



Recherche de paires de stops dans le canal $b \overline{b} e\mu E - T$ auprès de l'expérience DØ

Fabrice Tissandier

► **To cite this version:**

Fabrice Tissandier. Recherche de paires de stops dans le canal $b \overline{b} e\mu E - T$ auprès de l'expérience DØ. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Blaise Pascal - Clermont-Ferrand II, 2007. Français. <tel-00368788>

HAL Id: tel-00368788

<https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00368788>

Submitted on 17 Mar 2009

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

UNIVERSITÉ BLAISE PASCAL
U.F.R. Sciences et Technologies

**ÉCOLE DOCTORALE DES SCIENCES
FONDAMENTALES**

THÈSE

Présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR D'UNIVERSITÉ
SPECIALITÉ : PHYSIQUE DES PARTICULES

par

Fabrice TISSANDIER
Maître ès-sciences, diplômé d'études approfondies

**Recherche de paires de stops dans le canal $b\bar{b} e\mu \cancel{E}_T$ auprès de
l'expérience DØ**

Soutenue publiquement le 9 octobre 2007,
devant la commission d'examen composée de :

A.	BALDIT	Président du jury
S.	GASCON	Examineur
P.	GAY	Directeur de thèse
Ph.	GRIS	Examineur
G.	SAJOT	Rapporteur
L.	SERIN	Rapporteur

Remerciements

Le doctorat est une période de travail propice à l'établissement de relations avec de nombreuses personnes ; soit que l'on découvre, soit que l'on apprend à mieux connaître. C'est pourquoi, je tiens à remercier l'ensemble des personnes avec qui j'ai interagi durant ces trois années, qui m'ont beaucoup aidé et avec qui j'espère rester en contact dans le futur.

Je remercie le directeur du LPC de Clermont-Ferrand, Alain Baldit, qui m'a accueilli au laboratoire et a accepté d'être le président de mon jury de thèse ; ainsi que le directeur de l'école doctorale, Pierre Henrard.

Je tiens à exprimer ma reconnaissance envers les membres du groupe DØ de Clermont-Ferrand. Un grand merci donc à mon directeur de thèse, Pascal Gay, pour avoir accepté de me prendre au sein de son équipe de recherche et m'avoir guidé au cours de ces trois années. Merci également à Philippe Gris pour avoir réussi à me supporter dans son bureau ; mais surtout pour les nombreux conseils prodigués tout au long de mes travaux de recherche. Merci à Frédérique Badaud pour son poisson orange, sa compagnie pendant les shifts, ainsi que ses mots d'encouragement. Merci à Florent, pour entre autres choses, les longues soirées passées dans l'outback.

Je tiens également à remercier les membres de la collaboration DØ avec qui j'ai été en contact pendant mon doctorat. Merci donc à Thomas Nunneman, Marco Verzocchi et Pedram Bargassa.

La participation au groupe de travail de l'été 2006 sur le site de FNAL m'a permis de mieux connaître une partie des membres de DØ avec qui j'ai eu des échanges agréables. Merci donc aux encadrants : Arnaud Duperrin, Partice Verdier et Jan Stark ; mais également merci aux doctorants du groupe : Samuel Calvet, Christophe Ochando, Thomas Millet, Bertrand Martin.

Merci à l'ensemble des membres de DØ France, à Eric Kajfasz, ainsi qu'à Marion Arthaud, à Anne-Fleur Barfuss. Merci à Slava Sharyy d'avoir répondu à mes nombreux mails concernant café.

Merci à l'ensemble des membres de la collaboration DØ avec qui j'ai interagi et en particulier aux responsables du groupe de recherche de nouvelle physique : Jean-François Grivaz et Yuri Gershtein.

Merci à mes rapporteurs, Gérard Sajot et Laurent Serin, d'avoir accepté cette tâche et de m'avoir donné des remarques constructives concernant mon manuscrit et mon analyse en particulier.

Un grand merci à Brigitte Bonhomme et Anne Doly, pour leur gentillesse et pour avoir, pendant ces trois années de monitorat à l'UFR de médecine, rendu le déroulement de mon initiation à l'enseignement supérieur agréable et simple ; ce qui n'est pas évident compte tenu des nombreux déplacements effectués aux Etats-Unis.

Bien évidemment, merci au noyau fort du groupe des doctorants du LPC : le Général G, alias Eric C., moteur de grandes réalisations du groupe, futur grand cinéaste ; Vincent G., qu'on espère voir revenir d'Italie ; Super-Benji, à qui je souhaite courage et réussite pour sa reconversion ; Mono-tâche, alias Fabien G. et Aurore, les inséparables de l'Atlantique ; l'Ours, alias Fabien C., qui est passé du côté obscur de la force (que le compilateur soit avec toi!!) ; David B., lui aussi mercenaire du code et, enfin et non des moindres, Vincent L., premier doctorant de DØ qui nous a montré le chemin de la reconversion réussie.

Merci aussi à Ziad pour sa bonne humeur de tous les jours et la démonstration de son talent de joueur de oud. Merci à la relève des doctorants : Djamel et Baptiste ; gardez votre envie d'entreprendre. Merci à Nicoleta (j'attends toujours ton crumble!!).

Je ne peux que remercier F7, alias Alex, ma colocataire de quelques semaines, qui m'a permis d'éviter le viaduc by night. Merci aussi pour ces moments rafraîchissants à la piscine, pour m'avoir laissé passer derrière les fourneaux le temps de préparer quelques desserts. Et puis, merci pour ces soirées cinémato-télévisio-graphiques.

Enfin, merci à ma famille, mes parents et mes sœurs, pour leur soutien tant logistique que moral. Merci à ma colocataire de début de thèse.

À ma famille, mes amis et mon amour (future)...

Introduction

Le Modèle Standard s'est imposé, au cours des dernières décennies, comme la meilleure description de l'infiniment petit, regroupant les interactions électromagnétique, faible et forte.

Actuellement, il semble que le boson de Higgs reste la seule pièce manquante pour terminer le puzzle des particules élémentaires.

Cependant, comme nous le verrons dans le premier chapitre, malgré ses nombreux succès, le Modèle Standard n'est pas la théorie ultime. Plusieurs points d'ombre demeurent. Ce modèle décrit très bien la physique à l'échelle électrofaible, mais souffre des divergences quadratiques gênantes à haute énergie. L'interaction gravitationnelle en est exclue. Aucune explication à la matière noire de l'univers n'est donnée.

Nous verrons que la supersymétrie se présente comme une extension prometteuse, à même de répondre à quelques unes des questions soulevées par le modèle actuel et restées sans réponse.

Le second chapitre de ce manuscrit sera consacré à la description de l'un des outils les mieux adaptés actuellement à la recherche de nouvelle physique avant le démarrage du LHC : le Tevatron. Nous passerons également en revue l'ensemble des sous-détecteurs de l'expérience DØ.

Dans un troisième chapitre, nous retracerons le chemin suivi par les informations recueillies auprès de cette expérience, de l'acquisition à leur reconstruction.

Le quatrième chapitre présentera un résumé des activités effectuées lors d'un séjour de 2 mois sur le site de FNAL. J'exposerai la procédure de calibration les deux voies de lecture des données simulées par méthode Monte-Carlo afin de corriger les objets au premier niveau de déclenchement.

Dans le cinquième chapitre, nous développerons un outil d'identification des électrons de niveau 3, basé sur le profil longitudinal des dépôts d'énergie des objets électromagnétiques dans le calorimètre.

Le sixième chapitre traitera du sujet principal de ma thèse : la recherche de la Supersymétrie et, en particulier, la production de paires de stops dans le canal $b\bar{b}\ell\bar{\ell}\tilde{\nu}_\ell\bar{\tilde{\nu}}_\ell$. Nous tâcherons de mettre en évidence les difficultés liées à cette analyse : la nécessité d'utiliser des outils de déclenchement à bas p_T , l'estimation des processus multijets (QCD), ...

Enfin, nous terminerons par une rapide prospective des possibilités de découverte de nouvelle physique avec la fin de Tevatron.

Table des matières

Remerciements	1
Introduction	3
1 Physique du Modèle Standard et Supersymétrique	9
1.1 Modèle Standard	9
1.1.1 Présentation	9
1.1.2 Lagrangien du Modèle Standard	11
1.1.3 Mécanisme de Higgs	11
1.1.4 Limites du Modèle Standard	12
1.2 Supersymétrie	13
1.2.1 Motivations	14
1.2.2 Modèle Standard Supersymétrique Minimal (MSSM)	15
1.2.3 Brisure douce de Supersymétrie	17
1.2.4 Squarks et sleptons	17
1.2.5 Charginos et neutralinos	18
1.2.6 R-parité	19
1.3 Recherches de supersymétrie	19
1.3.1 Production de stop au Tevatron	20
1.3.2 Canaux de désintégration et limites expérimentales	21
1.3.2.1 Désintégration à 2 corps	21
1.3.2.2 Désintégration à 3 corps	23
1.3.2.3 Désintégrations à 4 corps	25
1.4 Conclusion	26
2 Le Tevatron et l'expérience DØ	27
2.1 Complexe d'accélération	27
2.1.1 Production des protons	27
2.1.2 Production des antiprotons	28
2.1.3 Stockage des antiprotons	29
2.1.4 Le Tevatron	30
2.2 Le détecteur DØ	31
2.2.1 Tube à vide	31
2.2.2 Détecteur de vertex	32
2.2.3 Trajectographe	34

2.2.4	Solénoïde	35
2.2.5	Détecteurs de pied de gerbe	35
2.2.5.1	Détecteur de pied de gerbe central	36
2.2.5.2	Détecteurs de pied de gerbe avant	37
2.2.6	Calorimètre	39
2.2.6.1	Calorimètre central	39
2.2.6.2	Calorimètres bouchons	40
2.2.7	Spectromètre à muons	41
2.2.7.1	WAMUS	42
2.2.7.2	FAMUS	43
2.2.8	Détecteurs intercryostats	43
2.2.9	Moniteurs de luminosité	45
2.2.10	Évolution de la luminosité enregistrée	46
2.3	Conclusion	47
3	Acquisition, simulation et reconstruction de données	49
3.1	Système de déclenchement	49
3.1.1	Premier niveau de déclenchement	49
3.1.2	Second niveau de déclenchement	52
3.1.3	Troisième niveau de déclenchement	53
3.2	Format de données exploitées et chaîne de traitement de l'information dans l'expérience DØ	53
3.3	Simulation d'événements	54
3.3.1	Générateurs de physique	55
3.3.2	Simulation du détecteur et création des banques de données	55
3.3.2.1	DØgstar	55
3.3.2.2	Création des banques de données avec DØSim	57
3.3.2.3	TrigSim	57
3.4	Reconstruction d'objets	58
3.4.1	Traces	58
3.4.2	Vertex	58
3.4.3	Électrons	58
3.4.4	Jets	60
3.4.5	Énergie transverse manquante	62
3.4.6	Muons	63
3.5	Conclusion	64
4	Calibration des événements Monte Carlo au niveau 1	65
4.1	Chaînes de lecture de l'information calorimétrique	66
4.2	Méthodes de calibration	67
4.2.1	Comparaison des méthodes de la moyenne et de la pente	68
4.2.2	Détermination des seuils en $E_T(L1)$	69
4.2.3	Résultats	71
4.3	Conclusion	74

5	Outil d'identification d'électron au niveau 3 de déclenchement	77
5.1	Paramétrisation du développement longitudinal des gerbes électromagnétiques	77
5.2	Application aux données du détecteur DØ	79
5.2.1	Présentation du cadre de travail	79
5.2.2	Élaboration des estimateurs gaussiens R_3 et R_4	80
5.2.3	Étude de l'efficacité de discrimination de ces estimateurs	85
5.3	Conclusion	89
6	Recherche de paires de stops dans le canal $b\bar{b} \ell\bar{\ell} \tilde{\nu}\bar{\tilde{\nu}}$	91
6.1	Recherche du processus $\tilde{t}_1\bar{\tilde{t}}_1 \rightarrow b\bar{b}e\mu\tilde{\nu}_e\bar{\tilde{\nu}}_\mu$	91
6.1.1	Signature du processus supersymétrique recherché	91
6.1.2	Simulation du signal supersymétrique	92
6.1.3	Influence de $m_{\tilde{t}_1}$ et $m_{\tilde{\nu}}$	96
6.2	Données acquises auprès du détecteur DØ	98
6.2.1	Présélection en ligne	98
6.2.2	Présélection hors ligne	98
6.2.2.1	Réjection d'événements de mauvaise qualité	100
6.2.2.2	Luminosité intégrée enregistrée	100
6.2.2.3	Définition des objets d'analyse	101
6.3	Corrections appliquées aux données simulées	102
6.3.1	Résolution des impulsions transverses des muons et des électrons	103
6.3.2	Décalage, bruitage et suppression de jets	104
6.3.3	Repondération des événements $Z \rightarrow \ell\bar{\ell}$ (Z p_T <i>reweighting</i>)	104
6.3.4	Efficacité du système de déclenchement	105
6.3.5	Efficacité de reconstruction des objets	106
6.4	Bruit de fond du Modèle Standard	108
6.4.1	Bruit de fond physique	111
6.4.2	Bruit de fond instrumental	112
6.5	Critères de sélection	116
6.5.1	Présélection	116
6.5.2	Sélection 1 : Énergie manquante	118
6.5.3	Sélection 2 : Différences angulaires $\Delta\phi(e, \cancel{E}_T)$ et $\Delta\phi(\mu, \cancel{E}_T)$	118
6.5.4	Sélection 3 : Masses transverses $M_T(\mu, \cancel{E}_T)$ et $M_T(e, \cancel{E}_T)$ et somme des différences angulaires $\Delta\phi(e - \cancel{E}_T) + \Delta\phi(\mu - \cancel{E}_T)$	118
6.6	Estimation des incertitudes systématiques	122
6.7	Interprétation des résultats	126
6.7.1	Méthode d'estimation de limites	127
6.7.2	Limites sur les sections efficaces	127
6.8	Prospectives pour la fin du Tevatron	128
6.9	Conclusion	132
	Conclusion	135
	A Bins de H_T et S_T	137

B Définition des outils du système de déclenchement	149
--	------------

Chapitre 1

Physique du Modèle Standard et Supersymétrie

Le Modèle Standard est actuellement la meilleure description à basse énergie de la matière et de ses interactions. Après une brève présentation s'appuyant sur la référence [1], nous verrons que quelques problèmes apparaissent à haute énergie. Parmi les modèles susceptibles de lui succéder, la Supersymétrie présente plusieurs avantages que nous détaillerons. Enfin, nous traiterons du cas particulier de la production de stops au Tevatron, ainsi que de ses différents canaux de désintégration.

1.1 Modèle Standard

1.1.1 Présentation

La description de la matière et de ses interactions dans le cadre du Modèle Standard est basée sur un espace à 3 dimensions spatiales et 1 dimension temporelle. La matière est constituée de fermions qui communiquent par l'échange de bosons de jauge. Ces derniers correspondent aux 3 interactions fondamentales que sont l'interaction forte, faible et électromagnétique. Celles-ci obéissent à des symétries internes locales à partir desquelles sont déduites les propriétés des particules. Le groupe de symétrie du Modèle Standard est $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ et s'interprète de la manière suivante :

- $U(1)$ décrit l'interaction électromagnétique. Son boson de jauge est le photon et sa constante de couplage $\alpha \simeq 1/137$.
- $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, utilisée dans le modèle de Glashow-Weinberg-Salam pour décrire l'interaction électrofaible, unifie les interactions électromagnétique et faible. L'hypercharge Y et l'isospin faible \mathbf{T} sont les charges associées respectivement à $U(1)_Y$ et $SU(2)_L$. La charge électrique Q est reliée à Y et \mathbf{T} par la

relation :

$$Q = T_3 + \frac{Y}{2} \quad (1.1)$$

Les quatre bosons physiquement observables W^\pm , Z^0 et γ sont obtenus à partir des bosons de jauge $W^{1,2,3}$ et B par des combinaisons linéaires, fonctions de l'angle électrofaible, θ_W . Ce dernier est lié aux deux constantes de couplage g et g' , des interactions électromagnétique et faible, par la relation :

$$\sin^2 \theta_W = \frac{g'^2}{g^2 + g'^2} \quad (1.2)$$

La valeur expérimentale mesurée est [2] : $\sin^2 \theta_W = 0,23122 \pm 0,00015$.

- SU(3) décrit l'interaction forte. Les huit gluons échangés par les quarks se couplent à la charge de couleur de ces derniers.

L'interaction gravitationnelle n'est pas incluse dans le Modèle Standard. Son rôle est négligeable aux échelles d'énergie auxquelles nous accédons. Elle est actuellement décrite de façon classique par la relativité générale. Les tentatives de quantification lui attribuent un boson vecteur, le graviton, présentant une masse nulle et un spin 2.

- Les fermions sont répartis en trois familles au sein desquelles nous distinguons :
- les quarks, sensibles à l'ensemble des interactions fondamentales. Ils sont massifs, portent une charge de couleur, sont de chiralité droite ou gauche et existent sous 3 saveurs (u,c,t) avec une charge électrique $+2/3e$ ¹ et 3 saveurs (d,s,b) de charge électrique $-1/3e$.
 - les leptons, insensibles à l'interaction forte, existent sous 2 chiralités pour les 3 chargés (e, μ , τ) et sous la chiralité gauche pour (ν_e, ν_μ, ν_τ), électriquement neutres.

Les particules du Modèle Standard et leurs caractéristiques sont résumées dans le tableau 1.1.

Multiplet	Familles			SU(3) _C \otimes SU(2) _L \otimes U(1) _Y	Masses		
	I	II	III		I (MeV)	II (GeV)	III (GeV)
L_L	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L$	(1,2,-1)	$< 3 \cdot 10^{-6}$ 0,511	$< 1,9 \cdot 10^{-4}$ 0,106	$< 18,2 \cdot 10^{-3}$ 1,777
E_R	e_R^-	μ_R^-	τ_R^-	(1,1,-2)	0,511	0,106	1,777
Q_L	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$	(3,2,+1/3)	1,5 – 3 3,7	1,25 0,95	174 4,20
U_R	u_R	c_R	t_R	(3,2,+4/3)	1,5 – 3	1,25	174
D_R	d_R	s_R	b_R	(3,2,-2/3)	3,7	0,95	4,20

TAB. 1.1 – Contenu en fermions du Modèle Standard auquel doit être ajouté l'ensemble des anti-particules obtenues par conjugaison de charge (C).

¹e est l'amplitude de la charge électrique de l'électron et vaut $1,602\ 176\ 53(14) \cdot 10^{-19} C$ [2]

1.1.2 Lagrangien du Modèle Standard

La construction du lagrangien, basée sur la renormalisabilité et l'invariance de jauge sous le groupe de symétrie du Modèle Standard, fournit un modèle dans lequel les quantités physiques mesurables sont finies.

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu} + i\bar{\psi}\not{D}\psi + \text{h.c.} + \psi_i y_{ij} \psi_j \phi + \text{h.c.} + |D_\mu\phi|^2 - V(\phi) \quad (1.3)$$

Les quatre parties constituant ce lagrangien sont :

- $-\frac{1}{4}F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu}$: terme du secteur de jauge traitant la dynamique des bosons de jauge,
- $i\bar{\psi}\not{D}\psi + \text{h.c.}$: terme du secteur de Dirac contenant les champs de matière ψ et leurs interactions avec les champs de jauge,
- $\psi_i y_{ij} \psi_j \phi + \text{h.c.}$: terme du secteur de Yukawa contenant les interactions des fermions avec le champ de Higgs ϕ , à l'origine des masses des fermions après la brisure électrofaible,
- $|D_\mu\phi|^2 - V(\phi)$: terme du secteur de Higgs réalisant le mécanisme de Higgs.

