 725.5
plaques Al	
couche stéréo $+22.99^\circ$	729.0 \rightarrow 736.5
plaques Al	
couche stéréo -23.29°	740.0 \rightarrow 747.5

TAB. 4.2 – Rayons interne et externe des différentes couches du CPS à $\eta = 0$. Des plaques d'aluminium d'environ 1.7 mm d'épaisseur sont intercalées entre deux couches de fibres afin de servir de support à l'enroulement des couches stéréos.

La fibre est extrudée en son centre afin d'y placer une seconde fibre scintillante (fibre de décalage) permettant la conversion de la lumière émise par scintillation ($\lambda = 430$ nm) vers la longueur d'onde pour laquelle le VLPC a une sensibilité maximale ($\lambda = 510$ nm). Pour le CPS, une fibre scintillante mesure 273 cm de long et contient deux fibres de décalage séparées en $z = 0$ afin de diminuer la sensibilité aux forts taux de comptage. Nous avons 1280 fibres par couches soit 2560 voies de lecture distinctes, le CPS totalise donc 7680 voies de lecture. Les fibres de décalage sont reliées une à une par des connecteurs à des guides de lumière mesurant de 8 à 10 m et se terminant sur des VLPC.

4.2.4.2 Détecteurs de pied de gerbe avant

Les deux FPS (nord et sud) sont identiques. Ils sont fixés sur les faces externes arrondies des cryostats des calorimètres bouchons. Les FPS sont des dômes présentant un rayon de courbure de 2550.7 mm. Un FPS est composé de deux parties :

- une en amont du radiateur (couches 3 et 4) détectant les particules au minimum d'ionisation (MIP). Elle permet de séparer les particules chargées donnant un signal de MIP des neutres invisibles,
- une en aval du radiateur (couches 1 et 2) mesurant les gerbes électromagnétiques. Elle permet de séparer les particules électromagnétiques et hadroniques.

Ces deux parties sont fixées sur un dôme de plomb centré en $z = \pm 1.4$ m et épais de 11 mm soit $2 X_0$. La Figure 4.9 présente le FPS dans son environnement.

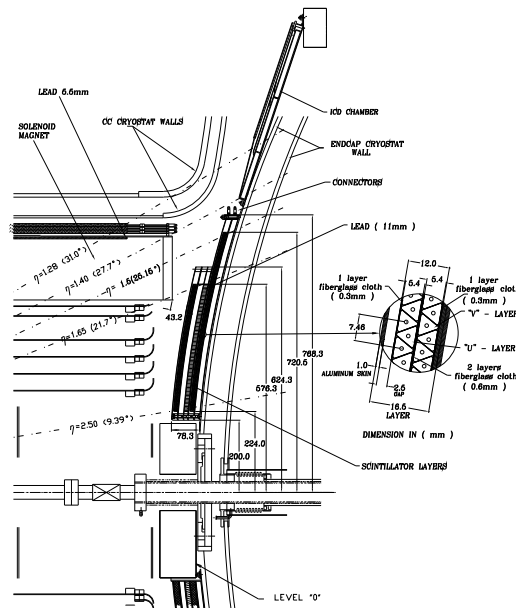


FIG. 4.9 – Vue en coupe de la partie supérieure du FPS. Nous retrouvons les deux parties en amont et en aval du radiateur.

Chacune de ces parties se compose de deux sous parties identiques. Un support d'aluminium avec sept bras séparant le dôme en octants de 45° remplis par huit modules de fibres scintillantes. Un module est constitué d'une zone non instrumentée de 11.25° à chacune de ses extrémités servant aux fixations et au cheminement des câbles de lecture et d'une zone de 22.5° instrumentée avec deux plans de fibres scintillantes faisant entre eux un angle de 22.5° . La Figure 4.10 présente un module du FPS.

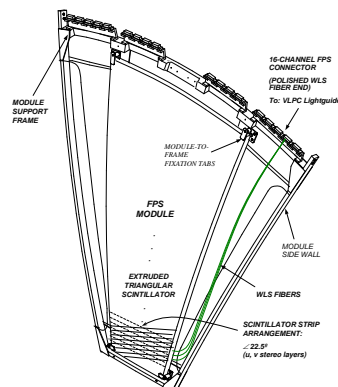


FIG. 4.10 – Module du FPS. Nous distinguons la partie centrale instrumentée de plans de fibres scintillantes formant un angle de 22.5° et les parties latérales servant de support. Des fibres de décalage sont représentées dans la partie latérale.

Les deux supports sont décalés de 22.5° en φ afin de couvrir les 360° comme illustré sur la Figure 4.11.

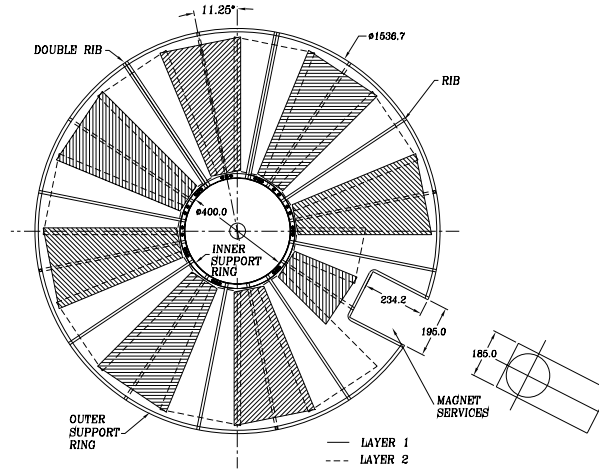


FIG. 4.11 – Superposition des couches 1 (trait plein) et 2 (pointillés) décalées de 22.5° en φ afin d'éviter les zones non instrumentées. Notons que la symétrie en φ est brisée pour laisser passer le système de refroidissement de l'aimant.

Les parties en amont et en aval du radiateur présentent la même géométrie mais se différencient par leurs diamètres. En effet, les particules produites à $|\eta| = 1.5$ traversent une partie du solénoïde et de son cryostat ce qui correspond dans cette zone à environ $3 X_0$ et $0.7 \lambda_i$ comme illustré sur la Figure 4.12 issue de la référence [61].

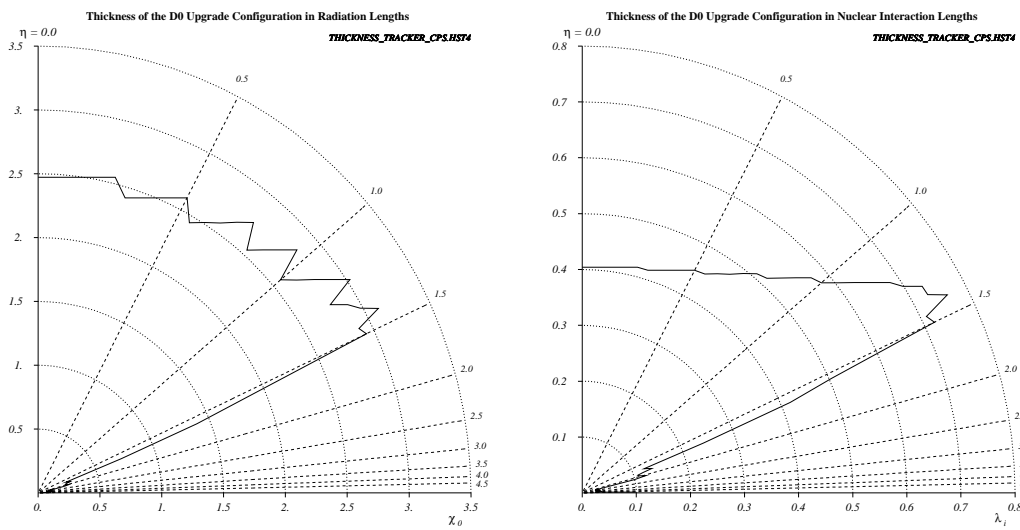


FIG. 4.12 – Épaisseur exprimée en unité de X_0 (à gauche) et λ_i (à droite) traversée par les particules avant d'atteindre le FPS en fonction de leur pseudo-rapidité. Les particules sont supposées produites au centre du détecteur.

Une particule émise à $|\eta| = 1.5$ présente une forte probabilité d'interagir avant le FPS, et de ce fait une faible probabilité de donner un signal de MIP dans la partie amont du FPS. Les parties amont et aval couvrent respectivement $1.65 < |\eta| < 2.5$ et $1.5 < |\eta| < 2.5$. Comme pour le CPS, la lumière est transmise par des fibres de décalage jusqu'à des connecteurs disposés sur l'anneau extérieur du FPS reliés à des guides de lumière mesurant de 10 à 13 m puis à des VLPC. Le FPS totalise 16384 voies de lecture pour ses deux côtés. Le FPS a des résolutions voisines de 20% en énergie, 1 mm en z et 3 mm en φ .

4.2.5 Calorimètre

Le calorimètre à échantillonnage de DØ est constitué d'une succession de couches d'absorbeur et de milieu actif. Il est composé d'une partie centrale et de deux bouchons enfermés dans un cryostat. La Figure 4.13 illustre les différents modules du calorimètre.

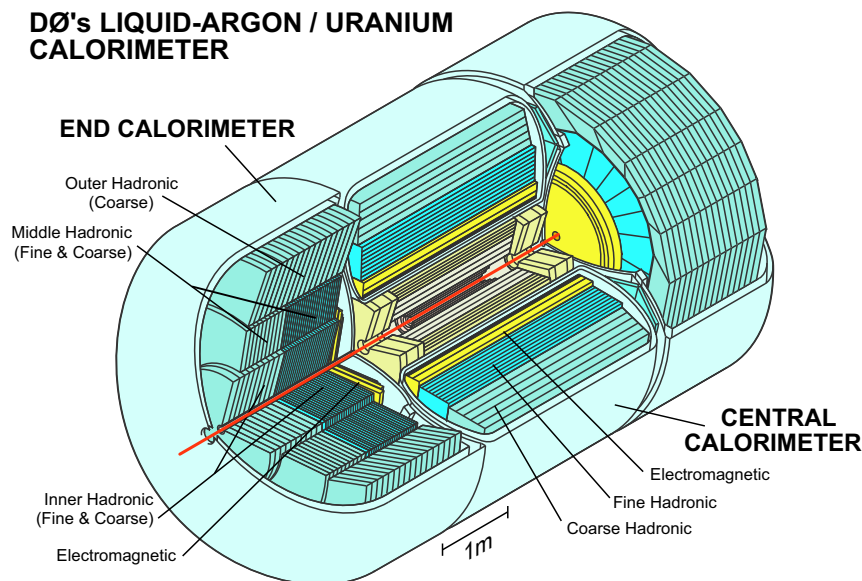


FIG. 4.13 – Le calorimètre est composé de trois parties indépendantes, une centrale et deux bouchons, chacune incluse dans un cryostat.

Le calorimètre présente une géométrie projective en φ et pseudo-rapacité. Il est constitué de cellules regroupées en tours se projetant sur le centre du détecteur. La Figure 4.14 illustre la géométrie projective du calorimètre.

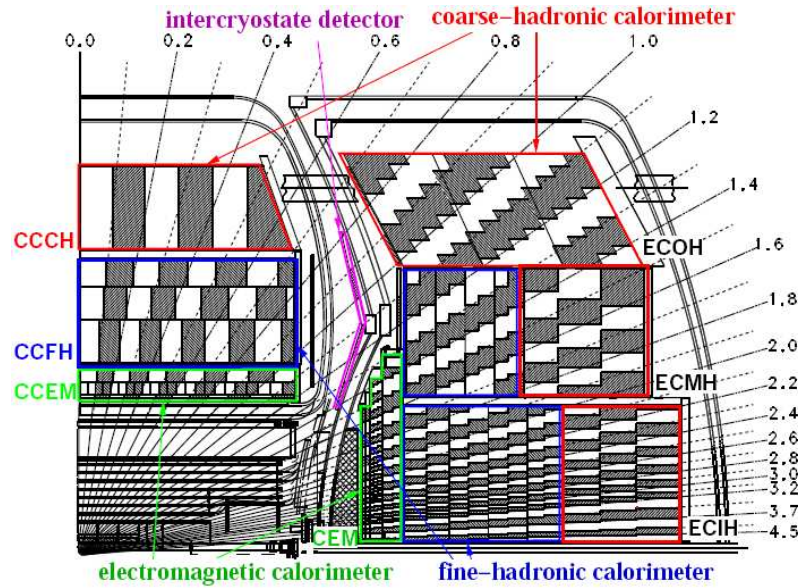


FIG. 4.14 – Schéma en coupe d'un quart de l'ensemble de calorimétrie. Les cellules sont regroupées au sein de tours se projetant sur le centre du détecteur.

4.2.5.1 Calorimètre central

Le calorimètre central (CC) couvre la région $|\eta| < 1$ et se compose de trois parties qui sont les calorimètres central électromagnétique (CCEM), fin hadronique (CCFH) et grossier hadronique (CCCH⁴). Le CCEM comporte quatre couches concentriques numérotées de 1 à 4 représentant respectivement 2, 2, 7 et 10 X_0 . Le CCFH est constitué de trois couches représentant 1.3, 1.0 et 0.9 λ_i . Pour compléter le système, le CCCH sert à recueillir les fins de gerbes. Il représente 3.2 λ_i . Les couches sont segmentées en modules trapézoïdaux de côtés $\Delta\eta \times \Delta\varphi = 0.1 \times 0.1$ sauf pour la couche CCEM3 où $\eta \times \varphi = 0.05 \times 0.05$. La granularité est plus fine pour la couche CCEM3 car, lors de la phase I, le dépôt d'énergie des électrons et photons était maximal dans cette couche. Ceci n'est plus exact pour la phase II car le nouveau système de trajectographie ajoute environ 2 X_0 sur le trajet des particules. La zone de dépôt maximal est donc légèrement rapprochée du faisceau. Le CCEM est divisé en 32 modules en φ contre 16 pour les CCFH et CCCH.

Pour le CCEM et le CCFH, l'absorbeur est de l'uranium appauvri et le milieu actif de l'argon liquide. L'uranium est utilisé aux hautes énergies pour obtenir un calorimètre compact. Il a de plus permis d'obtenir un calorimètre proche de la compensation pendant la phase I avec $e/h = 1.02$ pour une énergie incidente supérieure à 5 GeV, e et h représentant respectivement les réponses électromagnétique et hadronique au passage d'une particule dans le calorimètre. Avec la réduction du temps de croisement entre les paquets de la phase II, la compensation n'est plus assurée. Des mesures en faisceaux tests devraient permettre d'estimer les nouvelles valeurs

4. Central Calorimeter Coarse Hadronique

de e et h . L'argon liquide est utilisé pour sa stabilité et sa résistance aux radiations. L'utilisation d'argon liquide comme milieu actif implique un système de cryogénie, les trois parties du calorimètre (centrale et bouchons) sont donc chacune dans un cryostat indépendant. La Figure 4.15 présente la géométrie d'une cellule du calorimètre, élément de base pour la détection.

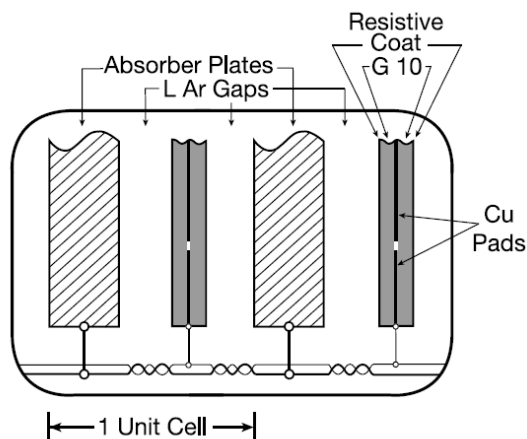


FIG. 4.15 – Détail d'une cellule du calorimètre. Nous retrouvons la plaque d'uranium servant de radiateur d'épaisseur variable selon la région considérée et l'électrode entourée d'argon liquide. La distance radiateur-électrode est de 3 mm.

Le CCCH utilise du cuivre comme absorbeur car il collecte les fins de gerbes et n'est pas utilisé pour des mesures de précision. Notons que le CCCH est troué de part en part selon l'axe du faisceau, ce trou permettait le passage de l'injecteur durant la phase I.

4.2.5.2 Calorimètres bouchons

Les deux bouchons (EC⁵) sont identiques et sont composés de quatre parties. D'abord une partie électromagnétique (ECEM) la plus proche du centre du détecteur se composant de quatre disques. Le premier ECEM1 débute à 1.7 m du centre du détecteur. Les couches ECEM1, ECEM2, ECEM3 et ECEM4 sont épaisses respectivement de 0.3, 3, 8 et 9 X_0 . Notons la présence d'une plaque d'acier inoxydable de 2 cm d'épaisseur entre ECEM3 et ECEM4 servant de support mécanique. Ensuite trois parties cylindriques. Une partie interne hadronique (ECIH) entourée par une moyenne hadronique (ECMH) puis par une externe hadronique (ECOH⁶). Les cylindres ECIH et ECMH comportent deux parties. La plus proche du centre de détecteur est dite fine hadronique et comporte quatre couches concentriques. La plus éloignée est dite grossière hadronique, elle est monocouche. Les parties ECEM

5. End Calorimeters

6. End Calorimeter Outer Hadronique

et fines hadroniques utilisent comme absorbeur de l'uranium contre de l'acier inoxydable pour les parties grossières hadroniques et ECOH. Les absorbeurs sont placés perpendiculairement au faisceau sauf pour la partie ECOH où ils sont inclinés à 60° . Les modules ont la même géométrie que pour le CC sauf pour ECEM3 où $\eta \times \varphi$ redevient 0.1×0.1 pour $|\eta| > 2.6$ et pour tous les modules à $|\eta| > 3.2$ où $\eta \times \varphi = 0.2 \times 0.2$. Le Tableau 4.3 résume quelques unes des caractéristiques des couches du calorimètre.

	$ \eta $	λ_i	X_0	R_e	absorbeur
CCEM 1,2,3,4	< 1.2	-	2,2,7,10	11.8%	3 mm U
CCFH 1,2,3	< 1.0	1.3,1.0,0.9	-	6.7%	6 mm U
CCCH 1	< 0.6	3.2	-	1.5%	46.5 mm Cu
ECEM 1,2,3,4	1.4 – 4.0	-	0.3,3,8,9	11.9%	4 mm U
ECIH(FH) 1,2,3,4	1.6 – 4.5	1.3,1.2,1.2,1.2	-	6.7%	6 mm U
ECIH(CH) 1	2.0 – 4.5	3.6	-	1.5%	46.5 mm inox
ECMH(FH) 1,2,3,4	1.0 – 1.7	1.3,1.2,1.2,1.2	-	6.7%	6 mm U
ECMH(CH) 1	1.3 – 1.9	4.1	-	1.5%	46.5 mm inox
ECOH 1	0.7 – 1.4	7.0	-	1.5%	46.5 mm inox

TAB. 4.3 – Pour chaque partie sont représentés la couverture en pseudo-rapacité, l'épaisseur en longueurs d'interaction ou de radiation, le rapport d'échantillonnage et l'absorbeur utilisé. Le rapport d'échantillonnage quantifie le rapport de l'énergie déposée dans le milieu actif sur l'énergie totale déposée.

La résolution en énergie pour un calorimètre s'exprime comme la somme quadratique de trois termes :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{N}{E} \oplus \frac{S}{\sqrt{E}} \oplus C \quad (4.1)$$

- N : terme de bruit tenant compte du bruit de l'électronique et des fluctuations de l'énergie déposée par d'autres particules que celles étudiées,
- S : terme d'échantillonnage rapportant les fluctuations de R_e ,
- C : erreurs sur la calibration des canaux, les fuites et les fins de gerbes.

	N (GeV)	S (GeV $^{1/2}$)	C
électron ($ \eta < 1.1$)	0.29	0.15	0.037
jet ($ \eta < 0.8$)	0.04	0.07	0.06
jet ($0.8 < \eta < 1.6$)	0.7	1.1	1
jet ($1.6 < \eta < 3.2$)	3	0.02	3

TAB. 4.4 – Valeurs des facteurs pour un électron dans le CC et les EC.

4.2.6 Spectromètre à muons

Le spectromètre à muons est le dernier élément du système de détection. Il comporte un aimant toroïdal à section carrée épais de 109 cm, pesant 1973 tonnes et délivrant un champ magnétique de 1.8 T transversal à l'axe z est utilisé pour courber les trajectoires des muons. Le champ est vertical à l'intérieur des parties latérales et horizontal à l'intérieur des parties supérieure et inférieure de l'aimant. Le toroïde est séparé en trois parties, une centrale et deux à l'avant. La mesure des muons est assurée par trois parties, WAMUS (Wide Angle MUon Spectrometer) [62] la partie centrale couvrant $|\eta| < 1$ et FAMUS (Forward Angle MUon Spectrometer) [63] deux parties à l'avant identiques couvrant $1 < |\eta| < 2$. Les détecteurs utilisés sont des plans de chambres à dérive. La Figure 4.16 représente l'ensemble du système de détection. Notons les deux trous symétriques en η dans la partie centrale inférieure pour supporter l'ensemble de la structure. Ces trous sont localisés à $\varphi \simeq 4.5$. 55% de la région centrale est couverte par trois plans de chambres à dérive et 90% par au moins deux.

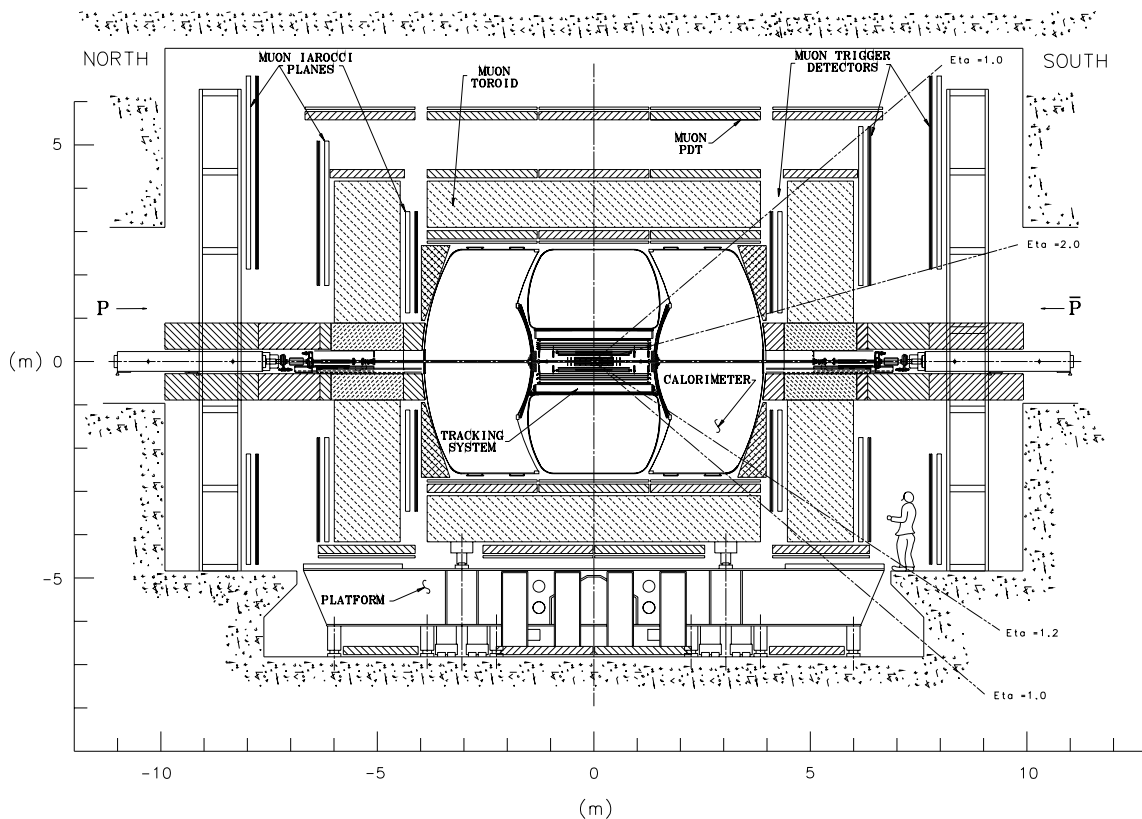


FIG. 4.16 – Vue générale en coupe du détecteur. Nous distinguons les parties WAMUS et FAMUS du spectromètre à muons détaillées dans la suite.

4.2.6.1 WAMUS

Les détecteurs utilisés ayant une géométrie plane, WAMUS comporte quatre faces. Chacune est séparée en deux parties, WAMUS compte ainsi huit octants. Chacun est composé de trois plans de chambres à dérive et de plans de scintillateur. Les chambres à dérive sont constituées de tubes d'aluminium ou PDT (Proportional Drift Tubes). Ils sont rectangulaires de section $101 \times 55 \text{ mm}^2$ pour des longueurs comprises entre 191 et 579 cm. Leur fil d'anode central dirigé suivant les lignes de champ de l'aimant est porté à une tension de 5 kV. Cette orientation des anodes permet d'obtenir la position de la particule en z avec une résolution de $500 \mu\text{m}$. Les PDT sont reliés deux à deux par une de leurs extrémités, l'autre permettant une lecture individuelle de chaque tube. La combinaison de l'information de deux tubes permet, par mesure d'un Δt , de déterminer la position le long de l'anode dans le plan (r, φ) . Δt est l'écart en temps entre l'arrivée sur l'électronique A des signaux collectés sur l'anode A et sur l'anode B (Cf Figure 4.17). La résolution dans le plan (r, φ) est fonction du point d'impact. Elle est comprise entre 10 cm pour des points d'impact éloignés de l'électronique et 20 cm pour des points d'impact proches de l'électronique. Pour un point d'impact proche de l'électronique, un des signaux doit parcourir environ deux longueurs d'anode ce qui a pour effet de disperser le signal. Pour améliorer la résolution en position dans le plan (r, φ) , deux cathodes sont fixées sur les faces internes supérieure et inférieure des tubes et portées à une tension de 2.5 kV. Elles mesurent le signal induit par l'anode. Les cathodes sont séparées en deux zones isolées formant deux damiers interne et externe représentant un motif diamant répété avec une période de 60 cm comme illustré sur la Figure 4.17. Le rapport des charges collectées sur les deux damiers permet d'améliorer la résolution dans le plan (r, φ) à 3 mm modulo 30 cm (demie période du motif).

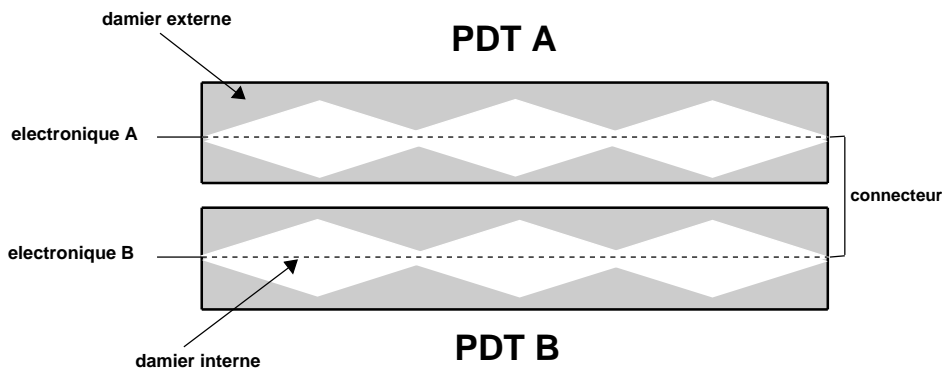


FIG. 4.17 – Schéma en vue de dessus de deux PDT. Les PDT sont reliés deux à deux par une de leurs extrémités. Nous distinguons les deux damiers interne et externe collectant le signal induit par l'anode.

Le gaz utilisé est un mélange de 80% Ar, 10% CH_4 et 10% CF_4 . Le temps de dérive du signal pour ce mélange gazeux est de l'ordre de 450 ns ce qui est supérieur à l'écart

entre deux paquets (396 ns). Les trois plans de chambres à dérive sont nommés A, B et C en partant du centre du détecteur. Le plan A, à l'intérieur du toroïde, contient quatre étages de PDT sauf pour la plan A de la partie inférieure qui ne comporte que trois étages par faute de place. Les plans B et C, à l'extérieur du toroïde, contiennent trois plans de PDT. La Figure 4.18 représente un schéma de la partie WAMUS.

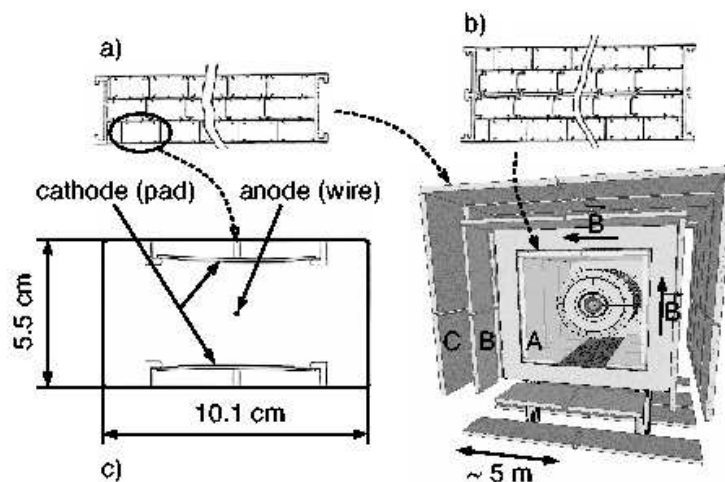


FIG. 4.18 – Schéma de la partie WAMUS. Nous distinguons depuis le centre vers l'extérieur le plan A, le toroïde puis les plans B et C. Le sens du champ magnétique est représenté. Un PDT est représenté avec son anode centrale et ses deux cathodes.

WAMUS permet de mesurer l'impulsion d'un muon avec une résolution de $\frac{\Delta p_T}{p_T} = 0.180 \pm 0.003$ (p_T en GeV/c) ce qui est supérieur à la résolution du CFT. La résolution du spectromètre est limitée par les diffusions multiples dans la matière le précédant. Les informations CFT et WAMUS seront donc combinées afin d'obtenir la mesure optimale de l'impulsion des muons. Deux ou trois plans de scintillateur sont utilisés pour le déclenchement. Le plan A_φ placé entre le calorimètre et la couche A de PDT permet de donner le temps de référence pour calculer le temps de dérive, d'identifier par coïncidence les particules retrodiffusées et de mesurer les muons de bas p_T n'atteignant pas les couches BC. Pour les faces latérales et supérieure, un second plan de scintillateur est à l'extérieur du plan C de PDT et s'appelle *cosmic cap*. Les faces latérales sont dotées d'un plan supplémentaire après la couche B dans les octants 4 et 7. Pour la partie inférieure, nous avons deux *cosmic bottoms*, un pour chaque couche B et C. Les *cosmic cap* et *cosmic bottoms* permettent de rejeter les muons cosmiques par coïncidence.

4.2.6.2 FAMUS

FAMUS est une partie nouvelle pour la phase II. FAMUS comporte trois plans de chambres à dérive. Les PDT sont remplacés par des MDT (Mini Drift Tubes). Les MDT sont préférés aux PDT car ils offrent un temps de dérive des électrons inférieur

à 100 ns, une résolution en position meilleure que 1 mm et une résistance importante aux radiations. Un MDT est une matrice de huit cellules de section $9.4 \times 9.4 \text{ mm}^2$. Trois plans de MDT sont disposés transversalement au faisceau, A avant l'aimant, B et C après. Le plan A comporte quatre niveaux de MDT contre trois pour les plans B et C. Les trois plans sont séparés en octants et la longueur des MDT dépend de leur distance par rapport au faisceau. La résolution sur une trace dans le plan (r, φ) est de 0.9 mm pour un niveau de MDT et 0.7 mm pour un plan de trois ou quatre niveaux. La résolution sur l'impulsion est d'environ 20% pour des muons de bas p_T . FAMUS comporte trois plans de scintillateur "PIXEL" utilisés pour le déclenchement et la reconstruction des traces. Les Figures 4.19 et 4.20 représentent respectivement des vues d'ensemble des systèmes de scintillation et de chambres à dérive.