1.1.3 Mécanisme de Higgs

L'invariance du lagrangien sous $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ interdit les termes de masse pour les bosons et les fermions. La symétrie doit donc être brisée. Pour la réaliser, tout en conservant un lagrangien symétrique, il faut introduire une brisure spontanée ; c'est le rôle du mécanisme de Higgs de Brout, Englert, Higgs et Kibble [3].

Le potentiel scalaire associé au champ de Higgs s'écrit :

$$V(\phi) = -\mu^2|\phi|^2 + \lambda|\phi|^4 \quad (1.4)$$

où μ et λ sont respectivement les couplages bilinéaire et quadrilinéaire du boson de Higgs à lui-même.

La brisure apparaît si ce potentiel présente un minimum pour $\phi \neq 0$, ce qui implique $\mu^2 < 0$. Une représentation de ce potentiel est donnée sur la figure 1.1.

Au minimum de potentiel, nous avons :

$$|\phi|^2 = -\frac{\mu^2}{2\lambda} \doteq \frac{v^2}{2} \quad (1.5)$$

où v est la valeur moyenne dans le vide du potentiel de Higgs.

Le choix arbitraire de la phase de ϕ brise la symétrie électrofaible. L'introduction dans le lagrangien, du doublet d'isospin complexe $\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}$ appartenant à la représentation $(\mathbf{1}, \mathbf{2}, +1)$ du Modèle Standard donne les 3 degrés de polarisation longitudinale de W^\pm et Z^0 , désormais massifs. Le quatrième champ scalaire réel de ϕ est le boson de Higgs de masse : $m_H^2 = 2\mu^2 = 2\lambda v$. En remplaçant, dans le lagrangien du Modèle Standard, ϕ par sa valeur dans le vide : $\langle 0|\phi|0 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}$,

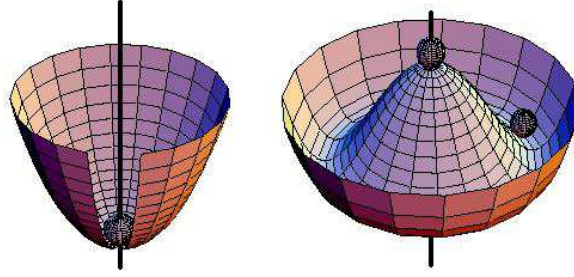


FIG. 1.1 – Représentation du potentiel de Higgs. À gauche ($\mu^2 > 0$), le potentiel est symétrique et l'état fondamental est unique. À droite ($\mu^2 < 0$), le potentiel est toujours symétrique, mais son minimum est dégénéré, une infinité d'états physiques lui correspond. Le choix de l'un d'eux brise la symétrie.

les fermions acquièrent une masse $M_f = Y_f \frac{v}{\sqrt{2}}$, où Y_f est la constante de Yukawa du fermion f et $v = \sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}}$ un minimum du vide.

1.1.4 Limites du Modèle Standard

Le Modèle Standard a été testé avec succès jusqu'à des énergies de l'ordre de la centaine de GeV. Un grand nombre de ses paramètres a été mesuré avec une précision de l'ordre du pourcent, auprès de plusieurs expériences (fig. 1.2).

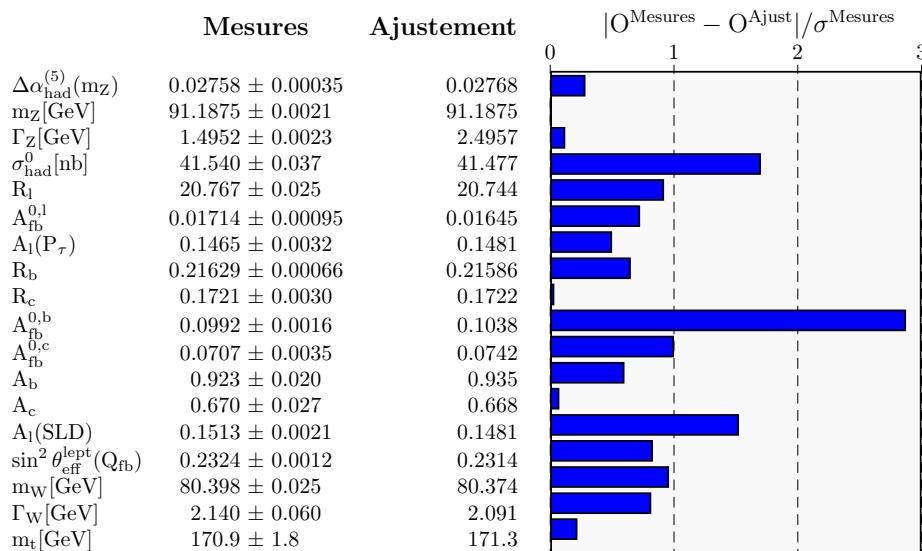


FIG. 1.2 – Paramètres du Modèle Standard mesurés expérimentalement et combinant les résultats des expériences de LEP, SLC et Tevatron [4].

L'observation d'oscillation de neutrinos en 1998 au Super-Kamiokande [5] met toutefois en défaut ce modèle dans lequel les neutrinos sont de masse nulle.

Ceci mis à part, plusieurs points du Modèle Standard peuvent sembler insatisfaisants :

- le modèle possède 19 paramètres libres (3 constantes de couplage, 1 paramètre QCD de violation de CP, 6 masses de quarks, 3 angles de mélange des quarks, 1 phase de violation de CP faible, 3 masses de leptons chargés et 2 paramètres du potentiel de Higgs) le rendant très flexible et donc ajustable à la physique observée.
- l'interaction gravitationnelle n'est pas incluse.
- la matière noire contribuant à hauteur 20% dans la densité totale de l'univers, contre 4% pour la matière connue observable n'a pas d'explication.
- la hiérarchie des échelles montre 17 ordres de grandeur entre l'échelle électrofaible et l'échelle de Planck².
De même, le top présente une masse 4.10^5 fois plus élevée que celle de l'électron. Rien ne justifie de telles différences en termes d'énergie ou de masse. Le modèle standard ne l'explique pas.
- les couplages fort, faible et électromagnétique ne convergent pas au même point à haute énergie. Or, s'il existe une certaine unité dans la physique, nous pourrions nous attendre à ce que ces constantes tendent vers une même valeur.
- les contributions des boucles fermioniques aux corrections radiatives sur la masse du boson de Higgs sont positives et quadratiques en l'échelle d'énergie considérée. Ceci induit des divergences quadratiques de la masse du boson de Higgs. La solution adoptée est de fixer une échelle d'énergie ("*cut-off*") au-delà de laquelle les corrections ne sont plus prises en compte. Cette échelle constitue la limite d'application du modèle considéré.

Cet ensemble de problèmes conduit à envisager une extension du Modèle Standard. Parmi les différentes voies possibles, la supersymétrie semble l'une des plus prometteuses.

1.2 Supersymétrie

La Supersymétrie est apparue au cours des années 70, suite à des recherches sur l'extension du groupe de Poincaré par des symétries internes. C'est en 1973 que

²À l'échelle de Planck, les couplages des quatre interactions fondamentales sont du même ordre de grandeur. L'énergie de Planck vaut $E_p = c^2 \sqrt{\frac{c\hbar}{G}} \simeq 10^{19}$ GeV.

Wess et Zumino [6] proposèrent la première théorie des champs supersymétriques à 4 dimensions présentant un point de vue phénoménologique intéressant. À la même époque, P. Fayet et J. Iliopoulos présentaient une étude sur la brisure spontanée de symétrie de super-jauge [7].

Le principe de la Supersymétrie est d'ajouter une transformation qui associe à chaque fermion un boson et vice-versa, induisant donc une variation de spin $\Delta S = \pm 1/2$. Si nous appelons Q son générateur, nous avons les relations :

$$Q|Fermion\rangle = |Boson\rangle \quad (1.6)$$

$$Q|Boson\rangle = |Fermion\rangle \quad (1.7)$$

Chaque couple boson/fermion ainsi formé constitue un multiplet supersymétrique.

Évoquons dans un premier temps les motivations à utiliser un tel modèle, puis regardons plus en détail sa composition en particules avant de terminer par les recherches menées auprès des expériences passées et actuelles.

1.2.1 Motivations

La supersymétrie apporte des solutions à plusieurs insuffisances du Modèle Standard :

- Hiérarchie et naturalité :

Comme nous l'avons évoqué précédemment, la masse du boson de Higgs doit être corrigée afin de prendre en compte les contributions des boucles fermioniques et bosoniques dont une représentation est donnée sur la figure 1.3.

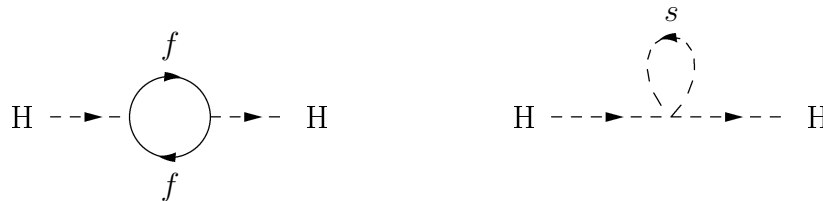


FIG. 1.3 – Diagrammes contribuant aux corrections radiatives de la masse du boson de Higgs pour un fermion (à gauche) et un scalaire (à droite).

La contribution d'une boucle fermionique s'écrit [1] :

$$\Delta m_H^2 = -\frac{|y_f|^2}{16\pi^2} \left[2\Lambda^2 + 6m_f^2 \ln\left(\frac{\Lambda}{m_f}\right) + \dots \right], \quad (1.8)$$

et celle d'une boucle bosonique :

$$\Delta m_H^2 = \frac{\lambda_s}{16\pi^2} \left[\Lambda^2 - 2m_s^2 \ln\left(\frac{\Lambda}{m_s}\right) + \dots \right]. \quad (1.9)$$

Λ est la coupure ultraviolette (“*cut-off*”) qu'il faut appliquer pour restreindre les impulsions dans la boucle.

Si nous considérons que le Modèle Standard est valide jusqu'à l'échelle de Planck ($M_P \simeq 10^{19} \text{GeV}/c^2$), il nous faudra tenir compte des corrections en masse du même ordre de grandeur. Une symétrie fermion/boson résout ce problème à tous les ordres (quelque soit le nombre de boucles considérées) en imposant $\lambda_s = |y_f|^2$ et $m_f = m_s$. Les termes fermioniques et bosoniques quadratiques en Λ se compensent alors exactement ; restent les termes logarithmiques.

- Les constantes de couplages électromagnétique, faible et forte convergent à haute énergie en un même point situé à l'échelle de grande unification (de l'ordre de 10^{16} GeV), ce qui constitue un point positif pour une théorie qui a vocation à unifier ces trois interactions (fig. 1.4).

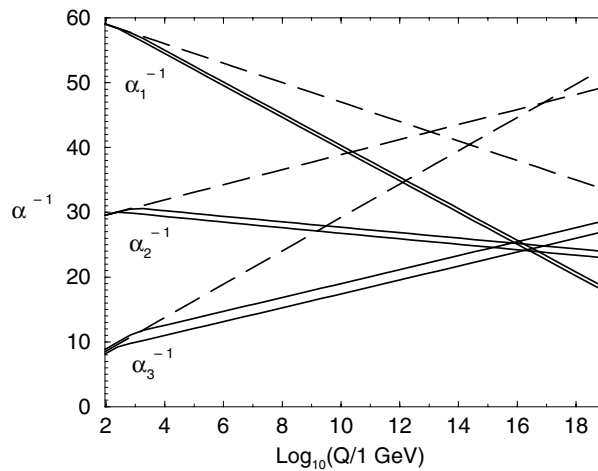


FIG. 1.4 – Évolution des constantes de couplage en fonction de l'échelle d'énergie ; en pointillés, dans le cadre du Modèle Standard ; en trait plein, pour un modèle supersymétrique [1].

- la Supersymétrie propose des candidats à la matière noire : le gravitino et le neutralino.

1.2.2 Modèle Standard Supersymétrique Minimal (MSSM)

Comme son nom l'indique, le MSSM est l'extension minimale du Modèle Standard incluant la Supersymétrie. Le nombre de ses générateurs Q_α peut être strictement supérieur à 1. Il est limité par des raisons de renormalisabilité à 4 pour la supersymétrie globale et à 8 pour la supergravité. De plus, pour $N \geq 2$, les modèles supersymétriques sont non chiraux, ce qui va à l'encontre des observations du Modèle Standard. Nous nous plaçons donc dans le cas $N=1$ qui autorise la violation de parité observée à basse énergie (~ 1 TeV).

La Supersymétrie associe à chaque particule du Modèle Standard un partenaire supersymétrique formant ainsi un supermultiplet. Par convention, le partenaire supersymétrique reprend le nom de la particule du Modèle Standard auquel est ajouté

le préfixe “s-” (scalaire) pour les fermions, et le suffixe “-ino” pour les bosons. Au quark top est associé le stop ; au muon, le smuon ; au photon, le photino et ainsi de suite.

Nous distinguons deux types de supermultiplets :

- chiraux, composés d’un fermion de spin 1/2 et d’un boson de spin 0,
- vecteurs, composés d’un boson de spin 1 et d’un fermion de spin 1/2.

Les supermultiplets de la première génération de fermions et des bosons sont regroupés dans le tableau 1.2.

		Nom	Spin 0	Spin 1/2	Spin 1
Supermultiplets	chiraux	\hat{Q}	$(\tilde{u}_L, \tilde{d}_L)$	(u_L, d_L)	-
		\hat{U}	\tilde{u}_R^*	\bar{u}_R	-
		\hat{L}	$(\tilde{e}_L, \tilde{\nu}_e)$	(e_L, ν_e)	-
		\hat{E}	\tilde{e}_R^*	\bar{e}_R	-
	vecteurs	\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. 1.2 – Supermultiplets des bosons vecteurs et de la première génération de fermions.

Le superpotentiel utilisé pour exprimer le terme d’interaction du lagrangien et résumant toutes les interactions qui ne sont pas de jauge s’écrit :

$$W = Y_u \bar{U} Q H_u + Y_d \bar{D} Q H_d + Y_e \bar{E} L H_d + \mu H_u H_d \quad (1.10)$$

où Y sont les matrices de Yukawa.

Ce lagrangien est une fonction analytique des champs complexes ϕ_i mais pas du complexe conjugué ϕ_i^* . Or, dans le Modèle Standard apparaît un terme $QU^c H^*$ qui est interdit en supersymétrie. Un nouveau champ de Higgs d’hypercharge -1 doit donc être créé, induisant ainsi l’existence de deux doublets de bosons de Higgs contenant aussi bien des particules neutres que chargées (tab. 1.3).

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. 1.3 – Supermultiplets de Higgs du MSSM

Les états propres de masse des bosinos observables sont des combinaisons des jauginos et higgsinos de même nombre quantique. Nous en distinguons deux types :

- les neutralinos $\tilde{\chi}_{1,2,3,4}^0$, mélanges de \tilde{B} , \tilde{W}^0 , \tilde{H}_u^0 et \tilde{H}_d^0 ,

– les charginos $\tilde{\chi}_{1,2}^\pm$, mélanges de \widetilde{W}^\pm et \widetilde{H}^\pm .

Par convention, nous notons les sparticules par masse croissante ($m_{\chi_1^0} < m_{\chi_2^0} < m_{\chi_3^0} < m_{\chi_4^0}$ et $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} < m_{\tilde{\chi}_2^\pm}$).

1.2.3 Brisure douce de Supersymétrie

À ce stade, la Supersymétrie n'étant pas brisée, les particules d'un même supermultiplet possèdent la même masse. Or, aucun partenaire supersymétrique n'a été observé à ce jour. Par conséquent, cette symétrie doit être brisée. Nous ne connaissons ni l'échelle d'énergie de cette brisure, ni son mécanisme. Ce dernier peut être paramétré par l'ajout de termes de brisure douce qui brise explicitement la Supersymétrie. L'adjectif "doux" est utilisé pour indiquer que les termes introduits ne produisent pas de divergence quadratique supplémentaire. Cette brisure présente l'avantage d'être indépendante du mécanisme considéré. En contre partie, un grand nombre de paramètres apparaît.

La contribution au lagrangien supersymétrique du MSSM s'écrit :

$$\begin{aligned}
-\mathcal{L}_{soft} &= \frac{1}{2}(M_3\tilde{g}\tilde{g} + M_2\tilde{W}\tilde{W} + M_1\tilde{B}\tilde{B} + c.c.) \\
&+ \tilde{Q}^\dagger m_Q^2 \tilde{Q} + \tilde{U}^\dagger m_U^2 \tilde{U} + \tilde{D}^\dagger m_D^2 \tilde{D} + \tilde{L}^\dagger m_L^2 \tilde{L} + \tilde{E}^\dagger m_E^2 \tilde{E} \\
&+ (\tilde{U}^\dagger a_U \tilde{Q} H_u - \tilde{D}^\dagger a_D \tilde{Q} H_d - \tilde{E}^\dagger a_E \tilde{L} H_d + c.c.) \\
&+ m_{H_u}^2 H_u^* H_u + m_{H_d}^2 H_d^* H_d + (b H_u H_d + c.c.)
\end{aligned} \tag{1.11}$$

avec $M_{1,2,3}$ les masses des jauginos complexes (6 paramètres) ; $m_Q, m_L, m_{\bar{u}}, \dots$ les matrices de masse hermitiennes 3×3 (45 paramètres) ; a_U, a_D, \dots les couplages trilineaires 3×3 et complexes (54 paramètres) ; les couplages bilinéaires des Higgs (4 paramètres).

Ce terme de brisure douce introduit donc 109 paramètres supplémentaires. Nous verrons plus loin, que sous certaines hypothèses, il est possible de réduire ce nombre.

1.2.4 Squarks et sleptons

Les états propres de masse \tilde{f}_1 et \tilde{f}_2 , physiquement observables, sont des mélanges des états \tilde{f}_L et \tilde{f}_R induits par les couplages trilineaires introduits lors de la brisure de supersymétrie. Les matrices de mélange exprimées dans la base $(\tilde{f}_L, \tilde{f}_R)$ sont données, pour la troisième génération par [8] :

$$\begin{aligned}
M_{\tilde{t}}^2 &= \begin{pmatrix} m_{\tilde{t}_L}^2 + m_t^2 + m_Z^2(\frac{1}{2} - \frac{2}{3}\sin^2\theta_W)\cos 2\beta & m_t(A_t - \mu \cot \beta) \\ m_t(A_t - \mu \cot \beta) & m_{\tilde{t}_R}^2 + m_t^2 + \frac{2}{3}m_Z^2\sin^2\theta_W\cos 2\beta \end{pmatrix} \\
M_{\tilde{b}}^2 &= \begin{pmatrix} m_{\tilde{b}_L}^2 + m_b^2 - m_Z^2(\frac{1}{2} - \frac{1}{3}\sin^2\theta_W)\cos 2\beta & m_b(A_b - \mu \tan \beta) \\ m_b(A_b - \mu \tan \beta) & m_{\tilde{b}_R}^2 + m_b^2 - \frac{1}{3}m_Z^2\sin^2\theta_W\cos 2\beta \end{pmatrix} \\
M_{\tilde{\tau}}^2 &= \begin{pmatrix} m_{\tilde{\tau}_L}^2 + m_\tau^2 - m_Z^2(\frac{1}{2} - \sin^2\theta_W)\cos 2\beta & m_\tau(A_\tau - \mu \tan \beta) \\ m_\tau(A_\tau - \mu \tan \beta) & m_{\tilde{\tau}_R}^2 + m_\tau^2 - m_Z^2\sin^2\theta_W\cos 2\beta \end{pmatrix}
\end{aligned}$$

La différence de masse entre les deux états propres du stop est donnée par la relation :

$$\Delta m_{\tilde{t}_2 - \tilde{t}_1} = \sqrt{(m_{\tilde{t}_L}^2 - m_{\tilde{t}_R}^2 + m_Z^2(\frac{1}{2} - \frac{4}{3}\sin^2\theta_W)\cos 2\beta)^2 + 4m_t^2(A_t - \mu \cot \beta)^2} \quad (1.12)$$

La forte valeur du couplage de Yukawa du quark top présente un avantage majeur comparativement aux autres quarks. La différence de masse est d'autant plus grande que m_t , A_t et $\cot \beta$ le sont. Ainsi, il est envisageable que le stop le plus léger, \tilde{t}_1 , ait une masse très faible, voire inférieure à celle du quark top. Dans ce cas, il faut supposer que les masses des squarks sont de l'ordre du TeV.