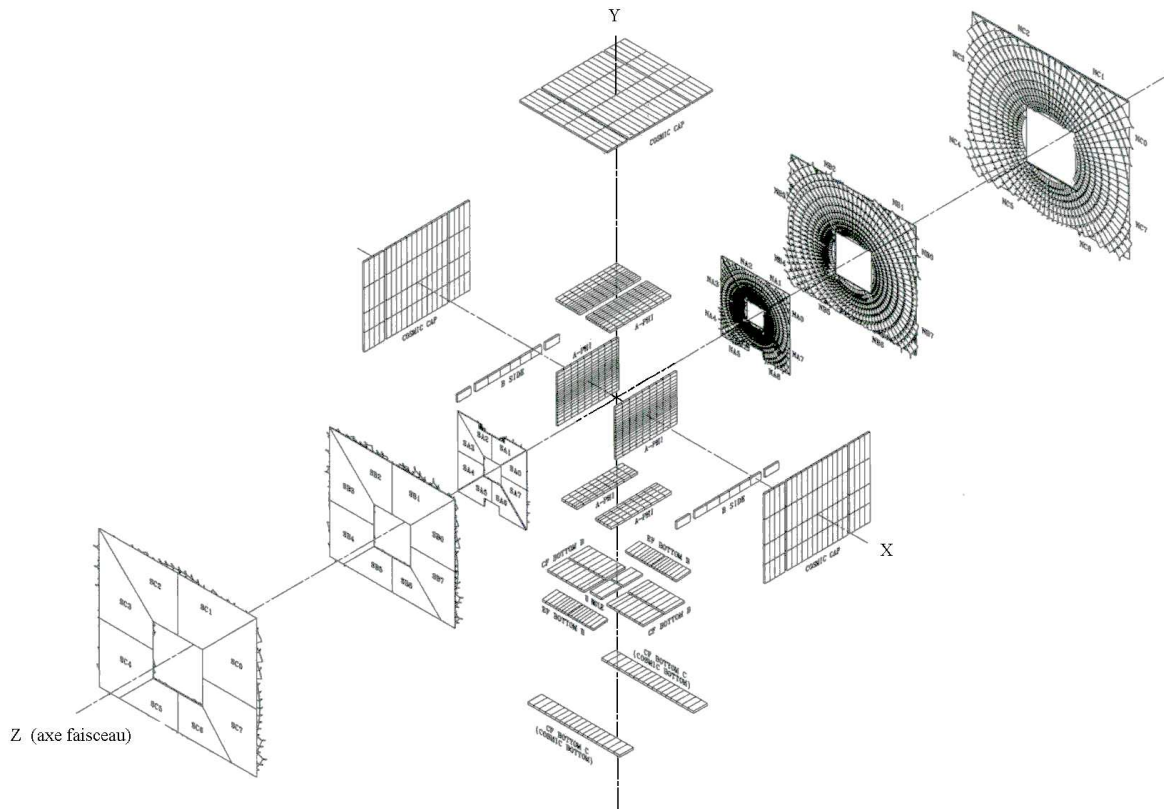


FIG. 4.19 – Ensemble des plans de scintillateur constituant le système à muon. Nous retrouvons les deux plans de la partie centrale supérieure (A_φ et *cosmic cap*) les trois plans dans les parties centrales latérales (A_φ , B pour les octants 4 et 7 et *cosmic cap*), les trois plans dans la partie centrale inférieure (A_φ et *cosmic bottoms*) et les trois plans "PIXEL" pour les régions avant.

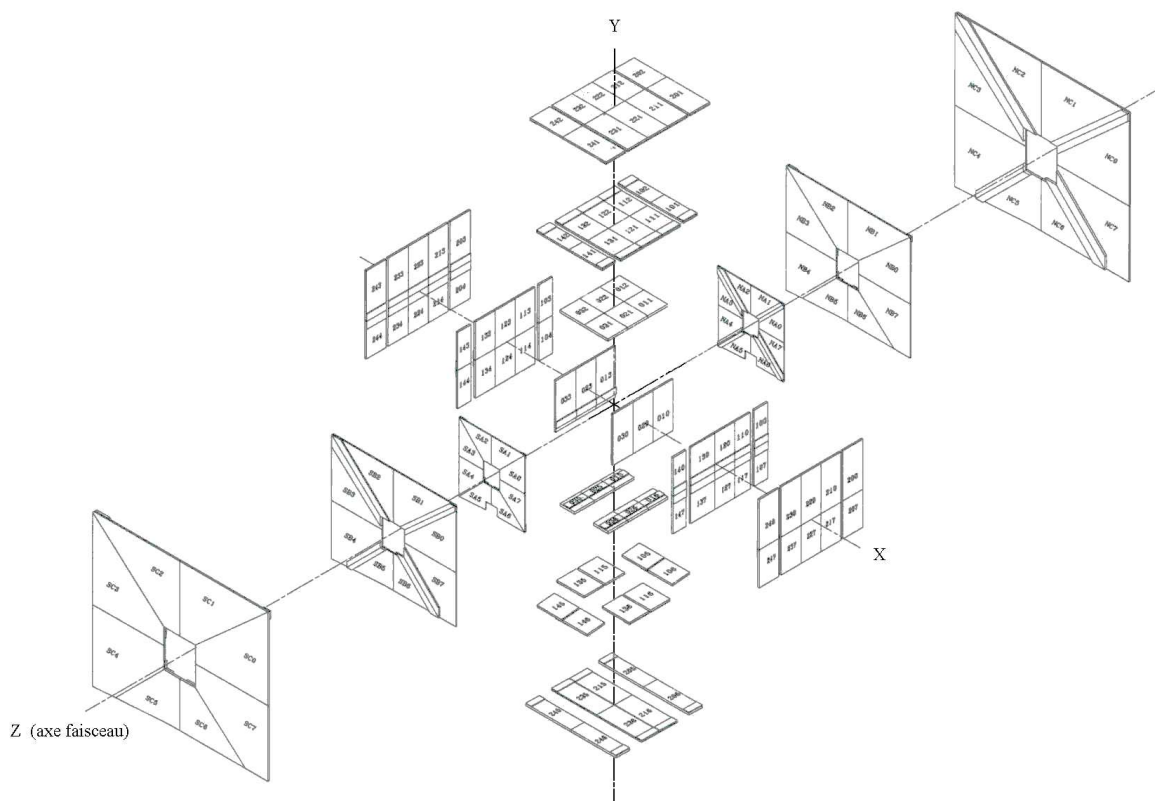


FIG. 4.20 – Ensemble des plans des chambres à dérive constituant le système à muon. Nous retrouvons la géométrie en octant pour les plans de chambres à dérive et les trous dans la partie centrale inférieure (octants 5 et 6).

Une protection recouvre le tube à vide à l'avant. Ce blindage permet de diminuer les effets des débris des protons et antiprotons et des interactions secondaires dans le tube à vide. Il évite le vieillissement prématuré des tuiles scintillantes. Le blindage comprend trois couches. D'abord 39 cm de fer pour absorber les particules chargées puis 15 cm de polyéthylène pour absorber les neutrons et enfin 15 cm de plomb pour absorber les photons.

4.2.7 Détecteurs intercryostats

L'espace entre les calorimètres central et avant présente une zone non instrumentée pour $0.8 < |\eta| < 1.4$. L'énergie déposée dans cette région n'est pas collectée ce qui entache d'erreur les mesures d'énergie des jets ou d'énergie transverse manquante. Pour apporter une correction sur cette perte d'information, des détecteurs intercryostats sont ajoutés dans cette région. Ils sont de deux types. Le premier, des détecteurs sans absorbeur disposés entre le calorimètre et la paroi du cryostat. Ce sont des cellules de milieu actif utilisant la paroi du cryostat ou les cellules du ca-

lorimètre comme absorbeur. Ils sont disposés annulairement en prolongement des couches CCFH, ECMH et ECOH comme illustré sur la Figure 4.21.

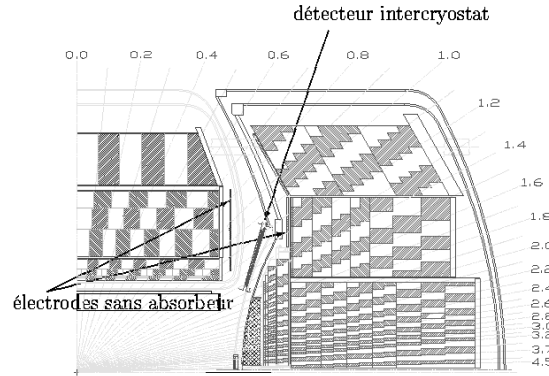


FIG. 4.21 – Position des détecteurs intercryostats. Ils permettent d’apporter des corrections sur la mesure d’énergie dans la région $0.8 < |\eta| < 1.4$.

Le second type, des détecteurs intercryostat (ICD) [64] couvrant la région $1.1 < |\eta| < 1.4$. Les ICD sont des ensembles circulaires de tuiles scintillantes accolés aux parois externes des cryostats avant comme illustré sur la Figure 4.22.

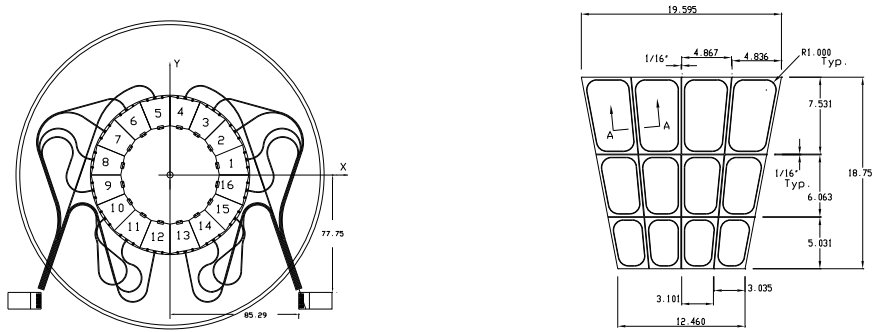


FIG. 4.22 – À gauche, schéma dans le plan transverse d’un ICD fixé sur la face externe d’un cryostat de calorimètre bouchon. Un ICD est composé des 16 modules de tuiles scintillantes. À droite, vue en coupe d’un module de 12 tuiles scintillantes.

Chaque ICD est composé de 16 modules. Un module est une matrice de 12 tuiles scintillantes couvrant chacune une région $\eta \times \varphi = 0.1 \times 0.1$ afin d’être dans le prolongement de la géométrie du calorimètre. La lumière émise par chaque tuile scintillante est convertie par une fibre de décalage. Les 12 fibres de décalage d’un module sont reliées à un guide de lumière qui transporte l’information jusqu’à des photomultiplicateurs. Les guides de lumière mesurent environ 8 m afin d’éloigner les photomultiplicateurs du champ du solénoïde. La Figure 4.23 est un exemple de l’apport des ICD sur la mesure d’énergie de jets.

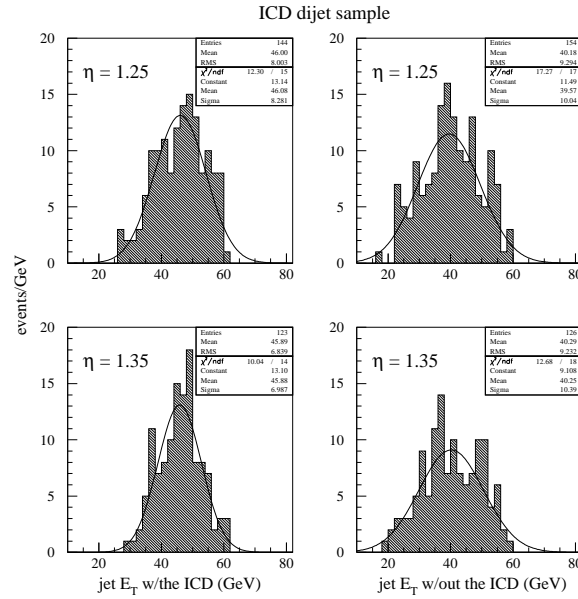


FIG. 4.23 – Comparaison de distributions en énergie transverse des jets dans la région $\eta = 1.25$ et $\eta = 1.35$ avec (gauche) et sans (droite) la contribution des ICD.

4.2.8 Moniteurs de luminosité

Deux moniteurs de luminosité [65] (LM) sont fixés sur les parois externes des cryostats avant entre le faisceau et les FPS. Ils sont situés à environ $z = \pm 140$ cm et couvrent la région $2.7 < |\eta| < 4.4$. Ils sont composés de 24 segments de scintillateur disposés en pétales. La lecture de chaque segment est assurée par un photomultiplicateur. Une vue d'un LM est représentée sur la Figure 4.24. Ces détecteurs mesurent les interactions inélastiques $p\bar{p}$ et permettent de calculer la luminosité vue par le détecteur DØ.

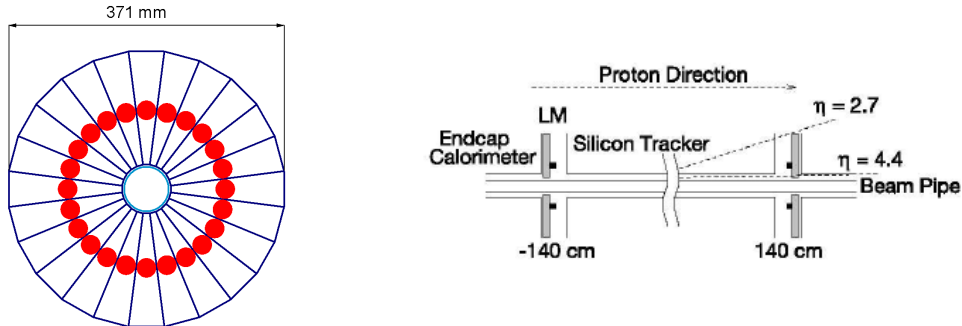


FIG. 4.24 – Vue d'un moniteur de luminosité. Il comporte 24 éléments identiques de scintillateur. Les photomultiplicateurs sont fixés directement sur chacun des éléments.

4.3 Définition de la qualité des muons

Comme nous l'avons vu précédemment, le détecteur à muons couvre 90% de l'acceptance angulaire jusqu'à $|\eta| < 2$ et permet de reconstruire des candidats muons [66] ainsi que leur impulsion. Un muon reconstruit à partir des seules informations du détecteur à muons est appelé un muon local. Afin de profiter des résolutions du SMT et du CFT, une association géométrique entre le candidat muon local et une trace centrale est opérée. Un muon associé à une trace centrale est appelé muon central. Les candidats muons reconstruits sont classés en utilisant un paramètre $nseg$. Les valeurs $|nseg| = 1, 2$ et 3 indiquent respectivement que le candidat muon reconstruit présente des segments dans la couche A seulement, dans les couches B ou C seulement ou enfin dans la couche A et les couches B ou C. Les valeurs positives de $nseg$ correspondent à des muons centraux contrairement aux valeurs négatives pour lesquelles aucune trace centrale n'a pu être associée au candidat muon local. Un critère de qualité basé sur le paramètre $nseg$, la position du muon dans le détecteur et son impulsion est introduit. La qualité des candidats muons peut être *loose*, *medium* ou *tight*. Les définitions de ces trois critères de qualité sont les suivantes :

- *tight*
 - $|nseg| = 3$,
 - au moins 2 points d'impact dans les couches A de PDT ou MDT,
 - au moins 1 point d'impact dans les couches A de scintillateur,
 - au moins 3 points d'impact dans les couches B ou C de PDT ou MDT,
 - au moins 1 point d'impact dans les couches B ou C de scintillateur,
 - convergence de l'ajustement de la trace locale ($\chi^2_{loc} > 0$).
- $|nseg| = 3$ *medium/loose*
 - au moins 2 points d'impact dans les couches A de PDT ou MDT et 1 point d'impact dans les couches A de scintillateur,
 - au moins 2 points d'impact dans les couches B ou C de PDT ou MDT,
 - au moins 1 point d'impact dans les couches B ou C de scintillateur.

Un candidat muon vérifiant les critères précédents est défini comme *medium*. Un muon avec $|nseg| = 3$ est défini comme *loose* en relâchant un de ces critères.

- $nseg = 2$ *medium/loose*
 - au moins 2 points d'impact dans les couches B ou C de PDT ou MDT,
 - au moins 1 point d'impact dans les couches B ou C de scintillateur.

Un candidat muon vérifiant les critères précédents est défini comme *loose*. Un muon avec $|nseg| = 2$ est défini comme *medium* s'il vérifie ces mêmes critères et s'il est dans le trou de la partie inférieure (octant 5 et 6 avec $|\eta| < 1.6$).

- $nseg = 1$ *medium/loose*

- au moins 1 points d'impact dans les couches A de PDT ou MDT,
- au moins 1 point d'impact dans les plans A de scintillateur.

Un candidat muon vérifiant les critères précédents est défini comme *loose*. Un muon avec $|nseg| = 1$ est défini comme *medium* s'il vérifie ces mêmes critères et s'il est dans le trou de la partie inférieure (octant 5 et 6 avec $|\eta| < 1.6$). Un muon avec $|nseg| = 1$ est aussi défini comme *medium* s'il est de basse impulsion (probabilité d'atteindre la couche B inférieure à 0.7).

4.4 Le système de déclenchement

Avec une luminosité instantanée attendue à $\mathcal{L} = 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, nous attendons un taux d'interactions de 7.5 MHz pour la phase II. Ce taux est trop important pour envisager l'étude de la totalité des interactions ce qui nécessite la mise au point d'un système de déclenchement. Le système de déclenchement permet de sélectionner les événements présentant des caractéristiques particulières. Il est composé de trois niveaux qui sont les L1, L2 et L3.

4.4.1 Le système de déclenchement de niveau 1

Le système de déclenchement de niveau 1 (L1) [67] est une électronique dédiée chargée de diminuer le taux d'événements de 7.5 MHz à 10 kHz. Le temps alloué pour traiter l'information au niveau 1 est fixé à environ $4 \mu\text{s}$. La décision d'accepter ou de rejeter un événement au niveau 1 n'est donc pas prise entre deux croisements de paquets, les informations sont stockées temporairement en attente de traitement. La décision devant être rapide, le L1 utilise les informations des scintillateurs et des mesures simples sur les différents détecteurs. Le L1 se compose d'une structure de déclenchement (SD) et de quatre sous systèmes de déclenchement (SSD). Chaque SSD traite l'information d'une partie du détecteur et la transmet à la SD. Les quatre SSD sont :

1) Le SSD de trajectographie centrale combinant l'information des couches axiales du CFT avec celle du CPS. Il reconstruit les traces à partir des points d'impact du CFT et les compare à des traces préprogrammées. Nous obtenons ainsi une estimation du p_T pour chaque trace. Les traces reconstruites sont classées dans un des quatre intervalles en p_T qui sont $[1.5,3]$, $[3,5]$, $[5,10]$ et $[10,\infty]$ GeV/c. Il reconstruit les amas du CPS. Les amas CPS avec un dépôt d'énergie supérieur à 5 MeV sont retenus pour être associés aux traces reconstruites dans le CFT.

2) Le SSD de trajectographie avant associe les traces reconstruites dans la partie en amont du radiateur du FPS avec les amas reconstruits dans la partie en aval du radiateur. La partie avant est donc utile pour la sélection d'électron dans la région $1.65 < |\eta| < 2.5$. En effet, un électron va laisser un signal de MIP dans la partie en

amont du radiateur du FPS et une gerbe électromagnétique dans sa partie en aval. Parmi les informations transmises à la SD, nous pouvons citer le nombre de traces dans chaque intervalle en p_T , le nombre d'amas CPS sans trace associée ou encore le nombre d'amas FPS sans trace MIP associée.

3) Le SSD calorimétrique. Le calorimètre est divisé en 1280 tours projectives avec une segmentation de $\eta \times \varphi = 0.2 \times 0.2$. Chaque tour présente trois régions qui sont les parties électromagnétique, fine hadronique et grossière hadronique. Pour le L1 la partie grossière hadronique n'est pas considérée car trop bruyante. Les tours utilisées au L1 sont celles avec une énergie transverse dépassant un des 16 seuils prédéfinis. Les informations transmises à la SD sont, entre autre, l'énergie transverse déposée dans chaque tour, l'énergie transverse totale déposée ou l'énergie transverse manquante.

4) Le SSD muon [68] présente deux algorithmes de déclenchement.

- MTC05 associe les traces du CFT avec les traces reconstruites à partir des points d'impact dans les plans de scintillateur du spectromètre. Pour les traces de faible p_T , l'association est limitée à la couche A_φ de scintillateur pour la partie WAMUS et à la première couche de scintillateur PIXEL pour la partie FAMUS. Pour les traces de plus haut p_T , l'association requière en plus les plans de veto cosmique (*cosmic cap* et *cosmic bottoms*) pour la partie WAMUS et les deux plans extérieurs au toroïde pour la partie FAMUS. La couche A_φ et les plans de scintillateur PIXEL de la partie FAMUS ont la même segmentation en φ que le CFT ce qui facilite l'association des traces.

- MTC10 détermine les centres de gravité dans les plans de chambres à dérive (PDT ou MDT). Comme pour MTC05 deux systèmes de déclenchement sont considérés, un à faible p_T avec les centres de gravité reconstruits dans le premier plan de chambres à dérive et un à haut p_T avec les centres de gravité de l'ensemble des trois plans de chambres à dérive. Les centres de gravité obtenus sont comparés aux points d'impact dans les plans de scintillateur du spectromètre. Cette comparaison est nécessaire car, pour la partie WAMUS, le temps de dérive dans les PDT est supérieur au temps séparant deux paquets. Un même centre de gravité pourrait donc être considéré pour plusieurs événements. Pour la partie FAMUS, le temps de dérive dans les MDT n'est que de 80 ns. La comparaison est effectuée afin de diminuer le bruit de fond.

L'information transmise à la SD comporte le nombre de muons appartenant à chacune des trois régions (centrale, nord ou sud), aux quatre intervalles en p_T (les mêmes que pour le CFT) ou encore le nombre total de muons reconstruits.

Les SSD transmettent des informations physiques binarisées à la SD. La SD combine ces informations par utilisation d'électronique logique ET/OU [69] pour former le système de déclenchement L1 codé sur 128 bits. Chaque bit du système

de déclenchement L1 traduit, par son état, la vérification ou non d'un ensemble de conditions par l'événement. L'événement est accepté au niveau 1 si un de ces 128 bits est positif. Les données des événements passant la sélection du L1 sont stockées temporairement et transmises au second niveau de déclenchement si l'état du système d'acquisition le permet. Un facteur de pondération est appliqué à chaque bit du L1 en fonction de la luminosité. Il est donc important de choisir les menus de déclenchement utilisés dans l'analyse de manière à ce que leur facteur de pondération soit de 1 pour la plus grande gamme de luminosité.

4.4.2 Le système de déclenchement de niveau 2

Le système de déclenchement de niveau 2 (L2) [70] est aussi une électronique dédiée permettant d'abaisser le taux d'événements de 10 kHz à 1 kHz. Le temps qui lui est alloué pour le traitement d'un événement est d'environ 100 μ s. La décision au L2 s'appuie sur des corrélations entre les différents détecteurs. Le L2 comporte quatre préprocesseurs (PP) traitant l'information délivrée par les différents détecteurs et leur SSD associés au L1. Les PP produisent des objets physiques comme des traces, des amas ou des jets. Ils sont au nombre de quatre :

1) Le PP de trajectographie [71] convertit l'information du SSD de trajectographie du L1 en une liste de traces ordonnée en p_T .

2) Le PP calorimétrique [72] est constitué de trois processeurs. Le premier reconstruit les particules électromagnétiques. Il utilise les tours obtenues au L1 comme graines et, à chacune, il associe les quatre voisines avec un dépôt d'énergie transverse maximal. La fraction électromagnétique de l'énergie déposée dans l'amas ainsi formé permet de définir si une particule est de type électromagnétique ou non. Le second est dédié à l'étude des jets. Il forme des amas de 5×5 tours autour des tours graines du L1. Si l'amas vérifie une sélection en énergie transverse alors il sera considéré comme un jet. Notons que l'énergie transverse est calculée à partir du centre du détecteur et non à partir du vertex reconstruit par faute de temps. Le troisième calcule l'énergie transverse manquante. Le PP calorimétrique produit des objets physiques ordonnés en énergie pouvant être des amas électromagnétiques, des jets ou de l'énergie transverse manquante.

3) Le PP muon [73] reconstruit indépendamment des segments dans les plans de chambres à dérive et de scintillateur. Il effectue ensuite l'association entre les différents segments selon un critère géométrique. Les différents segments doivent appartenir à une fenêtre $\Delta\eta \times \Delta\varphi = 0.3 \times \pi/4$. Si des segments ne sont pas associés alors ils sont considérés comme des candidats muons à part entière. L'information produite contient pour les candidats muon leur impulsion transverse, leur position en (η, φ) et leur qualité. La qualité d'un candidat muon dépend du nombre de segments le caractérisant.

4) Le PP preshower [74] utilise les couches axiales et stéréos des CPS et FPS. Il produit des amas ordonnés en (η, φ) pour faciliter leur association aux autres objets obtenus au L2 comme les traces CFT ou les amas calorimétriques.

Les quatre PP sont administrés par un processeur global (PG) qui exécute séquentiellement un script de sélections. Le PG va sous-traiter aux PP des calculs seulement si les sélections des étapes précédentes ont été vérifiées. Le temps de traitement est ainsi optimisé en diminuant le nombre d'opérations. Le PG produit un système de déclenchement L2 codé sur 128 bits, chaque bit du L2 correspond à un bit du L1. La Figure 4.25 représente la structure des deux premiers niveaux de système de déclenchement.

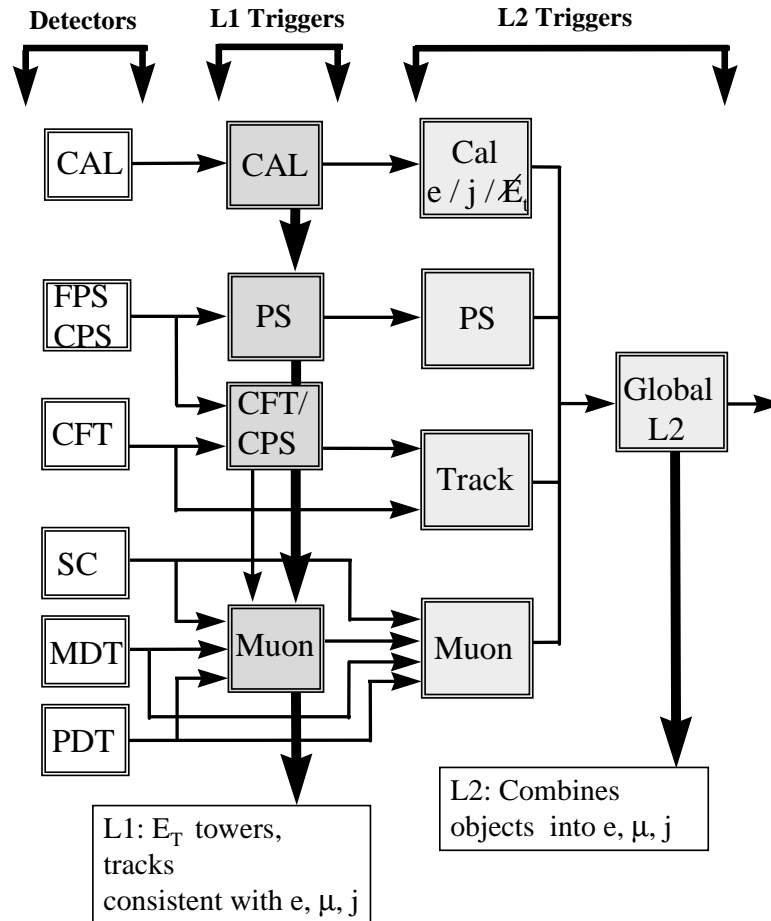


FIG. 4.25 – Organigramme résumant les systèmes de déclenchement L1 et L2. Nous retrouvons les quatre SSD du L1 et pour le L2 les quatre PP et le PG. Les flèches horizontales représentent le flux de données entre les divers éléments.

4.4.3 Le système de déclenchement de niveau 3

Le système de déclenchement de niveau 3 (L3) [75] est un ensemble de programmes informatiques codés en C++ exécutés sur une ferme de processeurs reconstruisant partiellement les événements. Le L3 permet de passer d'un taux d'événement de 1 kHz à 50 Hz et le temps qui lui est alloué pour prendre une décision est d'environ 1 ms. Le L3 est le seul niveau du système de déclenchement ayant accès à la totalité de l'information délivrée par les différents détecteurs. Il joue de plus le rôle de système d'acquisition transmettant les données à travers le réseau pour écriture sur bandes magnétiques.

Le système de déclenchement de niveau 3 est un ensemble de filtres utilisant comme paramètres d'entrées des outils. Les outils sont des classes permettant de définir des objets physiques. Par exemple l'outil L3TEle permet de définir un électron au L3 par 26 paramètres comprenant entre autre la fraction électromagnétique des amas ou des critères d'association CPS/CFT. Chaque choix d'un ensemble de ces 26 paramètres définit une instance de la classe L3TEle. Un filtre vérifie si un événement présente un candidat identifié comme une instance d'outil spécifiée satisfaisant à certaines conditions. Le filtre retourne un résultat sous la forme d'un bit dont l'état rendra compte de la vérification ou non des conditions par l'événement. Le résultat du système de déclenchement L3 est un ensemble de 226 bits, chacun correspondant au résultat d'un filtre. Pour optimiser le temps de calcul, seuls les scripts associés à des bits du L2 positifs sont exécutés et ils peuvent utiliser les listes de candidats fournies au L1 et au L2.

4.5 La phase IIb

La phase IIa du Tevatron a officiellement débutée le 01/03/2001 avec les premières collisions dans le détecteur le 03/04/2001 et vient de se terminer le 23/02/2006. Durant cette période, une luminosité intégrée de 1.4 fb^{-1} a été délivrée par le Tevatron dont 1.2 fb^{-1} ont été enregistrés avec le détecteur DØ. L'efficacité d'acquisition des données avec le détecteur DØ est d'environ 87% depuis janvier 2005. Sur les Figures 4.26 et 4.27 sont représentées l'évolution de la luminosité intégrée et l'efficacité d'enregistrement des données avec le détecteur DØ depuis le début de la phase IIa.

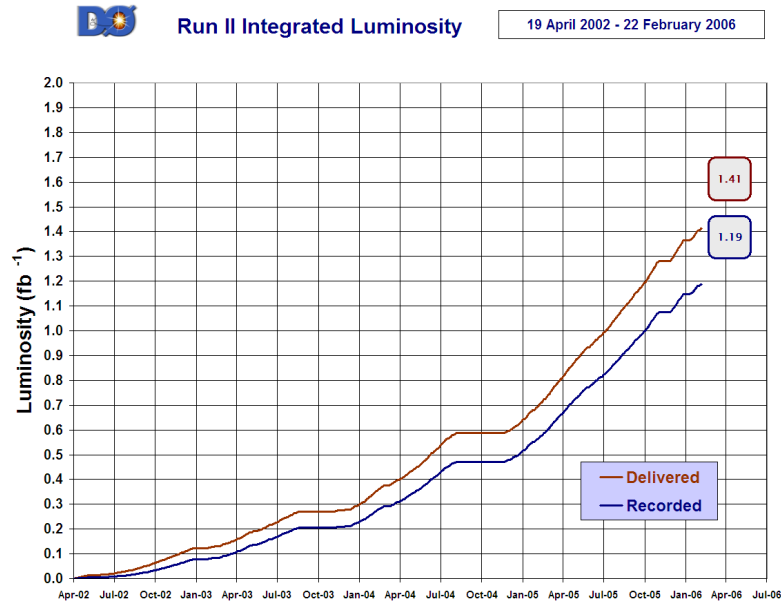


FIG. 4.26 – Evolution de la luminosité délivrée par le Tevatron et enregistrée par DØ pour la phase IIa. La valeur de 1 fb^{-1} a été enregistrée le 20/10/2006.