1.2.5 Charginos et neutralinos

Les états propres de masse, charginos $\tilde{\chi}^\pm$ et neutralinos $\tilde{\chi}^0$, sont des combinaisons linéaires respectivement de \tilde{W}^\pm et \tilde{H}^\pm d'une part et \tilde{B}^0 , \tilde{W}^0 , h^0 et H^0 d'autre part. Leurs matrices de masse dans les bases $(\tilde{W}^\pm, \tilde{H}^\pm)$ et $(\tilde{B}^0, \tilde{W}^0, h^0, H^0)$ sont :

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

Les états propres de masse des charginos sont :

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

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

1.2.6 R-parité

Tout en conservant la renormalisabilité, l'invariance de jauge et de Lorentz, il est possible d'introduire dans le superpotentiel W , des termes qui ne conservent ni le nombre baryonique, ni le nombre leptonique :

$$W_{\text{RPV}} = \lambda_{ijk} L_i L_j E_k + \lambda'_{ijk} L_i Q_j \bar{D}_k + \lambda''_{ijk} \bar{U}_i \bar{D}_j \bar{D}_k \quad (1.13)$$

Afin d'éviter la désintégration rapide du proton, conséquence des 2 derniers termes, une symétrie supplémentaire peut être postulée. Il s'agit de la R-parité, définie par :

$$R_P = (-1)^{3(B-L)+2S} \quad (1.14)$$

où S est le spin, B et L , les nombres baryonique et leptonique.

Aux particules du Modèle Standard est associée la valeur $R_P = +1$ et à leurs partenaires supersymétriques $R_P = -1$.

Une autre solution au problème de la désintégration du proton consiste à prendre en compte le couplage dominant du potentiel W_{RPL}

Plusieurs conséquences dérivent de la conservation de la R-parité :

- la production de sparticules s'effectue par paire,
- une sparticule se désintègre en un nombre impair de sparticules,
- la sparticule la plus légère est stable.

La conséquence directe de ce dernier point est l'existence d'un candidat supersymétrique à la matière noire de l'univers. Celui-ci devant être électriquement neutre et non coloré, le candidat favoris est le neutralino ; le sneutrino le plus léger ayant déjà été exclu par les recherches directes au LEP [1]. Notons cependant qu'il s'agit d'un avantage de la supersymétrie, mais pas un argument solide en sa faveur puisqu'il existe des modèles supersymétriques dont la particule la plus légère est électriquement chargée.

1.3 Recherches de supersymétrie

Nous savons que les états propres de jauge se combinent pour donner les états propres de masse physiquement observables. Dans le cas de la première famille de squarks (\tilde{u} , \tilde{c} , \tilde{t}), les termes hors diagonale qui rendent compte de l'intensité du mélange sont proportionnels à la masse du quark et à $\cot \beta$. Le top scalaire \tilde{t}_1 semble donc la particule la mieux présente pour la recherche de nouvelle physique, puisqu'elle est le partenaire supersymétrique du quark le plus lourd du Modèle Standard. Accentuant encore l'effet de mélange, les faibles valeurs de β peuvent induire une masse de \tilde{t}_1 inférieure à celle du quark top. Notons cependant que les recherches menées à LEP, en particulier sur les bosons de Higgs neutres de MSSM ont permis d'exclure la zone $0,7 < \tan \beta < 2,0$ [9], sous certaines conditions (conservation de CP, $m_t = 174,3 \text{ GeV}/c^2$, $m_h < 92,8 \text{ GeV}/c^2$ et $m_A < 93,4 \text{ GeV}/c^2$).

1.3.1 Production de stop au Tevatron

Les collisions $p\bar{p}$ au Tevatron ont lieu avec une énergie dans le centre de masse $\sqrt{s}=1,96$ TeV. La production de paires de stops s'effectue selon deux processus : la fusion de gluons et l'annihilation quark-antiquark (fig. 1.5).

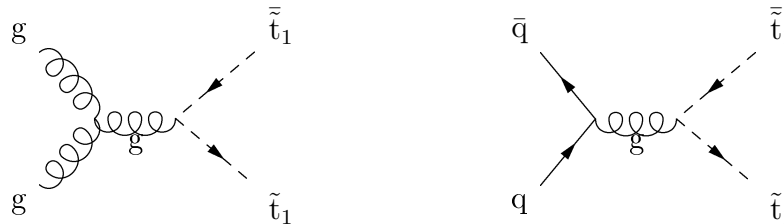


FIG. 1.5 – Diagrammes de Feynman représentant les deux processus de création de paires de stops au Tevatron : la fusion de gluons (à gauche) et l'annihilation quark-antiquark (à droite).

L'évolution de la section efficace de production $\sigma(\tilde{t}_1\tilde{t}_1)$ est représentée en fonction de la masse du stop sur la figure 1.6 aux 2 premiers ordres.

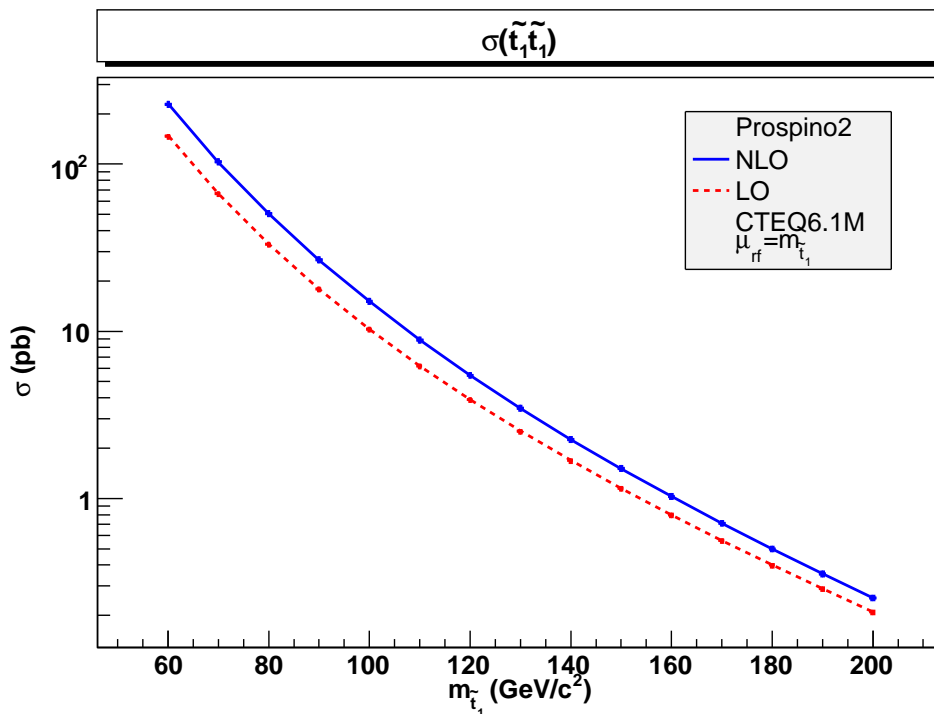


FIG. 1.6 – Évolution de la section efficace de production des paires de stops au Tevatron par fusion de gluons et annihilation quark-antiquark, au premier ordre (pointillés) et second ordre (trait plein) en fonction de la masse du stop le plus léger.

Prenant le cas d'une masse de stop de 160 GeV/c^2 , nous attendons 1000 événements $\tilde{t}_1\tilde{t}_1$ pour une luminosité intégrée de 1 fb^{-1} . Notons que pour CDF et $D\bar{O}$,

cette section efficace de production est indépendante de θ , angle du couplage $Z\tilde{t}_1\tilde{t}_1$ (maximal pour $\theta=0$ et nul pour $\theta=56^\circ$); contrairement à LEP.

1.3.2 Canaux de désintégration et limites expérimentales

Seules les désintégrations du stop en 2 à 4 corps sont envisagées. Des études [10, 11] ont montré dans quelles conditions certains processus sont favorisés par rapports aux autres. Regardons ces différents canaux de désintégrations ainsi que les limites expérimentales associées. Pour cela, nous faisons l'hypothèse que la particule supersymétrique la plus légère est le neutralino ($\tilde{\chi}^0$) et que la R-parité est conservée.

1.3.2.1 Désintégration à 2 corps

Les diagrammes des principaux canaux de désintégration du stop en 2 corps sont représentés sur la figure 1.7.

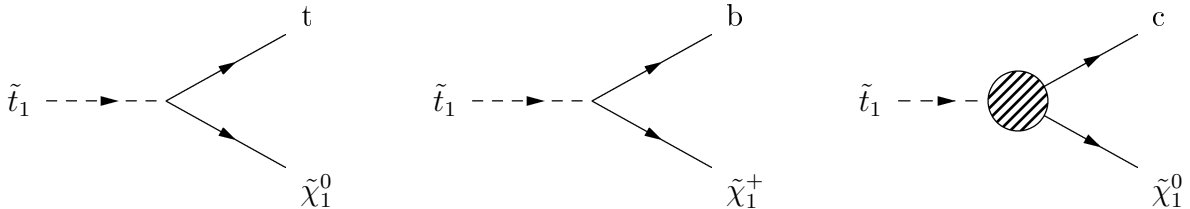


FIG. 1.7 – Canaux de désintégration du stop en 2 corps.

Le premier diagramme, $\tilde{t}_1 \rightarrow t\tilde{\chi}_1^0$ implique l'existence d'un stop vérifiant $m_{\tilde{t}_1} > m_t + m_{\tilde{\chi}_1^0}$. Ce canal nécessite une énergie dans le centre de masse supérieure à celle obtenue au Tevatron. Il sera fermé cinématiquement pour un stop léger. Il en est de même pour le second canal, $\tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^+$, contraint par la limite $m_{\tilde{\chi}_1^+} > 103,3$ GeV/c² [12]. La voie de désintégration à deux corps $\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{\chi}_1^0$ fait intervenir une boucle et un changement de saveur par courant chargé, ce qui est pénalisant si ce canal est en compétition avec les canaux directs.

Les contours d'exclusion obtenus par LEP, CDF et DØ, en supposant que seul ce canal est permis (BR=100%), sont représentés dans le plan $[m_{\tilde{t}_1}, m_{\tilde{\chi}_1^0}]$ sur la figure 1.8.

La signature caractéristique de ce canal présente de 2 jets acoplanaires et de l'énergie transverse manquante.

Les expériences LEP ont produit deux contours d'exclusion liées au mode de production des paires $\tilde{t}_1\tilde{t}_1$ selon le processus représenté sur la figure 1.9.

L'une, caractérisée par l'angle $\theta = 0$; l'autre par $\theta=56^\circ$. Ces deux courbes d'exclusion présentent une limite supérieure en $M(\tilde{t}_1)$ proche de 100 GeV/c²; ce qui correspond à la limite de l'énergie disponible dans le centre de masse. La limite inférieure longe l'horizon cinématique défini par $M_{\tilde{t}_1} = M_c + M_{\tilde{\chi}_1^0}$. La distance à ce dernier est de l'ordre de 2 GeV et provient de la sensibilité des détecteurs aux faibles impulsions.

Dans les expériences CDF et DØ, l'énergie disponible dans le centre de masse est supérieure avec $\sqrt{s} = 1,96$ TeV. Les courbes d'exclusion couvrent des régions

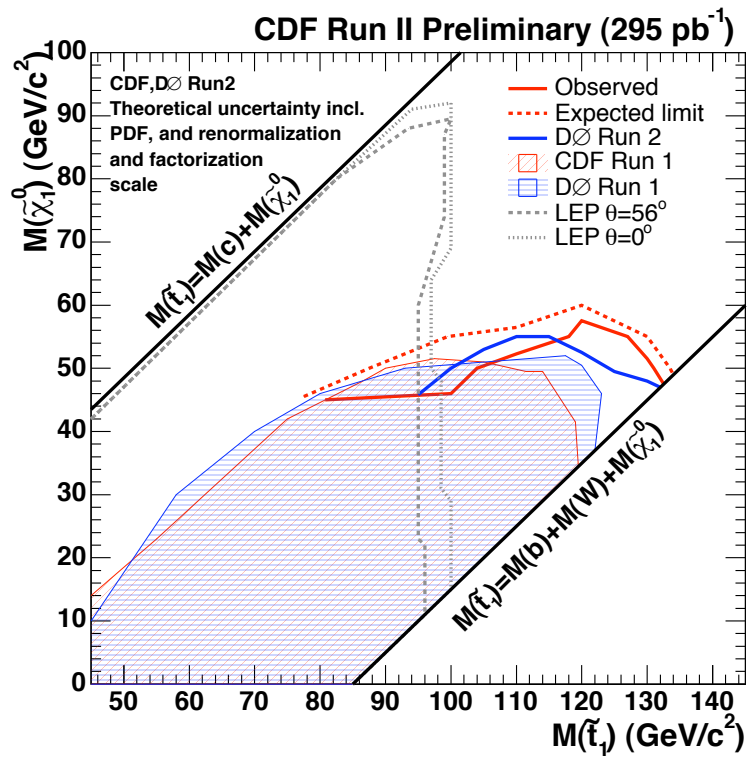


FIG. 1.8 – Contours d'exclusion à 95% de confiance dans le plan $m_{\tilde{t}_1}$ $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ obtenus auprès des expériences LEP, CDF et DØ.[13]

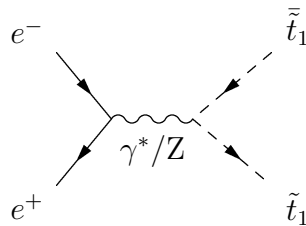


FIG. 1.9 – Diagramme de Feynman du processus de création de paires $\tilde{t}_1\tilde{\bar{t}}_1$ au LEP.

à plus haute masse de stop. Par contre, les difficultés à reconstruire des objets de basse impulsion transverse se traduit par un écart important entre la limite basse d'exclusion et l'horizon cinématique.

1.3.2.2 Désintégration à 3 corps

La figure 1.10 regroupe les diagrammes de désintégration du stop en 3 corps à l'ordre le plus bas de la théorie des perturbations.

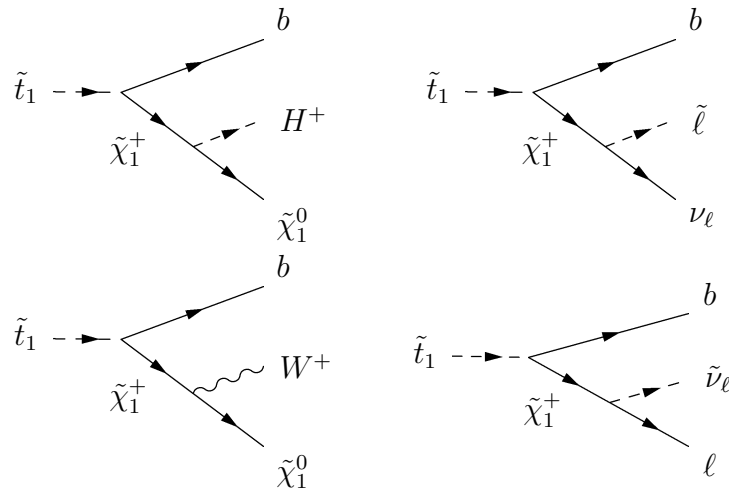


FIG. 1.10 – Canaux de désintégration du stop en 3 corps.

Pour certains jeux de paramètres supersymétriques, ces canaux deviennent dominants. Dans le cadre du MSSM avec conservation de R-parité, les limites sur le boson de Higgs chargé, $m_{H^+} > 120 \text{ GeV}/c^2$ [10], ainsi que sur les sleptons, $m_{\tilde{e}} > 99,3 \text{ GeV}/c^2$, $m_{\tilde{\mu}} > 91,1 \text{ GeV}/c^2$, $m_{\tilde{\tau}} > 83,8 \text{ GeV}/c^2$ [14] et sur le neutralino, $m_{\tilde{\chi}^0} > 43,1 \text{ GeV}/c^2$ [15], ont pour conséquence de favoriser les deux derniers processus : $\tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{\nu}$ et $\tilde{t}_1 \rightarrow bW^+\tilde{\chi}^0$.

L'étude de la référence [16] montre que le potentiel de découverte du stop avec échange de boson W est limité au RunII de Tevatron en raison du faible nombre d'événements attendus et du manque de discrimination du signal par rapport au processus W +jets. Le mode $\tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{\nu}$ qui semble donc le plus prometteur est celui que nous retiendrons pour l'analyse présentée dans le chapitre 6. La signature des événements correspondant est composée de deux jets, deux leptons et de l'énergie manquante.

Les contours d'exclusion actuels obtenus par LEP et $D\bar{O}$ pour le processus $\tilde{t}_1\tilde{t}_1 \rightarrow b\bar{b}\ell\bar{\ell}\tilde{\nu}_\ell\bar{\nu}_\ell$ dans les canaux $e\mu$ et $\mu\mu$, ainsi que leur combinaison sont représentés sur les figures 1.11 à 1.12.

Les résultats de LEP I ont exclu toutes les masses de stop pour les masses de sneutrino inférieures à $43 \text{ GeV}/c^2$ [19]. De même que pour le canal $\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{\chi}^0$, nous retrouvons la limite haute de LEP II à $100 \text{ GeV}/c^2$ et une limite basse longeant l'horizon cinématique. L'expérience $D\bar{O}$ a étendu au cours de ses deux phases de

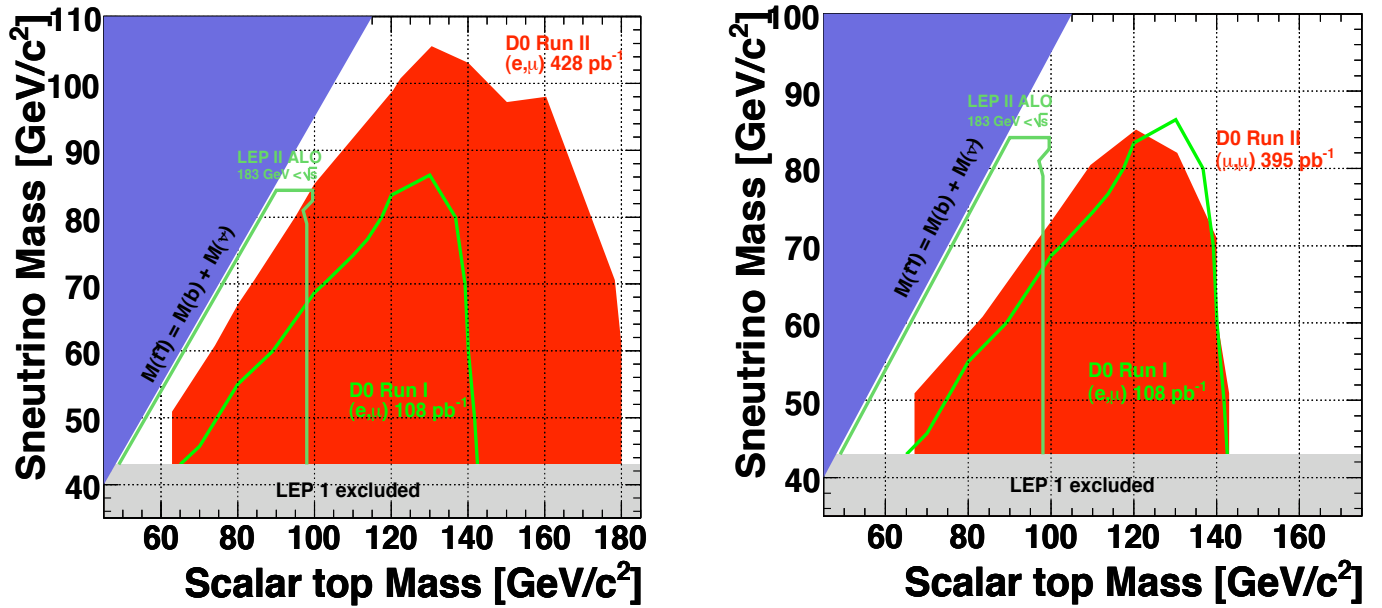


FIG. 1.11 – Contours d'exclusion à 95% de confiance pour la production de paires de stops dans le canal $e\mu$ (à gauche) et $\mu\mu$ (à droite), obtenus auprès des expériences LEP et DØ en supposant un rapport d'embranchement $\text{BR}(\tilde{t}_1 \rightarrow b\bar{l}\tilde{\nu})=100\%$ ($l = e, \mu, \tau$)[17].

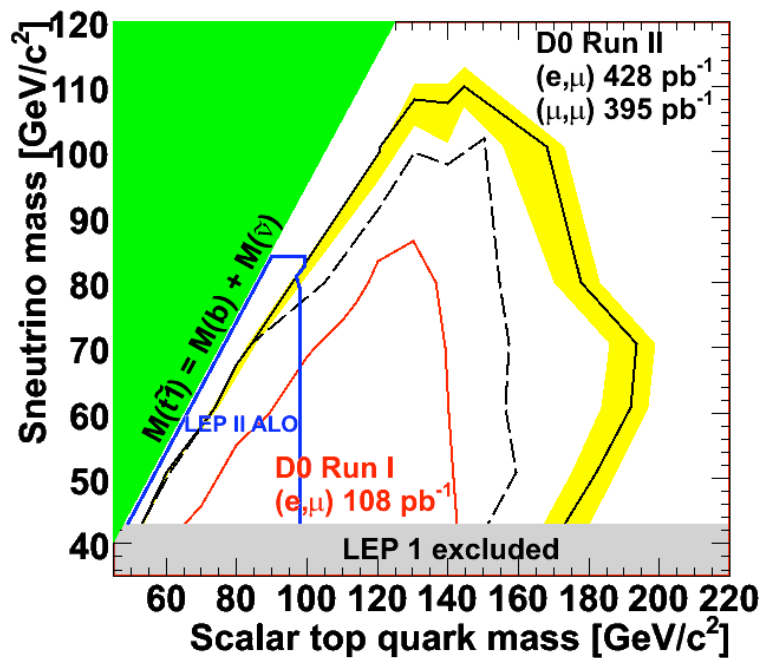


FIG. 1.12 – Contours d'exclusion à 95% de confiance pour la production de paires de stops dans les canaux combinés $e\mu$ et $\mu\mu$, obtenus auprès des expériences LEP et DØ en supposant un rapport d'embranchement de $\text{BR}(\tilde{t}_1 \rightarrow b\bar{l}\tilde{\nu})=100\%$ ($l = e, \mu, \tau$).[18]

fonctionnement cette zone d'exclusion jusqu'à des valeurs de masses de stop de 190 GeV/c^2 et des masses de sneutrino de 110 GeV/c^2 .

1.3.2.3 Désintégrations à 4 corps

Les désintégrations du stop en 4 corps (fig. 1.13) sont à prendre en compte si les canaux à 3 corps ne sont pas accessibles cinématiquement ou font intervenir des boucles.

Les désintégrations à 4 corps $\tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^0 f\bar{f}'$ (fig. 1.13) sont ouvertes pour des masses de stop supérieures à $m_b + m_{\tilde{\chi}_1^0}$.

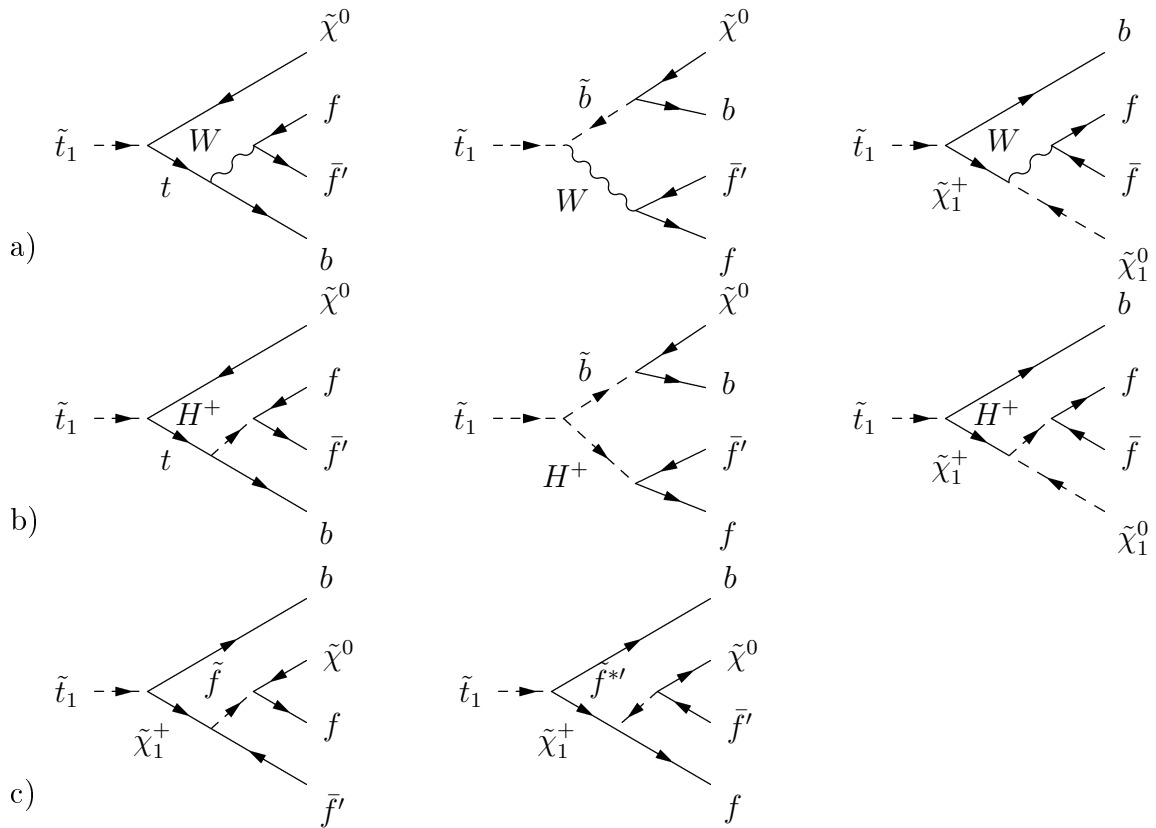


FIG. 1.13 – Canaux de désintégration du stop en 4 corps.

Les désintégrations avec boson de Higgs chargé (1.13b) n'apportent pas de grande contribution pour deux raisons :

- la limite expérimentale sur le boson de Higgs est haute ($m_{H^+} \gtrsim 120 \text{ GeV}/c^2$), privilégiant le canal avec boson W,
- le couplage de Yukawa du boson H^\pm aux quarks et leptons légers (familles I et II) est très faible. À large valeur de $\tan\beta$, $H^+\tau\nu_\tau$ sera amplifié ; de même que la largeur de désintégration $\Gamma(\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{\chi}_1^0)$ qui alors dominera.

Les diagrammes avec échange de squark (1.13c) contribuent peu aux processus avec une masse de stop de la centaine de GeV/c^2 . Les squarks des deux premières familles sont beaucoup plus lourds ($m \gtrsim 250 \text{ GeV}/c^2$) et interviennent donc de façon virtuelle.

Les diagrammes avec échange de quark top sont importants si $m_{\tilde{t}_1} \sim m_t + m_{\tilde{\chi}_1^0}$; donc si $m_{\tilde{t}_1} \gtrsim \mathcal{O}(250 \text{ GeV}/c^2)$, avec les conditions suivantes :

- $m_{\tilde{\chi}_1^+} > m_{\tilde{t}_1}$, pour interdire le canal $\tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^+$,
- $m_{\tilde{t}_1} < m_{\tilde{\chi}_1^0} + m_W$, pour supprimer le canal $\tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^0 W$.

Dans les modèles avec unification des masses de jauginos, ces conditions ne sont remplies que pour une zone limitée de l'espace des paramètres. Nous pouvons donc négliger cette contribution.

Les diagrammes avec échange de slepton constituent une contribution non négligeable à la largeur de désintégration du stop. Les masses de sleptons de l'ordre de la centaine de GeV/c^2 n'étant pas expérimentalement exclues, la différence de masse entre \tilde{t}_1 , $\tilde{\chi}_1^0$ et \tilde{s} est potentiellement faible. Ce canal est alors compétitif avec $\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{\chi}_1^0$ pour des valeurs faibles de $\tan\beta$.

Les diagrammes avec échange de chargino forment la contribution principale des désintégrations à 4 corps si le chargino n'est pas trop lourd et vérifie $m_{\tilde{\chi}_1^+} < m_{\tilde{\chi}_1^0} + m_W$ pour interdire la désintégration à 3 corps $\tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^0 W$.

1.4 Conclusion

Le Modèle Standard décrit correctement le comportement de la matière observée à l'échelle électrofaible. Cependant, quelques problèmes apparaissent à haute énergie comme les divergences quadratiques qui nous obligent à envisager des alternatives dont fait partie la Supersymétrie. Bien que cette dernière ne soit pas la théorie ultime, mais une étape vers une théorie unifiant les quatre interactions fondamentales, la Supersymétrie propose des solutions aux problèmes de hiérarchie. De plus, les constantes de couplage des interactions fondamentales, à l'exception de la gravitation, convergent à l'échelle de grande unification. Enfin, notons que dans certains cas avec conservation de la R-parité, elle fournit un candidat à la matière noire de l'univers.

Nous avons également évoqué l'évolution des recherches du stop auprès des expériences du LEP et actuellement au Tevatron. Après avoir évoqué le mode de production des paires de stops dans un collisionneur $p\bar{p}$, nous avons passé en revue les différents canaux de désintégration du stop le plus léger \tilde{t}_1 . Parmi eux, la voie $\tilde{t}_1 \rightarrow b\ell\tilde{\nu}_\ell$ présente un fort potentiel de découverte au Tevatron. C'est sur ce processus que portera l'analyse détaillée dans le chapitre 6.

Passons maintenant à la description du complexe d'accélération Tevatron et du détecteur de l'expérience DØ.

Chapitre 2

Le Tevatron et l'expérience DØ

Les données analysées pour cette thèse ont été acquises auprès du collisionneur proton-antiproton, nommé Tevatron [20], situé au Fermi National Accelerator Laboratory (FNAL) à Batavia, à 50 km à l'ouest de Chicago, dans l'Illinois aux États-Unis. Les analyses de données menées auprès de cet anneau de 2 km de diamètre ont produit de nombreux résultats lors de sa phase I de fonctionnement à $\sqrt{s} = 1,8$ TeV. Citons, entre autres, la découverte du quark top en 1995 [21] et la mesure précise de la masse du boson W [22, 23]¹. Lors de la phase II, débutée en 2001, l'énergie dans le centre de masse a été portée à 1,96 TeV, soit la plus grande énergie atteinte à ce jour par les expériences en cours. Plus récemment, en 2006, la production de quarks top seuls a été mise en évidence [25], permettant une mesure directe du couplage $0,68 < |V_{tb}| \leq 1$. Cette même année, a été mesurée l'oscillation de mésons B_s^0 [26] avec une fréquence $\Delta m_s = 17,77 \pm 0,10(\text{stat}) \pm 0,07(\text{sys}) \text{ps}^{-1}$ et un rapport $|\frac{V_{td}}{V_{ts}}| = 0,2060 \pm 0,0007(\text{exp})_{-0,0060}^{+0,0081}(\text{theor})$.

En attendant le démarrage du grand collisionneur hadronique (LHC) et le collisionneur linéaire international (ILC), le Tevatron est l'un des instruments les mieux adaptés à la recherche de la supersymétrie.

2.1 Complexe d'accélération

Pour obtenir des collisions protons-antiprotons, plusieurs étapes sont nécessaires. Il faut dans un premier temps produire les particules à collisionner, puis les rassembler en paquets compacts et enfin les accélérer jusqu'à une énergie de 980 GeV. La figure 2.1 illustre les différentes composantes de cette chaîne d'accélération. Passons ces différentes étapes en revue.

2.1.1 Production des protons

Sous l'effet d'un champ électrique, des atomes d'hydrogènes sont ionisés en H^- , puis portés à une énergie de 750 keV par un accélérateur de Cockcroft-Walton. Un

¹La masse mesurée dernièrement par CDF est $m_W = 80,413 \pm 0,048$ GeV/c². Notons toutefois, que la mesure antérieure à LEP est plus précise [24] : $m_W = 80,376 \pm 0,033$ GeV/c².

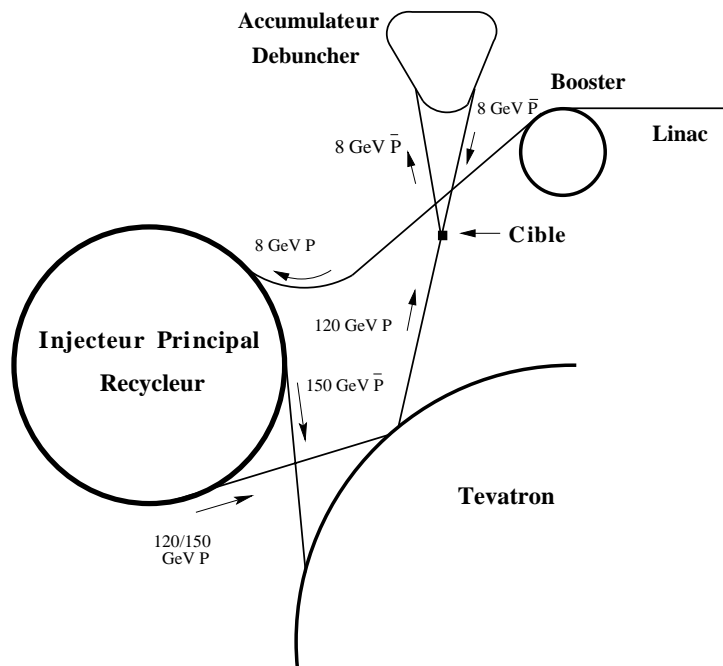


FIG. 2.1 – Schéma regroupant les différentes parties du complexe d'accélération

accélérateur linéaire (Linac) long de 130 m et équipé de cavités radio-fréquence les accélère à une énergie de 400 MeV. Ils sont ensuite injectés dans un synchrotron de 475 m de circonférence appelé *booster* [27]. La présence d'une feuille de carbone située à l'entrée de ce dernier capture les électrons des ions H^- ; puis, les protons sont portés à une énergie de 8 GeV par une combinaison de cavités accélératrices et d'aimants. À chaque tour de *booster*, un proton gagne environ 500 keV. Le faisceau de protons est alors transmis à l'injecteur principal [28], anneau de 1 km de diamètre, dont les rôles sont de :

- regrouper les protons en paquets de 5×10^{12} et les accélérer jusqu'à 120 GeV pour produire des antiprotons,
- regrouper les protons en paquets de 3×10^{11} et les accélérer jusqu'à 150 GeV,
- regrouper les antiprotons provenant de l'accumulateur en paquets de 3×10^{10} et les accélérer jusqu'à 150 GeV,
- injecter les faisceaux de protons et d'antiprotons à 150 GeV dans le Tevatron.

2.1.2 Production des antiprotons

L'interaction du faisceau de protons de 120 GeV provenant de l'injecteur principal avec une cible de nickel produit une multitude de particules. Celles-ci sont focalisées par une lentille magnétique au lithium. Les antiprotons dont l'énergie est dispersée autour de 8 GeV sont extraits au moyen d'un aimant dipolaire. Le rendement est d'environ 20 antiprotons produits pour 10^6 protons incidents. La référence [29]

expose en détail la production des antiprotons.

Les protons incidents étant pulsés, les antiprotons résultants sont obtenus en paquets. Ils sont dispersés en énergie et en direction, rendant leur utilisation directe impossible. Afin de pallier ce problème, un synchrotron de forme triangulaire à sommets arrondis, appelé *debuncher* est utilisé. Comme l'illustre la figure 2.2, les particules de plus faible énergie ayant un trajet plus court que celles de plus grande énergie, les paquets d'antiprotons sont dissociés. L'action de la cavité accélératrice est ajustée en fonction de l'énergie des antiprotons, de manière à fournir un faisceau continu d'énergie peu dispersée autour de 8 GeV.

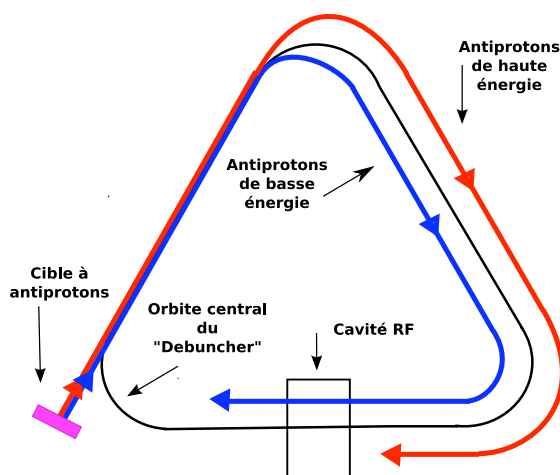


FIG. 2.2 – Schéma de principe du *debuncher*. Les particules de plus grande énergie suivent des orbites plus larges permettant ainsi à la cavité accélératrice d'ajuster son action de manière à obtenir un faisceau continu de particules peu dispersées en énergie.

Les antiprotons sont ensuite dirigés vers l'accumulateur où des cavités radiofréquences les regroupent en paquets. La mesure de la dispersion en énergie et direction du faisceau en un point de l'anneau sert à piloter les électrodes correctrices. Le faisceau est ainsi conservé dans un état de faible dispersion par refroidissement stochastique [29].

2.1.3 Stockage des antiprotons

Le nombre d'antiprotons produits est le principal facteur limitant de la luminosité du Tevatron. Ces antiparticules sont donc produites de façon continue à un taux de l'ordre de 10^{11} par heure de fonctionnement. Elles sont ensuite stockées dans le recycleur, aimant permanent circulaire de 3,3 km de circonférence partageant le tunnel de l'injecteur principal. Le faisceau d'antiprotons issu de l'accumulateur est stabilisé par un faisceau d'électrons qui augmente le nombre d'antiprotons empilés ($200\text{-}300 \times 10^{10}$). Le dernier record du Tevatron est un empilement de 465×10^{10}

antiprotons le 29 mars 2007 [30]. Les antiprotons sont ensuite renvoyés dans l'accumulateur avant d'être injectés dans le Tevatron.