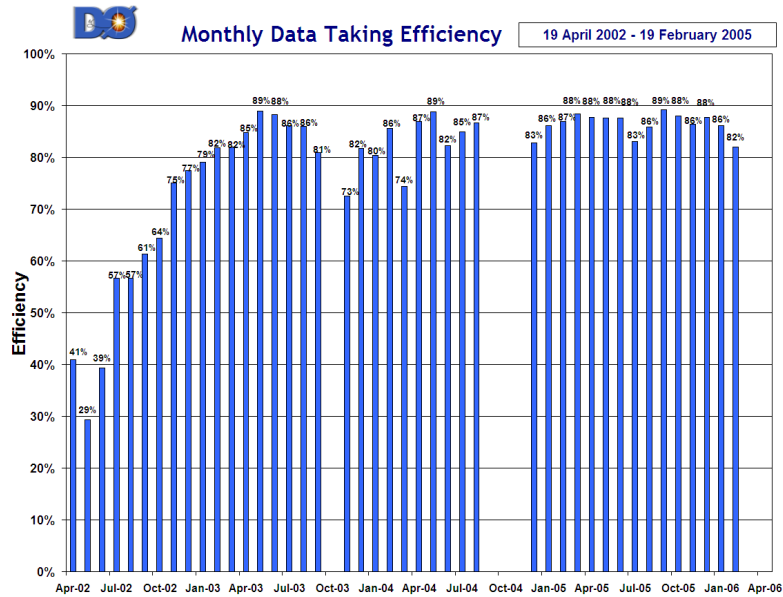


FIG. 4.27 – Efficacité d'acquisition des données pour le détecteur DØ pour la phase IIa. Une valeur proche de 87% est atteinte depuis janvier 2005.

Une période d'arrêt du Tevatron de 14 semaines a débutée le 23/02/2006 afin de préparer la phase IIb. Des améliorations sont apportées à diverses étapes de la pro-

duction des antiprotons.

- augmentation du nombre de protons sur la cible servant à produire les antiprotons,
- meilleure collection des antiprotons par une augmentation du gradient de la lentille au lithium, un meilleur alignement des divers éléments et une augmentation des ouvertures du *debuncher*,
- transfert plus rapide entre le recycleur et l'accumulateur (15 à 45 minutes).

Ces modifications devraient permettre une augmentation notable de la luminosité. Les Figures 4.28 et 4.29 présentent l'évolution attendue des luminosités instantanée et intégrée jusqu'en octobre 2009 pour diverses hypothèses de taux de stockage des antiprotons. Une luminosité intégrée de 8 fb^{-1} est prévue pour la fin de l'année 2009 sous l'hypothèse la plus optimiste qui est supposée atteignable. Ces figures sont extraites de la référence [76].

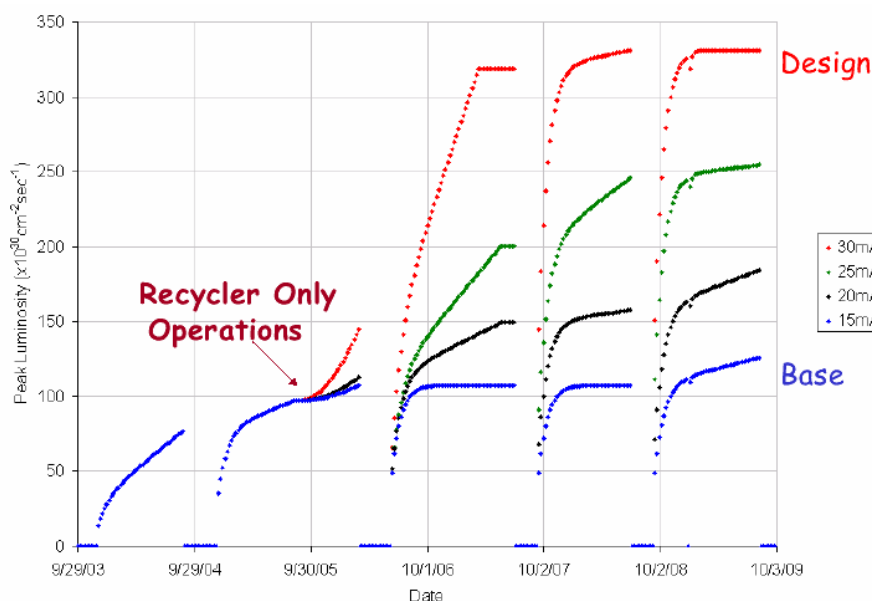


FIG. 4.28 – Projection sur l'évolution de la luminosité instantanée délivrée par le Tevatron pour diverses hypothèses de taux de stockage des antiprotons. Le mode de fonctionnement *recycler only operation* correspond à la mise en fonctionnement du refroidissement des antiprotons par un faisceau d'électrons.

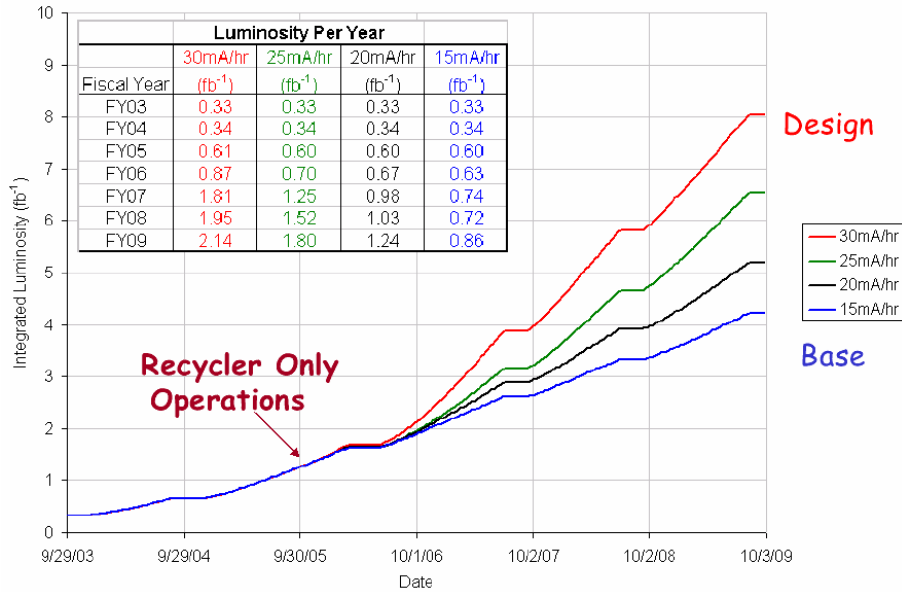


FIG. 4.29 – Projection sur l'évolution de la luminosité intégrée délivrée par le Tevatron pour diverses hypothèses de taux de stockage des antiprotons. Sous l'hypothèse d'un taux de stockage de 30 mA/h, une luminosité intégrée de 8 fb^{-1} est prévue pour l'année 2009. Le mode de fonctionnement *recycler only operation* correspond à la mise en fonctionnement du refroidissement des antiprotons par un faisceau d'électrons.

Afin de préparer la phase IIB, des modifications sont apportées au détecteur DØ. Une couche supplémentaire, plus proche du faisceau, est ajoutée au détecteur de vertex. Ces rayons interne et externe sont respectivement 16 mm et 23 mm. Cette nouvelle couche va permettre d'obtenir :

- une meilleure résolution sur la mesure du paramètre d'impact des traces chargées,
- une meilleure reconnaissance de forme pour les traces à haute luminosité,
- une compensation des canaux du détecteur déjà en place qui vont être rendus inutilisables à cause de l'irradiation à haute luminosité.

Afin de s'adapter aux nouvelles conditions de luminosité, le système de déclenchement de DØ doit évoluer. Nous pouvons citer le remplacement du système de déclenchement de niveau 1 du calorimètre, un nouvel algorithme de reconstruction des traces centrales, un nouveau système qui associe les traces centrales aux dépôts calorimétriques au L1 et l'utilisation de la couche 0 du SMT au L2.

Chapitre 5

L'isolation pour les muons au L3

Sommaire

5.1	Définition et implémentation de l'isolation au L3	76
5.2	Outils muon au L3 et résolution	77
5.3	Performances	78
5.3.1	Etude pour l'outil MUON_CM	81
5.3.2	Etude pour l'outil Muon	86
5.4	Source de l'inefficacité	92
5.5	Conclusion	94

Avec la constante amélioration de la luminosité délivrée par le Tevatron, le taux d'événements devient trop important pour le système d'acquisition. Afin de préparer la phase IIb de la prise de données du Tevatron, il est nécessaire de raffiner le système de déclenchement en utilisant de nouveaux outils. Des critères d'isolation sont utilisés dans la plupart des analyses présentant des leptons dans l'état final. Leur application est envisageable au niveau 3 du système de déclenchement et doit permettre de réduire les taux actuels. Nous présentons d'abord la définition d'un objet isolé et nous donnons ensuite les performances en terme d'efficacité et de réjection pour divers critères d'isolation en utilisant la simulation du système de déclenchement de niveau 3.

5.1 Définition et implémentation de l'isolation au L3

L'activité dans un cône creux autour d'un objet permet de définir un critère d'isolation. Un cône creux est défini dans le plan (η, φ) comme la soustraction d'un cône interne de rayon R_{int} d'un cône externe de rayon R_{ext} comme illustré sur la Figure 5.1.

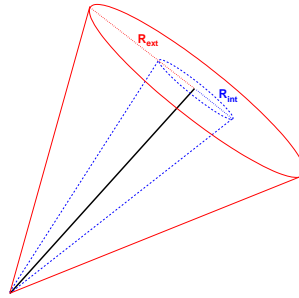


FIG. 5.1 – Définition d'un cône creux qui est la soustraction d'un cône interne de rayon R_{int} d'un cône externe de rayon R_{ext} autour d'une même direction de référence.

Deux critères d'isolation utilisant respectivement le calorimètre et le système de trajectographie sont considérés [77] :

- Un critère d'isolation utilisant l'information du calorimètre. Afin de rejeter le bruit électronique, seules les cellules avec une énergie transverse supérieure à 100 MeV et n'appartenant pas à la portion grossière hadronique sont considérées. La somme des énergies transverses dans les cônes interne et externe sont respectivement notées $E_T^{\Delta R < R_{int}}$ et $E_T^{\Delta R < R_{ext}}$. L'énergie transverse déposée dans le cône creux est définie selon la différence :

$$E_T^{halo} = E_T^{\Delta R < R_{ext}} - E_T^{\Delta R < R_{int}}$$

Par la suite, les valeurs utilisées pour le cône creux autour des candidats muon sont $R_{int} = 0.1$ et $R_{ext} = 0.4$. Un objet est considéré comme isolé dans le calorimètre si E_T^{halo} est inférieure à une valeur donnée.

- Un critère d'isolation utilisant l'information du système de trajectographie. Seules les traces centrales reconstruites par une instance d'outil donnée et se trouvant à l'intérieur du cône creux sont utilisées. Dans la suite, l'outil **PhTrk1** est considéré. Ainsi, seules les traces avec une impulsion transverse supérieure à 1 GeV/c et présentant au moins 10 points d'impact dans le système de trajectographie sont retenues. Deux variables N_{traces} et p_T^{halo} sont introduites :

$$\begin{cases} N_{traces} : \text{nombre de traces dans le cône creux} \\ p_T^{halo} = \sum_{i=1}^{N_{traces}} p_T^i \end{cases}$$

Dans la suite, le cône creux du système de trajectographie autour des candidats muon est défini par $R_{int} = 0.01$ et $R_{ext} = 0.5$. Un objet est isolé dans le système de trajectographie si p_T^{halo} et N_{traces} sont inférieurs à des valeurs données.

L'outil **L3TIsolation** [78] est utilisé pour calculer l'isolation au L3 pour divers types d'objets. Il permet de traiter des muons, des traces centrales ou des objets électromagnétiques. La sélection de l'objet considéré se fait par choix d'un outil source. Ici, les sources considérées sont des candidats muons produits par les outils **Muon** ou **MUON_CM** définis dans la partie 5.2. Dans la suite, le nom de l'outil d'isolation sera **ISO_MUON**. Plus de détails sur cette étude sont disponibles dans la référence [79].

5.2 Outils muon au L3 et résolution

Deux outils de muon au L3 sont considérés pour cette étude. L'outil **Muon** reconstruit les muons au L3 en utilisant l'information disponible dans le détecteur à muons. L'outil **MUON_CM** effectue, en plus, une association entre un candidat muon local et une trace centrale. Les candidats muons produits par ces deux outils disposent donc de la même information locale mais seuls les candidats issus de l'outil **MUON_CM** disposent d'une éventuelle information centrale. Comme vu dans le chapitre 4, les résolutions en impulsion et position du système de trajectographie sont meilleures que celles du détecteur à muon. Les candidats muons produits par l'outil **MUON_CM** sont donc attendus avec des meilleures mesures de leurs impulsion et position que ceux issus de l'outil **Muon**. Afin de vérifier ce propos, les candidats muons produits par les deux outils (muons L3) sont associés à des muons issus de programme de reconstruction (muons reco) vérifiant le critère de qualité *loose* et leur impulsion transverse et position en R sont comparées à celles de ce dernier. Les candidats muons reco et L3 sont associés selon un critère géométrique

$$\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\varphi^2} \quad (5.1)$$

où $\Delta\eta$ et $\Delta\varphi$ sont respectivement les différences en pseudo-rapidité et angle dans le plan transverse entre les muons reco et L3. Seul les muons L3 vérifiant le critère *loose* sont considérés. La résolution sur une grandeur X est définie comme $\frac{X(reco) - X(L3)}{X(reco)}$.

Sur les Figures 5.2 et 5.3 sont représentées les résolutions au L3 en position (R) et p_T pour les deux outils. Les distributions des résolutions en position et p_T sont respectivement 10 fois et 2.5 fois plus étroite pour les candidats muon issus de l'outil MUON_CM que pour ceux issus de l'outil Muon.

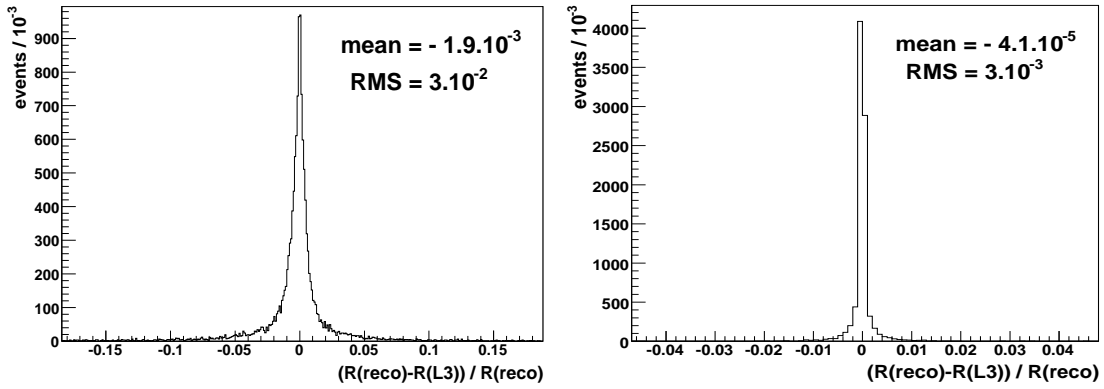


FIG. 5.2 – Distributions de la résolution en R pour les candidats muons produits par l'outil Muon (à gauche) et MUON_CM (à droite).

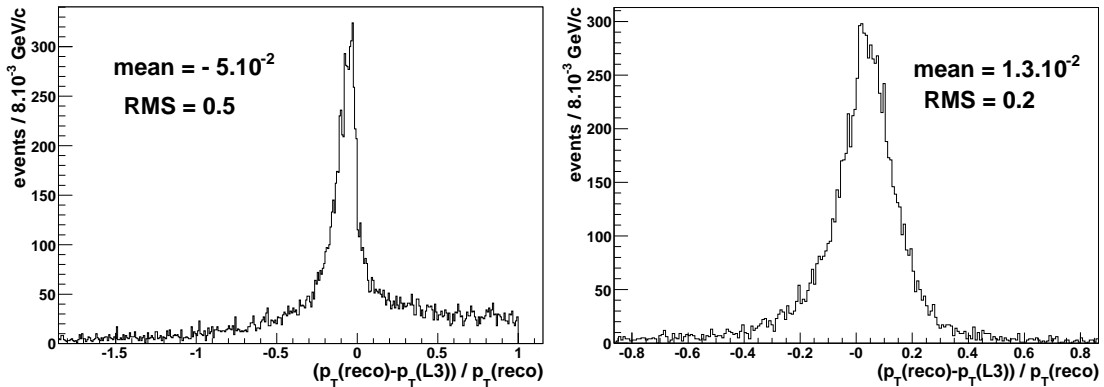


FIG. 5.3 – Distributions de la résolution en p_T pour les candidats muons produits par l'outil Muon (à gauche) et MUON_CM (à droite).

5.3 Performances

Les échantillons utilisés pour estimer les performances proviennent de données où des muons issus de résonnances Z ou J/ψ ont été identifiés. Le choix de ces échantillons permet de disposer d'un lot de muons isolés de haut p_T (Z) et d'un lot de muons de moindre p_T dans un environnement de jets (J/ψ). Les caractéristiques des deux

échantillons en terme d'impulsion transverse, E_T^{halo} et p_T^{halo} sont présentées sur la Figure 5.4. Notons que tous les muons vérifiant le critère de qualité *loose* sont utilisés, il n'y a pas de sélection des muons issus de la résonnance. Les événements Z (resp. J/ψ) sont reconstruits avec la version p17.05.01 (resp. p17.04.00) du programme de reconstruction d0reco [80]. Le système de déclenchement est simulé avec la version p17.08.00 de d0trigsim [81].

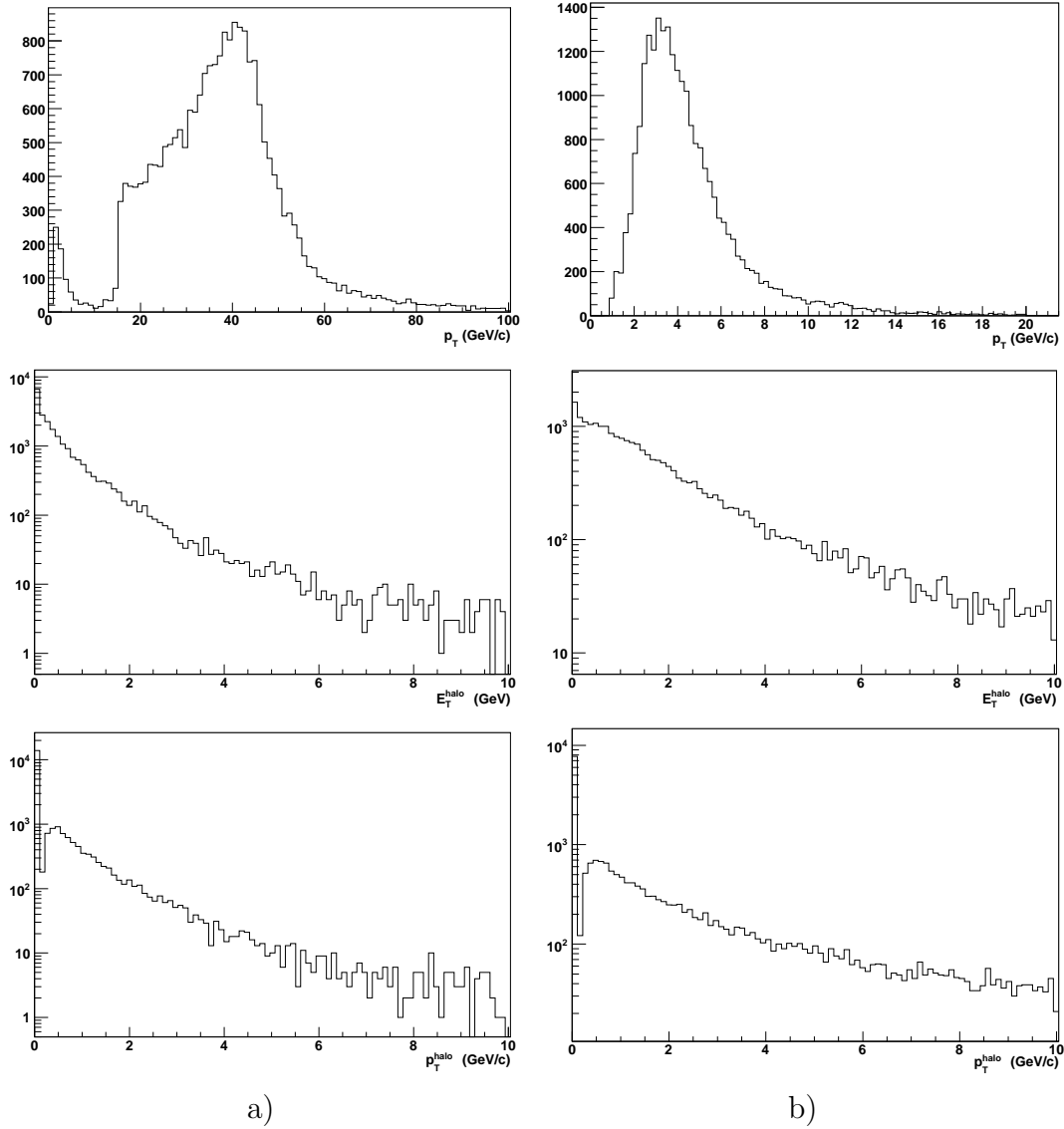


FIG. 5.4 – De haut en bas, distributions de l'impulsion transverse, E_T^{halo} et p_T^{halo} pour les lots a) $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ et b) $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$.

Les performances de l'outil d'isolation disponible au L3 sont comparées à celles du programme de reconstruction. Les objets considérés comme muon de référence sont ceux issus du programme de reconstruction (muon reco) qui vérifient un critère de qualité au moins *loose*. Les différents critères de qualité sont définis dans la partie 4.3. Seuls les candidats muons produits par la simulation du système de déclenchement

(muon L3) vérifiant le critère de qualité *loose* sont considérés. Les critères d'isolations considérés et appliqués sur les candidats muon reco et L3 sont les suivants :

- critère d'isolation du système de trajectographie : $p_T^{halo} < 2.5 \text{ GeV}/c$
- critère d'isolation calorimétrique I : $E_T^{halo} < 4 \text{ GeV}$
- critère d'isolation calorimétrique II : $E_T^{halo} < 2.5 \text{ GeV}$

Les candidats muons reco et L3 sont associés selon un critère géométrique en ΔR . La distribution du ΔR pour la meilleure association reco/L3 pour les candidats muons issus de l'échantillon $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ est présentée sur la Figure 5.5. La distribution présente un pic à $\Delta R \sim \pi$. Ce pic correspond à une configuration où le muon L3 correspondant au muon reco n'est pas reconstruit. Le muon L3 le plus proche du muon reco est le second issu du Z et tend donc à être dos à dos vis-à-vis du muon reco.

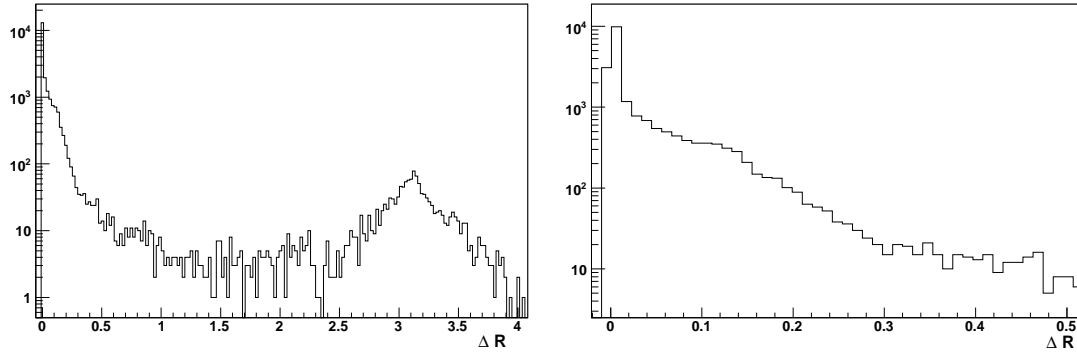


FIG. 5.5 – Distribution en ΔR pour la meilleure association entre un muon reco et un candidat L3 pour les muons du lot $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ sample. La figure de droite est un agrandissement de la région 0-0.5.

Par la suite, le critère d'association entre les candidats reco et L3 est défini par $\Delta R < 0.2$.

Pour chaque intervalle en η , φ et p_T du muon reco, l'efficacité est définie par :

$$\text{efficacité}(\eta, \varphi, p_T) = \frac{\text{nombre de muons reco associés à un muon L3}}{\text{nombre total de muons reco}}$$

Les efficacités sont comparées avant et après application d'un critère d'isolation au L3. La perte d'efficacité due à l'application de critères d'isolation au L3 est donnée par la différence entre ces deux efficacités.

Demander un critère d'isolation va permettre de rejeter des *mauvais* candidats muons au L3 et ainsi de diminuer le taux de déclenchement. Un muon L3 est défini comme *mauvais* si aucun muon reco ne peut lui être associé selon le critère $\Delta R < 0.2$. La réjection est définie par :

$$\text{réjection} = \frac{\text{nombre de } \textit{mauvais} \text{ muons L3 rejetés par la sélection en isolation}}{\text{nombre de } \textit{mauvais} \text{ muons L3}}$$

5.3.1 Etude pour l'outil MUON_CM

5.3.1.1 Relâchement des critères d'isolation

En relâchant les critères d'isolation, les efficacités pour les outils demandant un critère d'isolation (ISO_MUON) ou non (MUON_CM) sont attendues similaires. Les efficacités en fonction de η , φ et p_T sont présentées sur la Figure 5.6. Comme attendu, aucune différence notable n'est observée entre les deux efficacités.

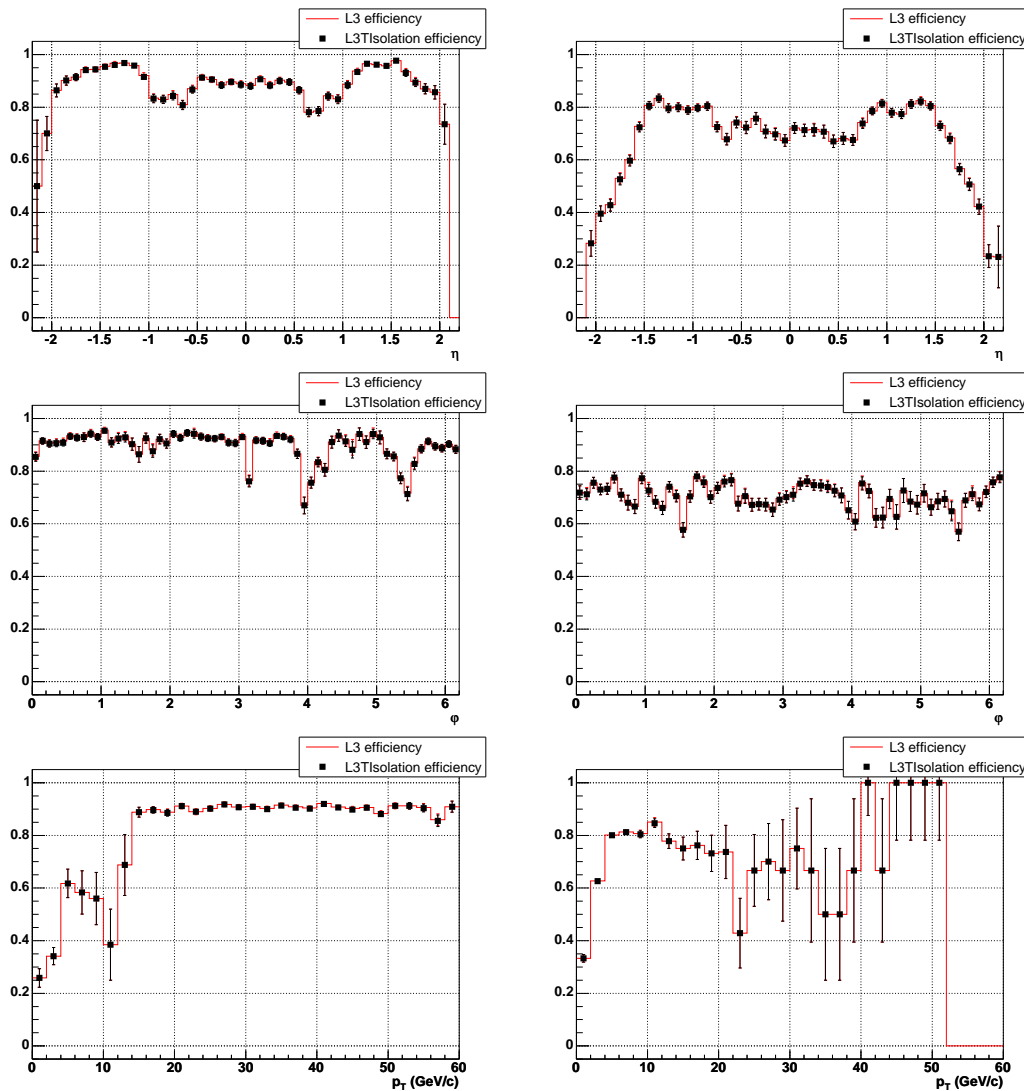


FIG. 5.6 – Efficacités en considérant les lots Z (gauche) et J/ψ (droite). De haut en bas sont présentées les efficacités en fonction de η , φ et p_T du muon reco. L'efficacité de l'outil MUON_CM est illustrée par une ligne rouge est celle correspondant à l'outil ISO_MUON par des carrés noirs. Aucune différence n'est observée entre ces deux outils lorsque les critères d'isolation sont relâchés.

5.3.1.2 Critère d'isolation calorimétrique I

Le critère d'isolation considéré est $E_T^{halo} < 4$ GeV. Aucune isolation dans le système de trajectographie n'est requise. Les efficacités correspondant à ce critère d'isolation sont présentées sur la Figure 5.7. Des pertes d'efficacité de 1.3% et 3.9% sont respectivement observées pour les lots Z et J/ψ respectivement.

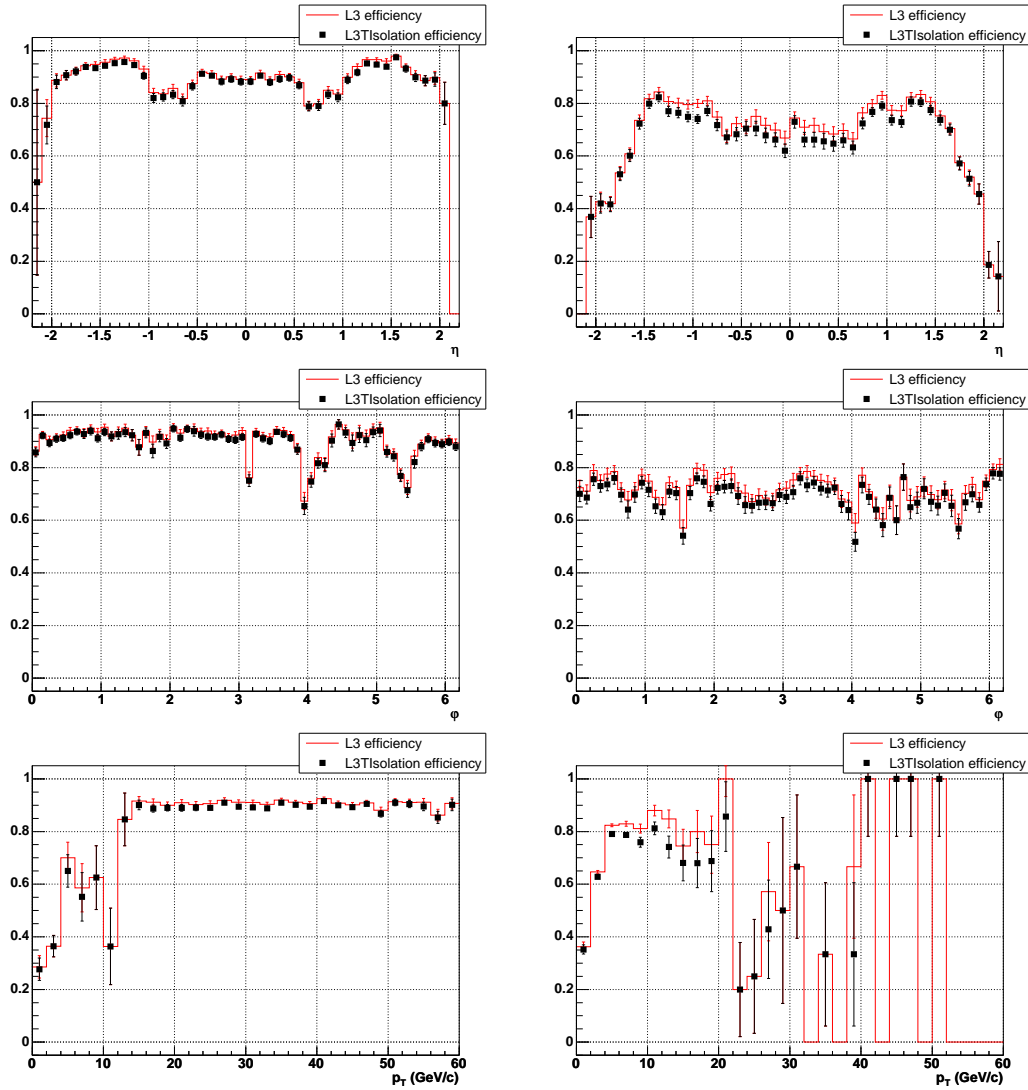


FIG. 5.7 – Efficacités en considérant les lots Z (gauche) et J/ψ (droite). De haut en bas sont présentées les efficacités en fonction de η , ϕ et p_T du muon reco. L'efficacité de l'outil MUON_CM est illustrée par une ligne rouge est celle correspondant à l'outil ISO_MUON par des carrés noirs. Des pertes d'efficacité de 1.3% et 3.9% sont respectivement observées pour les lots Z et J/ψ en appliquant le critère $E_T^{halo} < 4$ GeV.

5.3.1.3 Critère d'isolation calorimétrique II

Le critère d'isolation calorimétrique est renforcé à $E_T^{halo} < 2.5$ GeV. Les efficacités correspondant à ce critère sont présentées sur la Figure 5.8. Les pertes d'efficacité sont désormais de 2.9% et 8.6% pour les lots Z et J/ ψ respectivement.

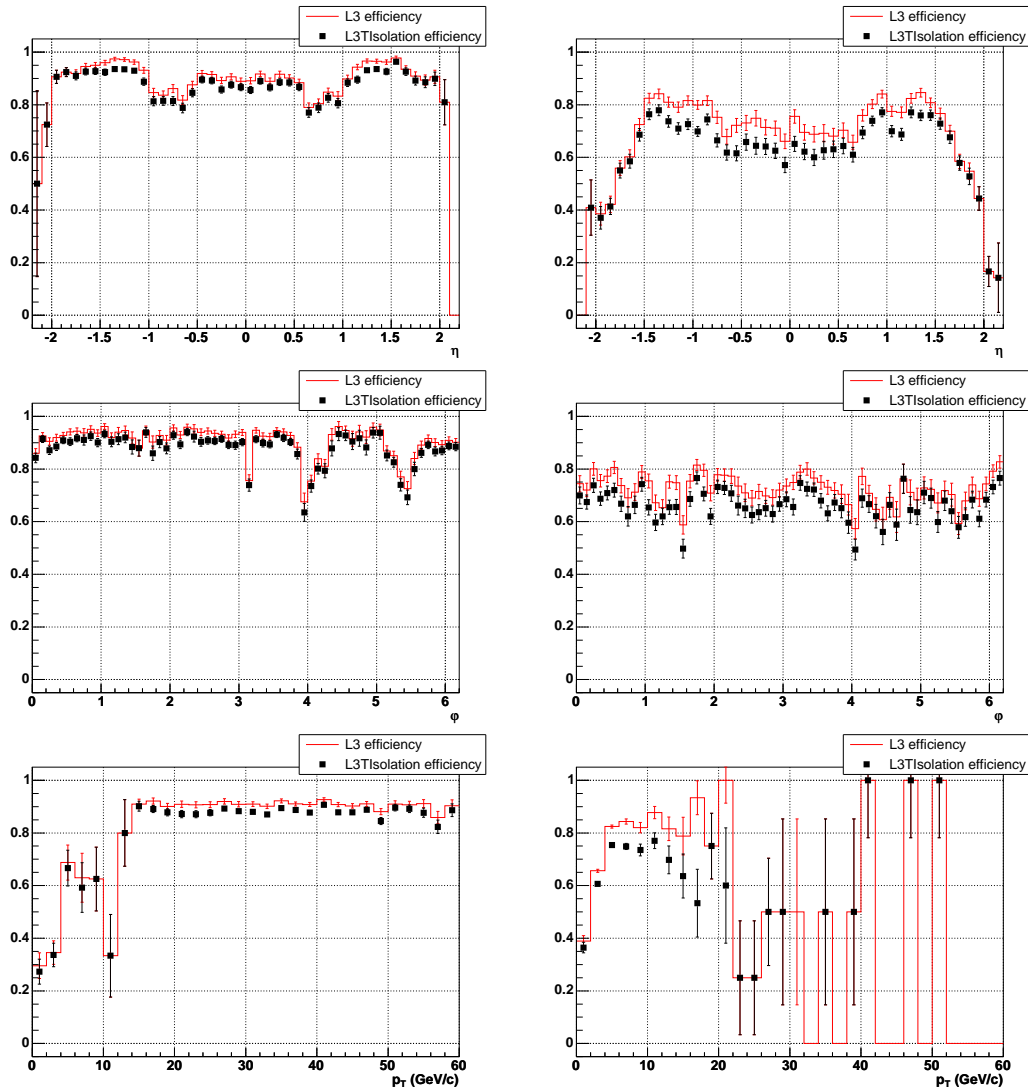


FIG. 5.8 – Efficacités en considérant les lots Z (gauche) et J/ ψ (droite). De haut en bas sont présentées les efficacités en fonction de η , ϕ et p_T du muon reco. L'efficacité de l'outil MUON_CM est illustrée par une ligne rouge est celle correspondant à l'outil ISO_MUON par des carrés noirs. Des pertes d'efficacité de 2.9% et 8.6% sont respectivement observées pour les lots Z et J/ ψ en appliquant le critère $E_T^{halo} < 2.5$ GeV.

5.3.1.4 Critère d'isolation du système de trajectographie

Maintenant, seul le critère d'isolation dans le système de trajectographie $p_T^{halo} < 2.5$ GeV/c est considéré. Les efficacités correspondantes sont présentées sur la Figure 5.9. Aucune perte d'efficacité significative n'est observée pour ce critère d'isolation.

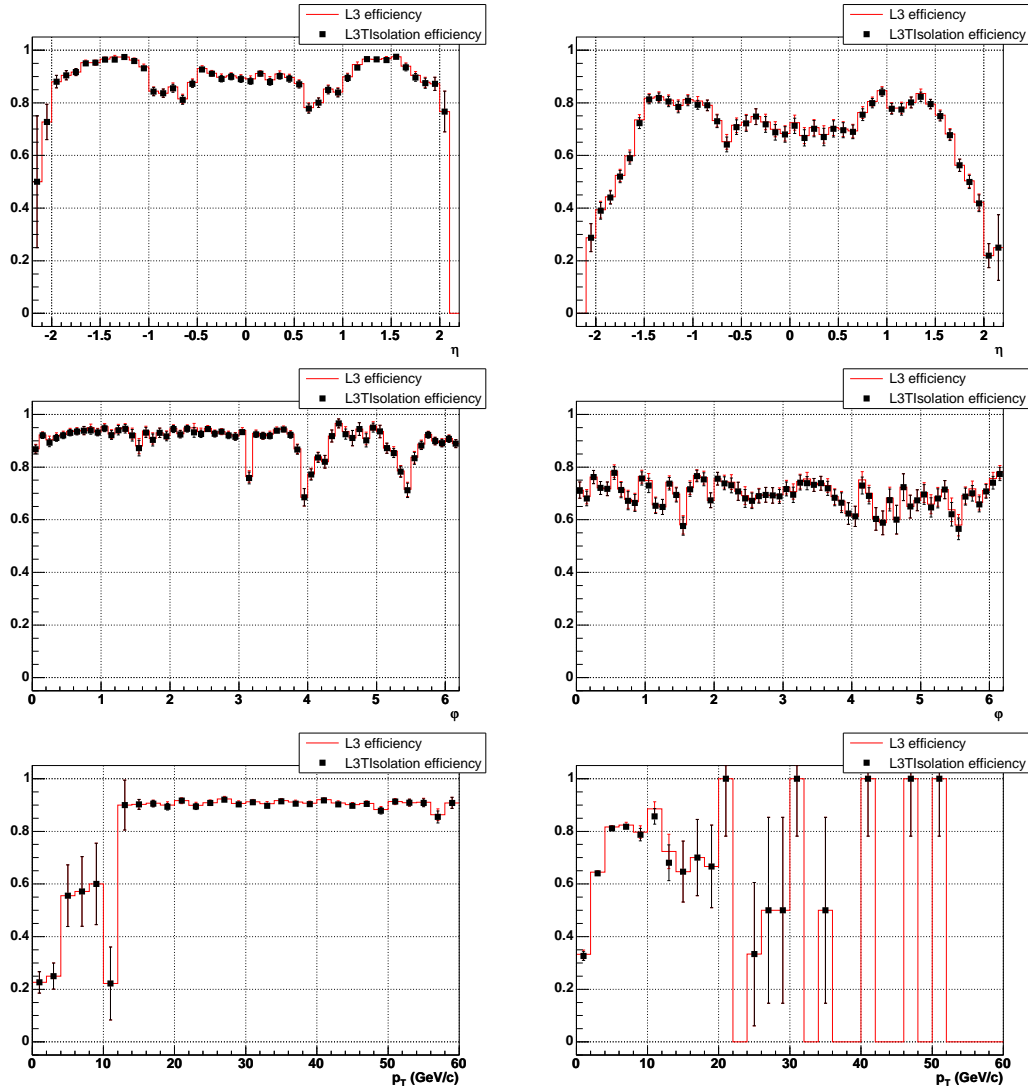


FIG. 5.9 – Efficacités en considérant les lots Z (gauche) et J/ψ (droite). De haut en bas sont présentées les efficacités en fonction de η , ϕ et p_T du muon reco. L'efficacité de l'outil MUON_CM est illustrée par une ligne rouge est celle correspondant à l'outil ISO_MUON par des carrés noirs. Aucune perte d'efficacité significative n'est observée pour le critère $p_T^{halo} < 2.5$ GeV/c.

5.3.1.5 Critère d'isolation mixte

Maintenant, les critères requis sont $E_T^{halo} < 2.5$ GeV et $p_T^{halo} < 2.5$ GeV/c. Les efficacités correspondantes sont présentées sur la Figure 5.10. Des pertes d'efficacité de 2.8% et 6.2% sont respectivement observées pour les lots Z et J/ψ .

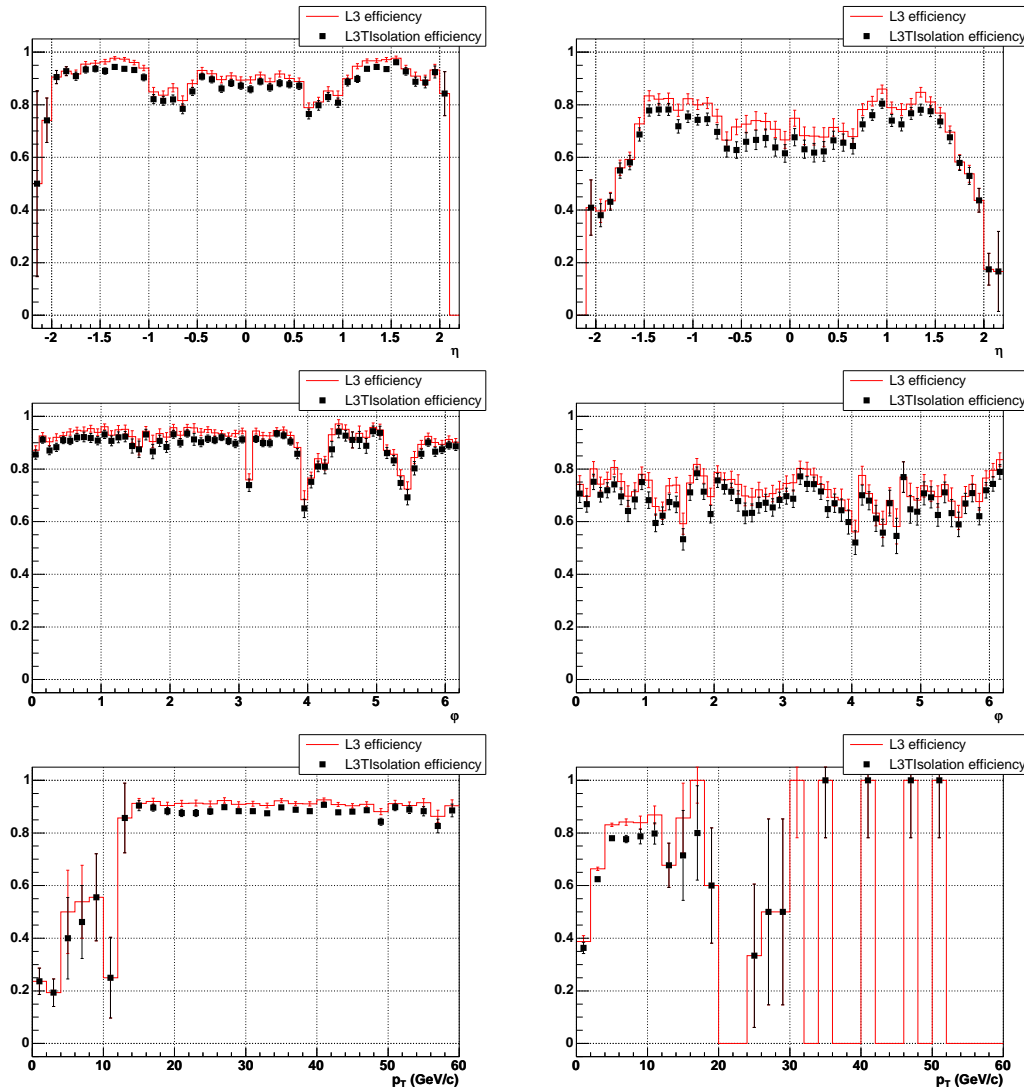


FIG. 5.10 – Efficacités en considérant les lots Z (gauche) et J/ψ (droite). De haut en bas sont présentées les efficacités en fonction de η , ϕ et p_T du muon reco. L'efficacité de l'outil MUON_CM est illustrée par une ligne rouge est celle correspondant à l'outil ISO_MUON par des carrés noirs. Des pertes d'efficacité de 2.8% et 6.2% sont respectivement observées pour les lots Z et J/ψ en appliquant les critères $E_T^{halo} < 2.5$ GeV et $p_T^{halo} < 2.5$ GeV/c.

5.3.1.6 Réjection

Les taux de réjection des *mauvais* muons L3 pour les deux lots Z et J/ ψ en considérant les différents critères d'isolation sont présentés dans le Tableau 5.1.

E_T^{halo} (GeV)	p_T^{halo} (GeV/c)	Réjection (%)	
		$Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$	$J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$
<	<		
4	-	5.2	12.3
2.5	-	10.9	23.7
-	2.5	2.7	8.0
2.5	2.5	11.6	25.5

TAB. 5.1 – Taux de réjection des *mauvais* muons L3 pour divers critères d'isolation. Un *mauvais* muon L3 correspond à un muon L3 qui n'est associé à aucun muon reco selon le critère $\Delta R < 0.2$.

5.3.1.7 Conclusion de l'étude de l'outil MUON_CM

Les résultats précédents sont résumés dans le Tableau 5.2.

E_T^{halo}	p_T^{halo}	perte d'efficacité (%)		taux de réjection (%)	
		$Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$	$J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$	$Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$	$J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$
<	<				
-	-	-0.2	-0.2	0	0
4	-	-1.3	-3.9	5.2	12.3
2.5	-	-2.9	-8.6	10.9	23.7
-	2.5	-0.4	-0.8	2.7	8.0
2.5	2.5	-2.8	-6.2	11.6	25.5

TAB. 5.2 – Perte d'efficacité et taux de réjection des *mauvais* muons L3 pour divers critères d'isolation.

La concordance des efficacités des outils muon (MUON_CM) et muon isolé (ISO_MUON) a été vérifiée lorsque les critères d'isolation sont relâchés. Le critère d'isolation dans le système de trajectographie $p_T^{halo} < 2.5$ GeV/c conduit à une perte d'efficacité inférieure à 1% et permet de rejeter entre 3% et 8% de *mauvais* muons L3. Le critère d'isolation calorimétrique $E_T^{halo} < 4$ GeV permet quant à lui de rejeter de 5% à 12% de *mauvais* muons L3 avec une perte d'efficacité de 1% à 4%. Ces valeurs sont doublées lorsque le critère d'isolation calorimétrique est renforcé à 2.5 GeV. Le fait d'appliquer conjointement les critères $p_T^{halo} < 2.5$ GeV/c et $E_T^{halo} < 2.5$ GeV permet d'améliorer la perte d'efficacité et taux de réjection par rapport au critère $E_T^{halo} < 2.5$ GeV seul. Ceci est particulièrement vrai pour le lot J/ ψ .

5.3.2 Etude pour l'outil Muon

La même étude est reproduite pour l'outil Muon. Rappelons que pour cet outil, seule l'information du détecteur à muons est disponible.

5.3.2.1 Relâchement des critères d'isolation

En relâchant les critères d'isolation, les efficacités pour les outils demandant un critère d'isolation (`ISO_MUON`) ou non (`Muon`) sont attendues similaires. Les efficacités en fonction de η , φ et p_T sont présentées sur la Figure 5.11. Comme attendu, aucune différence notable n'est observée entre les deux efficacités.

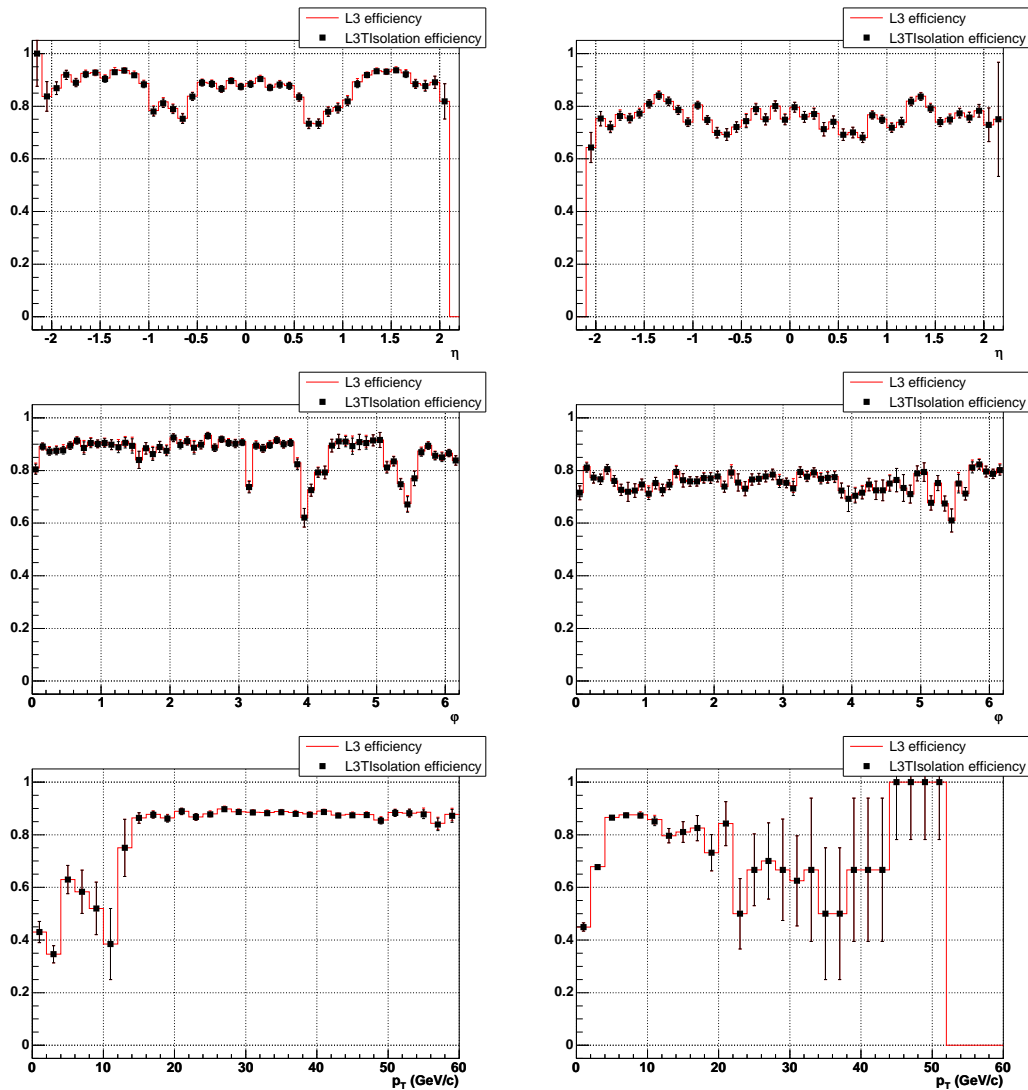


FIG. 5.11 – Efficacités en considérant les lots Z (gauche) et J/ψ (droite). De haut en bas sont présentées les efficacités en fonction de η , φ et p_T du muon reco. L'efficacité de l'outil `Muon` est illustrée par une ligne rouge est celle correspondant à l'outil `ISO_MUON` par des carrés noirs. Aucune différence n'est observée entre ces deux outils lorsque les critères d'isolation sont relâchés.

5.3.2.2 Critère d'isolation calorimétrique I

Le critère d'isolation considéré est $E_T^{halo} < 4$ GeV. Aucune isolation dans le système de trajectographie n'est requise. Les efficacités correspondant à ce critère d'isolation sont présentées sur la Figure 5.12. Des pertes d'efficacité de 1.7% et 3.8% sont respectivement observées pour les lots Z et J/ ψ .

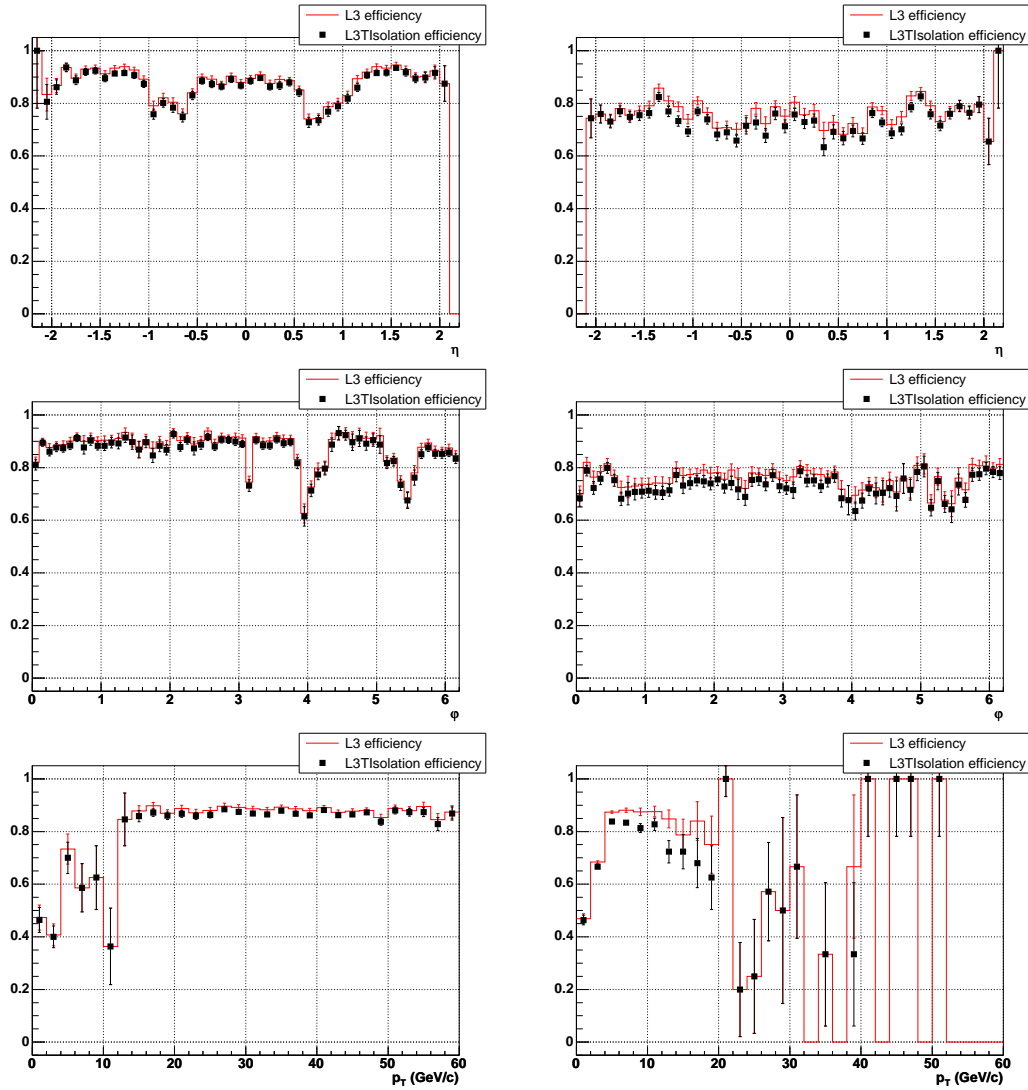


FIG. 5.12 – Efficacités en considérant les lots Z (gauche) et J/ ψ (droite). De haut en bas sont présentées les efficacités en fonction de η , ϕ et p_T du muon reco. L'efficacité de l'outil Muon est illustrée par une ligne rouge est celle correspondant à l'outil ISO_MUON par des carrés noirs. Des pertes d'efficacité de 1.7% et 3.8% sont respectivement observées pour les lots Z et J/ ψ en appliquant le critère $E_T^{halo} < 4$ GeV.

5.3.2.3 Critère d'isolation calorimétrique II

Le critère d'isolation calorimétrique est renforcé à $E_T^{halo} < 2.5$ GeV. Les efficacités correspondant à ce critère sont présentées sur la Figure 5.13. Les pertes d'efficacité sont désormais de 4.1% et 9.4% pour les lots Z et J/ ψ .

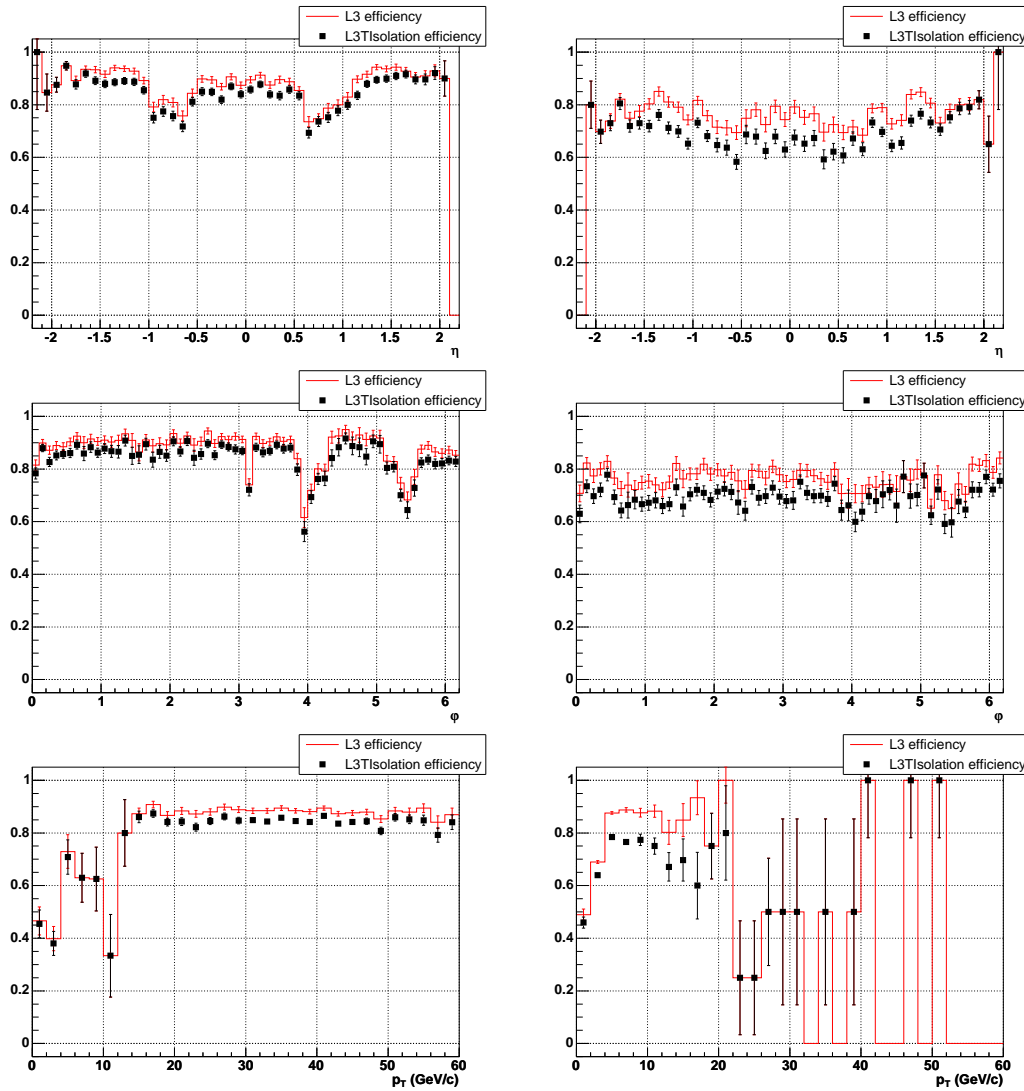


FIG. 5.13 – Efficacités en considérant les lots Z (gauche) et J/ ψ (droite). De haut en bas sont présentées les efficacités en fonction de η , ϕ et p_T du muon reco. L'efficacité de l'outil Muon est illustrée par une ligne rouge est celle correspondant à l'outil ISO_MUON par des carrés noirs. Des pertes d'efficacité de 4.1% et 9.4% sont respectivement observées pour les lots Z et J/ ψ en appliquant le critère $E_T^{halo} < 2.5$ GeV.

5.3.2.4 Critère d'isolation du système de trajectographie

Par construction, un candidat muon produit par l'outil **Muon** ne dispose que de l'information du détecteur à muons. Aucune association avec une trace centrale n'est effectuée. La trace centrale correspondant au muon, si elle existe, n'est pas identifiée et est utilisée lors de la sommation de l'impulsion transverse dans le cône du système de trajectographie. Ce propos est illustré sur la Figure 5.14 par la distribution en ΔR entre les candidats muon issus des outils **Muon** et **MUON_CM** et la trace centrale la plus proche.

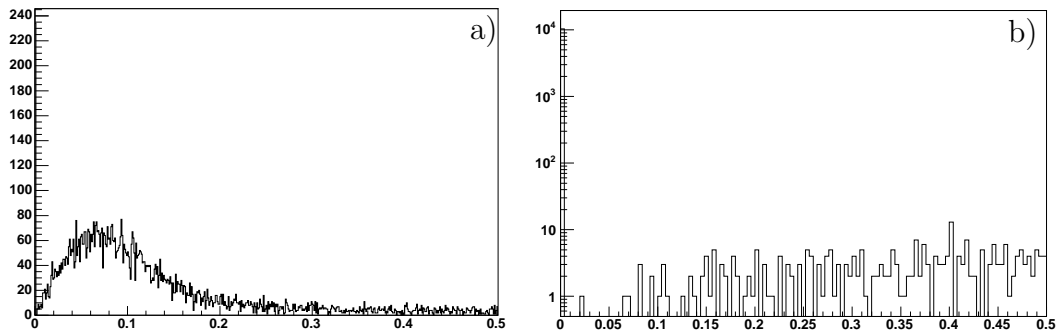


FIG. 5.14 – Distributions du ΔR entre le candidat muon et la trace centrale la plus proche reconstruite par l'outil **PhTrk1** pour le lot J/ψ en considérant les muons issus des outils a) **Muon** et b) **MUON_CM**. Le pic proche de zéro observé dans b) correspond à des muons associés à une trace centrale.

La distribution du ΔR pour l'outil **MUON_CM** présente un pic proche de zéro correspondant aux muons associés à une trace centrale. La queue de distribution correspond quant à elle à des candidats muons non associés à une trace centrale. Un critère géométrique $\Delta R > 0.01$ permettra donc de rejeter la trace centrale correspondant au muon lors du calcul de l'isolation dans le système de trajectographie. La distribution du ΔR pour l'outil **Muon** montre quant à elle que la trace correspondant au candidat muon ne peut pas être identifiée par une association géométrique. Cette trace sera donc utilisée dans la sommation de l'impulsion transverse et conduira à une activité artificielle autour du muon dans le système de trajectographie ce qui se traduit par une importante perte d'efficacité. Les efficacités correspondant au critère $p_T^{halo} < 2.5$ GeV/c sont présentées sur la Figure 5.15. Une perte d'efficacité de 60% est observée pour les lots Z et J/ψ . Il apparaît donc que le critère d'isolation du système de trajectographie ne peut pas être utilisé pour une instance d'outil muon basée exclusivement sur l'information du détecteur à muons.