2.1.4 Le Tevatron

Le Tevatron, anneau de 6,3 km de circonférence, constitue le dernier maillon de cette chaîne d'accélération. Équipé de 8 cavités accélératrices supraconductrices, 180 quadrupôles et 772 dipôles produisant un champ magnétique de 4,33 Tesla, le Tevatron porte l'énergie des faisceaux de protons et d'antiprotons de 150 à 980 GeV. L'énergie totale disponible dans le centre de masse atteint ainsi 1,96 TeV. Le temps de croisement entre deux paquets de protons/antiprotons est de 396 ns.

L'évolution de la luminosité hebdomadaire intégrée délivrée par le Tevatron est représentée sur la figure 2.3.

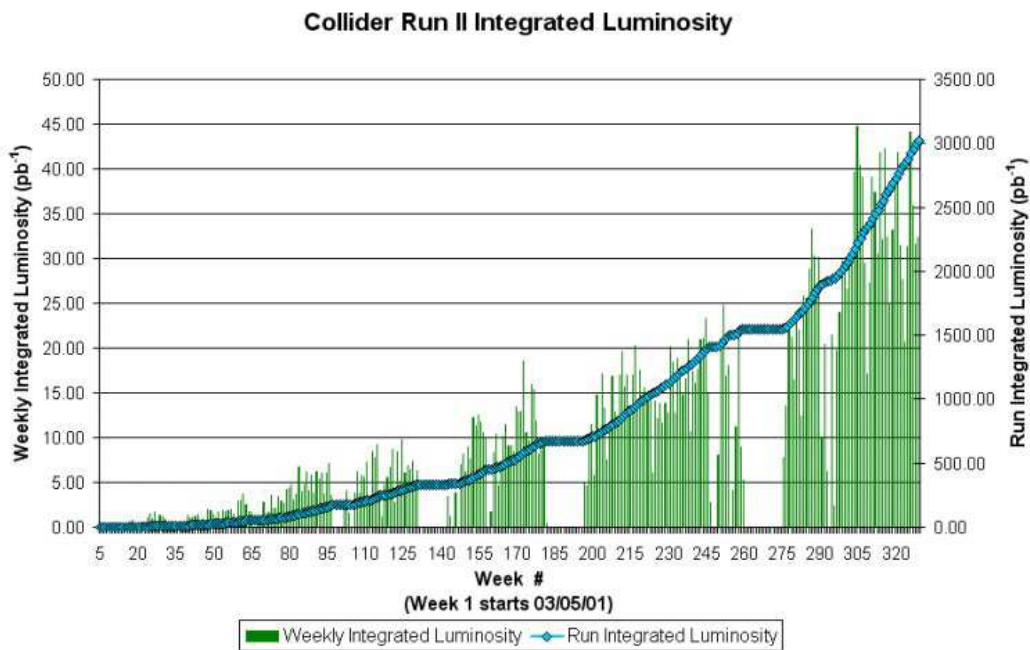


FIG. 2.3 – Évolution des luminosités hebdomadaire (histogramme) et intégrée (points) délivrées par le Tevatron et vues par le détecteur DØ depuis le début de la phase II.

Le dernier record de luminosité instantanée initiale a été établi le 18 février 2007, au cours du run 5234, avec une valeur de $2,85 \cdot 10^{32} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$.

Les différents plateaux que nous observons aux alentours des semaines 95, 130, 190 et 270 correspondent à des périodes d'arrêt de l'accélérateur ; périodes au cours desquelles, des modifications ou des réparations ont été effectuées sur les installations. À la fin de la phase IIa (semaine 260), une luminosité totale intégrée de $1,6 \text{fb}^{-1}$ a été délivrée.

L'accumulation de luminosité est de plus en plus rapide, ce qui reflète l'amélioration permanente des performances de l'accélérateur. Le seuil des 3 fb^{-1} délivrés a été franchi début mai 2007. Si le Tevatron continue avec les mêmes performances, il est envisageable que la quantité de données enregistrées atteigne 7 fb^{-1} fin 2009.

2.2 Le détecteur DØ

Le détecteur DØ [31], situé sur l'anneau du Tevatron à la position éponyme, mesure 17 mètres de long, 11 mètres de large, 13 mètres de haut et est constitué d'un ensemble d'éléments concentriques. Nous trouvons la structure classique d'un détecteur de physique des hautes énergies (fig. 2.4) avec, du centre vers l'extérieur :

- 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.

Du fait de l'augmentation de luminosité attendue lors de la phase II, plusieurs modifications ont été apportées pour augmenter les performances et en particulier la rapidité de traitement et d'acquisition d'événements. Les instruments installés à cet effet sont : un détecteur de vertex, de pied de gerbe, l'électronique du calorimètre le solénoïde et les spectromètres avant à muon sont nouveaux.

Trois paramètres liés à la géométrie cylindrique du détecteur sont utilisés pour repérer les traces et les points d'interaction :

- la coordonnée z sur l'axe coïncidant avec le faisceau orienté dans le sens de circulation des protons,
- l'angle ϕ correspondant à l'angle de projection dans le plan orthogonal au faisceau,
- la pseudo-rapacité η , utilisée à la place de l'angle θ dont la distribution est moins homogène.

η est définie comme la limite ultra-relativiste de la rapidité y :

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - p_z} \quad \text{et} \quad \eta = - \ln \tan \frac{\theta}{2}. \quad (2.1)$$

Regardons plus en détail la composition de chaque sous-détecteur.

2.2.1 Tube à vide

Le tube à vide dans lequel circulent les faisceaux de protons et d'antiprotons est recouvert d'un blindage à l'avant afin de diminuer les effets des débris des particules des faisceaux, des interactions secondaires ayant lieu en son sein et évite le vieillissement prématuré des détecteurs. Le blindage comprend une première couche de 39 cm de fer absorbant les particules chargées, une seconde couche de 15 cm de

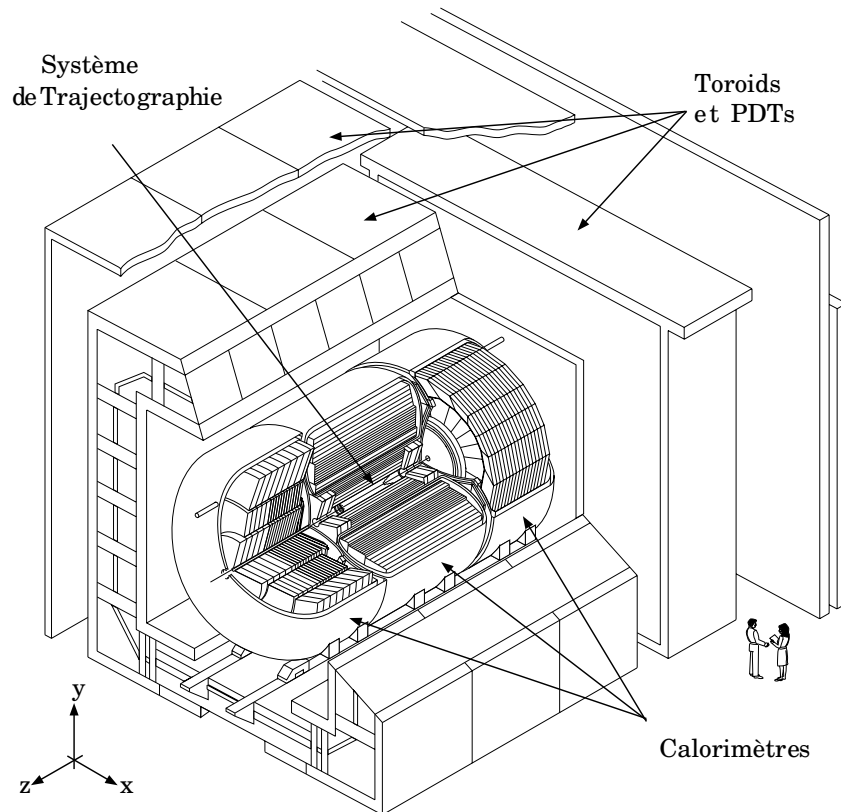


FIG. 2.4 – Vue d'ensemble du détecteur DØ

polyéthylène pour les neutrons et une dernière de 15 cm de plomb absorbant les photons.

2.2.2 Détecteur de vertex

Le détecteur de vertex [32], appelé encore SMT (*Silicon MicroStrip Tracker*), a été ajouté pour la phase II. Son rôle principal est de donner des points de mesure supplémentaires pour la reconstruction des traces. Il permet également la reconstruction des vertex déplacés. Sa couverture s'étend jusqu'à des pseudo-rapidités de 3 pour les particules issues de la région d'interaction. La géométrie de ce détecteur tient compte de la dispersion du point d'interaction, qui, pour l'expérience DØ, est distribué selon une loi gaussienne de 25 cm de largeur et dont la valeur moyenne coïncide avec le centre du détecteur.

Une vue d'ensemble du SMT est donnée sur la figure 2.5, ainsi que la représentation de face de l'un de ses disques.

La région $|\eta| < 1,5$ est couverte par la partie centrale du détecteur, composée de six tonneaux de 12 cm de long et douze disques de type F. Chaque tonneau est constitué de 72 modules à micropistes de silicium répartis en quatre couches concentriques. Les deux sous-niveaux de chaque couche se superposent en ϕ de ma-

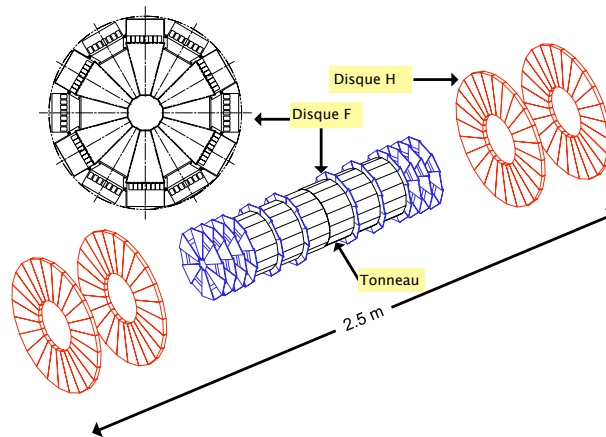


FIG. 2.5 – Schéma en perspective du SMT avec ses six tonneaux, quatre disques H et douze disques F ; ainsi qu'un disque en vue axiale.

nière à éviter les zones non instrumentées. La géométrie en échelle, illustrée par la figure 2.6, présente l'avantage de pouvoir faire circuler le système de refroidissement et le câblage de lecture de sorte que l'espace inter-tonneaux soit limité et les zones non instrumentées minimisées.

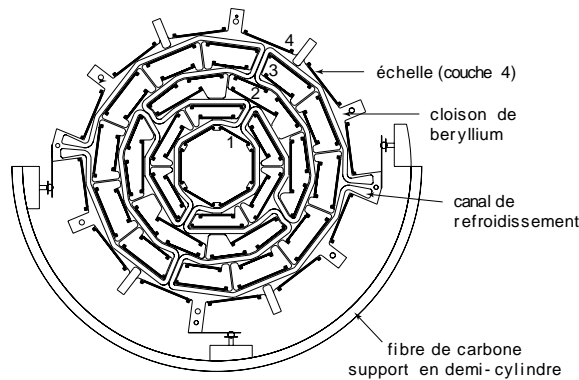


FIG. 2.6 – Vue en coupe transversale du SMT. Nous observons les quatre couches concentriques et la géométrie en échelle.

Les modules sont composés d'éléments de silicium à simple ou double faces, possédant une partie active et une zone de lecture. Les micro-pistes sont axiales, ou stéréo à 2° ou 90° . Ces deux dernières orientations permettent respectivement de séparer les vertex primaires au sein d'un événement à multiples interactions et de mesurer la position en z des traces. L'utilisation des disques rend possible la localisation tridimensionnelle du point d'impact et améliore la résolution sur les traces à grandes valeurs de η . Les disques F et H partagent la même géométrie : douze éléments disposés en pétales. Pour les premiers, les éléments sont double faces avec des pistes à $\pm 15^\circ$ et un pas de $62,5 \mu\text{m}$. Les seconds possèdent 24 paires

d'éléments simple face collées dos à dos avec des pistes à $7,5^\circ$ et un pas de $50\ \mu\text{m}$.

Le détecteur de vertex compte 792 576 voies de lecture. Ces différentes couches lui confèrent des résolutions proches de $45\ \mu\text{m}$ en z (stéréo à 90°), $10\ \mu\text{m}$ en ϕ (axiales) et $500\ \mu\text{m}$ dans le plan (r,z) (stéréo à 2°). L'incertitude relative sur les impulsions $\frac{\Delta_{\text{PT}}}{\text{PT}}$ est de l'ordre de 10%. Les radiations auxquelles est exposé le détecteur de vertex causent des dommages se traduisant par des déplacements d'atomes et donc un changement de concentration de dopage dans les éléments de silicium. Le déficit en courant résultant diminue l'efficacité de collecte de charges. Les couches de silicium 1 à 3 sont prévues pour supporter respectivement des luminosités intégrées de 5, 11 et $25\ \text{fb}^{-1}$ avant leur remplacement [33].

2.2.3 Trajectographe

Le trajectographe ou CFT [34] (*Central Fiber Tracker*) est utilisé pour la mesure de l'impulsion des particules chargées. Les trajectoires de ces particules sont courbées par un champ magnétique de 2 Tesla produit par le solénoïde supraconducteur et entourant le CFT. Leur impulsion se déduit de la mesure de cette courbure. Les huit couches de fibres scintillantes à section circulaire couvrent la région $|\eta| < 2$.

Le trajectographe s'étend radialement de 20 à 52 cm. Comme le montre la figure 2.7, les 2 couches internes sont les plus courtes avec 162 cm de longueur contre 252 cm pour les six autres.

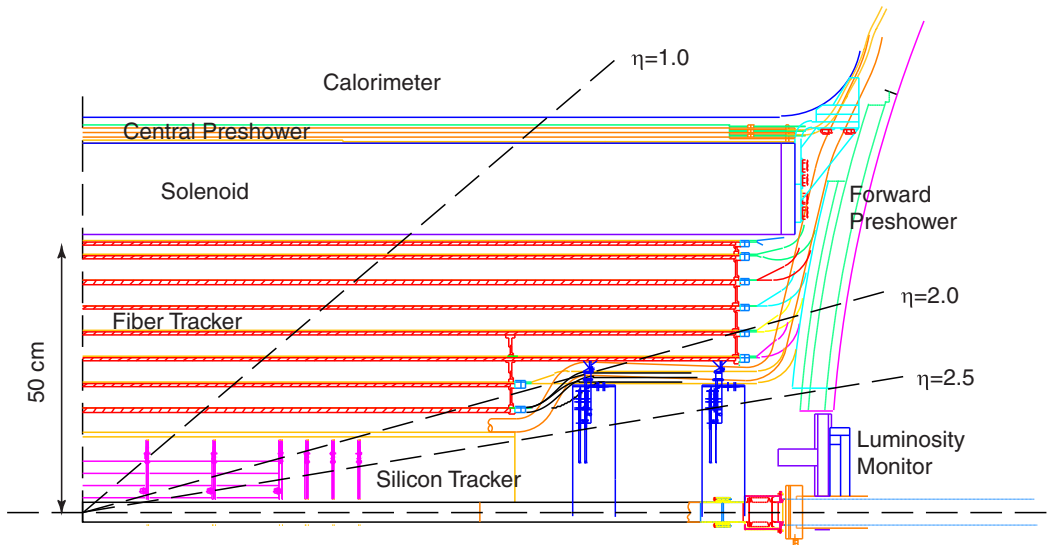


FIG. 2.7 – Vue longitudinale d'un quart du trajectographe. Du centre vers l'extérieur, nous trouvons le SMT et ses deux disques avant, le CFT constitué de huit couches de fibres scintillantes, le solénoïde et le détecteur de pied de gerbe.

Chaque couche est composée de deux niveaux : un doublet de fibres axiales entouré d'un doublet de fibres ayant un angle stéréo de $\pm 3^\circ$ et permettant une localisation tridimensionnelle du point d'impact. Les 71 680 fibres du trajectographe

se répartissent dans les 80 modules de $4,5^\circ$ en ϕ . L'excitation du scintillateur lors de la traversée d'une particule chargée se traduit par la production d'un rayonnement lumineux ($\lambda = 530$ nm) lors de sa désexcitation. Les guides de lumière conduisent ce rayonnement vers les photodétecteurs à avalanche appelés VLPC (*Visible Light Photon Counter*) qui convertissent ce signal en impulsion électrique. Le gain des photodétecteurs étant fonction de la température, celle-ci est maintenue à 7 K par un système cryogénique.

La résolution sur les particules chargées est donnée par la relation :

$$\frac{\Delta p_T}{p_T} = 0,0150 + 0,0014 p_T \quad (p_T \text{ en GeV}/c). \quad (2.2)$$

En combinant les informations du trajectographe et du détecteur de vertex, la résolution s'améliore, passant de $100 \mu\text{m}$ pour le trajectographe seul à $35 \mu\text{m}$.

2.2.4 Solénoïde

Le solénoïde [35] de 2,73 mètres de long et 1,42 mètres de diamètre génère un champ magnétique de 2T avec une uniformité de 0,5% pour sa composante longitudinale. Cryostat inclus, la matière dont il est formé représente $0,8 X_0^2$ et environ $0,2 \lambda_i^3$. Il constitue ainsi un pré-radiateur pour les particules électromagnétiques et hadroniques. Les gerbes électromagnétiques sont initiées dans une zone non instrumentée. La zone de dépôt maximal d'énergie, correspondant à la troisième couche du calorimètre électromagnétique pour la phase I, est décalée vers l'intérieur du détecteur, faisant perdre l'avantage du doublement de la granularité de cette couche.

2.2.5 Détecteurs de pied de gerbe

Ajouté pour la phase II, le détecteur de pied de gerbe appelé CPS [36] (*Central PreShower*) couvre la partie centrale ($|\eta| < 1,3$); tandis que les parties avant ($1,5 < |\eta| < 2,5$) sont couvertes par les FPS [37] (*Forward PreShowers*). Ces détecteurs, placés devant le calorimètre, ont pour rôle de :

- corriger l'énergie perdue dans le solénoïde,
- discriminer électron et pion chargés par la différence de dépôt d'énergie,
- mesurer la position d'un électron ou d'un photon plus précisément qu'avec un calorimètre (pour un électron ayant une énergie transverse de 10 GeV, la résolution est de 1,4 mm),
- séparer les particules électromagnétiques appartenant à des jets.

²La longueur de radiation, notée X_0 , est 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.

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

2.2.5.1 Détecteur de pied de gerbe central

Le point de mesure apporté par le CPS constitue un bras de levier important pour le calorimètre, comme le montre la figure 2.8. La reconstruction des vertex des particules électromagnétiques est améliorée. Des tests effectués avec des événements Monte Carlo ont montrés que la résolution sur la position d'électrons de 10 GeV est inférieure à 1,4 mm en x (dans le plan transverse à l'axe des fibres d'une couche).