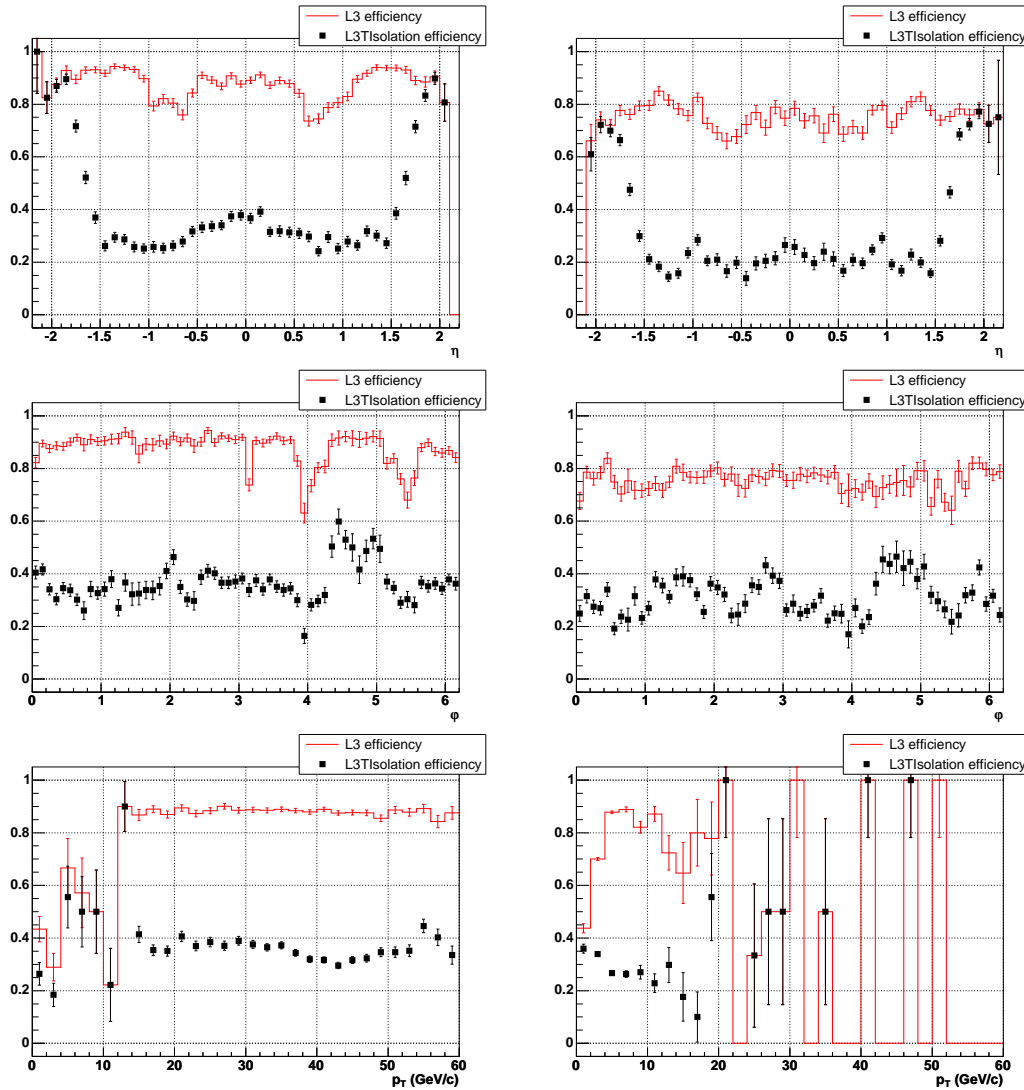


FIG. 5.15 – Efficacités en considérant les lots Z (gauche) et J/ψ (droite). De haut en bas sont présentées les efficacités en fonction de η , φ et p_T du muon reco. L'efficacité de l'outil Muon est illustrée par une ligne rouge est celle correspondant à l'outil ISO_MUON par des carrés noirs. Une perte de 60% en efficacité est observée pour le critère $p_T^{halo} < 2.5$ GeV/c.

5.3.2.5 Réjection

Les taux de réjection pour les deux lots Z et J/ψ en considérant les différents critères d'isolation sont présentés dans le Tableau 5.3.

E_T^{halo} (GeV)	p_T^{halo} (GeV/c)	Réjection (%)	
		$Z \rightarrow \mu^+\mu^-$	$J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$
<	<		
4	-	4.1	7.5
2.5	-	10.1	16.8

TAB. 5.3 – Taux de réjection des *mauvais* muons L3 pour divers critères d'isolation. Un *mauvais* muon L3 est défini dans la section 5.3.

5.3.2.6 Conclusion de l'étude de l'outil Muon

Les résultats précédents sont résumés dans le Tableau 5.4.

E_T^{halo}	p_T^{halo}	perte d'efficacité (%)		taux de réjection (%)	
		$Z \rightarrow \mu^+\mu^-$	$J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$	$Z \rightarrow \mu^+\mu^-$	$J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$
<	<				
-	-	-0.3	-0.2	0	0
4	-	-1.7	-3.8	4.1	7.5
2.5	-	-4.1	-9.4	10.1	16.8
-	2.5	-59.3	-59.3	17.2	16.9

TAB. 5.4 – Perte d'efficacité et taux de réjection des *mauvais* muons L3 pour divers critères d'isolation.

Divers critères d'isolation ont été appliqués sur des muons issus de l'outil **Muon**. Comparativement à l'étude précédente menée pour l'outil **MUON_CM**, les performances en terme de perte d'efficacité et de réjection sont inférieures comme le montre le Tableau 5.5.

E_T^{halo}	p_T^{halo}	perte d'efficacité $\frac{\text{MUON_CM} - \text{Muon}}{\text{Muon}}$ (%)		taux de réjection $\frac{\text{MUON_CM} - \text{Muon}}{\text{Muon}}$ (%)	
		$Z \rightarrow \mu^+\mu^-$	$J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$	$Z \rightarrow \mu^+\mu^-$	$J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$
<	<				
4	-	-31	3	27	64
2.5	-	-29	-12	8	41

TAB. 5.5 – Différence en performance entre les outils **MUON_CM** et **Muon**.

La perte d'efficacité est augmentée de 30% pour l'outil **Muon** par rapport à l'outil **MUON_CM** et le taux de réjection est diminué de 10% à 30% en considérant le lot Z. Pour l'échantillon J/ψ , les taux de réjection sont inférieurs de 40% à 60% pour l'outil **Muon**. De plus, comme vu précédemment, un critère d'isolation basé sur l'information du système de trajectographie est inadapté pour un outil basé sur l'information du détecteur à muons uniquement. Il apparaît donc plus pertinent d'utiliser l'outil d'isolation sur des muons issus d'un outil faisant une association entre les muons et les traces centrales.

5.4 Source de l'inefficacité

Dans la suite, le critère d'isolation considéré est $E_T^{halo} < 2.5$ GeV. E_T^{halo} mesurée pour les muons reco est comparée à E_T^{halo} calculée au L3. Les résultats sont présentés sur la

Figure 5.16. Seuls les muons reco et L3 vérifiant le critère de qualité *loose* et associés l'un à l'autre selon un $\Delta R < 0.2$ sont considérés. L'énergie transverse moyenne mesurée dans le cône calorimétrique au niveau de la reconstruction est 420 MeV inférieure à celle reconstruite par la simulation du système de déclenchement.

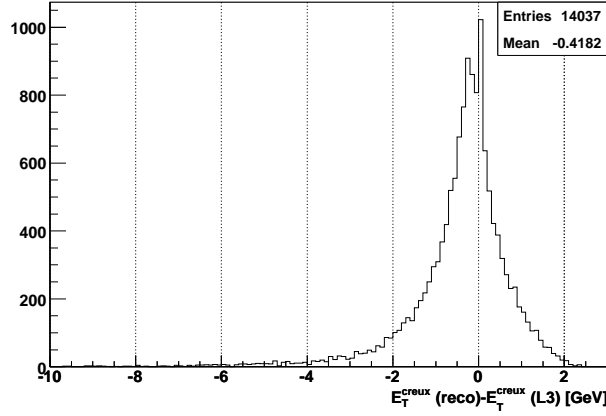


FIG. 5.16 – Distribution de la différence des E_T^{halo} mesurées pour les mêmes candidats muon aux niveaux reco et L3. L'énergie transverse moyenne mesurée au niveau de la reconstruction est 420 MeV inférieure à celle mesurée au niveau de la simulation du système de déclenchement.

Nous considérons maintenant les candidats muon L3 avec $E_T^{halo} > 2.5$ GeV associés à un muon reco isolé selon un $\Delta R < 0.2$. La distribution de la variable E_T^{halo} pour ces muons L3 est présentée sur la Figure 5.17.

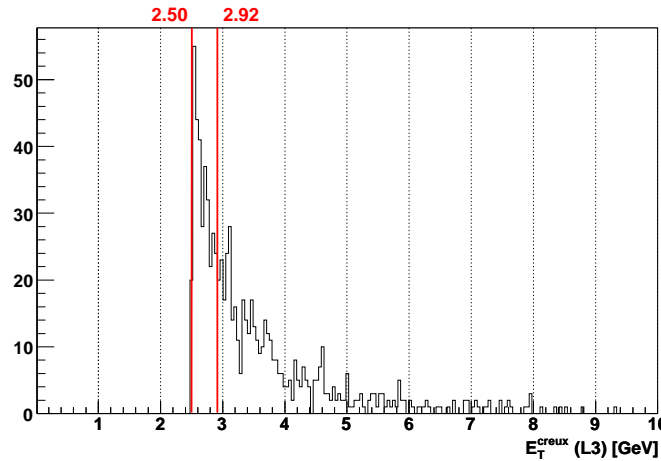


FIG. 5.17 – E_T^{halo} des candidats muon L3 avec $E_T^{halo} > 2.5$ GeV associés à un muon reco isolé. La valeur de 2.50 GeV correspond au critère d'isolation appliqué. La valeur de 2.92 GeV tient compte des 0.42 GeV de différence entre les valeurs moyennes de E_T^{halo} aux niveaux reco et L3 observée sur la Figure 5.16.

40% de ces muons L3 ont une énergie transverse dans le cône calorimétrique comprise entre 2.50 and 2.92 GeV. La valeur de 2.92 GeV prend en compte la différence de 0.42 GeV observée entre les valeurs moyennes de E_T^{halo} aux niveaux reco et L3. Une source majeure à l'inefficacité du critère d'isolation calorimétrique semble donc provenir d'une différence dans la calibration en énergie entre la reconstruction et la simulation du système de déclenchement. La calibration sera améliorée dans les prochaines versions de la simulation du système de déclenchement. L'impact sur les efficacités d'isolation devra donc être de nouveau estimé.

5.5 Conclusion

Les performances d'un outil d'isolation au niveau 3 du système de déclenchement ont été présentées en considérant des muons issus des outils **Muon** et **MUON_CM** pour différents critères d'isolation et ce pour deux échantillons de muons $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ et $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$. Un critère d'isolation dans le système de trajectographie $p_T^{halo} < 2.5$ GeV/c ne conduit à aucune perte d'efficacité notable tout en rejetant de 3% à 7% de *mauvais* candidats muons au L3. Pour le critère d'isolation calorimétrique $E_T^{halo} < 2.5$ GeV, des pertes d'efficacité maximales de 9% pour le lot $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ et 4% pour le lot $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ sont obtenues pour l'outil **Muon**. Les résultats sont améliorés en utilisant des muons issus de l'outil **MUON_CM**. L'utilisation d'un critère d'isolation sur les muons au niveau 3 du système de déclenchement apparaît donc comme un choix pertinent pour diminuer le taux d'événements enregistrés au L3 tout en conservant une efficacité acceptable. De nombreux menus de déclenchement utilisent des critères d'isolation au L3 pour des muons à partir des versions v15 des listes des menus de déclenchement utilisées pour la phase IIb de prise de données.

Chapitre 6

Données et simulations

Sommaire

6.1	Données	96
6.1.1	Qualité	96
6.1.2	Déclenchement	96
6.1.3	Luminosité	97
6.2	Simulations	97
6.2.1	Signal	97
6.2.2	Bruits de fond	99
6.3	Corrections	101
6.3.1	Efficacités du système de déclenchement	101
6.3.2	Efficacités de reconstruction	103
6.3.3	Impulsion transverse dans les simulations	105

Dans ce chapitre sont d'abord décrits les données utilisées ainsi que leurs critères de qualité puis les menus de déclenchement considérés. Ensuite le choix des points de signal ainsi que les principaux bruit de fonds simulés sont discutés. Enfin, des corrections appliquées aux simulations afin de reproduire les données sont introduites.

6.1 Données

Une présélection officielle est appliquée sur les données afin de fournir des échantillons de moindre taille pour les analyses. Nous recherchons un signal comportant deux muons de basse impulsion transverse dans l'état final. Le lot `MUinclusive` qui permet de disposer de tous les événements où deux muons de qualité au moins *loose* dont un présente une impulsion transverse supérieure à 1 GeV/c ont été reconstruits est considéré. Les données sont reconstruites avec une version `p17` du programme de reconstruction et sont utilisées sous un format commun d'analyse `CAF` [82].

6.1.1 Qualité

Seuls les événements désignés comme bons par les groupes MUON, CFT, SMT et CAL sont conservés pour l'analyse. De plus une liste de mauvais événements est considérée afin de tenir compte de différents problèmes avec le calorimètre :

- *empty crate* :
Durant la prise de données, les secteurs du calorimètre sont lus de façon indépendante. L'électronique correspondant à un secteur peut être occupée durant l'acquisition d'un l'événement, une partie de l'information est donc manquante.
- *noon noise* :
Un taux d'occupation anormalement élevé est observé certains jours aux alentours de midi. Ce problème reste sans explication.
- *coherent noise* :
L'électronique des cartes d'acquisition est sujette à des bruits cohérents qui donnent lieu à des fluctuations cohérentes des piédestaux.
- *ring of fire* :
Bruit caractérisé par un anneau en φ dû à une mauvaise isolation électrique du détecteur. Des opérations de maintenance ont permis de résoudre ce problème.

Ces listes de mauvais événements à exclure sont obtenues à partir de la référence [83] et tiennent compte des données acquises durant la période d'avril 2004 à février 2006.

6.1.2 Déclenchement

Le choix des menus de déclenchement est le premier pas d'une analyse et se révèle donc crucial. Il est important de choisir des menus avec un facteur de pondération de 1 pour conduire une étude de phénomènes rares telle que la recherche de la

supersymétrie. Différents choix de menus ont été réalisés au fur et à mesure de l'avancée de la prise de données pour tenir compte de l'augmentation de la luminosité délivrée par le Tevatron. Ces choix sont résumés dans le Tableau 6.1.

menus de déclenchement	intervalle de runs
2MU_A_L2M0	161101-168027
2MU_A_L2ETAPHI	168028-179758
2MU_A_L2M0_TRK5	179759-194597
DMU1_LM6	194567-202024
DMU1_LM5_TK5	202025-208144
DMU1_2TK3TK5TLM3	207217-214999

TAB. 6.1 – Choix des menus de déclenchement en fonction de l'avancement de la prise de données.

Tous ces menus ont la même exigence au L1, deux muons doivent être identifiés à partir des scintillateurs sans restriction en impulsion transverse ni en position. Au L2, un candidat muon de qualité *medium* doit être identifié. Les critères requis par ces menus au L3 sont résumés dans le Tableau 6.2.

menus de déclenchement	critère L3			
	muon		trace centrale	
	N	p_T (GeV/c)	N	p_T (GeV/c)
2MU_A_L2M0	-	-	-	-
2MU_A_L2ETAPHI	-	-	-	-
2MU_A_L2M0_TRK5	-	-	1	5
DMU1_LM6	1	6	-	-
DMU1_LM5_TK5	1	5	1	5
DMU1_2TK3TK5TLM3	2	3	2	5, 3

TAB. 6.2 – Conditions L3 de chacun des menus de déclenchement utilisés.

6.1.3 Luminosité

Les luminosités délivrée par le Tevatron et enregistrée par le détecteur DØ pour chaque menu de déclenchement sont présentées dans le Tableau 6.3. La luminosité intégrée correspondant aux données utilisées est de 902 pb^{-1} .

6.2 Simulations

6.2.1 Signal

La topologie du signal à observer, qui a été développée dans les sections 2.3 et 2.4, est fortement corrélée aux paramètres du modèle mSUGRA considéré. En effet,

menus de déclenchement	luminosité délivrée (pb^{-1})	luminosité enregistrée (pb^{-1})
2MU_A_L2M0	14	10
2MU_A_L2ETAPHI	143	100
2MU_A_L2M0_TRK5	210	175
DMU1_LM6	70	46
DMU1_LM5_TK5	338	278
DMU1_2TK3TK5TLM3	208	293
TOTAL	983	902

TAB. 6.3 – Luminosités délivrée et enregistrée par le détecteur DØ pour chaque menu de déclenchement.

les caractéristiques cinématiques des leptons de l'état final ainsi que les rapports d'embranchement des $\tilde{\chi}_1^\pm$ et $\tilde{\chi}_2^0$ en leptons vont dépendre des masses des jauginos et des sleptons ainsi que du mélange des staus. Un échantillon de points a été simulé afin de tenir compte de cette diversité. Les points sont choisis de manière à ce que les masses du $\tilde{\chi}_1^\pm$ et des sleptons soient au-delà ou proches des limites exclues à LEP (Cf partie 2.1) tout en correspondant à un espace de phase accessible au Tevatron. Les valeurs des paramètres m_0 et $m_{1/2}$ sont choisies de manière à parcourir une gamme de masse de 104 à 136 GeV/c^2 pour le $\tilde{\chi}_1^\pm$. Les valeurs des paramètres $\tan\beta = 3$, $A_0 = 0 \text{ GeV}/c^2$ et $\mu > 0$ sont fixées. Le choix de ces valeurs de $\tan\beta$ et A_0 permet de minimiser le mélange du $\tilde{\tau}$ et ainsi d'éviter un $\tilde{\tau}_1$ trop léger par rapport aux autres sleptons ce qui diminuerait fortement les rapports d'embranchement en muons. Les points simulés sont tels que $m_{\tilde{\ell}_R} \lesssim m_{\tilde{\chi}_2^0}$. Le $\tilde{\chi}_2^0$ de type jaugino se désintègre alors majoritairement par un slepton réel ce qui favorise le rapport d'embranchement leptonique. Cette topologie est particulièrement intéressante pour le canal dimuon de même signe. En effet, dans ce cas le lepton produit lors de la désintégration à deux corps $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\mu}_R^\pm \mu^\mp$ est d'autant plus mou que la différence de masse entre les $\tilde{\mu}_R$ et $\tilde{\chi}_2^0$ est faible. Les analyses trilepton présentent une efficacité quasi nulle dans cet espace de phase contrairement à l'analyse avec deux muons de même signe. Le Tableau 6.4 résume les principales caractéristiques des points de signal considérés.

point	m_0 GeV/c^2	$m_{1/2}$ GeV/c^2	$m_{\tilde{\chi}_2^0}$ GeV/c^2	$m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ GeV/c^2	$m_{\tilde{\ell}_R}$ GeV/c^2	$m_{\tilde{\tau}_1}$ GeV/c^2	$\sigma_{\text{NLO}} \times BR(3\ell)$ fb
B2	68	170	108.2	104.3	100.6	99.2	838 ± 7
C2	72	175	112.4	108.9	104.4	103.1	713 ± 6
D2	76	180	116.7	113.3	108.4	107.0	596 ± 4
E2	80	185	120.9	117.7	112.3	111.0	511 ± 4
F2	98	205	138.0	135.6	129.8	128.7	180 ± 3

TAB. 6.4 – Principales caractéristiques des points considérés : valeurs des paramètres m_0 et $m_{1/2}$, masses des $\tilde{\chi}_2^0$, $\tilde{\chi}_1^\pm$, $\tilde{\mu}_R$, $\tilde{\tau}_1$ et produit de la section efficace de production par le rapport d'embranchement en trois leptons. Les valeurs des paramètres $\tan\beta = 3$, $A_0 = 0 \text{ GeV}/c^2$ et $\mu > 0$ sont fixées. Pour chacun des points, 30000 événements ont été produits.

Ces échantillons ont été simulés avec PYTHIA 6.323 [84] avec la fonction de densité

partonique CTEQ6L1. Le spectre des particules ainsi que leurs désintégrations sont obtenus avec **Spheno 2.2.3** [85] et interfacés à **PYTHIA** avec **SUSY Les Houches Accord** [86]. Les K-facteurs NLO, définis comme le rapport des sections efficaces NLO et LO, sont calculés d'après la référence [36].

6.2.2 Bruits de fond

Peu de processus du modèle standard sont capables de produire des états finaux à deux muons de même signe. Dans cette section sont décrits les principaux bruits de fond attendus. Nous distinguons les bruits de fond physiques avec de vrais muons de même signe dans l'état final des bruits de fond de reconstruction qui peuvent provenir d'une mauvaise identification de la charge d'un muon ou d'un jet imitant un muon lors de la reconstruction.

Le bruit de fond physique est dominé par la production de paires diboson WZ et ZZ se désintégrant dans un canal muonique. Leurs diagrammes de production sont représentés sur la Figure 6.1.

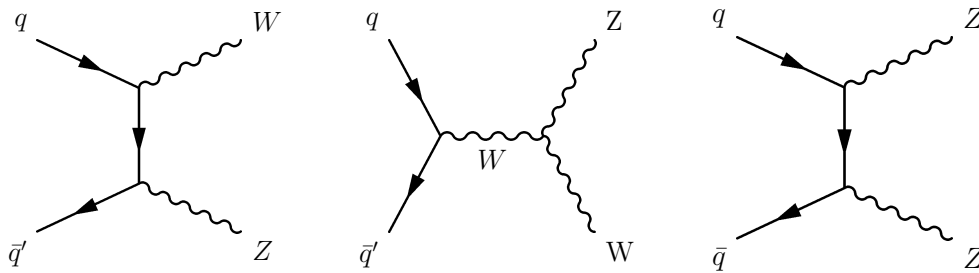


FIG. 6.1 – Diagrammes de production des processus diboson WZ et ZZ dominant le bruit de fond physique.

La production de WZ, qui est l'équivalent du modèle standard de la production associée de chargino/neutralino, est un bruit de fond irréductible pour cette analyse du fait de sa similarité avec le signal. La faiblesse des sections efficaces de ces processus et le fait qu'une paire dimuon provienne d'une résonance Z permet de maîtriser ces bruits de fond lors de la sélection. Une autre contribution de bruit de fond physique à considérer est la production d'un muon à partir d'un boson de jauge Z ou W associé à un second muon de même signe provenant de la désintégration en cascade d'un jet. Ce jet peut être issu de la désintégration d'un boson de jauge ou de l'hadronisation d'un quark spectateur, produit par processus dur ou encore issu de la fission d'un gluon rayonné dans l'état initial ou final. Un des deux muons de l'état final est donc produit dans un environnement de jets, contrairement au signal. Des critères d'isolation sur les muons vont permettre de réduire les contributions de ces processus. De plus, les muons produits dans une désintégration de jet sont attendus de faible impulsion transverse. Un exemple de production associée d'un boson W avec un quark ou un gluon est présenté sur la Figure 6.2.

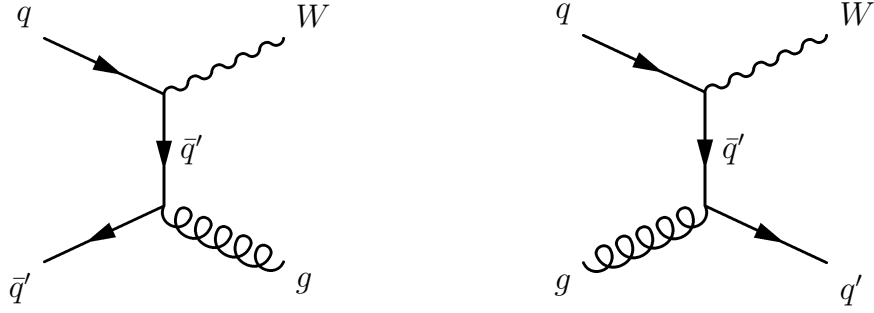


FIG. 6.2 – Diagrammes à l'arbre de la production associée d'un boson W avec un quark ou un gluon.

Une erreur sur la mesure de la charge d'un muon ou la reconstruction d'un faux muon peuvent être source de bruit de fond dit de reconstruction. Les processus avec un boson de jauge produit en association avec un ou plusieurs jets vont être source de faux muons reconstruits, un jet simulant un muon. Les processus avec au moins un boson Z ou deux bosons W de charges opposées sont les principales sources d'événements avec un muon de charge mal reconstruite.

Les caractéristiques des processus simulés sont présentés dans le Tableau 6.5.

processus	statistique	σ (pb)	ordre	\mathcal{L} (fb $^{-1}$)
$WZ \rightarrow 3\ell + \nu$	309250	$(114.4 \pm 0.6) \times 10^{-3}$	NLO [88]	2703 ± 14
$WZ \rightarrow \mu\nu + 2 \text{ jets}$	107250	$(265 \pm 4) \times 10^{-3}$	NLO [88]	405 ± 6
$WZ \rightarrow \mu\mu + 2 \text{ jets}$	100250	$(79.5 \pm 1.1) \times 10^{-3}$	NLO [88]	1261 ± 17
$ZZ \rightarrow 4\ell/2\ell + 2\nu$	204000	0.9374 ± 0.0007	NLO [88]	217.6 ± 1.6
$W^+W^- \rightarrow \mu^+\mu^- + 2\nu$	395750	1.19 ± 0.02	NLO [88]	333 ± 6
$W^+W^- \rightarrow \mu\nu + 2 \text{ jets}$	116000	1.65 ± 0.03	NLO [88]	70.3 ± 1.3
$W \rightarrow \mu\nu$	4039250	2604 ± 39	NNLO [89]	1.55 ± 0.02
$Z/\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$ (15 – 60)	1036500	457 ± 6	NNLO [89]	2.27 ± 0.03
$Z/\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$ (60 – 130)	1029250	247 ± 4	NNLO [89]	4.17 ± 0.07
$Z/\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$ (130 – 250)	191000	1.899 ± 0.010	NNLO [89]	100.6 ± 0.5
$Z/\gamma \rightarrow \tau^+\tau^-$ (15 – 60)	1096250	457 ± 6	NNLO [89]	2.40 ± 0.03
$Z/\gamma \rightarrow \tau^+\tau^-$ (60 – 130)	1028500	247 ± 4	NNLO [89]	4.16 ± 0.07
$Z/\gamma \rightarrow \tau^+\tau^-$ (130 – 250)	205000	1.899 ± 0.010	NNLO [89]	108.0 ± 0.6
$\Upsilon_{1s} \rightarrow \mu^+\mu^-$	542750	180.6 ± 0.5	LO (générateur)	3.00 ± 0.08
$Z + b\bar{b} \rightarrow \mu^+\mu^- + X$	48745	$(616 \pm 2) \times 10^{-3}$	NLO [88]	79.1 ± 0.3
$W + b\bar{b} \rightarrow \mu\nu + X$	49500	1.925 ± 0.010	NLO [88]	25.71 ± 0.13
$t\bar{t} \rightarrow \text{incl}$	53000	2.35 ± 0.04	LO (générateur)	22.6 ± 0.4

TAB. 6.5 – Statistique et section efficace des échantillons de bruit de fond simulés. Les sections efficaces utilisées sont tirées des différentes références citées dans le tableau.

Les processus où les deux muons de même signe proviennent de désintégrations de jets produits par interaction forte de partons dans l'état initial sont regroupés sous l'appellation fond QCD. Le fond QCD est donc à la fois source de bruit de fond physique et de reconstruction. L'estimation du fond QCD est décrite dans la partie

7.2. Tous les processus sont simulés avec PYTHIA 6.323 en utilisant la fonction de densité partonique CTEQ6L1 à l'exception de $Z + b\bar{b} \rightarrow \mu^+\mu^- + X$ et $W + b\bar{b} \rightarrow \mu\nu + X$ qui sont simulés avec ALPGEN [87] (puis PYTHIA pour l'hadronisation).

Pour tous les processus simulés avec PYTHIA, un ou plusieurs quarks de saveur légère peuvent être produits par processus dur ou fission de gluon. Les saveurs lourdes ne sont elles produites que par fission de gluon. Pour les lots $Z + b\bar{b} \rightarrow \mu^+\mu^-$ et $W + b\bar{b} \rightarrow \mu\nu$ simulés avec ALPGEN, seule la production de quarks b par interaction dure est considérée.

6.3 Corrections

6.3.1 Efficacités du système de déclenchement

Le système de déclenchement n'est pas simulé dans la chaîne de reconstruction des événements Monte Carlo. Il convient alors de pondérer chaque événement Monte Carlo en fonction des caractéristiques cinématiques des muons présents dans l'événement. Le poids correspondant à chaque niveau du système de déclenchement est estimé à partir de candidats $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ sélectionnés dans les données avec l'utilitaire muo_cert [90]. Les muons considérés pour cette étude sont requis de qualité au moins *loose*, associés à une trace centrale et d'impulsion transverse supérieure à 5 GeV/c. La Figure 6.3 représente l'efficacité qu'a un muon de déclencher le système de déclenchement de niveau 1 basé sur les scintillateurs en fonction de sa pseudo-rapidité. La région de pseudo-rapidité $|\eta| \sim 0.5 - 1$ correspond à la zone de transition entre les parties centrale et avants du détecteur à muons ce qui explique la chute de l'efficacité dans cette région moins bien instrumentée.

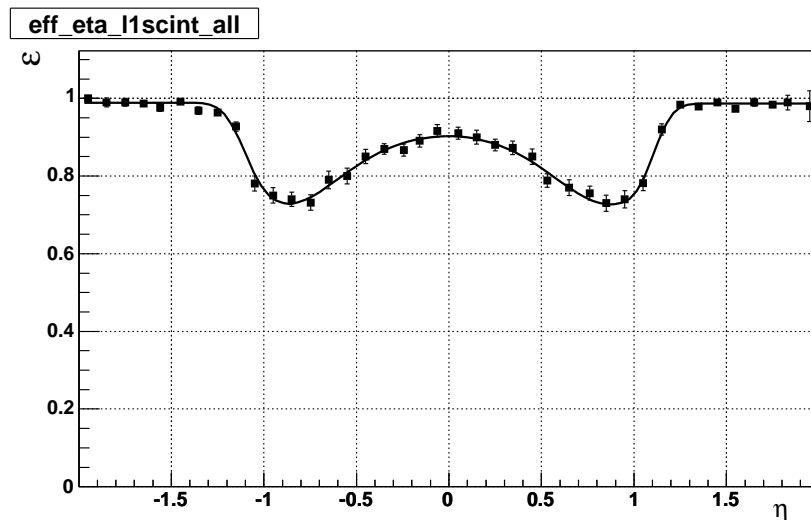


FIG. 6.3 – Efficacité de déclenchement des scintillateurs au L1 pour un muon en fonction de sa pseudo-rapidité.

La Figure 6.4 présente l'efficacité qu'a un muon d'être associé à un candidats muon du L2 de qualité *medium* en fonction de son impulsion transverse. La valeur obtenue est une constante égale à 0.936 ± 0.002 .

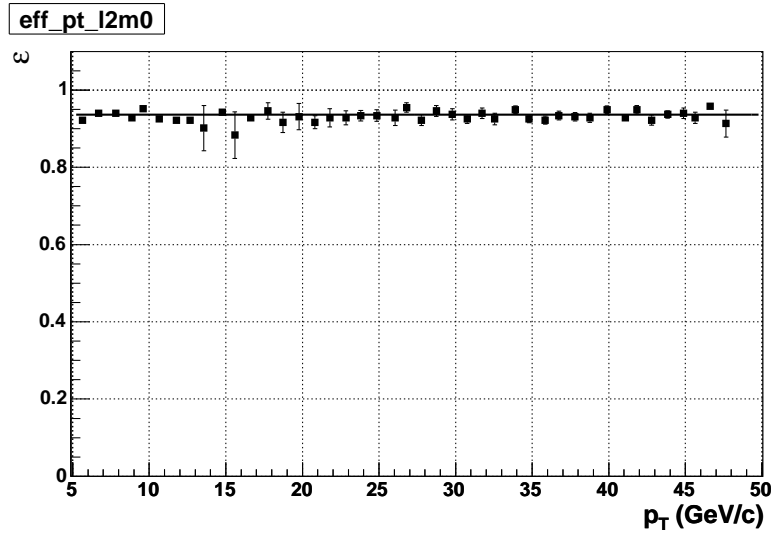


FIG. 6.4 – Efficacité de déclenchement au L2 pour un muon en fonction de son impulsion transverse.

Les Figures 6.5 et 6.6 représentent respectivement les efficacités pour un muon d'être associé à un candidat muon L3 et à une trace centrale L3 en fonction de sa pseudo-rapidité.

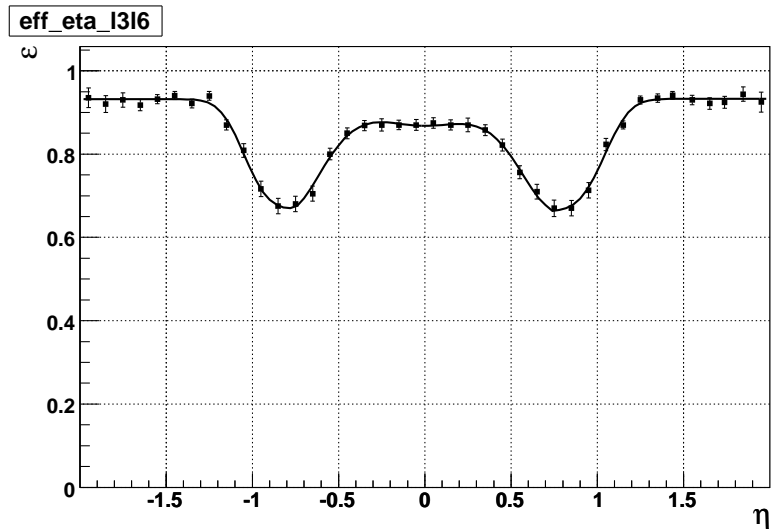


FIG. 6.5 – Efficacité de déclenchement du détecteur à muons au L3 pour un muon en fonction de sa pseudo-rapidité.

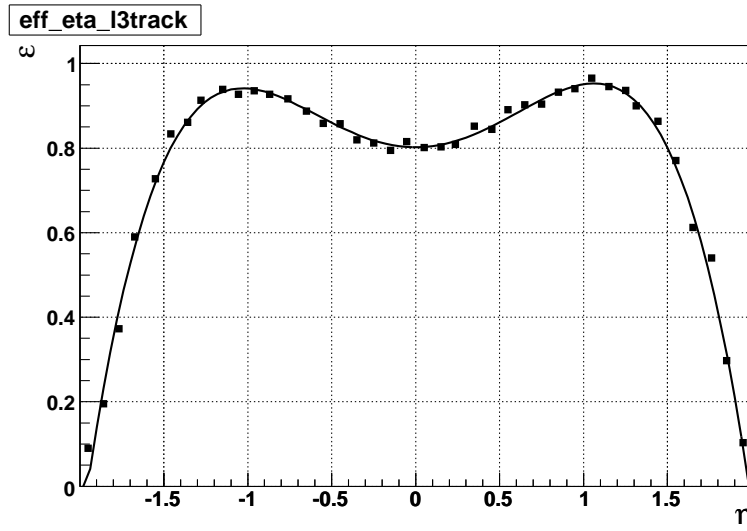


FIG. 6.6 – Efficacité de déclenchement du système de trajectographie au L3 pour un muon en fonction de sa pseudo-rapidité.

Comme observé précédemment, la région de pseudo-rapidité $|\eta| \sim 0.5 - 1$ est moins bien instrumentée pour le détecteur à muons ce qui explique le déficit en efficacité observé dans cette région.

L'efficacité de reconstruction d'une trace au L3 est inférieure à celle du programme de reconstruction ce qui se traduit par une moins bonne efficacité dans la partie centrale. De plus le système de trajectographie au L3 n'est considéré que jusqu'à des valeurs $|\eta| \sim 1.5$ ce qui explique la forte décroissance observée au-delà de cette valeur.

Les efficacités correspondant à chaque niveau du système de déclenchement sont supposées indépendantes. Un menu de déclenchement est simulé en multipliant les efficacités correspondant aux critères de chaque niveau, L1, L2 et L3. L'efficacité ainsi calculée pour chaque menu est pondérée pour tenir compte de la fraction de la luminosité intégrée enregistrée par chaque menu de déclenchement. Ces efficacités sont appliquées aux événements simulés.

6.3.2 Efficacités de reconstruction

Les efficacités de reconstruction diffèrent entre les vraies données et les simulations. Pour tenir compte de ces différences, un facteur correctif $\epsilon(DATA)/\epsilon(MC)$ est appliqué aux muons de la simulation. Les facteurs correctifs correspondant aux efficacités de reconstruire un muon de qualité *loose* et de reconstruire la trace centrale associée sont respectivement présentés sur les Figures 6.7 et 6.8.

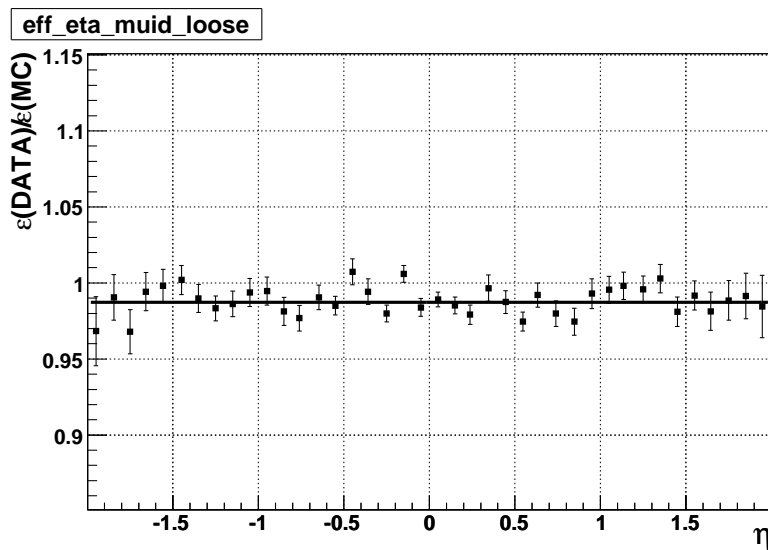


FIG. 6.7 – Rapport des efficacités de reconstruction du muon avec une qualité *loose* pour les données et les simulations.

La différence de reconstruction entre les muons réels et simulés est ajustée par une valeur constante de 98.8% et celle de l'efficacité de reconstruction d'une trace centrale par un polynôme.

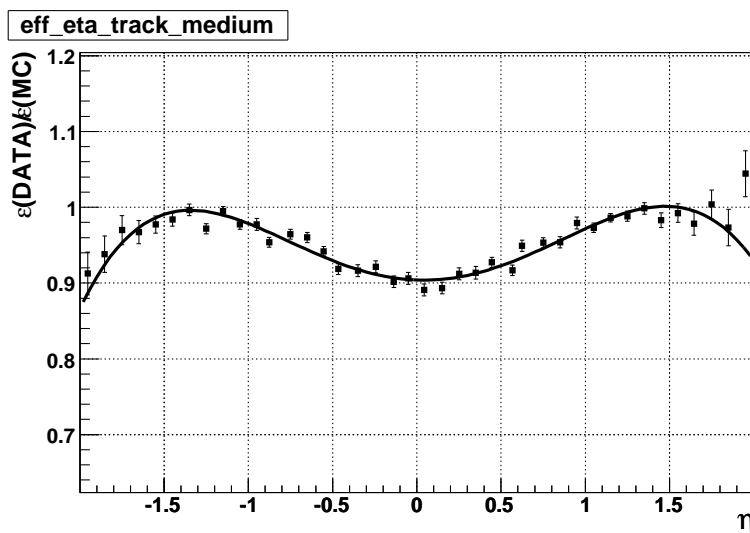


FIG. 6.8 – Rapport des efficacités de reconstruction de la trace centrale correspondant au muon pour les données et les simulations.

6.3.3 Impulsion transverse dans les simulations

La largeur de la distribution en masse invariante des candidats dimuon au pic du Z n'est pas en accord entre les simulations et les données. La résolution sur l'impulsion transverse des muons simulés est dégradée afin de restaurer l'accord. L'impulsion corrigée pour les muons simulés est obtenue par :

$$\frac{1}{p_T} = \frac{1}{p_T} + \left(A + \frac{B}{p_T}\right) \times G(0,1) \quad (6.1)$$

où $G(0,1)$ est un nombre aléatoire tiré selon une distribution de densité de probabilité gaussienne de valeur moyenne 0 et de largeur 1. Les paramètres A et B prennent les valeurs 0.0011 (resp. 0.0009) et 0.013 (resp. 0.018) dans le cas où le muon est (resp. n'est pas) associé à une trace centrale reconstruite avec au moins un point d'impact dans le SMT.

Chapitre 7

Sélections et résultats

Sommaire

7.1	Présélection	108
7.2	Estimation du bruit de fond QCD	109
7.3	Test de validité de l'estimation du bruit de fond	111
7.4	Variables discriminantes	113
7.4.1	Masses invariantes	113
7.4.2	Impulsions transverses	115
7.4.3	Énergie manquante	115
7.5	Optimisation de la sélection	116
7.6	Résultats et interprétations	117
7.6.1	Résultats	117
7.6.2	Extraction d'une limite	119
7.7	Prospectives	122
7.7.1	Tevatron	122
7.7.2	Recherches au LHC	123

Dans ce chapitre sont décrites les coupures permettant d'extraire le signal de production de charginos et neutralinos des bruits de fond décrits dans le chapitre 6. La validité de l'estimation du bruit de fond est vérifiée en comparant les distributions de quelques variables pertinentes pour les données et le bruit de fond. Puis un ensemble de variables discriminantes ainsi que l'optimisation des valeurs des coupures pour obtenir la meilleure limite attendue sur la section efficace du signal est présentée. Enfin, les résultats de la sélection sont présentés et une limite sur la section efficace est extraite.

7.1 Présélection

Un ensemble de critères permet de sélectionner les candidats muon tout en réduisant le nombre de faux muons reconstruits. Les muons sont requis de qualité au moins *loose* et associés à une trace centrale présentant au moins 8 points d'impact et un χ^2 de reconstruction inférieur à 4. L'écart en z entre la trace centrale et le vertex primaire (VP) doit être inférieur à 1 cm. Les muons cosmiques sont rejetés par une coupure sur les temps mesurés dans les différentes couches de scintillateur dans le détecteur à muons par rapport au temps de croisement des faisceaux et par une coupure sur la distance de plus petite approche mesurée par rapport au vertex primaire. Un seuil en impulsion transverse permet de rejeter les muons issus de la cascade de désintégration dans des jets. Ce seuil est fixé à 5 GeV/c pour tenir compte des limites du système de déclenchement tout en conservant une efficacité convenable au signal. Afin de réduire les contributions des processus avec des muons issus de la désintégration leptonique dans un jet, deux critères d'isolation sont considérés. Deux variables traduisant l'activité autour du muon dans le système de trajectographie et dans le calorimètre sont introduites. $E_T^{0.1 < \Delta R < 0.4}$ correspond à la somme des énergies transverses des cellules à l'intérieur d'un cône creux de rayons interne et externe respectivement $R_{int} = 0.1$ et $R_{ext} = 0.4$ et $p_T^{\Delta R < 0.5}$ correspond à la somme des impulsions transverses des traces centrales (sauf celle correspondant au candidat muon) dans un cône de rayon $R < 0.5$. Les cônes sont centrés sur la direction du candidat muon. Les deux critères d'isolation considérés sont :

$$\begin{aligned} \text{isolation I} & \quad \left\{ \begin{array}{l} p_T^{\Delta R < 0.5} < 2.5 \text{ GeV/c} \\ E_T^{0.1 < \Delta R < 0.4} < 2.5 \text{ GeV} \end{array} \right. \\ \text{isolation II} & \quad \left\{ \begin{array}{l} p_T^{\Delta R < 0.5} < 4 \text{ GeV/c} \\ E_T^{0.1 < \Delta R < 0.4} < 4 \text{ GeV} \end{array} \right. \end{aligned}$$

La présélection des événements consiste à demander au moins deux muons de même signe vérifiant les critères précédents et issus du même point d'interaction. Un muon est requis isolé selon le critère I et le second selon le critère II. Les critères de présélection sont listés dans le Tableau 7.1.

coupures de présélection
2 muons de même signe
qualité au moins <i>loose</i>
associé à une trace centrale
trace centrale avec au moins 8 points d'impact et $\chi^2 < 4$
distance au vertex primaire inférieure à 1 cm
rejet de muons cosmiques
$p_T > 5$ GeV/c
un muon isolé I et un muon isolé II
$\Delta z(\mu, \mu) < 1$ cm

TAB. 7.1 – Coupures de présélection.

7.2 Estimation du bruit de fond QCD

Les performances actuelles de la simulation du détecteur ne permettent pas d'estimer le bruit de fond QCD à partir de simulations. Le bruit de fond QCD est ainsi estimé à partir des mêmes données que celles utilisées pour l'analyse. En procédant ainsi, il n'est pas nécessaire d'appliquer les efficacités du système de déclenchement ou un facteur de normalisation pour la luminosité. Il n'est donc pas nécessaire de connaître la section efficace du bruit de fond QCD.

Les muons provenant du bruit de fond QCD sont produits dans un environnement de jets. La caractéristique principale de ces événements est donc de présenter une certaine activité autour des candidats muons dans le calorimètre et/ou le système de trajectographie. Les événements de données qui vérifient les critères de présélection sauf celui sur l'isolation sont considérés. Cet échantillon est divisé en deux lots. Le premier, \mathcal{S} , contient les événements avec un muon isolé I et un muon isolé II. Le second, \mathcal{Q} , contient les événements avec un muon isolé I et un second muon non isolé. Notons que les lots \mathcal{S} et \mathcal{Q} sont disjoints. Afin d'estimer le nombre d'événements de bruit de fond QCD, le lot \mathcal{Q} est normalisé au lot \mathcal{S} . La normalisation est faite sur une partie de l'espace de phase qui ne sera plus considérée par la suite afin d'éviter tout biais. Comme illustré sur la Figure 7.1, la distribution en $\Delta\varphi$ entre les deux muons de même signe présente un maximum dans la région $\Delta\varphi(\mu, \mu) \geq 2.9$. La distribution du signal est quant à elle uniforme pour cette variable. Le choix de l'espace de phase utilisé pour la normalisation s'est donc porté sur la région $\Delta\varphi(\mu, \mu) \geq 2.9$. La distribution en impulsion transverse du muon non isolé du lot \mathcal{Q} pour les événements appartenant à la région $\Delta\varphi(\mu, \mu) \geq 2.9$ (\mathcal{Q}_1) est normalisée à celle des muons du lot \mathcal{S} vérifiant le même critère angulaire (\mathcal{S}_1). La fonction de pondération définie par

$$R(p_T) = \frac{1}{2} \frac{\mathcal{S}_1(p_T)}{\mathcal{Q}_1(p_T^{non\ isolé})} \Big|_{\Delta\varphi(\mu, \mu) \geq 2.9} \quad (7.1)$$

est lissée par un rapport de polynômes. La fonction de pondération $R(p_T)$ obtenue est présentée sur la Figure 7.2.

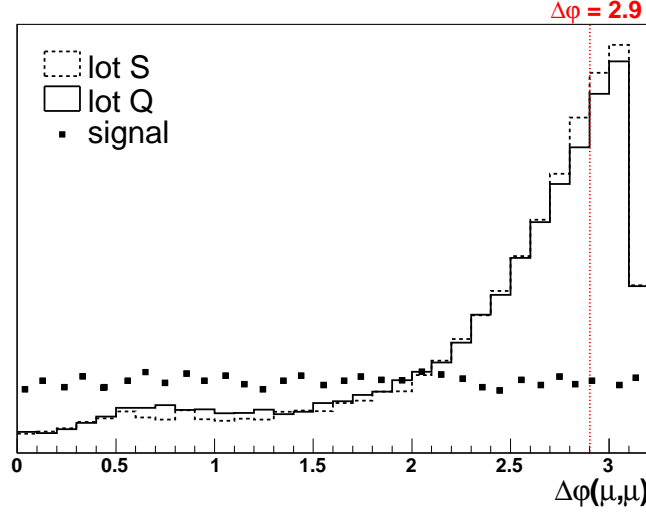


FIG. 7.1 – Distributions de l'écart angulaire en φ entre les deux muons de même signe pour le lot \mathcal{Q} et le signal. Le signal présente une distribution uniforme contrairement au lot \mathcal{Q} . La région $\Delta\varphi(\mu, \mu) \geq 2.9$ est choisie pour normaliser le lot \mathcal{Q} au lot \mathcal{S} . Seuls les événements vérifiant la présélection sont considérés.

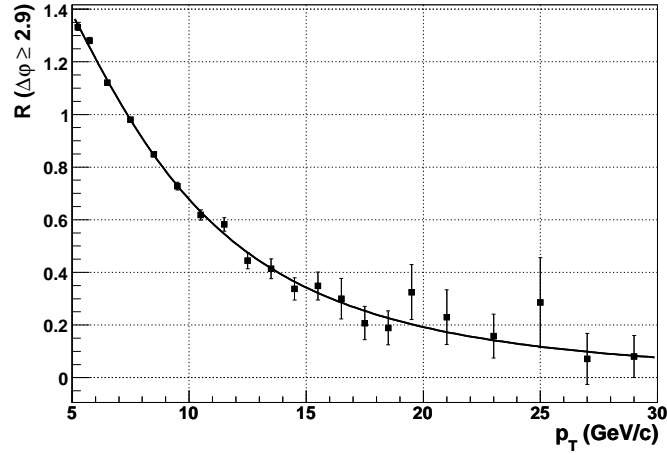


FIG. 7.2 – Fonction de pondération obtenue en normalisant la distribution en impulsion transverse du lot \mathcal{Q} à celle du lot \mathcal{S} pour les événements tels que $\Delta\varphi(\mu, \mu) \geq 2.9$.

Afin d'obtenir le lot simulant le bruit de fond QCD, le résultat de ce lissage est appliqué à chaque événement du lot \mathcal{Q} avec $\Delta\varphi(\mu, \mu) < 2.9$ (\mathcal{Q}_2).

La procédure d'estimation du bruit de fond QCD est résumée sur la Figure 7.3.

La coupure $\Delta\varphi(\mu, \mu) < 2.9$ est utilisée comme coupure finale pour éviter tout biais.

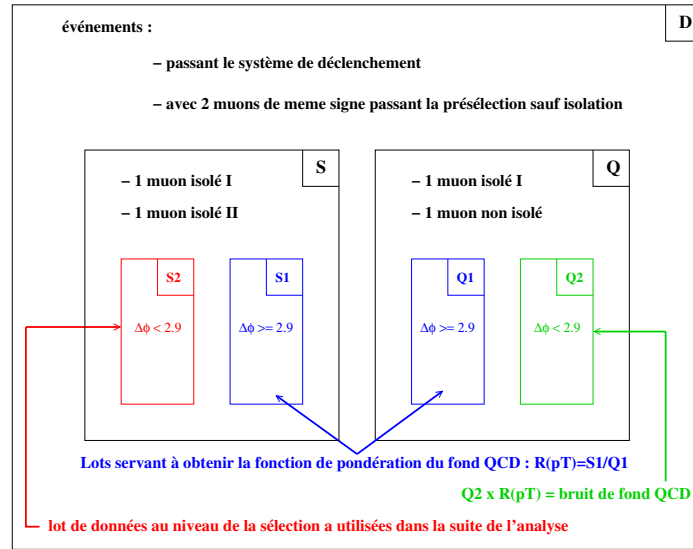


FIG. 7.3 – Schéma illustrant la procédure d'estimation du bruit de fond QCD.

7.3 Test de validité de l'estimation du bruit de fond

Afin de tester les échantillons simulés ainsi que les efficacités de déclenchement et de reconstruction définies dans la partie 6.3, les distributions de quelques variables pertinentes sont comparées pour les bruits de fond simulés et les données. Le critère de charge sur la paire de muons est relâché afin de disposer d'échantillons représentatifs. En effet, le critère de même charge pour les deux muons est sévère et supprime quasiment tous les bruits de fond autres que le bruit de fond QCD. Le bruit de fond QCD n'étant estimé que pour les événements avec deux muons de même signe, un déficit d'événements est attendu à basses impulsions transverses pour l'estimation du bruit de fond par rapport aux données. Il a été décidé de ne pas estimer le bruit de fond QCD lorsque le critère de charge est relâché car cette partie vise à tester les simulations et non à reproduire fidèlement les données sur l'ensemble de l'espace de phase. La comparaison entre données et bruits de fond simulés est présentée pour les événements avec au moins deux muons vérifiant la présélection définie dans la section 7.1 sans critère de charge. Le critère sur l'impulsion transverse est renforcé à 8 GeV/c. Les Figures 7.4, 7.5 et 7.6 présentent respectivement les distributions de la masse invariante et de l'impulsion transverse de la paire dimuon, de l'impulsion transverse pour le premier et le second muon et de l'énergie transverse manquante et de la signification statistique, $\text{Sig}(\cancel{E}_T)$ (Cf partie 2.3.2 pour la définition de $\text{Sig}(\cancel{E}_T)$). Comme attendu en relâchant le critère sur la charge, le bruit de fond dominant est la désintégration de boson Z en une paire de muons de signes opposés. Un bon accord entre simulations et données est observé au niveau de la présélection en relâchant le critère sur la charge des muons. Nous pouvons donc conclure que les échantillons simulés ainsi que les efficacités de déclenchement et de reconstruction appliquées reproduisent correctement les données.

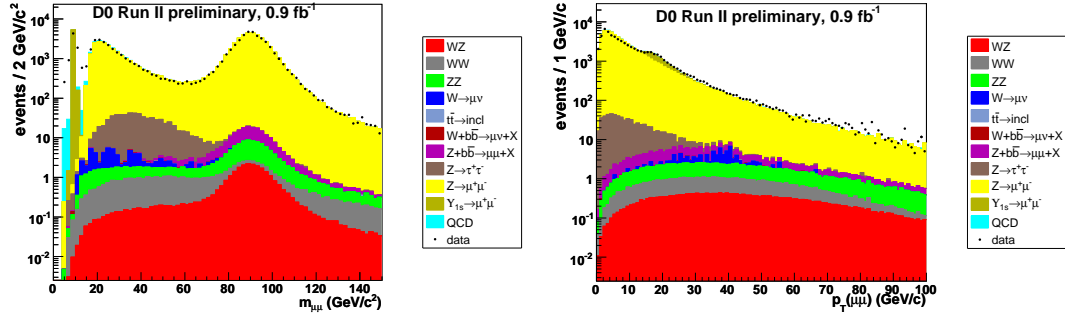


FIG. 7.4 – Distributions de la masse invariante (à gauche) et de l'impulsion transverse (à droite) de la paire de muons pour les données et les différents bruits de fond considérés. Seules les paires de muons vérifiant les critères de la présélection sont considérées. Aucun critère n'est appliqué sur la charge des muons et la coupure sur l'impulsion transverse est renforcée à 8 GeV/c.

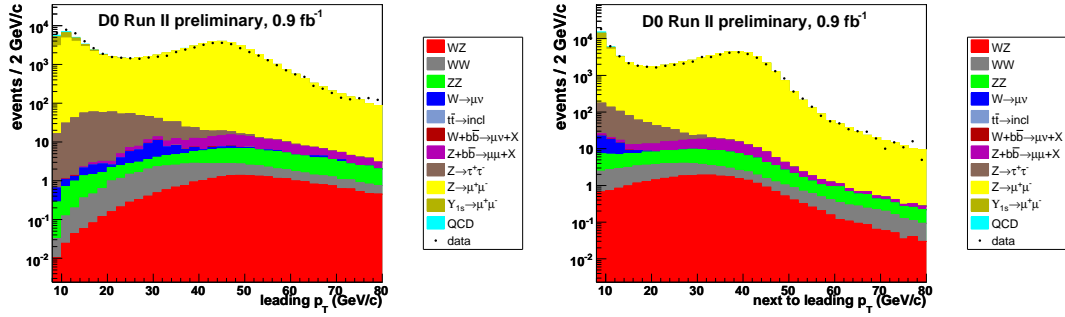


FIG. 7.5 – Distributions des impulsions transverses du premier (à gauche) et second (à droite) muon pour les données et les différents bruits de fond considérés au niveau de la présélection. Aucun critère n'est appliqué sur la charge des muons et la coupure sur l'impulsion transverse est renforcée à 8 GeV/c.

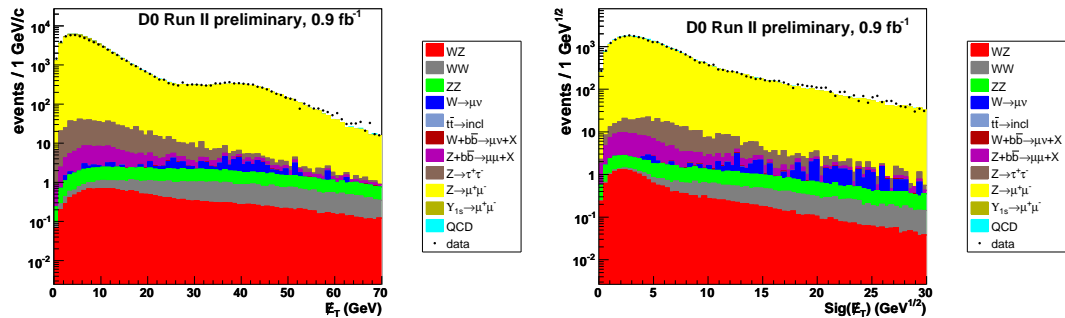


FIG. 7.6 – Distributions de l'énergie transverse manquante (à gauche) et de $\text{Sig}(\cancel{E}_T)$ (à droite) pour les données et les différents bruits de fond considérés. Aucun critère n'est appliqué sur la charge des muons et la coupure sur l'impulsion transverse est renforcée à 8 GeV/c.

L'accord entre données observées et bruit de fond attendu en appliquant le critère de signe sur la paire de muons est présenté dans la partie suivante, en même temps que sont introduites les variables permettant d'extraire le signal du bruit de fond.

7.4 Variables discriminantes

Afin d'extraire le signal du bruit de fond, une liste de variables susceptibles de discriminer les événements de signal de ceux du bruit de fond est définie. Le caractère discriminant de chaque variable est jaugé en comparant les distributions pour le signal et les principaux bruits de fond une fois la présélection ainsi que la coupure $\Delta\varphi(\mu,\mu) < 2.9$ appliquées. Cet ensemble de coupures est référencé comme la sélection \mathcal{A} . Dans la suite, le point C2 est considéré comme référence pour le signal.

7.4.1 Masses invariantes

Parmi les bruits de fond considérés, ceux impliquant la désintégration de boson Z en paire $\mu^+\mu^-$ tiennent une place importante. Une coupure sur la masse invariante des paires de muons de charges opposées doit permettre de réduire la contribution de ces bruits de fond. La Figure 7.7 présente les distributions de la masse invariante de la paire de muons de signes opposés la plus proche de la masse nominale du boson Z ($m_Z = 91.2 \text{ GeV}/c^2$) observée dans les données et attendues pour le signal et les divers bruits de fond. Les bruits de fond incluant la désintégration de boson Z en paire $\mu^+\mu^-$ présentent un peuplement important dans la région des masses comprises entre 60 et 120 GeV/c^2 contrairement au signal pour lequel cette région est peu peuplée. Un veto sur les événements avec une paire de muons de signes opposés de masse invariante supérieure à une valeur voisine de 70 GeV/c^2 doit permettre de réduire considérablement les bruits de fond WZ, ZZ et $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$.

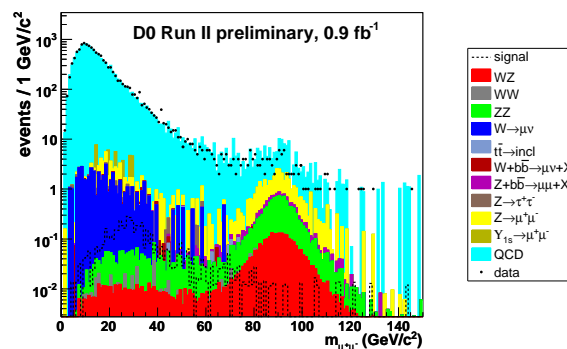


FIG. 7.7 – Distributions de la masse invariante de la paire de muons de signes opposés la plus proche de la masse nominale du boson Z ($m_Z = 91.2 \text{ GeV}/c^2$) observée dans les données et attendues pour le signal et les principaux bruits de fond. La sélection \mathcal{A} est considérée.

La Figure 7.8 présente les distributions de la masse invariante des paires de muons de même signe observée dans les données et attendues dans le signal et le bruit de fond. Des coupures sur la masse invariante de la paire de muons de même signe doivent permettre de réduire les contributions du bruit de fond QCD attendu à faibles masses ($< 15 \text{ GeV}/c^2$) et des bruits de fond WZ et ZZ attendus à hautes masses ($> 70 \text{ GeV}/c^2$) sans altérer le signal.

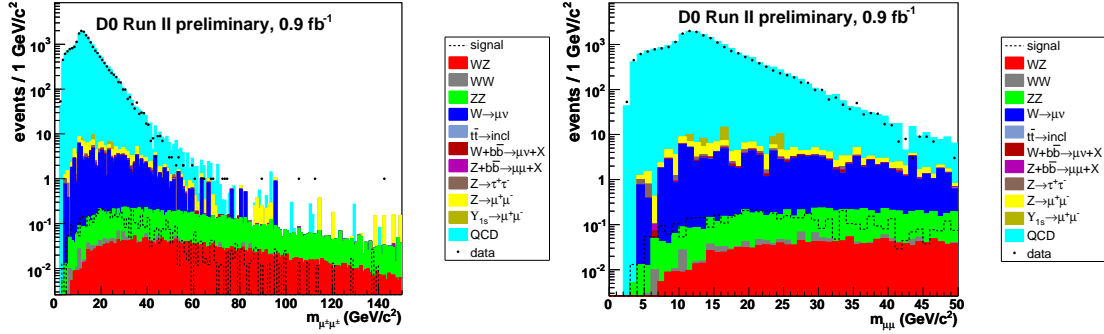


FIG. 7.8 – Distributions de la masse invariante de la paire de muons de même signe pour les données, le signal et les différents bruits de fond. La sélection \mathcal{A} est considérée. La figure de droite est un agrandissement sur la région des basses masses.

Une masse transverse est construite à partir de l'énergie transverse manquante et du p_T du second muon et sa distribution est présentée sur la Figure 7.9. Des coupures sur cette masse transverse doivent permettre de réduire les apports des bruits de fond QCD et W pour des valeurs inférieures à environ $20 \text{ GeV}/c^2$ et diboson pour des valeurs au-delà d'environ $60 \text{ GeV}/c^2$.

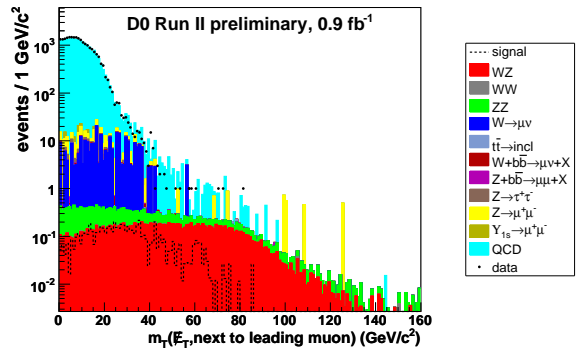


FIG. 7.9 – Distributions de la masse transverse construite à partir de l'énergie transverse manquante et du p_T du second muon observée dans les données et attendues pour le signal et les principaux bruits de fond. La sélection \mathcal{A} est considérée.