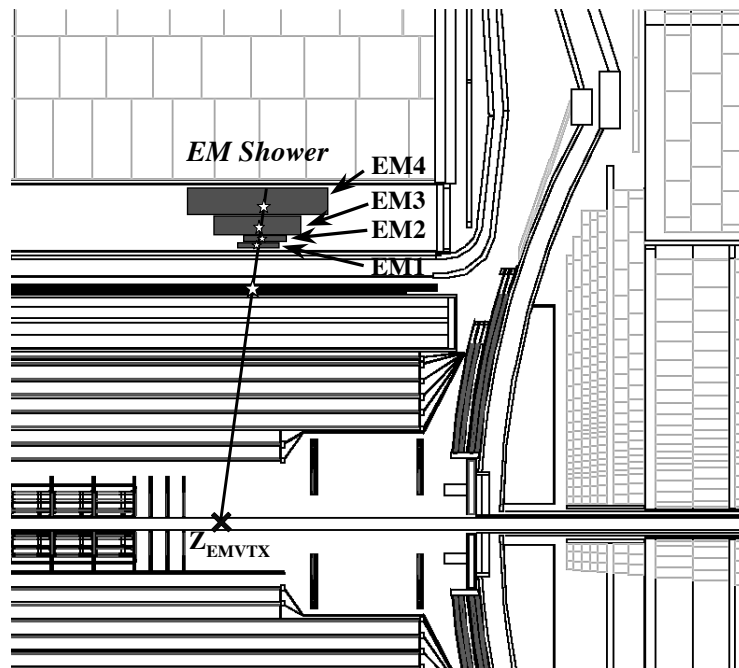


FIG. 2.8 – Schéma du cœur du détecteur en coupe longitudinale. L'intérêt d'utiliser l'information CPS dans la reconstruction des vertex apparaît clairement.

Situé entre le solénoïde et le cryostat du calorimètre central, ce détecteur de symétrie cylindrique se compose de trois couches concentriques de fibres scintillantes et d'une plaque de plomb. Celle-ci possède une l'épaisseur adaptée de sorte que l'ensemble radiateur-solénoïde représente $2X_0$ pour toutes les pseudo-rapidités. Cette géométrie est illustrée par la figure 2.9.

Les trois couches du détecteur de pied de gerbe central ont une orientation axiale et d'angles stéréos $+23,99^\circ$ et $-23,29^\circ$ par rapport au faisceau.

Chaque fibre extrudée en son centre loge une seconde fibre scintillante dont le rôle est de convertir la lumière de scintillation ($\lambda = 430$ nm) vers la longueur d'onde correspondant à la sensibilité maximale des VLPC ($\lambda = 510$ nm). Chaque fibre scintillante mesure 273 cm de long et contient deux fibres de décalage séparées en $z=0$ pour diminuer la sensibilité aux taux de comptage élevés. Le CPS contient 7680 voies de lecture à raison de 2 voies pour chacune des 1280 fibres constituant une

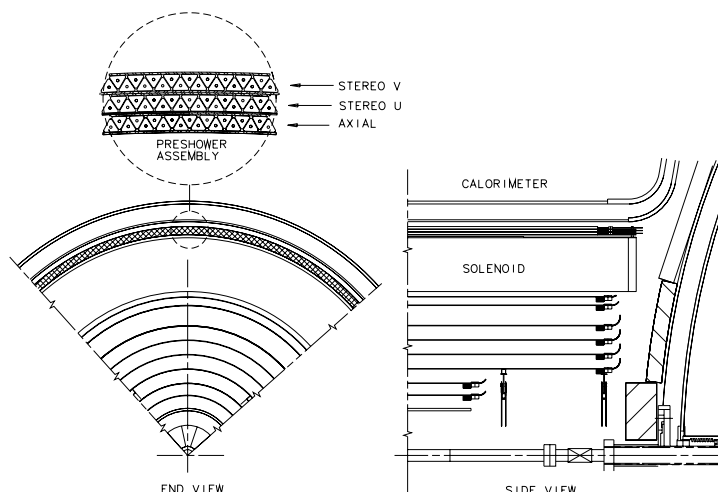


FIG. 2.9 – Vues axiale et latérale du CPS. Positionné entre le solénoïde et le calorimètre central, nous distinguons les trois couches de fibres scintillantes qui le composent.

couche. Les guides de lumière de 8 à 10 m de long acheminent les signaux des fibres de décalage aux VLPC.

2.2.5.2 Détecteurs de pied de gerbe avant

Les deux FPS nord et sud sont fixés sur les faces externes arrondies des cryostats des calorimètres bouchons, comme le montre la figure 2.10. Ces dômes dont le rayon de courbure mesure 2550,7 mm sont composés de deux parties. La première (couche 1 et 2) se situe en aval du radiateur. Elle mesure les gerbes électromagnétiques et permet la séparation des particules électromagnétiques et hadroniques. La seconde (couche 3 et 4), située en amont du radiateur, détecte les particules au minimum d'ionisation⁴. Elle est utilisée pour discriminer les particules neutres invisibles et particules chargées donnant un signal de minimum d'ionisation.

Les dômes de plomb soutenant ces deux parties sont centrés en $z = \pm 1,4$ m et mesurent 11 mm d'épaisseur ($2X_0$).

Chaque couche du FPS est composée de huit modules de 45° de fibres scintillantes maintenus par les sept bras du support d'aluminium. Chaque module possède une zone instrumentée couvrant $22,5^\circ$ composée de 2 plans de fibres scintillantes formant un angle de $22,5^\circ$; et de part et d'autre, deux zones non instrumentées de $11,25^\circ$ chacune. Elles servent à la fixation et l'acheminement des câbles de lecture. Le décalage en ϕ de $22,5^\circ$ des deux supports offrent une couverture sur 360° .

⁴L'énergie déposée par une particule dans le milieu qu'elle traverse dépend de son énergie. Il existe une valeur de cette énergie pour laquelle le dépôt est minimal. Dans ce cas, on dit que la particule est au minimum d'ionisation (MIP).

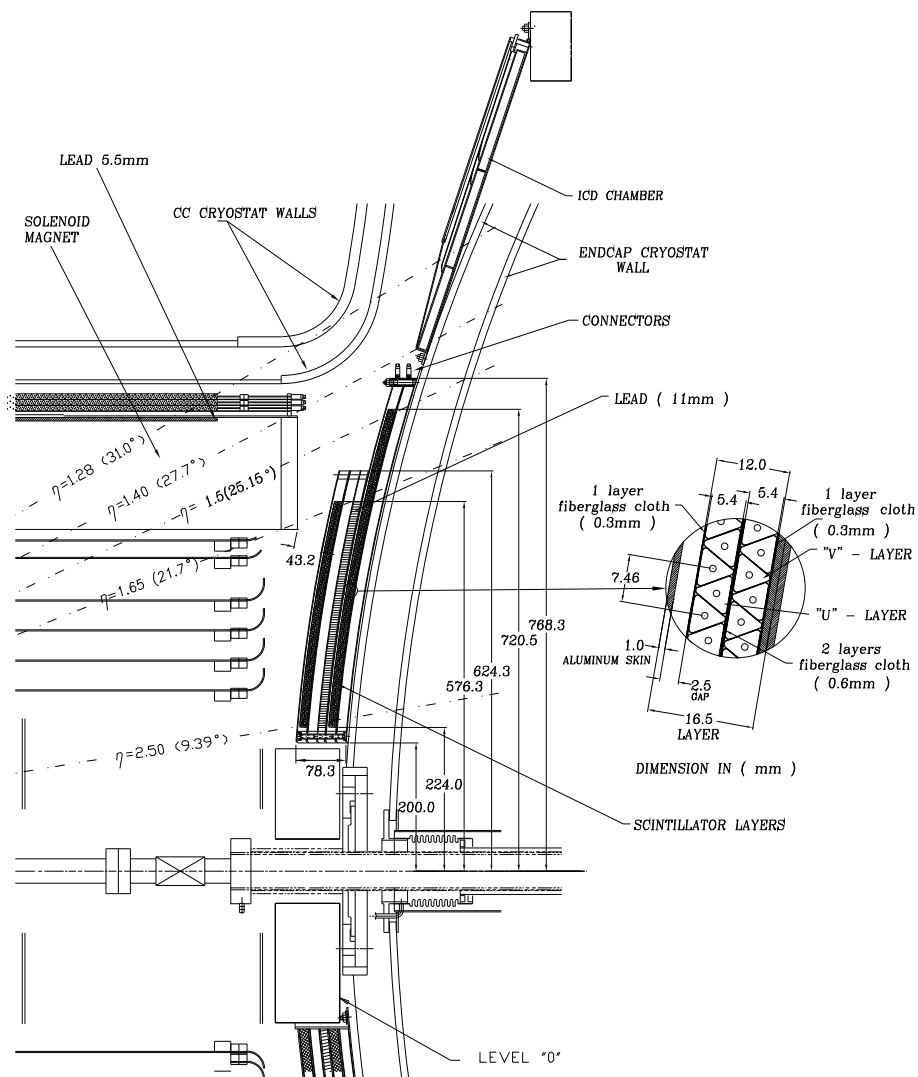


FIG. 2.10 – Coupe longitudinale de la partie supérieure du FPS.

Les couches en amont couvrent $1,65 < |\eta| < 2,5$ contre $1,5 < |\eta| < 2,5$ pour la partie en aval. À l'instar du CPS, la lumière des fibres de décalage est conduite au VLPC via des guides de lumière de 10 à 13 m de long. Les résolutions du FPS sont de 1 mm en z , 3 mm en ϕ et proches de 20% en énergie.

2.2.6 Calorimètre

Le calorimètre à échantillonnage de DØ [38] est constitué d'une partie centrale et de deux bouchons enfermés dans un cryostat. L'ensemble de son électronique a été modifiée pour la phase II de fonctionnement. Sa géométrie pseudo-projective en ϕ et pseudo-rapacité (η) est illustrée sur la figure 2.11. Les cellules calorimétriques sont ainsi regroupées en tours se projetant au centre du détecteur.

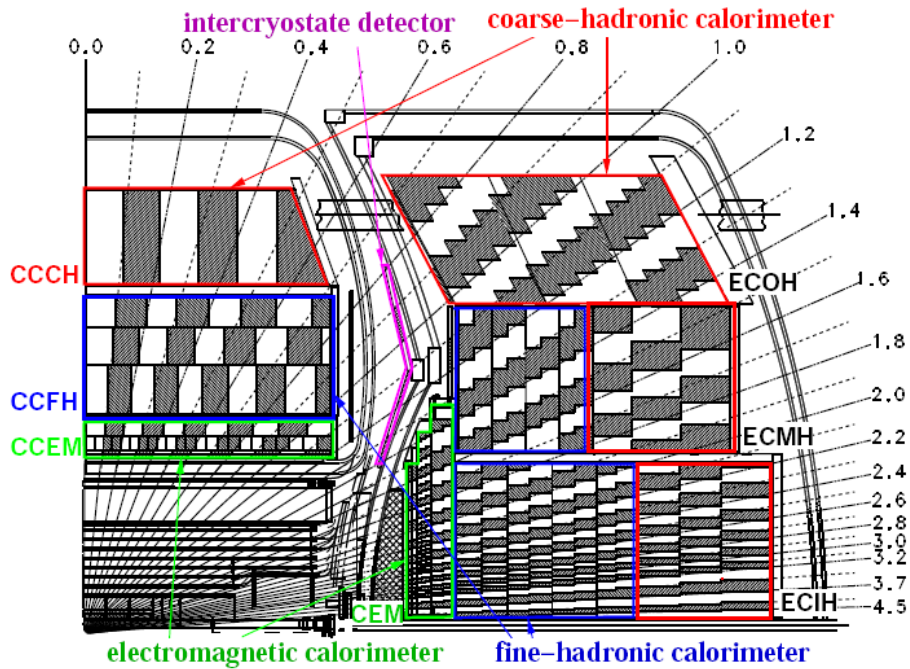


FIG. 2.11 – Schéma d'un quart de calorimètre en coupe longitudinale. Nous observons la pseudo-projectivité des cellules du détecteur.

2.2.6.1 Calorimètre central

Le calorimètre central (CC) qui couvre la région définie par $|\eta| < 1$ est composée de trois parties concentriques : les calorimètres centraux électromagnétiques (CCEM), fins hadroniques (CCFH) et grossier hadronique (CCCH). Chaque couche est segmentée en modules trapézoïdaux de côtés $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,1 \times 0,1$. Seule exception, la couche CCEM3 possède une granularité plus fine ($0,05 \times 0,05$) car elle correspondait à la zone de dépôt maximal d'énergie des électrons et photons lors de la phase I. Ce n'est plus le cas avec l'ajout du système de trajectographie. Le CCEM

est divisé en ϕ en 32 modules, soit deux fois plus que les CCFH et CCCH.

Les cellules des calorimètres centraux EM et FH sont composées d'argon liquide pour le milieu actif et d'uranium appauvri pour l'absorbeur.

L'uranium présente l'avantage de former des calorimètres compacts et proches de la compensation. Le rapport des réponses électromagnétique (e) et hadronique (h) au passage d'une particule était $\frac{e}{h} = 1,02$ pour des électrons de 5 GeV lors de la phase I.

L'argon est, pour sa part, stable et résistant aux radiations, mais nécessite d'être maintenu à basse température. Pour cela, les calorimètres central et bouchons possèdent chacun un cryostat.

Enfin, le CCCH dont le but est de collecter les fins de gerbes, est pourvu d'un absorbeur en cuivre.

2.2.6.2 Calorimètres bouchons

Les deux bouchons sont composés de quatre parties. La première électromagnétique (ECEM) comporte quatre disques verticaux, axés sur le faisceau. Les supports mécaniques, sous forme de plaque en acier inoxydable de 2 cm d'épaisseur, sont présents entre les couches ECEM3 et ECEM4. Derrière ce premier ensemble, se trouvent les trois calorimètres hadroniques de forme cylindrique. Le calorimètre interne hadronique (ECIH) est le plus proche du faisceau. Il est entouré par le calorimètre moyen hadronique (ECMH), lui même contenu dans le cylindre formé par le calorimètre externe hadronique (ECOH). Les deux premiers possèdent une partie fine hadronique, au plus près du centre du détecteur, composée de quatre couches concentriques ; et une partie plus grossière et monocouche. Les calorimètres électromagnétiques et fins hadroniques utilisent l'uranium comme absorbeur, tandis que l'acier inoxydable joue ce rôle pour les calorimètres hadroniques et l'ECOH. Les absorbeurs sont perpendiculaires au faisceau, exception faite pour le calorimètre ECOH pour lequel ils sont inclinés à 60° . Les modules de la région $2,6 < |\eta| < 3,2$ sont de dimension $\eta \times \phi = 0,1 \times 0,1$ et $0,2 \times 0,2$ pour $|\eta| > 3,2$.

Les principales caractéristiques des différents calorimètres du détecteur DØ sont regroupées dans le tableau 2.1.

Le rapport d'échantillonnage R_e est le rapport de l'énergie déposée dans le milieu actif sur l'énergie déposée dans les couches du calorimètre.

Trois termes contribuent de manière quadratique à l'évaluation de la résolution en énergie d'un calorimètre :

$$\frac{\sigma_E}{E} = C \oplus \frac{S}{\sqrt{E}} \oplus \frac{N}{E} \quad (2.3)$$

- N : terme dont la principale contribution est due à la radioactivité de l'uranium,
- S : terme d'échantillonnage rapportant les fluctuations de R_e ,

	$ \eta $	λ_i	X_0	R_e
CCEM 1,2,3,4	$< 1,2$	-	2, 2, 7, 10	11,8%
CCFH 1,2,3	$< 1,0$	1,3, 1,0, 0,9	-	6,7%
CCCH 1	$< 0,6$	3,2	-	1,5%
ECEM 1,2,3,4	1,4 - 4,0	-	0,3, 3, 8, 9	11,9%
ECIH(FH) 1,2,3,4	1,6 - 4,5	1,3, 1,2, 1,2, 1,2	-	6,7%
ECIH(CH) 1	2,0 - 4,5	3,6	-	1,5 %
ECMH(FH) 1,2,3,4	1,0 - 1,7	1,3, 1,2, 1,2, 1,2	-	6,7%
ECMH(CH) 1	1,3 - 1,9	4,1	-	1,5%
ECOH 1	0,7 - 1,4	7,0	-	1,5%

TAB. 2.1 – Couverture en pseudo-rapidity (η), épaisseur en longueurs d'interaction (λ_i) ou de radiation (X_0) et rapport d'échantillonnage (R_e).

– C : erreurs sur la calibration des canaux, les fins de gerbes et les fuites.

Pour la phase II, la résolution attendue est [39] :

– C = 0,030 et S = 0,15 pour les électrons,

– C = 0,04 et S = 0,45 pour les pions.

Les mesures effectuées en conditions normales de collision lors de la phase II [40, 41] ont montré que pour les électrons, de même que pour les jets, la dépendance en η doit être prise en compte. La figure 2.12 représente l'évolution du rapport $\sigma(p_T)/p_T$ en fonction de l'impulsion transverse du jet.

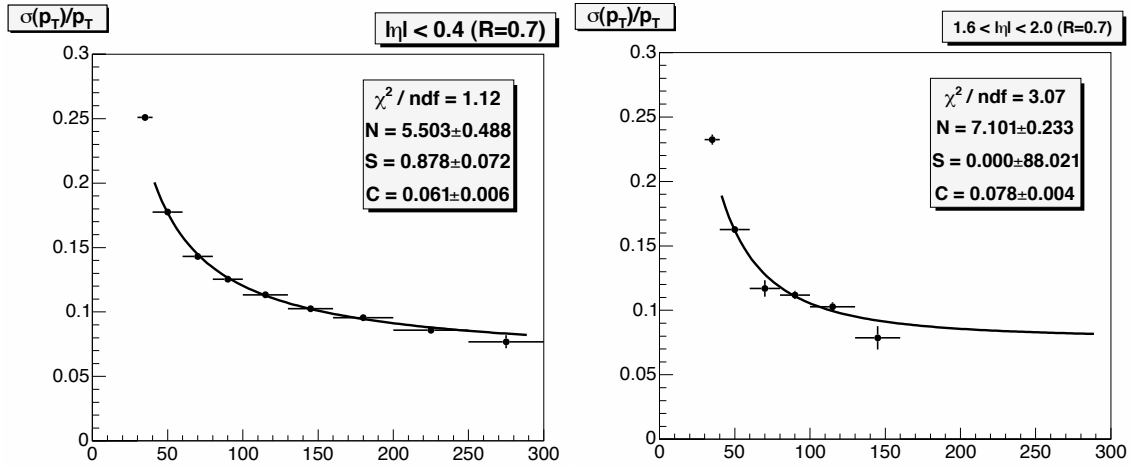


FIG. 2.12 – Évolution du rapport $\sigma(p_T)/p_T$ en fonction de l'impulsion transverse du jet pour des pseudo-rapidity $|\eta| < 0.4$ (à gauche) et $1,6 < |\eta| < 2$ (à droite) [41].

2.2.7 Spectromètre à muons

Le spectromètre à muons, représenté sur la figure 2.13, est constitué de plans de chambres à dérive et d'un aimant toroïdal courbant les trajectoires des muons.

Ce dernier présente une section carrée de 109 cm d'épaisseur, pèse 1973 tonnes et génère un champ magnétique de 1,8 T, transversal à l'axe du faisceau. Le champ est horizontal dans les parties inférieures et supérieures de l'aimant et vertical dans les parties latérales. Le spectromètre à muons possède trois sous-structures. L'une couvrant la zone centrale ($|\eta| < 1$) est appelée WAMUS (*Wide Angle MUon Spectrometer*) ; les deux autres couvrant les zones avant ($1 < |\eta| < 2$) sont appelées FAMUS (*Forward Angle MUon Spectrometer*). Le support de cette structure fait apparaître deux trous dans la partie inférieure centrale, situés à $\phi \simeq 4,5$ et symétriques en η .