7.4.2 Impulsions transverses

En considérant les topologies où $m_{\tilde{\ell}_R} \lesssim m_{\tilde{\chi}_2^0}$, pour lesquelles le canal dimuon de même signe est développé, un des muons de la paire de même signe est attendu de faible impulsion transverse comme discuté dans la partie 2.4. Ceci a motivé le choix de la coupure sur l'impulsion transverse des muons supérieure à 5 GeV/c. La Figure 7.10 représentent les distributions en impulsion transverse pour le premier et le second muon.

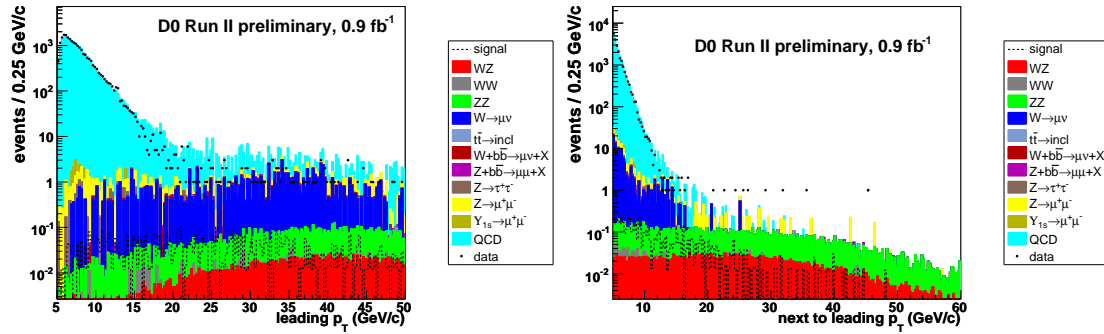


FIG. 7.10 – Distributions de l'impulsion transverse du premier (à gauche) et du second (à droite) muon pour les données, le signal et les différents bruits de fond. La sélection \mathcal{A} est considérée.

Des coupures asymétriques en impulsion transverse pour le premier et le second muon sont donc envisagées pour réduire le bruit de fond QCD. Enfin, une coupure sur la valeur maximale de l'impulsion transverse du second muon est considérée afin de réduire l'apport des bruits de fond WZ et ZZ.

7.4.3 Énergie manquante

Les $\tilde{\chi}_1^0$ produits lors de la désintégration en cascade des $\tilde{\chi}_2^0$ et $\tilde{\chi}_1^\pm$ échappent à la détection et sont donc une source d'énergie transverse manquante dans l'événement. Le bruit de fond QCD est attendu à la fois à basses énergie transverse manquante et impulsion transverse. Une combinaison de ces variables doit permettre d'optimiser les coupures en p_T . Les distributions des énergie transverse manquante, signification statistique, $\text{Sig}(\cancel{E}_T)$ et énergie transverse manquante fois l'impulsion transverse du second muon, observées dans les données et attendues pour le signal et les bruits de fond sont présentées sur la Figure 7.11. Des coupures basées sur ces variables apparaissent pertinentes pour extraire le signal du bruit de fond.

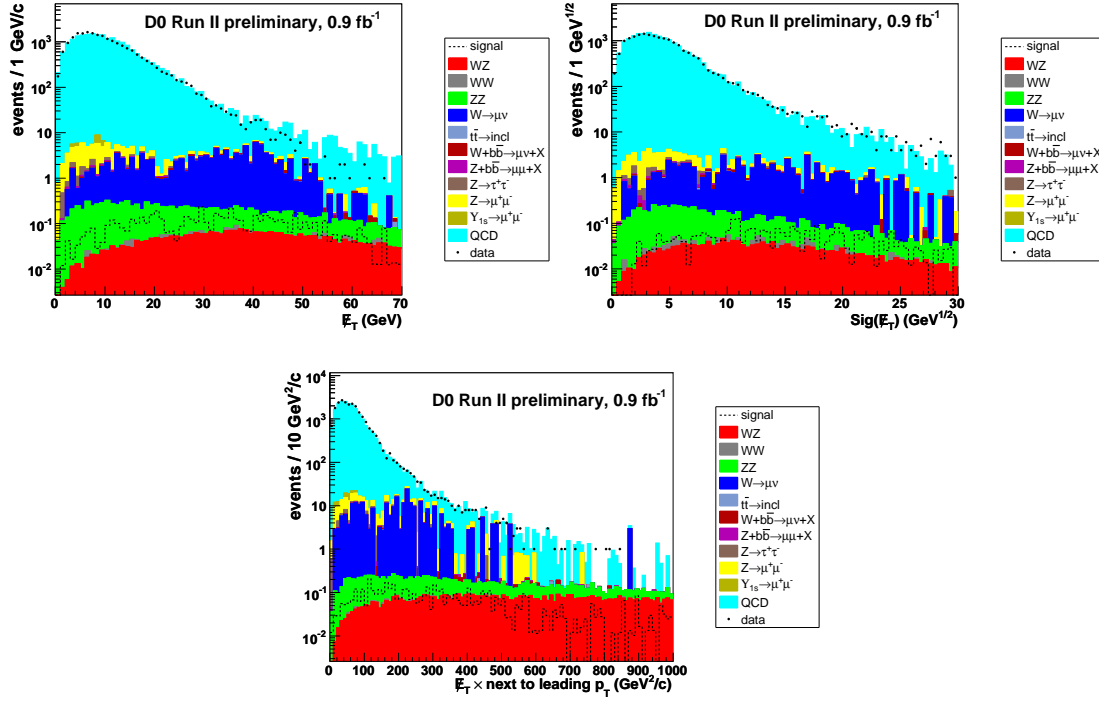


FIG. 7.11 – Distributions des énergie transverse manquante (en haut à gauche), $\text{Sig}(\cancel{E}_T)$ (en haut à droite) et énergie transverse manquante fois l'impulsion transverse du second muon (en bas) observées dans les données et attendues pour le signal et les différents bruits de fond. La sélection \mathcal{A} est considérée.

Au niveau de la sélection \mathcal{A} , le bruit de fond dominant apparaît être le bruit de fond QCD. Les autres bruits de fond contribuent de façon marginale. La procédure d'estimation du bruit de fond QCD est validée par l'accord observé entre les données et le bruit de fond attendu. De nombreuses variables discriminantes ont été proposées afin d'extraire le signal du bruit de fond. Les coupures à appliquer sur ces variables vont maintenant être déterminées.

7.5 Optimisation de la sélection

Des variables discriminantes sont à notre disposition. Afin d'extraire au mieux le signal du bruit de fond, des coupures basées sur ces variables sont optimisées. Le but est d'obtenir la meilleure limite sur la grandeur $\sigma(p\bar{p} \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^\pm) \times BR(3\ell)$. L'intérêt du canal dimuon de même signe réside dans sa sensibilité aux régions de l'espace des paramètres où $m_{\tilde{\ell}_R} \lesssim m_{\tilde{\chi}_2^0}$. L'optimisation des coupures est ainsi effectuée pour le point C2 de signal présentant cette topologie. À cause du faible nombre d'événements restant au niveau de la sélection \mathcal{A} , les coupures ne sont pas optimisées individuellement. De plus, chaque variable est contrainte à un ensemble de valeurs, une des valeurs correspondant à ne pas appliquer de coupure. Les nombres d'événements de bruit de fond et de signal restant sont comptés pour tous les jeux de coupures possibles. Ensuite la limite attendue sur la section efficace est calculée en utilisant le nombre d'événements de bruit de fond attendus et l'efficacité au signal pour chaque

lot de coupures. La méthode fréquentiste modifiée utilisée pour calculer la limite est détaillée dans la section 3.3. Les résultats de la procédure d'optimisation conduisent au choix des coupures résumées dans le Tableau 7.2.

<i>a</i>	$M_{\mu^\pm\mu^\mp} \in [25 - 65] \text{ GeV}/c^2$ si une paire de signes opposés est reconstruite
<i>b</i>	$p_T^{\mu_2} < 35 \text{ GeV}/c$
<i>c</i>	$p_T^{\mu_2} > 8 \text{ GeV}/c$
<i>d</i>	$p_T^{\mu_1} > 13 \text{ GeV}/c$
<i>e</i>	$M_{\mu^\pm\mu^\pm} \in [12 - 110] \text{ GeV}/c^2$
<i>f</i>	$M_T(\cancel{E}_T, p_T^{\mu_2}) \in [15 - 65] \text{ GeV}/c^2$
<i>g</i>	$\cancel{E}_T > 10 \text{ GeV}$
<i>h</i>	$\text{Sig}(\cancel{E}_T) > 12 \text{ GeV}^{1/2}$
<i>i</i>	$\cancel{E}_T \times p_T^{\mu_2} > 160 \text{ GeV}^2/c$

TAB. 7.2 – Coupures retenues après optimisation.

7.6 Résultats et interprétations

7.6.1 Résultats

Les nombres d'événements attendus pour les différents processus de bruit de fond à différents niveaux de la sélection sont présentés dans le Tableau 7.3. Les incertitudes données tiennent compte des incertitudes sur les sections efficaces et la statistique.

coupure	QCD	WZ	ZZ	$W \rightarrow \mu\nu$	$Z \rightarrow \mu^+\mu^-$
sélection \mathcal{A}	14787±981	3.3±0.2	9.7±0.7	58±7	42±5
$M_{\mu^\pm\mu^\mp} \in [25 - 65] \text{ GeV}/c^2$ (a)	3452±232	0.66±0.05	0.70±0.06	16±3	4.2±1.0
$p_T^{\mu_2} < 35 \text{ GeV}/c$ (b)	3452±232	0.53±0.04	0.64±0.06	16±3	4.2±1.0
$p_T^{\mu_2} > 8 \text{ GeV}/c$ (c)	4.9±1.5	0.42±0.03	0.43±0.04	1.9±0.9	0.4±0.2
$p_T^{\mu_1} > 13 \text{ GeV}/c$ (d)	2.8±1.1	0.41±0.03	0.42±0.04	1.9±0.9	0.4±0.2
$M_{\mu^\pm\mu^\pm} \in [12 - 110] \text{ GeV}/c^2$ (e)	1.4±0.7	0.39±0.03	0.38±0.04	1.9±0.9	0.4±0.2
$M_T(\cancel{E}_T, p_T^{\mu_2}) \in [15 - 65] \text{ GeV}/c^2$ (f)	0.9±0.5	0.32±0.02	0.32±0.04	0.7±0.5	0.4±0.2
$\cancel{E}_T > 10 \text{ GeV}$ (g)	0.5±0.3	0.30±0.02	0.27±0.03	0.7±0.5	0.3±0.2
$\text{Sig}(\cancel{E}_T) > 12 \text{ GeV}^{1/2}$ (h)	0.19±0.19	0.198±0.015	0.16±0.02	0.7±0.5	0.21±0.14
$\cancel{E}_T \times p_T^{\mu_2} > 160 \text{ GeV}^2/c$ (i)	0.19±0.19	0.194±0.015	0.16±0.02	0.2±0.2	0.21±0.14
	Wbb	Zbb	WW	sum	data
sélection \mathcal{A}	3.2±0.3	2.5±0.2	0.14±0.02	14922±981	15234
$M_{\mu^\pm\mu^\mp} \in [25 - 65] \text{ GeV}/c^2$ (a)	0.37±0.06	2.3±0.3	0.13±0.03	3486±233	3569
$p_T^{\mu_2} < 35 \text{ GeV}/c$ (b)	0.35±0.06	2.3±0.3	0.13±0.03	3479±232	3358
$p_T^{\mu_2} > 8 \text{ GeV}/c$ (c)	0.09±0.03	0.21±0.07	0.026±0.009	8.9±1.8	10
$p_T^{\mu_1} > 13 \text{ GeV}/c$ (d)	0.08±0.03	0.21±0.07	0.026±0.009	6.5±1.4	6
$M_{\mu^\pm\mu^\pm} \in [12 - 110] \text{ GeV}/c^2$ (e)	0.07±0.02	0.21±0.07	0.023±0.009	5.1±1.2	2
$M_T(\cancel{E}_T, p_T^{\mu_2}) \in [15 - 65] \text{ GeV}/c^2$ (f)	0.06±0.02	0.19±0.07	0.013±0.006	2.9±0.8	2
$\cancel{E}_T > 10 \text{ GeV}$ (g)	0.05±0.02	0.19±0.07	0.006±0.003	2.3±0.7	1
$\text{Sig}(\cancel{E}_T) > 12 \text{ GeV}^{1/2}$ (h)	0.03±0.015	0.16±0.06	0.006±0.003	1.7±0.6	1
$\cancel{E}_T \times p_T^{\mu_2} > 160 \text{ GeV}^2/c$ (i)	0.02±0.014	0.16±0.06	0.006±0.003	1.1±0.4	1

TAB. 7.3 – Nombres d'événements attendus pour le bruit de fond à différents niveaux de la sélection.

L'observation d'un événement dans les données est compatible avec l'attente de 1.1 ± 0.4 événements de bruit de fond. Les principales caractéristiques de l'événement observé dans les données sont les suivantes :

- $p_T^{\mu_2} = 14.1 \text{ GeV}/c$, $p_T^{\mu_1} = 26.6 \text{ GeV}/c$
- $\eta^{\mu_2} = -0.19$, $\eta^{\mu_1} = -1.39$
- $\varphi^{\mu_2} = 0.43$, $\varphi^{\mu_1} = 1.96$
- $\text{qualité}(\mu_2) = \text{tight}$, $\text{qualité}(\mu_1) = \text{tight}$
- $m_{\mu_1\mu_2} = 36.5 \text{ GeV}/c^2$
- $\cancel{E}_T = 29.2 \text{ GeV}$
- $\text{Sig}(\cancel{E}_T) = 69.5 \text{ GeV}^{1/2}$

La Figure 7.12 présente une visualisation de cet événement dans le plan transverse et selon l'axe du faisceau.

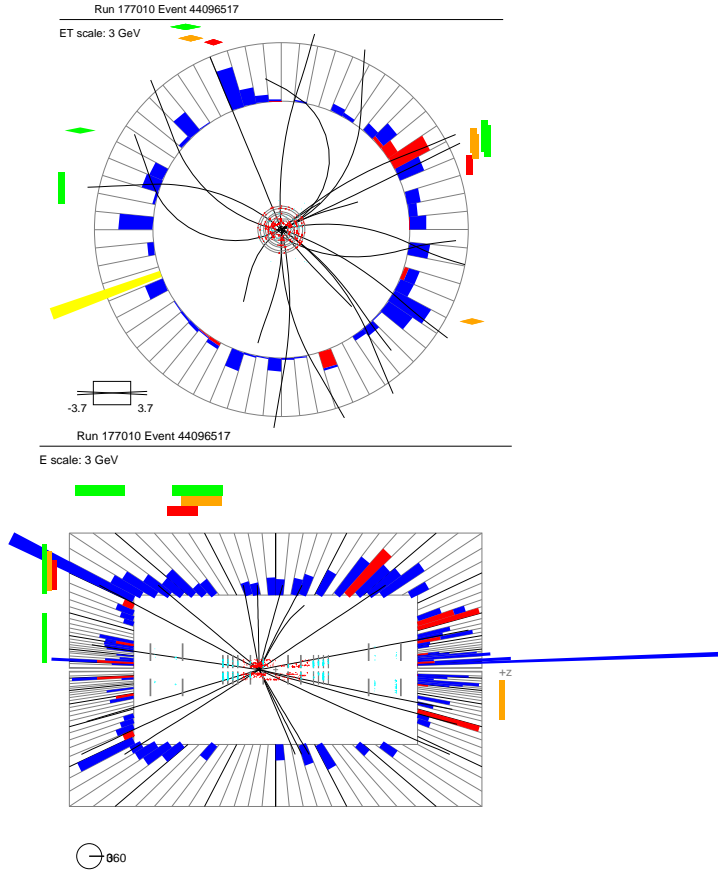


FIG. 7.12 – Représentations de l'événement observé dans les données restant après sélection dans le plan transverse (en haut) et suivant l'axe du faisceau (en bas). Les segments des candidats muons reconstruits dans les trois plans sont représentés par des rectangles (partie centrale) ou losanges (partie avant) rouges oranges et verts. L'énergie transverse manquante est représentée en jaune dans le plan transverse.

Le Tableau 7.4 présente les nombres d'événements attendus et l'efficacité au signal à différents niveaux de la sélection. Une efficacité totale de 12-15% est obtenue pour le signal en considérant les points B2, C2, D2, E2 et F2 correspondant à la topologie $m_{\tilde{\ell}_R} \lesssim m_{\tilde{\chi}_2^0}$.

coupure	B2	C2	D2	E2	F2
sélection \mathcal{A}	8.4±0.6	7.4±0.6	6.2±0.5	5.6±0.4	3.0±0.2
$M_{\mu^\pm\mu^\mp} \in [25 - 65] \text{ GeV}/c^2(a)$	7.9±0.6	6.9±0.5	5.7±0.4	5.3±0.4	2.7±0.2
$p_T^{\mu_2} < 35 \text{ GeV}/c (b)$	7.6±0.6	6.6±0.5	5.4±0.4	5.2±0.4	2.49±0.19
$p_T^{\mu_2} > 8 \text{ GeV}/c (c)$	6.4±0.5	5.8±0.5	4.7±0.4	4.9±0.4	2.12±0.14
$p_T^{\mu_1} > 13 \text{ GeV}/c (d)$	5.8±0.5	5.2±0.4	4.2±0.3	4.2±0.3	2.00±0.16
$M_{\mu^\pm\mu^\pm} \in [12 - 110] \text{ GeV}/c^2(e)$	5.7±0.5	5.2±0.4	4.2±0.3	4.2±0.3	2.00±0.16
$M_T(\cancel{E}_T, p_T^{\mu_2}) \in [15 - 65] \text{ GeV}/c^2(f)$	5.4±0.4	5.0±0.4	4.0±0.3	3.8±0.3	1.90±0.13
$\cancel{E}_T > 10 \text{ GeV} (g)$	4.8±0.4	4.7±0.4	3.6±0.3	2.9±0.2	1.59±0.13
$\text{Sig}(\cancel{E}_T) > 12 \text{ GeV}^{1/2} (h)$	4.6±0.4	4.4±0.3	3.4±0.3	2.6±0.2	1.51±0.13
$\cancel{E}_T \times p_T^{\mu_2} > 160 \text{ GeV}^2/c (i)$	4.0±0.4	4.0±0.3	2.9±0.3	2.4±0.2	1.33±0.12
	B2	C2	D2	E2	F2
selection \mathcal{A}	26.0±1.0	27.5±1.0	28.2±1.0	26.7±1.0	30.4±1.1
$M_{\mu^\pm\mu^\mp} \in [25 - 70] \text{ GeV}/c^2(a)$	24.5±1.0	25.6±1.0	25.8±1.0	25.4±0.9	27.5±1.0
$p_T^{\mu_2} < 35 \text{ GeV}/c (b)$	23.5±0.9	24.5±1.0	24.8±1.0	24.7±0.9	25.3±1.0
$p_T^{\mu_2} > 8 \text{ GeV}/c (c)$	20.0±0.9	21.3±0.9	21.3±0.9	23.4±0.9	21.6±0.9
$p_T^{\mu_1} > 13 \text{ GeV}/c (d)$	18.0±0.9	19.3±0.9	19.2±0.9	20.3±0.9	20.4±0.9
$M_{\mu^\pm\mu^\pm} \in [12 - 110] \text{ GeV}/c^2(e)$	17.8±0.8	19.1±0.9	19.1±0.9	20.3±0.9	20.4±0.9
$M_T(\cancel{E}_T, p_T^{\mu_2}) \in [15 - 65] \text{ GeV}/c^2(f)$	16.7±0.8	18.4±0.8	18.2±0.9	17.9±0.8	19.4±0.9
$\cancel{E}_T > 10 \text{ GeV} (g)$	15.0±0.8	17.5±0.8	16.5±0.8	13.8±0.7	16.3±0.9
$\text{Sig}(\cancel{E}_T) > 12 \text{ GeV}^{1/2} (h)$	14.4±0.8	16.5±0.8	15.5±0.8	12.3±0.7	15.6±0.8
$\cancel{E}_T \times p_T^{\mu_2} > 160 \text{ GeV}^2/c (i)$	12.5±0.7	14.8±0.8	13.4±0.8	11.5±0.7	13.7±0.8

TAB. 7.4 – Nombre d'événements attendus (en haut) et efficacité au signal à différents niveaux de la sélection.

7.6.2 Extraction d'une limite

Avec un événement de donnée observé pour 1.1 ± 0.4 attendus de bruit de fond, il n'est pas possible de conclure sur une découverte de la supersymétrie. Une limite sur la section efficace du processus considéré, $\sigma(p\bar{p} \rightarrow \tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0) \times BR(3\ell)$, est calculée à partir des résultats obtenus en utilisant une approche fréquentiste modifiée décrite dans la partie 3.3.

L'estimation des événements de signal est de bruit de fond dépend de nombreuses mesures qui introduisent des incertitudes systématiques [43] : luminosité (15%), efficacités du système de déclenchement (1-2%), reconstruction et identification des leptons (1-2%), calibration de l'échelle en énergie des jets pour le signal ($< 4\%$) et le bruit de fond (7-20%), fonction de densité partonique ($< 4\%$) et modélisation du bruit de fond QCD (4-40%).

Les résultats correspondant aux points B2, C2, D2, E2 et F2 précédemment introduits, sont présentés sur la Figure 7.13 pour une luminosité intégrée de 902 pb^{-1} . Rappelons que pour les points de signal considérés $m_{\tilde{\chi}_2^0} - m_{\tilde{\ell}_R} \simeq 5 \text{ GeV}/c^2$ ce qui favorise la désintégration à deux corps du $\tilde{\chi}_2^0$ en un $\tilde{\ell}_R$ et son partenaire du modèle standard. Du fait de la faible différence de masse entre le $\tilde{\ell}_R$ et le $\tilde{\chi}_2^0$, le lepton produit est de faible impulsion transverse rendant l'efficacité au signal des analyses triplepton quasi nulle.

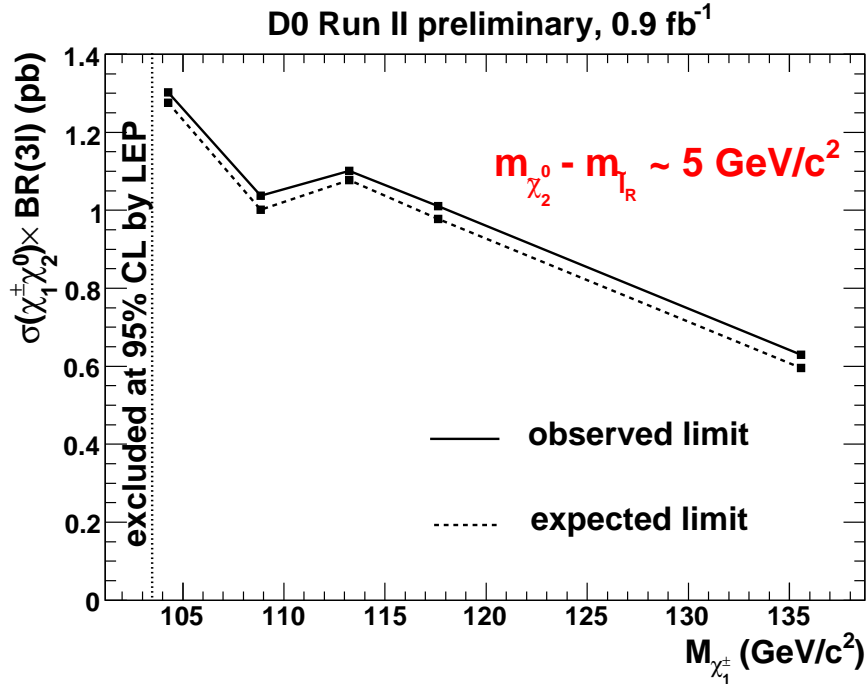


FIG. 7.13 – Limites observée et attendue pour $\sigma(p\bar{p} \rightarrow \tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0) \times BR(3\ell)$ obtenues après application de la sélection dimuon de même signe. Les points mSUGRA considérés pour obtenir ces limites sont tels que $m_{\tilde{\ell}_R} \lesssim m_{\tilde{\chi}_2^0}$. La région des masses du $\tilde{\chi}_1^\pm$ inférieures à $103.5 \text{ GeV}/c^2$ est exclue par les recherches menées à LEP [27]. La région au-dessus de la courbe est exclue avec un niveau de confiance de 95%.

Les résultats obtenus dans le canal dimuon de même signe sont combinés avec les résultats des canaux $\mu\mu\ell$ et $e\mu\ell$ de la référence [43] et du canal $e\ell\ell$ mis à jour [91] en utilisant l'approche fréquentiste modifiée. La fraction d'événements de signal sélectionnée par plusieurs analyses est assignée à la sélection avec le meilleur rapport signal sur bruit de fond et exclue des autres sélections. Les points de signal considérés lors de la combinaison ainsi que le nombre d'événements attendus après application de la sélection dimuon de même signe sont présentés dans le Tableau 7.5. Ces points, sans mélange des sleptons et avec les $\tilde{\ell}_R$ légèrement plus massifs que le $\tilde{\chi}_2^0$, correspondent au scénario 3ℓ -max pour lequel le rapport d'embranchement leptonique est maximisé.

point	m_0 GeV/c ²	$m_{1/2}$ GeV/c ²	$m_{\tilde{\chi}_2^0}$ GeV/c ²	$m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ GeV/c ²	$m_{\tilde{\ell}_R}$ GeV/c ²	$\sigma \times BR(3\ell)$ pb	$N_{attendus}$
LHA.244.324	121	221	152	150	153	0.058	0.61 ± 0.02
LHA.131.232	98	192	127	125	129	0.14	2.24 ± 0.09
LHA.87.194	88	182	118	115	119	0.22	3.76 ± 0.15

TAB. 7.5 – Valeurs des paramètres m_0 and $m_{1/2}$ pour les points utilisés lors de la combinaison. Les autres paramètres sont fixés aux valeurs suivantes: $\tan\beta = 3$, $A_0 = 0$ GeV/c² and $\mu > 0$. Les masses des $\tilde{\chi}_2^0$, $\tilde{\chi}_1^\pm$, $\tilde{\ell}_R$ ainsi que la section efficace fois le rapport d'embranchement en trois leptons et le nombre d'événements attendus après application de la sélection dimuon de même signe sont indiqués.

Les limites attendue et observée sont présentées sur la Figure 7.14 en fonction de la masse du $\tilde{\chi}_1^\pm$. Une limite de 140 GeV/c² sur la masse du $\tilde{\chi}_1^\pm$ est obtenue en considérant le scenario mSUGRA 3 ℓ -max introduit précédemment.

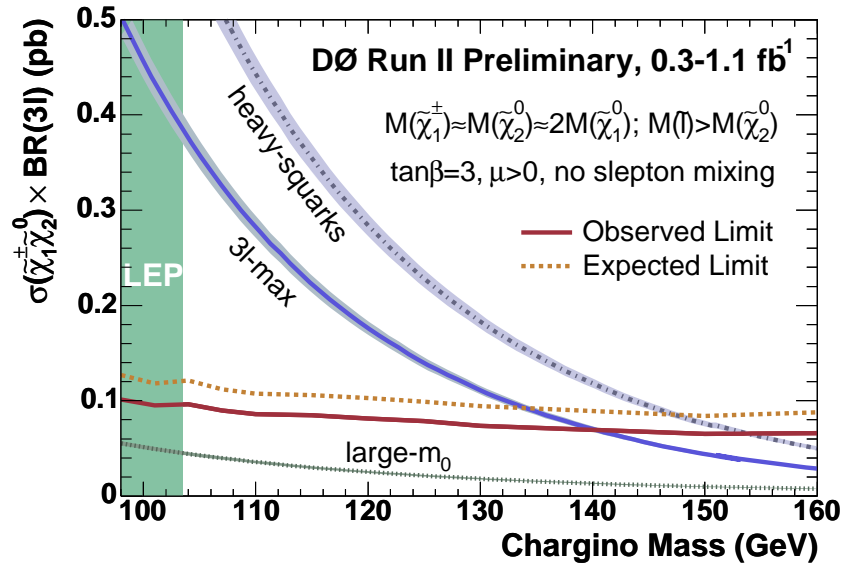


FIG. 7.14 – Limites sur $\sigma \times BR(3\ell)$ en fonction de la masse du $\tilde{\chi}_1^\pm$ en comparaison avec les prédictions de plusieurs scenarii mSUGRA. Les incertitudes sur les fonctions de densité partoniques et l'échelle de normalisation sont représentées par des bandes. Une limite de 140 GeV/c² sur la masse du $\tilde{\chi}_1^\pm$ est obtenue en considérant un scenario mSUGRA sans mélange des sleptons et avec des $\tilde{\ell}_R$ légèrement plus massifs que le $\tilde{\chi}_2^0$.

La Figure 7.15 présente quant à elle la limite sur $\sigma \times BR(3\ell)$ en fonction de la différence de masse entre le slepton et le $\tilde{\chi}_2^0$. Le décrochement observé pour les prédictions mSUGRA correspond à un slepton dégénéré en masse avec le $\tilde{\chi}_2^0$. Ce dernier se désintègre alors en neutrinos rendant quasi nul le rapport d'embranchement en 3 leptons. La limite dans la zone où $m_{\tilde{\ell}_R} \lesssim m_{\tilde{\chi}_2^0}$ est essentiellement fixée par l'analyse dimuon de même signe. Nous pouvons noter l'amélioration par rapport aux précédents résultats [43] apportée à la limite dans cette région grâce à l'optimisation de la sélection dimuon de même signe.

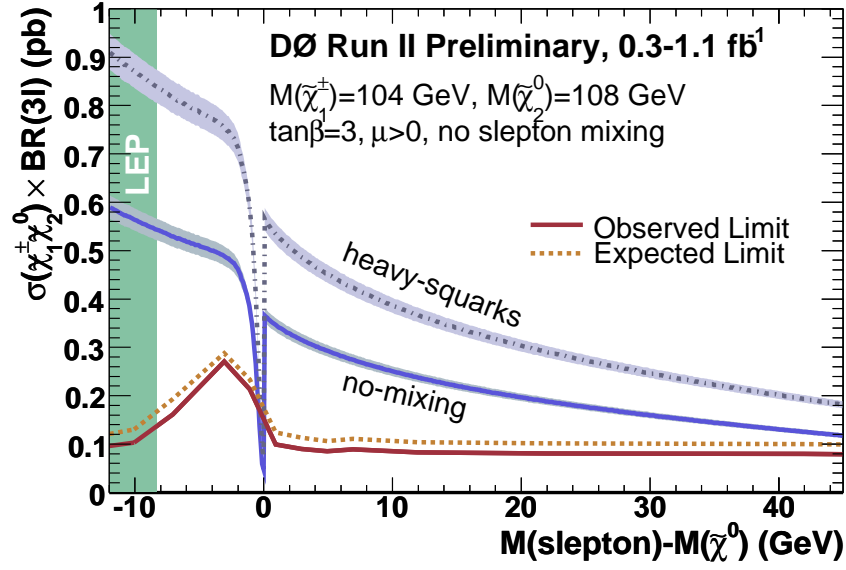


FIG. 7.15 – Limites sur $\sigma \times BR(3\ell)$ en fonction de la différence de masse entre le slepton et le $\tilde{\chi}_2^0$. Les masses des $\tilde{\chi}_1^\pm$ et $\tilde{\chi}_2^0$ sont respectivement fixées à 104 GeV/c² et 108 GeV/c². Les prédictions de plusieurs scenarii mSUGRA sont représentées. Les incertitudes sur les fonctions de densité partoniques et l'échelle de normalisation sont représentées par des bandes. La limite dans la zone où $m_{\tilde{\ell}_R} \lesssim m_{\tilde{\chi}_2^0}$ est essentiellement fixée par l'analyse dimuon de même signe.

7.7 Prospectives

7.7.1 Tevatron

Le potentiel de découverte de la supersymétrie dans le canal trilepton au Tevatron dépend de la statistique acquise par les deux expériences DØ et CDF. Une luminosité intégrée de 8 fb⁻¹ est attendue pour chaque expérience à la fin de la phase II. La sensibilité attendue pour la recherche de la supersymétrie dans le canal trilepton est extrapolée à partir des résultats de la référence [43]. Il est supposé que le bruit de fond, essentiellement provenant de leptons mal identifiés, sera réduit de moitié sans affecter l'efficacité au signal pour chacun des canaux. Le bruit de fond pour le canal $\mu\mu + \ell$ est attendu être réduit au niveau du bruit de fond du canal $ee + \ell$. Il est de plus supposé que l'erreur sur l'estimation du bruit de fond sera réduite pour atteindre environ 10%. La Figure 7.16 présente les limites attendues sur la section efficace de production de paire $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0$ fois le rapport d'embranchement en trois leptons en fonction de la masse du $\tilde{\chi}_1^\pm$ pour diverses luminosités intégrées. Les prédictions pour deux modèles discutés dans la partie 2.3.2 ainsi que la limite LEP obtenue sur la masse du $\tilde{\chi}_1^\pm$ sont représentées. Il apparaît que le Tevatron dispose d'un potentiel de découverte pour des masses de $\tilde{\chi}_1^\pm$ jusqu'à environ 250 GeV/c².