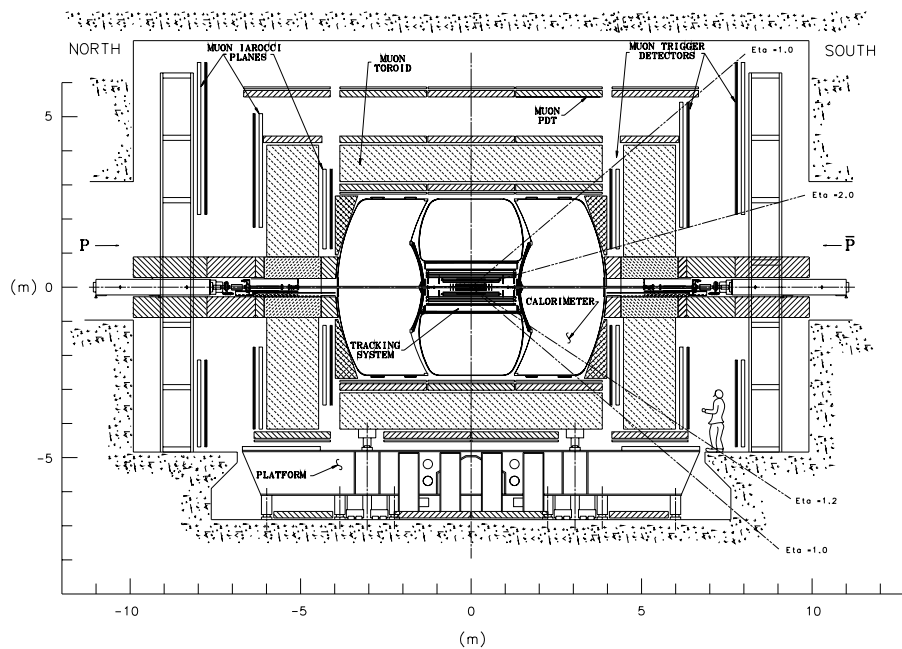


FIG. 2.13 – Coupe longitudinale du détecteur DØ .

2.2.7.1 WAMUS

Le WAMUS [42] comporte huit octants, composés chacun de plans de scintillateur et de trois plans de chambres à dérive. Ces dernières sont constituées de tubes d'aluminium appelés PDT (Proportional Drift Tubes). Leur fil d'anode central orienté suivant les lignes de champ de l'aimant offre une résolution de $500 \mu\text{m}$ en position sur l'axe z . Deux cathodes sont fixées sur les faces internes supérieure et inférieure des tubes de manière à mesurer le signal induit par l'anode. Leur géométrie périodique conduit à une résolution en (r, ϕ) de 3 mm modulo 30 cm .

Un mélange de 80% Ar, 10% CF_4 et 10% CH_4 constitue le gaz des chambres. Le temps de dérive est de l'ordre de 450 ns . Le plan de chambres à dérive le plus proche du faisceau, nommé A, et situé à l'intérieur du toroïde comporte quatre étages de PDT à l'exception de la partie inférieure qui n'en possède que trois, faute de place. Les deux autres plans (B et C), placés à l'extérieur du toroïde, sont composés de trois plans de PDT.

La mesure de l'impulsion d'un muon par le WAMUS présente une résolution donnée par la relation :

$$\frac{\Delta p_T}{p_T} = 0,180 \oplus 0,003 p_T \text{ (GeV/c)} \quad (2.4)$$

Les diffusions multiples dans la matière qui précède le PDT limite sa résolution. La combinaison des CFT et WAMUS optimise la mesure d'impulsion des muons. Le plan de scintillateur A_ϕ situé entre le calorimètre et la couche A de PDT joue trois rôles :

- donner le temps de référence pour le calcul du temps de dérive,
- identifier par coïncidence les particules rétrodiffusées,
- mesurer les muons de bas p_T n'atteignant pas les couches B et C.

Les plans de scintillateurs sont situés sur les faces latérales et supérieures à l'extérieur du plan C (*cosmic cap*), ainsi que sur les faces latérales après la couche B dans les octants 4 et 7 et sur chaque couche inférieure B et C (*cosmic bottoms*).

2.2.7.2 FAMUS

Les FAMUS [43], ajoutés pour la phase II, sont composés de trois plans de chambres à dérive dans lesquelles les MDT (Mini Drift Tubes), matrices de huit cellules de section $9,4 \times 9,4 \text{ mm}^2$, remplacent les PDT. Ce choix est justifié par de meilleures performances en termes de résistance aux radiations, résolution en position ($< 1 \text{ mm}$) et temps de dérive des électrons ($< 100 \text{ ns}$). Le plan le plus interne (A), composé de quatre niveaux de MDT, est situé avant l'aimant toroïdal, les deux autres (B et C), composés de trois niveaux, sont placés après. Tous les plans sont divisés en octants. Leur longueur est fonction de leur distance au faisceau. La résolution sur la position d'une trace en (r, ϕ) est de $0,9 \text{ mm}$ pour un niveau de MDT, et atteint $0,7 \text{ mm}$ pour un plan. La résolution sur l'impulsion des muons de basse impulsion transverse est de l'ordre de 20%.

Pour le déclenchement et la reconstruction des traces, les FAMUS utilisent trois plans de scintillateurs "PIXELS". La figure 2.14 représente une vue d'ensemble de ce système.

2.2.8 Détecteurs intercryostats

La zone de pseudo-rapacité $0,8 < |\eta| < 1,4$ n'est pas totalement couverte par les calorimètres. Des détecteurs intercryostats ont donc été placés dans cette région afin de pallier la perte d'information conduisant à des erreurs de mesure de l'énergie transverse manquante et de l'énergie des jets. Un premier type de détecteur constitué de cellules de milieu actif uniquement est disposé entre la paroi du cryostat et le calorimètre, ces derniers servant d'absorbeur. Les cellules sont disposées en anneau dans le prolongement des couches ECOH, ECMH et CCFH comme l'illustre la figure 2.15.

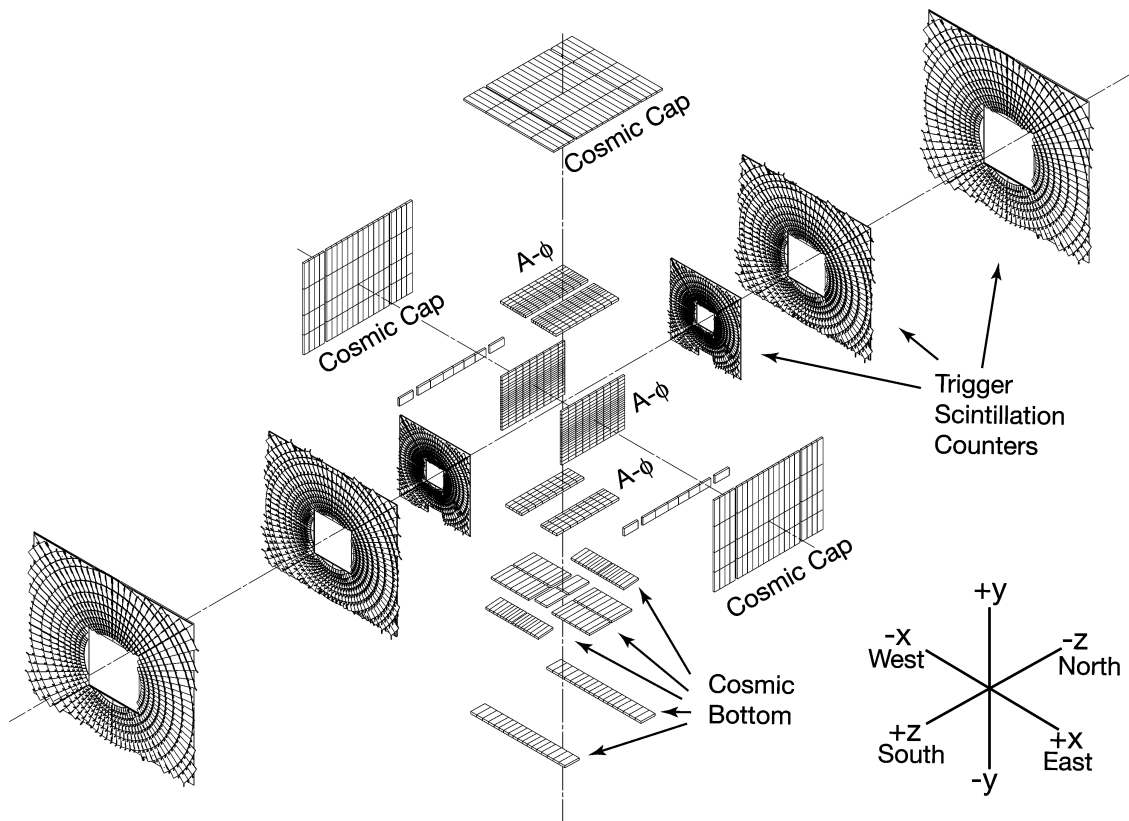


FIG. 2.14 – Schéma de l'ensemble des plans de scintillateurs du système à muon. Nous distinguons les trois plans des parties centrales latérales (A_ϕ , B pour les octants 4 et 7 et *cosmic cap*), les deux plans de la partie centrale supérieure (A_ϕ et *cosmic cap*), les trois plans de la partie centrale inférieure (A_ϕ et *cosmic bottoms* et les trois plans "PIXELS" des régions avant.

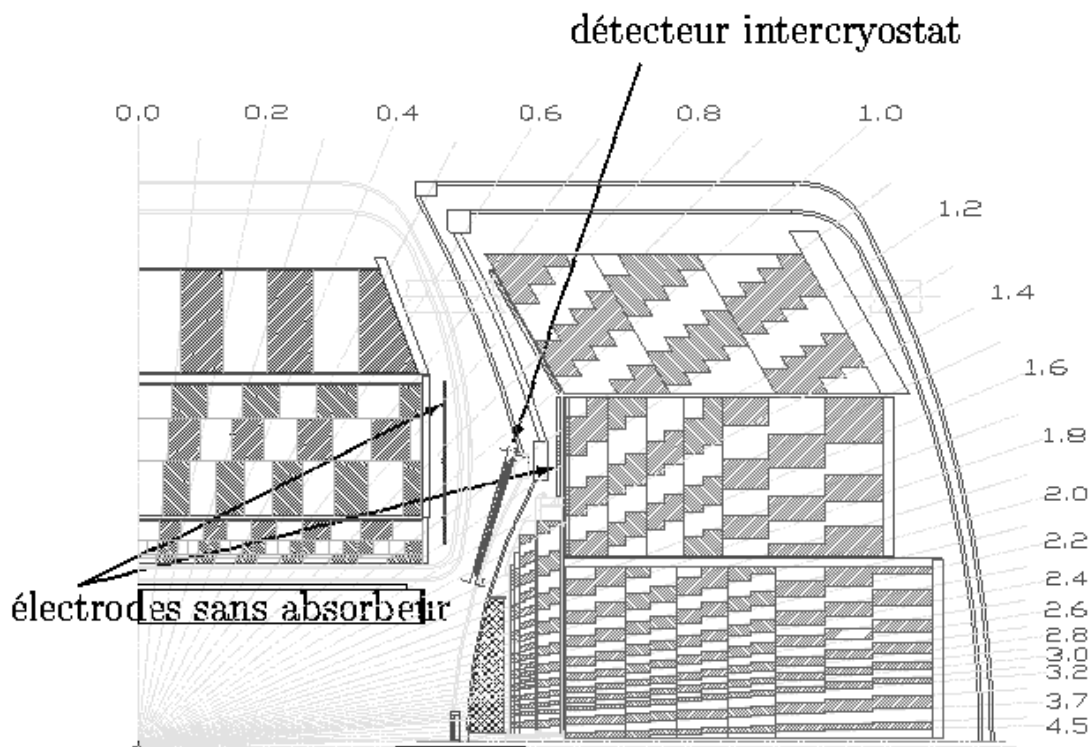


FIG. 2.15 – Position des détecteurs intercryostats couvrant la région $0,8 < |\eta| < 1,4$

Des ensembles de tuiles scintillantes accolées aux parois externes des cryostats et couvrant la région $1,1 < |\eta| < 1,4$ constituent le second type de détecteurs intercryostats[44] (ICD). Chacun des 16 modules composant un ICD est formé d'une matrice de 12 tuiles scintillantes couvrant une région $\eta \times \phi = 0,1 \times 0,1$ afin de conserver la pseudo-projectivité du calorimètre. Chaque module est équipé de 12 fibres de décalage qui convertissent la lumière émise par les tuiles scintillantes et les conduisent vers des photomultiplicateurs via des guides de lumière de 8 mètres de long environ.

2.2.9 Moniteurs de luminosité

Deux moniteurs de luminosités [45], représentés sur la figure 2.16, sont fixés à $z = \pm 140$ cm sur les parois externes des cryostats avant, entre les FPS et le faisceau. Composés de 24 segments de scintillateur disposés en pétales, ils couvrent la région $2,7 < |\eta| < 4,4$. Chaque segment est lu par un photomultiplicateur. Ces détecteurs sont utilisés pour mesurer les collisions inélastiques⁵ non-diffractives $p\bar{p}$ et le calcul de la luminosité vue par le détecteur DØ. La précision sur cette mesure présente une incertitude systématique estimée à 6,5% [46].

⁵Les collisions inélastiques sont caractérisées par des interactions fortes entre les constituants des protons, conduisant à leur dissociation.

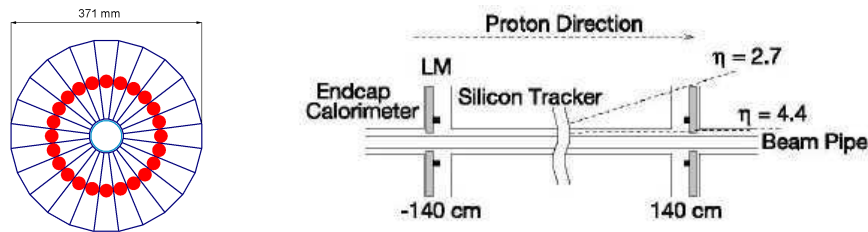


FIG. 2.16 – Schéma des moniteurs de luminosité avec leur 24 éléments identiques de scintillateur.

2.2.10 Évolution de la luminosité enregistrée

La luminosité enregistrée est représentée sur la figure 2.17. L'influence des améliorations apportées pendant les périodes d'arrêt (plateaux) se traduit par une accélération de l'accumulation de luminosité intégrée.

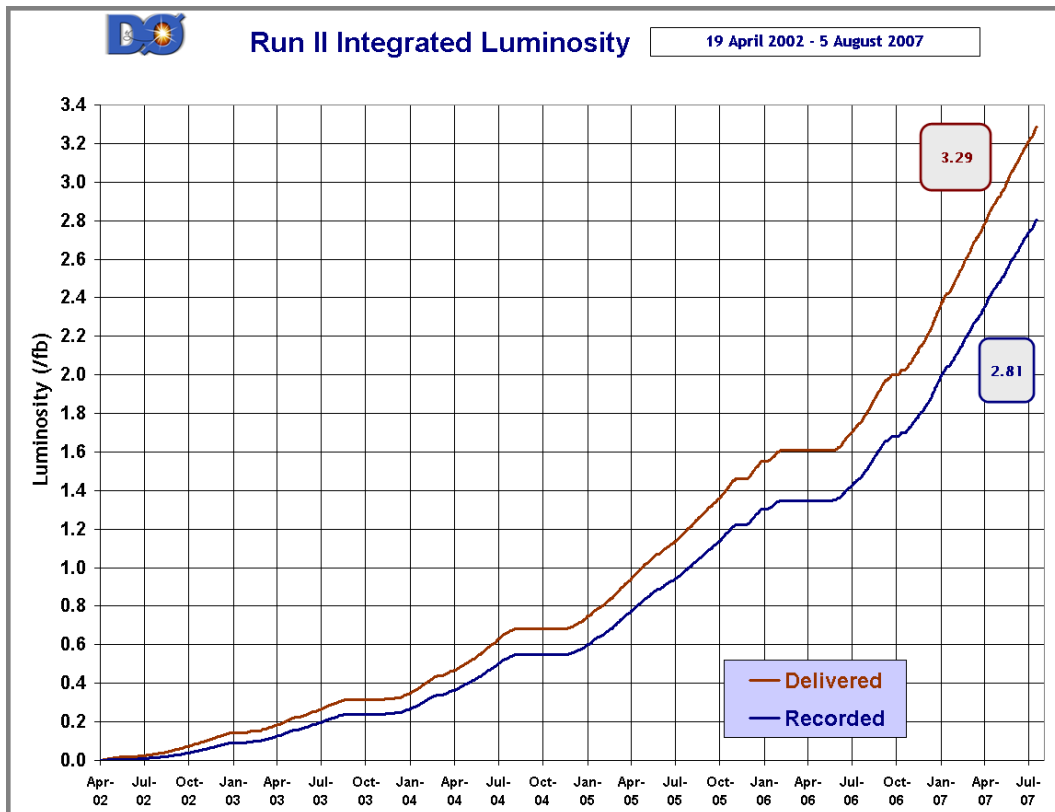


FIG. 2.17 – Évolution des luminosités délivrées par le Tevatron et reconstruites par le détecteur DØ depuis le début de la phase II.

La luminosité enregistrée est de $2,64 \text{ fb}^{-1}$ au 24 juin 2007. Si ces performances sont maintenues jusqu'à fin 2009, 7 fb^{-1} de données pourraient être enregistrées.

Du point de vue de l'expérience DØ, le facteur limitant principal est la rapidité d'acquisition des sous-détecteurs.

L'efficacité de la prise de données (fig. 2.18) présente deux phases. D'avril 2002

à avril 2003, période de “prise en main” du détecteur, sa valeur proche de 30% a triplé. Ensuite, elle s’est maintenue entre 85 et 90%, qui sont des valeurs typiques.

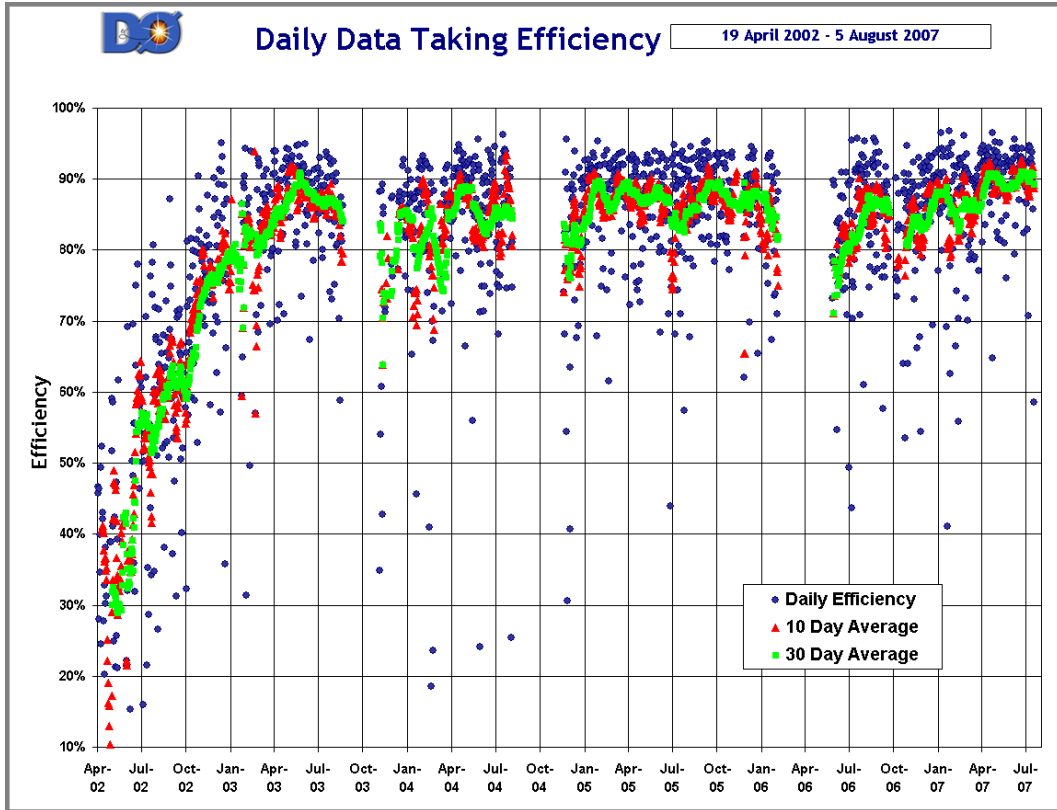


FIG. 2.18 – Évolution de l’efficacité d’acquisition de l’expérience DØ depuis le début de la phase II. Sont représentés les efficacités quotidienne (cercles), moyennée sur 10 jours (triangles) ou 30 jours (carrés).