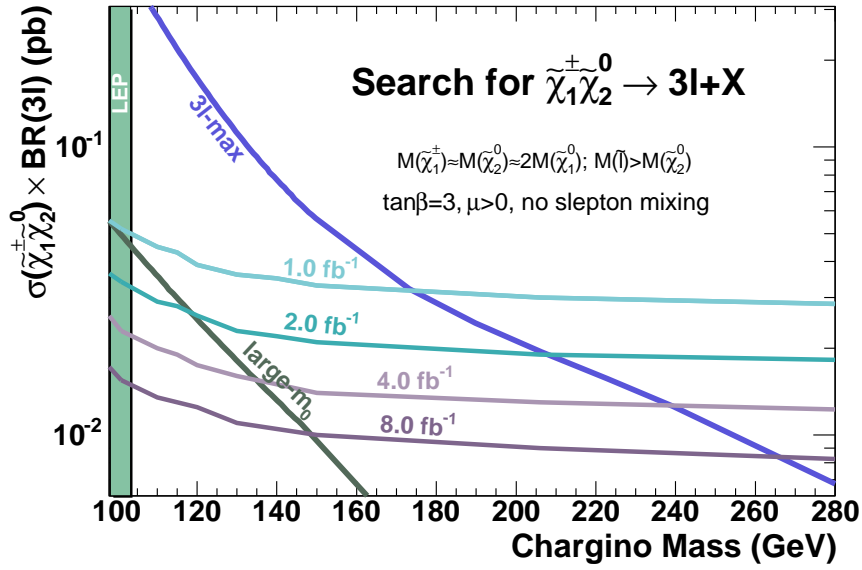


FIG. 7.16 – Limites attendues pour $\sigma(p\bar{p} \rightarrow \tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0) \times BR(3\ell)$ en fonction de la masse du premier chargino pour des luminosités de 1, 2, 4 et 8 fb^{-1} . Cette dernière valeur correspond à la luminosité attendue par expérience à la fin de la phase II.

Les canaux présentant un lepton τ dans l'état final permettent d'étudier l'espace des paramètres avec un taux de mélange du $\tilde{\tau}$ important. Rappelons que dans ce cas le $\tilde{\tau}_1$ est attendu être le slepton le plus léger favorisant les états finaux avec des leptons τ . Afin de mener cette étude, il faut mettre au point des menus de déclenchement ainsi que des critères d'identification au niveau de la reconstruction efficaces pour les leptons τ . Ces critères ne sont pas actuellement efficaces pour permettre une étude sur des états finaux avec des leptons τ de basses impulsions transverses. Des travaux sont en cours sur ces deux points. Des recherches ont été menées dans les canaux $e\tau + \ell$ et $\mu\tau + \ell$ et sont disponibles sous les références [92, 93].

7.7.2 Recherches au LHC

La recherche de la supersymétrie au Tevatron est limitée par l'énergie disponible dans le centre de masse. En effet, seules les sparticules ayant une masse inférieure à 200 ou 300 GeV/c^2 sont susceptibles d'être produites en quantité suffisante pour permettre une découverte. Le Large Hadron Collider au CERN à Genève représente la prochaine étape dans la recherche de la supersymétrie. Avec une énergie de fonctionnement de 14 TeV dans le centre de masse et une luminosité instantanée attendue à $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, il dispose d'un réel potentiel de découverte dès sa mise en fonctionnement [94]. La première étape pour la recherche de la supersymétrie au LHC est la recherche de déviations par rapport aux prédictions du modèle standard. À l'énergie du LHC, les squarks et gluinos sont les sparticules produites majoritairement [35]. Leur recherche dans des canaux combinant jets, leptons et énergie transverse manquante devrait donc permettre la mise en évidence d'une nouvelle physique

au-delà du modèle standard. La Figure 7.17 présente le potentiel de découverte de l'expérience ATLAS avec une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} pour différents canaux d'analyse.

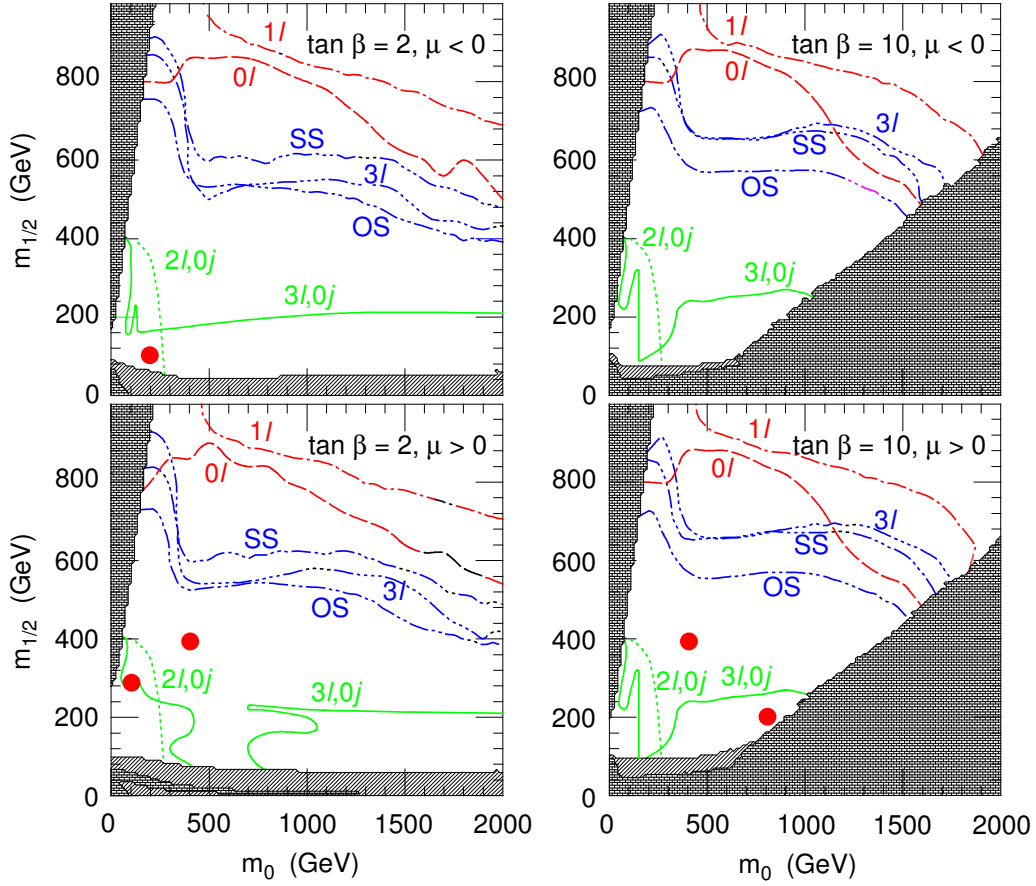


FIG. 7.17 – Potentiel de découverte de l'expérience ATLAS dans le plan $m_0 - m_{1/2}$ pour différentes valeurs de $\tan \beta$ et du signe de μ , la valeur du paramètre A_0 étant fixé à 0. Chaque courbe représente la sensibilité pour un canal donné. **0l** : jets + \cancel{E}_T sans lepton, **1l** : jets + \cancel{E}_T + 1ℓ , **SS** : dilepton de même signe, **OS** : dilepton de signes opposés, **3l** : trilepton, **3l,0j** : trilepton avec veto sur les jets et **2l,0j** : dilepton avec veto sur les jets. La zone en briques à basses m_0 est exclue pour que la LSP soit le $\tilde{\chi}_1^0$ et non le $\tilde{\tau}_1$. La zone en briques à grandes m_0 est elle exclue pour conserver la brisure de la symétrie électrofaible. La zone hachurée est exclue par les résultats de précédentes expériences. Les points représentent cinq points de référence mSUGRA [95].

La Figure 7.18 présente elle le potentiel de découverte de l'expérience CMS pour diverses valeurs de luminosités intégrées. La zone à basses m_0 et $m_{1/2}$ est couverte en quelques semaines de prise de données à basse luminosité ($10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$). Une année de prise de données à basse luminosité permet de découvrir ou d'exclure la présence de squarks et/ou gluinos jusqu'à des masses de $1.5 \text{ TeV}/c^2$.

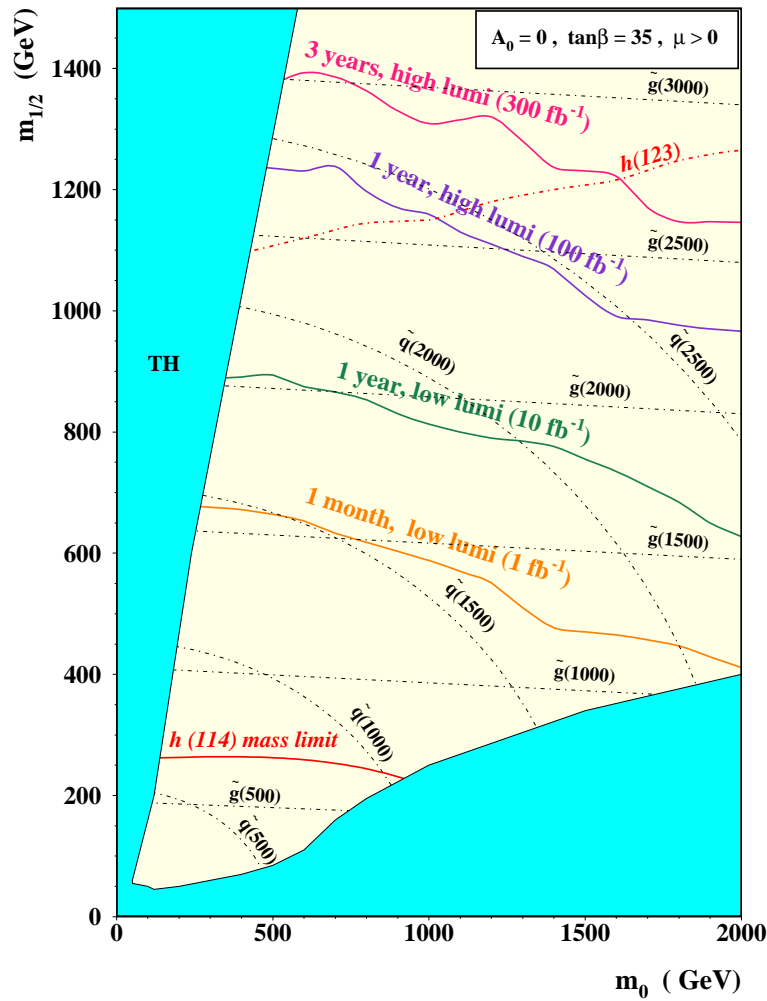


FIG. 7.18 – Potentiel de découverte à 5σ de l'expérience CMS dans le plan $m_0 - m_{1/2}$ pour un scenario mSUGRA où $A_0 = 0$, $\mu > 0$ et $\tan\beta = 35$. Les lignes pleines représentent les limites obtenues pour diverses luminosités intégrées. La zone pleine est exclue théoriquement [94].

Dans l'hypothèse de la découverte d'une nouvelle physique au-delà du modèle standard par la recherche de squarks et gluinos, des hypothèses sur les différences de masses entre les sparticules pourront être proposées. Notons que ces hypothèses seront dépendantes du modèle considéré. Du fait des sections efficaces mises en jeu, les sparticules étudiées seront issues de la désintégration des squarks et gluinos plutôt que de leur production directe. Dans le cadre d'une théorie à R-parité conservée, les cascades de désintégration supersymétriques sont supposées se terminer par la production d'une LSP échappant à la détection et source d'énergie transverse manquante. Cette énergie transverse manquante empêche la reconstruction directe des

masses invariantes des sparticules intervenant dans la chaîne de désintégration. Une méthode dite des points d'arrêt permet d'extraire des différences de masses. En prenant l'exemple de la désintégration du second neutralino selon $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \ell^+ \ell^- \tilde{\chi}_1^0$, la distribution de la masse invariante de la paire dilepton présente un point d'arrêt permettant de remonter à la différence de masse $m_{\tilde{\chi}_2^0} - m_{\tilde{\chi}_1^0}$. Le LHC devrait donc permettre de découvrir une nouvelle physique au-delà du modèle standard si elle se manifeste à une échelle inférieure à quelques TeV. Il faudra néanmoins attendre la mise en fonctionnement de l'International Linear Collider pour permettre la mesure précise des masses et couplages de ces nouvelles particules avant de conclure sur l'existence éventuelle de la supersymétrie.

Conclusion

Dans ce mémoire a été présentée une recherche de la supersymétrie basée sur des données collectées avec le détecteur DØ qui représentent une luminosité intégrée de 902 pb^{-1} . Le processus $p\bar{p} \rightarrow \tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0$ est considéré car il présente une section efficace de production significative à $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$ comparativement aux autres processus supersymétriques. Le choix du canal avec trois leptons et de l'énergie transverse manquante est motivé par la clarté de l'état final et le faible bruit de fond provenant du modèle standard. Le canal particulier avec deux muons de même signe permet d'augmenter la sensibilité au signal dans certaines zones de l'espace de phase où le troisième lepton est trop mou pour être identifié. Le bruit de fond attendu du modèle standard a été simulé à l'exception du bruit de fond QCD estimé à partir de données. Les lots estimant ce bruit de fond ont été testés et reproduisent correctement les données. Des coupures sur les impulsions transverses, masses invariantes et énergie transverse manquante ont été optimisées afin d'obtenir la meilleure limite attendue sur $\sigma(p\bar{p} \rightarrow \tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0) \times BR(3\ell)$. Lors de cette procédure d'optimisation, une attention particulière a été portée sur le choix du signal afin de favoriser l'espace de phase pour lequel les analyses trilepton présentent une efficacité quasi nulle. L'observation d'un événement dans les données est compatible avec la prédiction attendue pour le modèle standard de 1.1 ± 0.4 . Les résultats du canal dimuon de même signe ont été combinés avec les résultats d'autres canaux ce qui a permis de fixer une limite de $140 \text{ GeV}/c^2$ sur la masse du $\tilde{\chi}_1^\pm$ sous l'hypothèse d'un scénario mSUGRA sans mélange des sleptons et avec les $\tilde{\ell}_R$ légèrement plus massifs que le $\tilde{\chi}_2^0$.

Bibliographie

- [1] M. Gell-Mann, *A schematic model of baryons and mesons*, Phys. Lett. **8** (1964) 214; G. Altarelli, *A QCD primer*, hep-ph/0204179.
- [2] S. Glashow, *Partial symmetries of weak interactions*, Nucl. Phys. **22** (1961) 579; A. Salam, *Electromagnetic and weak interactions*, Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 168; S. Weinberg, *A model of leptons*, Phys. Rev. Lett. **19** (1967) 1264.
- [3] E. Ambler, R. Hayward, D. Hoppes, R. Hudson et C. Wu, *Experimental test of parity conservation in beta decay*, Phys. Rev. **105** (1957) 1413.
- [4] P. Higgs, *Broken symmetries, massless particles and gauge fields*, Phys. Lett. **12** (1964) 132.
- [5] lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/plots/winter2006/.
- [6] D. Dicus et V. Mathur, *Mass differences in a unified theory of weak and electromagnetic interactions*, Phys. Rev. **D7** (1973) 525; B. Lee et al., *Weak interactions at very high energies: the role of the Higgs boson mass*, Phys. Rev. **D16** (1977) 1519.
- [7] H. Nilles, *Supersymmetry supergravity and particle physics*, Phys. Rep. **110** (1984) 1.
- [8] H. Haber et G. Kane, *The search for supersymmetry: probing physics beyond the standard model*, Phys. Rep. **117** (1985) 75.
- [9] S. Dawson, *SUSY and such*, BNL-HET-SD-96-9, hep-ph/9612229.
- [10] S. Martin, *A supersymmetry primer*, hep-ph/9709356.
- [11] D. Kazakov, *Beyond the standard model*, hep-ph/0012288.
- [12] G. Anderson et D. Castaño, *Challenging weak-scale supersymmetry at colliders*, Phys. Rev. **D53** (1996) 2403.

- [13] J. Wess et J. Bagger, *Supersymmetry and supergravity*, Princeton University Press, Princeton NJ 1983.
- [14] S. Coleman et J. Mandula, *All possible symmetries of the s-matrix*, Phys. Rev. **159** (1967) 1251.
- [15] R. Haag, J. Lopuszanski et M. Sohnius, *All possible generators of supersymmetries of the s-matrix*, Nucl. Phys. **B88** (1975) 257.
- [16] S. Dawson, *The MSSM and why it works*, BNL-HET-SD-97-4 (1997), hep-ph/9712464.
- [17] L. Hall, J. Lykken et S. Weinberg, *Supergravity as the messenger of supersymmetry breaking*, Phys. Rev. **D27** (1983) 2359.
- [18] D. Gross, *Effect of anomalies on quasi-renormalizable theories*, Phys. Rev. **D6** (1972) 477; L. Alvarez-Gaume et E. Witten, *Gravitational anomalies*, Nucl. Phys. **B234** (1983) 269.
- [19] C. Savoy, *Aide mémoire des symétries brisées du modèle standard*, école de GIF (1989).
- [20] J. Gunion, H. Haber, G. Kane et S. Dawson, *The Higgs hunter's guide*, Addison-Wensley (1991), errata : hep-ph/9302272.
- [21] S. Li et M. Sher, *Upper limit to the lightest Higgs mass in supersymmetric models*, Phys. Lett. **B140** (1984) 339; H. Nilles et M. Nusbaumer, *Minimal low energy supersymmetry: bounds on Higgs mass*, Phys. Lett. **B145** (1984) 73; J. Gunion et H. Haber, *Higgs boson in supersymmetric models*, Nucl. Phys. **B272** (1986) 1.
- [22] B. Allanach *et al.*, *Precise determination of the neutral Higgs boson masses in the MSSM*, JHEP 0409 (2004) 44, hep-ph/0406166.
- [23] S. Mrenna et C. Yuan, *Detecting a light stop from top decays at the Tevatron*, Phys. Lett. **B367** (1996) 188.
- [24] S. Dimopoulos et H. Georgi, *Softly broken supersymmetry and SU(5)*, Nucl. Phys. **B193** (1981) 150; N. Sakai, *Naturalness in supersymmetric 'GUTS'*, Z Phys. **C11** (1981) 153; P. Fayet, *Spontaneously broken supersymmetric theories of weak, electromagnetic and strong interactions*, Phys. Lett. **B69** (1977) 489; S. Weinberg, *Supersymmetry at ordinary energies. 1. Masses and conservation laws*, Phys. Rev. **D26** (1981) 287; N. Sakai

- et T. Yanagida, *proton decay in a class of supersymmetric grand unified models*, Nucl. Phys. **B197** (1982) 533; S. Dimopoulos, S. Raby et F. Wilczek, *Proton decay in supersymmetric models*, Phys. Lett. **B112** (1982) 133; J. Ellis, D. Nanopoulos et S. Rudaz, *GUTS 3: SUSY GUTS 2*, Nucl. Phys. **B202** (1982) 43.
- [25] S. Dawson, *R parity breaking in supersymmetric theories*, Nucl. Phys. **B261** (1985) 297.
- [26] H. Baer et M. Brhlik, *Cosmological relic density from minimal supergravity with implications for collider physics*, Phys. Rev. **D53** (1996) 597; G. Jungman, M. Kamionkowski et K. Griest, *Supersymmetric dark matter*, Phys. Rep. **267** (1996) 195.
- [27] LEPSUSYWG, ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL experiments, *Charginos, large m_0* LEPSUSYWG/01-03.1 (lepsusy.web.cern.ch/lepsusy/Welcome.html).
- [28] LEPSUSYWG, ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL experiments, *Sleptons* LEPSUSYWG/04-01.1 (lepsusy.web.cern.ch/lepsusy/Welcome.html).
- [29] LEPSUSYWG, ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL experiments, *LSP mass limit in minimal SUGRA* LEPSUSYWG/02-06.2 (lepsusy.web.cern.ch/lepsusy/Welcome.html).
- [30] S. Abel *et al.*, *Report of SUGRA working group for run II of the Tevatron*, hep-ph/0003154
- [31] LHWG, ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL experiments, *Search for neutral MSSM Higgs boson at LEP*, LHWG/2004-01.
- [32] LEPSUSYWG, ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL experiments, *Heavy stable charged particles* LEPSUSYWG/02-05.1 (lepsusy.web.cern.ch/lepsusy/Welcome.html).
- [33] LEPSUSYWG, ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL experiments, *Stops and sbottoms* LEPSUSYWG/04-02.1 (lepsusy.web.cern.ch/lepsusy/Welcome.html).
- [34] Collaboration DØ, *Search for squarks and gluinos in events with jets and missing transverse energy in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV*, Phys. Lett. **B638** (2004) 119.

- [35] W. Beenakker *et al.*, *Squark and gluino production at hadron colliders*, Nucl. Phys. **B492** (1997) 51.
- [36] W. Beenakker *et al.*, *The production of charginos/neutralinos and sleptons at hadron colliders*, Phys. Rev. Lett. **83** (1999) 3780, hep-ph/9906298.
- [37] Collaboration DØ, *Search for trilepton signatures from associated gaugino pair production*, Phys. Rev. Lett. **80** (1998) 1591.
- [38] Collaboration CDF, *Search for chargino-neutralino associated production at the fermilab Tevatron collider*, Phys. Rev. Lett. **80** (1998) 5275.
- [39] U. Blumenschein, *Search for the associated production of chargino and neutralino in final state with two electrons and an additional lepton*, DØ note 4678.
- [40] M. Hohlfeld, *Search for associated production of charginos and neutralinos in the $e\mu + \ell$ final state*, DØ note 4541.
- [41] M. Binder, *Search for the associated chargino-neutralino production in the final states with two muons and additional lepton*, DØ note 4806.
- [42] A. Yurkewic, *Search for the $mSUGRA$ susy in the like-sign dimuon channel*, DØ note 4408.
- [43] Collaboration DØ, *Search for supersymmetry via associated production of charginos and neutralinos in final states with three leptons*, Fermilab-Pub-05-075-E, Phys. Rev. Lett. **95** 151805 (2005), hep-ex/0504032.
- [44] J. Nachtman, D. Saltzberg et M. Worcester for the CDF collaboration, *Study of a like sign dilepton search for chargino-neutralino production at CDF*, hep-ex/9902010.
- [45] www-d0.fnal.gov/phys_id/luminosity/presentations/tutorial.ps.
- [46] S. Klimenko, J.Konigsberg et T.Liss, *Averaging of the inelastic cross sections measured by the CDF and the E811 experiments*, Fermilab-FN-0741; collaboration E811, *A measurement of the proton-antiproton total cross section at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV*, Fermilab-Pub-98/313-E; collaboration CDF, *Measurement of the antiproton-proton total cross section at $\sqrt{s} = 546$ and 1800 GeV*, Fermilab-Pub-93/234-E.
- [47] T. Edwards *et al.*, *The updated DØ luminosity determination*, DØ note 4328.

- [48] P. Mal *et al.*, *Luminosity measurement with DØ tracker*, DØ note 4547.
- [49] T. Junk, *Confidence level computation for combining searches with small statistics*, Nucl. Instrum. Meth. **A434** (1999) 435; V. Büescher *et al.*, *Recommendation of the ad-hoc committee on limit-setting procedures to be used by DØ in run II*, DØ note 4629.
- [50] www-bd.fnal.gov/runII/;
www-bdnew.fnal.gov/operations/rookie_books/Concepts_Rookie_Book_v3.pdf.
- [51] Collaboration DØ, *Observation of the top quark*, Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 2632; Collaboration CDF, *Observation of the top quark production in $p\bar{p}$ collisions with the Collider Detector at Fermilab*, Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 2626.
- [52] www-bdnew.fnal.gov/operations/rookie_books/Booster_Rookie_Book.pdf.
- [53] www-bdnew.fnal.gov/operations/rookie_books/Main_Injector_RB_v1.pdf.
- [54] www-bdnew.fnal.gov/operations/rookie_books/Pbar_Rookie_Book.pdf.
- [55] L. Babukhadia, *The DØ detector for run II*, Fermilab-Conf-02/239-E, hep-ex/0210002; J. Ellison, *The DØ detector upgrade and physics program*, Fermilab-Conf-01/012-E, hep-ex/0101048.
- [56] E. Kajfasz, *DØ silicon microstrip tracker for run IIa*, Nucl. Instrum. Meth. **A511** (2003) 16, hep-ex/0112014; R. Lipton, *The DØ Silicon Tracker*, Nucl. Instrum. Meth. **A418** (1998) 85; M. Roco, *The silicon microstrip tracker for the DØ upgrade*, DØ note 3553.
- [57] D. Adams, *The DØ upgrade: central fiber tracker technical design report*, DØ note 4164.
- [58] J. Brzezniak *et al.*, *Conceptual design of a 2 Tesla superconducting solenoid for the Fermilab DØ detector upgrade*, DØ note 2167.
- [59] M. Adams *et al.*, *Design report of the central preshower detector for the DØ upgrade*, DØ note 3104 (à publier) (www-d0.fnal.gov/~qianj/dn3104.pdf).
- [60] A. Gordeev, *Technical design report of the forward preshower detector for the DØ upgrade*, DØ note 3445.
- [61] G. Landsberg, *Materials in the DØ upgrade*, DØ note 2709.

- [62] B. Baldin *et al.*, *Technical design report of the central muon system*, DØ note 3365.
- [63] G. Alexeev *et al.*, *Technical design report for the DØ forward muon tracking detector based on mini-drift tubes*, DØ note 3366.
- [64] L. Sawyer *et al.*, *Technical design report for the upgrade of the ICD for DØ run II*, DØ note 2686.
- [65] C. Miao et R. Partridge, *Study of the run II luminosity monitor counter design*, DØ note 3319; A. Lo *et al.*, *Luminosity monitor technical design report*, DØ note 3320; C. Miao, *The DØ Run II luminosity monitor*, DØ note 3573.
- [66] P. Calfayan, T. Gadfort, G. Hesketh, V. Lesne, M. Owen, R. Stroehmer et B. Tuchming, *Muon identification certification for p17 data*, DØ note 5157.
- [67] M. Abolins *et al.*, *DØ Run II level 1 trigger framework technical design report*, www.pa.msu.edu/hep/d0/ftp/l1/framework/l1fw_tdr_05june98.txt.
- [68] K. Johns *et al.*, *The level 1 muon trigger for the run II of DØ*, atlas.physics.arizona.edu/~johns/l1muo/l1mu/ieee5.PDF.
- [69] D. Edmunds *et al.*, *Level 1 trigger OR's with pseudo-AND/OR terms*, DØ note 3683.
- [70] D. Edmunds *et al.*, *Technical design report for the level 2 global processor*, DØ note 3402.
- [71] D. Baden *et al.*, *Specification of the level 2 central tracking trigger preprocessor crate*, DØ note 3645.
- [72] M. Adams *et al.*, *Level 2 calorimeter preprocessor technical design report*, DØ note 3651.
- [73] T. Christiansen, *The DØ L2 muon performance in p11*, DØ note 4053.
- [74] M. Bhattacharjee et P. Grannis, *Level 2 preprocessor for central and forward preshower triggers*, DØ note 3751.
- [75] A. Boehnlein *et al.*, *Description of DØ L3 trigger software components*, DØ note 3630.

- [76] http://www.fnal.gov/directorate/program_planning/P5/P5_Sept2005/McGinnis.pdf.
- [77] D. Whiteson et M. Kado, *Muon isolation studies*, DØ note 4070.
- [78] C. Autermann, *The level 3 isolation tool*, DØ note 4436.
- [79] V. Lesne, *Muon isolation tool at L3*, DØ note 4988.
- [80] Collaboration DØ, DØ computing and software operations and upgrade plans, <http://cd-docdb.fnal.gov/cgi-bin/RetrieveFile?docid=1111>.
- [81] A. Boehnlein et al., *Overview of the DØ trigger simulation package*, DØ note 3555; www-d0.fnal.gov/computing/trigsim/trigsim.html.
- [82] www-d0.fnal.gov/Run2Physics/cs/caf.
- [83] www-d0.fnal.gov/computing/data_quality/d0_private/forusers.html.
- [84] T. Sjöstrand, L. Lönnblad, S. Mrenna et P. Skands, *PYTHIA 6.206*, hep-ph/0108264.
- [85] W. Porod, Comp. Phys. Commun. **153** (2003) 275.
- [86] P. Skands, *SUSY Les Houches Accords: interfacing SUSY spectrum calculators, decay packages and event generators*, JHEP **0407** (2004) 036.
- [87] M. Mangano, M. Moretti, F. Piccinini, R. Pittau et A. Polosa, *ALPGEN a generator for hard multiparton processes in hadronic collisions*, JHEP 0307:001 (2003), hep-ph/0206293.
- [88] www-clued0.fnal.gov/~nunne/cross-sections/mcfm_cross-sections.html.
- [89] T. Nunnemann, *NNLO cross-sections for Drell-Yan, Z and W production using modern parton distribution functions*, DØ note 4476.
- [90] www-d0.fnal.gov/d0dist/dist/releases/development/muo_cert/doc/muo_cert.ps.
- [91] Collaboration DØ, *Search for the associated production of chargino and neutralino in final states with two electrons and an additional lepton*, DØ note 5127.

- [92] I. Torchiani, *Search for the associated production of charginos and neutralinos in the $e + \tau^{had} + \ell$ final state*, DØ note 4741.
- [93] I. Torchiani, *Search for the associated production of charginos and neutralinos in the $\mu + \tau^{had} + \ell$ final state*, DØ note 4742.
- [94] F. Gianotti et M. Mangano, *LHC physics: the first one-two year(s)*, CERN-PH-TH/2005-072, hep-ph/0504221.
- [95] collaboration ATLAS, *ATLAS detector and physics performance technical design report volume II*, CERN/LHCC/99-15 (1999).

Résumé

Dans le cadre du modèle mSUGRA qui décrit un mécanisme de brisure simple de la supersymétrie, des sparticules avec des masses au-delà des limites fixées par les expériences de LEP II peuvent être produites au Tevatron, collisionneur $p\bar{p}$ délivrant une énergie de 1.96 TeV dans le centre de masse.

Un canal privilégié pour la découverte de la supersymétrie au Tevatron est la production associée du plus léger chargino, $\tilde{\chi}_1^\pm$, et du second plus léger neutralino, $\tilde{\chi}_2^0$. Les modes de désintégration leptoniques, $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \ell^+ \ell^-$ et $\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \ell^\pm \nu_\ell$, conduisent à une signature claire avec trois leptons et un quantité significative d'énergie transverse manquante.

De manière à augmenter la sensibilité au signal dans des régions de l'espace des paramètres conduisant à un troisième leptons très mou présentant une faible efficacité de reconstruction, une sélection avec deux leptons de même signe et de l'énergie transverse manquante a été développée. Le cas particulier du canal dimuon de même signe est étudié dans ce manuscrit.

Aucune preuve de l'existence de la supersymétrie n'a pu être mise en évidence à partir des données acquises entre avril 2002 et février 2006 par le détecteur DØ du Tevatron et représentant une luminosité intégrée de 0.9 fb^{-1} . Des limites sur le produit de la section efficace de production du signal fois le rapport d'embranchement en trois leptons, $\sigma(p\bar{p} \rightarrow \tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0) \times BR(3\ell)$, ont alors été déterminées en fonction de la masse du $\tilde{\chi}_1^\pm$. Les résultats ainsi obtenus par la sélection dimuon de même signe ont été combinés avec les résultats de sélections trilepton. Pour des configurations de type mSUGRA avec des désintégrations leptoniques favorisées, une limite de $140 \text{ GeV}/c^2$ est obtenue sur la masse du $\tilde{\chi}_1^\pm$.

Mots clé :

DØ, Tevatron, supersymétrie, trilepton, dimuon de même signe, chargino.