2.3 Conclusion

Nous avons vu en détail la chaîne d’accélération $p\bar{p}$ qui permet d’obtenir des collisions à une énergie $\sqrt{s} = 1,96$ TeV dans le centre de masse. Les différents sous-détecteurs de l’expérience DØ, présents dès la phase I ou ajoutés pour la phase II comme les SMT, CPS et FAMUS, ont également été présentés avec leur résolution. Enfin, l’évolution de la luminosité intégrée a montré une accélération soutenue depuis les débuts de la phase II. Ceci est le résultat d’améliorations aussi bien au niveau du faisceau qu’au niveau du système de déclenchement que nous allons décrire dans le chapitre suivant.

Chapitre 3

Acquisition, simulation et reconstruction de données

Ce chapitre s'articule en trois parties. Dans un premier temps, nous verrons comment l'acquisition de données, étape clef de l'expérience, permet de réduire drastiquement le taux d'événements retenus au travers de ses trois niveaux de déclenchements. Puis, nous parcourrons les différentes étapes composant la chaîne de production des événements simulés. La dernière partie sera consacrée à la reconstruction des événements, aussi bien acquis que simulés. Les différents objets que nous utiliserons pour la recherche de Supersymétrie seront également présentés.

3.1 Système de déclenchement

Avec une forte luminosité instantanée, le taux d'interactions de la phase II est trop important pour que toutes les interactions ayant lieu dans le détecteur puissent être enregistrées. De plus, tous les événements ne présentent pas le même intérêt, voire dans la plupart des cas aucun, selon l'analyse de physique qui est faite. Certaines requièrent des électrons, d'autres des jets ou des muons, ... Un système de déclenchement a donc été mis en place afin de ne conserver que les événements les plus pertinents. Ce système se compose de trois niveaux : L1, L2 et L3.

3.1.1 Premier niveau de déclenchement

Le système de déclenchement de niveau 1 [47] est une électronique de filtrage qui a pour but d'abaisser le taux d'événements retenus de 10kHz sachant que la fréquence de croisement des faisceaux est de 2,5 MHz. Le système de déclenchement de niveau 1 est constitué d'une unité de traitement principale et de sous-systèmes.

Chaque sous-système traite les informations spécifiques à un détecteur et produit à chaque croisement de faisceaux des termes d'entrée destinés à l'unité principale. Ces termes d'entrée "ET-OU" fournissent un résumé de l'activité vue par les sous-systèmes de déclenchement de niveau 1. Si le système d'acquisition de données est prêt à commencer un nouveau cycle, alors l'unité principale du système de déclen-

chement de niveau 1 détermine en fonction du réseau de termes d'entrée "ET-OU", si l'événement doit être rejeté ou capturé pour une analyse au niveau 2 de déclenchement. La décision de déclenchement de niveau 1 est prise dans les $4\mu\text{s}$ qui succèdent une collision. Les 4 sous-systèmes de déclenchement représentés sur la figure 3.1 sont :

1. Le sous-système de déclenchement de niveau 1 du CFT/CPS [48]. Il utilise les informations des fibres axiales du CFT et des bandes axiales du CPS. Quatre intervalles d'impulsion transverse de traces sont définis : 11-1000 GeV/c, 5-11 GeV/c, 3-5 GeV/c et 1,5-3 GeV/c. La carte de déclenchement CFT indique le nombre de traces trouvées dans ces 4 intervalles en p_T , le nombre de traces associées à un amas du CPS et s'il y a une trace seulement isolée ou isolée et associée à un amas.
2. Le sous-système de déclenchement du niveau 1 du CFT/FPS [48]. Les amas sont construits séparément dans les couches arrières u et v et sont associés avec des points d'impact dans la couche avant pour distinguer électron et photon. Les électrons sont caractérisés par un dépôt de MIP dans la partie précédant le radiateur et par une gerbe électromagnétique dans la partie qui lui succède. L'information transmise au système de déclenchement est le nombre d'amas de type électron et photon trouvés dans chacune des couches u et v.
3. Le sous-système de déclenchement calorimétrique [49]. Le calorimètre est divisé en 1280 tours pseudo-projectives avec une segmentation de $0,2 \times 0,2$ dans le plan $\eta \times \phi$. Chaque tour possède deux régions, l'une électromagnétique, l'autre hadronique. L'énergie transverse déposée dans chaque tour ainsi que l'énergie transverse totale déposée ou manquante sont transmises au système de déclenchement principal.
4. Le sous-système de déclenchement des muons[50] comporte deux algorithmes de déclenchements :
 - MTC05 (MuonTriggerCard) associe les traces reconstruites à partir des points d'impact dans les plans de scintillateur du spectromètre avec les traces du CFT. Cette association est limitée à la couche A_ϕ de scintillateur PIXEL pour la partie FAMUS, si l'impulsion transverse des traces est faible. Dans le cas contraire, les plans de veto cosmique (*cosmic bottoms* et *cosmic cap*) pour la partie WAMUS et les deux plans extérieurs au toroïde pour la partie FAMUS sont requis.
 - MTC10 utilise les trois couches de PDT afin de déterminer les centres de gravité des points d'interaction. Les informations des points d'interaction dans le scintillateur sont utilisées pour confirmer que les centres de gravité proviennent bien de ce croisement spécifique, car le temps de dérive dans les PDT s'étend sur quatre à cinq croisements de faisceaux.

Le nombre de muons appartenant aux régions centrales, nord et sud, aux quatre intervalles en p_T et le nombre total de muons reconstruits sont envoyés au système de déclenchement principal.

À partir de l'information reçue des différents sous-systèmes sous forme binaire,

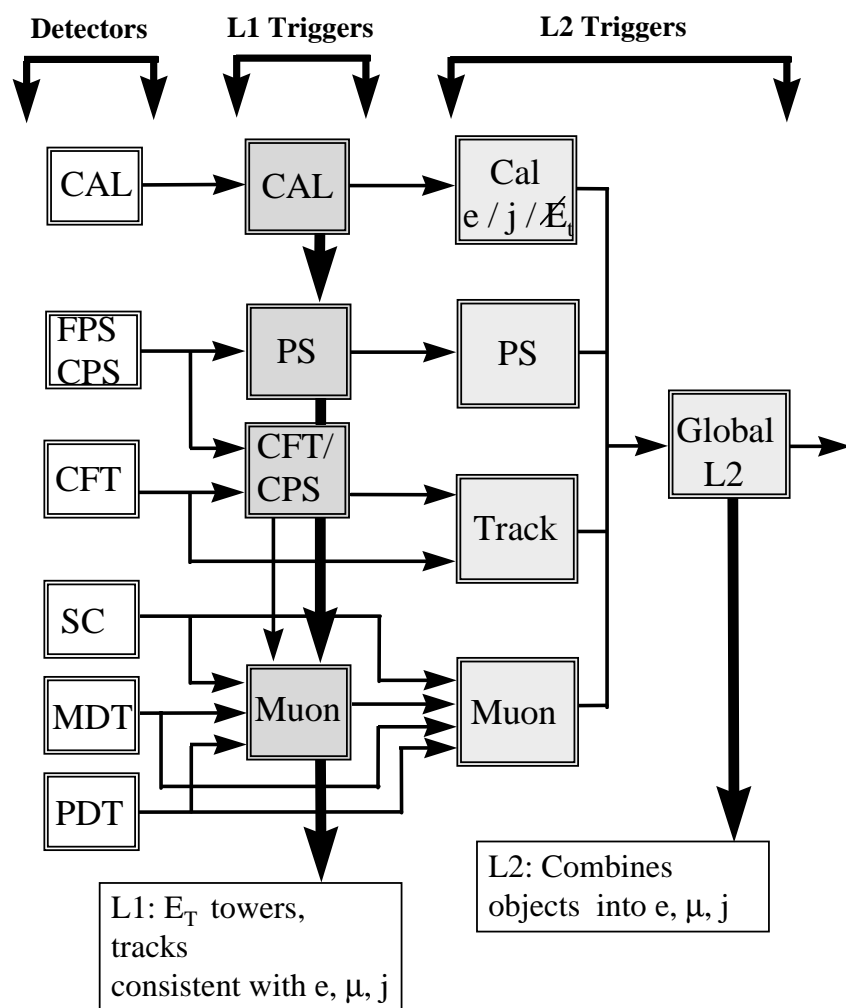


FIG. 3.1 – Organigramme du système de déclenchement de niveau 1 et 2 (*L1 Trigger*, *L2 Trigger*).

le système de déclenchement principal combine ces entrées par une électronique logique “ET/OU” et traduit sur 128 bits la vérification ou non des premiers critères de sélection de l’événement. Si au moins un des 128 bits est positif, l’événement passe le niveau 1. Ces données sont stockées temporairement afin d’être soumises au second niveau de filtrage si l’état du système d’acquisition le permet. Pour éviter la saturation de ce dernier, un facteur de pondération (“prescale”) peut être appliqué en fonction de la luminosité.

3.1.2 Second niveau de déclenchement

Le second niveau du système de déclenchement (L2) [51] a pour but d’abaisser le taux d’événements acceptés de 10kHz à 1kHz. Son électronique dédiée possède environ $100\mu\text{s}$ pour traiter chaque événement. La décision au L2 utilise des corrélations entre différents détecteurs qui délivrent une information utilisée par des préprocesseurs. Ces derniers forment des objets physiques (traces, jets, amas, ...). Comme le montre l’organigramme de la figure 3.1, ils sont au nombre de quatre :

1. Le préprocesseur de trajectographie [52] liste les traces en fonction de leur impulsion transverse.
2. Le préprocesseur calorimétrique [53] est constitué de trois processeurs :
 - un processeur de reconstruction de particules électromagnétiques utilise les tours obtenues au L1 comme *graines* auxquelles il associe les quatre voisines dont le dépôt d’énergie transverse est maximal. Le caractère électromagnétique ou non de la particule est défini en fonction de la fraction électromagnétique déposée dans l’amas.
 - un processeur de reconstruction de jets forme des amas de 5×5 tours autour des graines du L1. L’énergie transverse qui, par faute de temps, n’est pas calculée à partir du vertex reconstruit mais à partir du centre du détecteur permet de discriminer les jets des autres particules.
 - un processeur de calcul de l’énergie transverse manquante.

Les objets physiques produits par le préprocesseur calorimétrique sont ordonnés en énergie.

3. Le préprocesseur à muon [54] reconstruit des segments dans les plans de chambres à dérive et de scintillateur. Ces segments sont ensuite associés s’ils appartiennent à un cône $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,3 \times \pi/4$. Chaque segment non associé est considéré comme un muon. L’impulsion transverse, la position en (η, ϕ) et la qualité des muons constituent l’information produite.
4. Le préprocesseur du détecteur de pieds de gerbe [55] utilise les couches axiales et stéréos des CPS et FPS. Afin de faciliter leur association aux objets L2, les amas produits par ce préprocesseur sont ordonnés en (η, ϕ) .

Ces quatre préprocesseurs sont gérés par un processeur global qui exécute séquentiellement un script de sélections. Afin de diminuer le nombre d’opérations, le processeur global sous-traite aux préprocesseurs des calculs seulement si les étapes précédentes sont validées. Le système de déclenchement de niveau 2 produit par le

processeur global est codé sur 128 bits, où chaque bit du L2 correspond à un bit du L1.

3.1.3 Troisième niveau de déclenchement

Purement logiciel, le système de déclenchement de niveau 3 (L3) [56] permet de passer d'un taux de d'événement de 1 kHz à 50 Hz. La décision utilise la totalité de l'information délivrée par les différents détecteurs et s'opère en 1 ms. Les événements passant le L3 sont transmis à travers le réseau pour être écrits sur bandes magnétiques.

À chacun des 226 bits du résultat du niveau 3 correspond un filtre qui teste séquentiellement une série de conditions. Des outils, implémentations de classes d'identification d'objets, sont les paramètres d'entrée des filtres. Par exemple, le filtre L3FEle qui définit un électron au L3 prend en paramètre une instance de la classe ELE_NLV_SH qui est elle-même définie par 26 variables (fraction électromagnétique, isolation, taille de cône, ...). Afin d'accélérer le traitement d'un événement, seuls les scripts associés à un bit du L2 positif sont exécutés et les algorithmes du L3 peuvent utiliser des listes de candidats fournies par le L1 et L2.

3.2 Format de données exploitées et chaîne de traitement de l'information dans l'expérience DØ

Entre les informations fournies par la chaîne d'électronique du détecteur et les résultats de leur analyse, plusieurs formats de données apparaissent. Passons les en revue. Le détecteur DØ produit des données brutes, appelées "raw data". Il s'agit par exemple des comptages digitalisés des cellules calorimétriques, des points d'impact dans le système de trajectographie. Deux traitements différents sont ensuite applicables à ces données brutes. Le premier consiste dans l'utilisation d'un algorithme de simulation de déclenchement, TrigSim, qui fournit des fichiers au format "Data Summary Tape" (DST) et le deuxième dans l'application d'un programme de reconstruction, DØReco, qui convertit ces données brutes en objets physiques. Les informations associées à un même type d'objet (amas électromagnétique, hadronique, vertex, ...) sont contenues dans des structures appelées "*chunks*". Dans ce cas, les fichiers de sortie sont de deux types : DST et Thumbnails. La raison de ce dédoublement de l'information de sortie est la suivante :

- le format DST qui regroupe les informations reconstruites et un résumé des informations associées aux événements nécessite 100 kbits par événement,
- le format Thumbnail, version compressée des DST, requiert 15 kbits par événement.

Par conséquent, le choix entre ces deux formats de sortie résulte d'un compromis entre le nombre d'informations nécessaires et la capacité de stockage disponible. À raison de plus de deux millions d'événements acquis par jour, les quantités de

données à gérer sont de 190 Gbits/jour pour les DST et de 28 Gbits/jour pour les Thumbnails.

À ce stade, les fichiers DST peuvent soit subir une simulation de déclenchement pour être ensuite analysées par un algorithme tel que DØchunkanalyze; soit être réduits en Thumbnails. L'application de l'algorithme d'analyse TMBanalyze aux Thumbnails fournit en sortie des "TMBTrees", fichiers dont l'information est organisée de manière arborescente. Un récapitulatif est donné par l'organigramme 3.2.

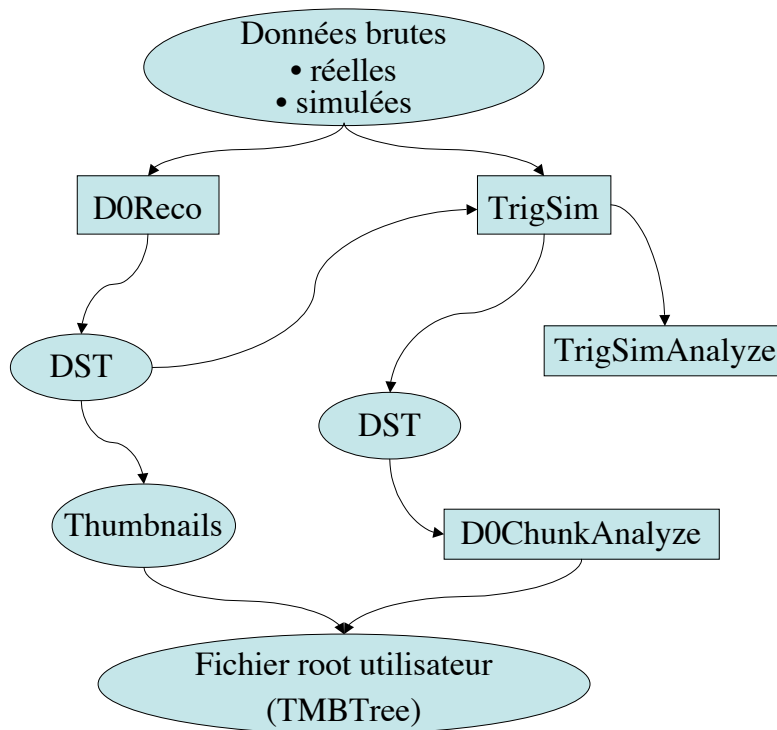


FIG. 3.2 – Relations entre les différents formats de fichiers de données dans DØ.

3.3 Simulation d'événements

Afin de simuler les processus physiques et le comportement du détecteur observés dans les données acquises auprès de l'expérience DØ, plusieurs étapes sont nécessaires. Il faut générer le processus physique, simuler la réponse des différents détecteurs et reproduire le traitement de l'information ainsi produite. Passons ces différentes étapes en revue en s'appuyant sur l'exemple de la construction des banques de données calorimétriques.

3.3.1 Générateurs de physique

La première étape consiste à générer les processus physiques qui nous intéressent. Une représentation schématisée de cette chaîne de production est donnée sur la figure 3.3.

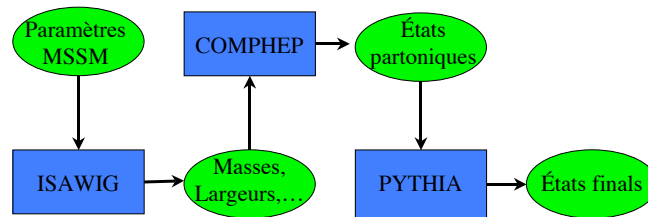


FIG. 3.3 – Chaîne de production du signal supersymétrique, des paramètres MSSM à la sortie de Pythia.

Pour la simulation d’un signal supersymétrique, nous utilisons le programme Isawig [57] qui, en fonction des paramètres MSSM fournis en entrée, donne les masses, temps de vie et rapports d’embranchement des particules supersymétriques. Les paramètres ainsi obtenus sont injectés dans CompHEP [58], générateur d’événements partoniques. Nous choisissons alors l’état final qui nous intéresse et supprimons les diagrammes indésirables. En sortie, ce programme fournit pour chaque processus un fichier texte contenant les quadri-vecteurs énergie-impulsion des particules. Ces fichiers sont regroupés et transmis à Pythia [59] qui génère les états finals des objets détectables.

Une fois cette étape terminée, nous pouvons passer à la simulation du comportement du détecteur.

3.3.2 Simulation du détecteur et création des banques de données

Les différentes étapes de création des banques de données sont synthétisées sur le schéma de la figure 3.4.

3.3.2.1 DØgstar

DØgstar [60] (*DØ Geant Simulation of the Total Apparatus Response*) est un composant de l’environnement de travail de DØ basé sur le programme GEANT [61] du CERN. Son utilisateur peut engendrer des événements et effectuer un suivi des particules ainsi que de leurs impacts dans le détecteur. Le fichier de sortie contient, entre autres informations, la banque de données calorimétriques (CalDataChunk) remplie avec les “énergies vives” de chacune des cellules du calorimètre. Par “énergie vive”, il faut comprendre l’énergie déposée dans les parties actives du détecteur. Afin de tenir compte du bruit du calorimètre, des événements sans biais sont superposés aux événements des fichiers de sortie de DØgstar. Le programme DØRaw2Sim a pour

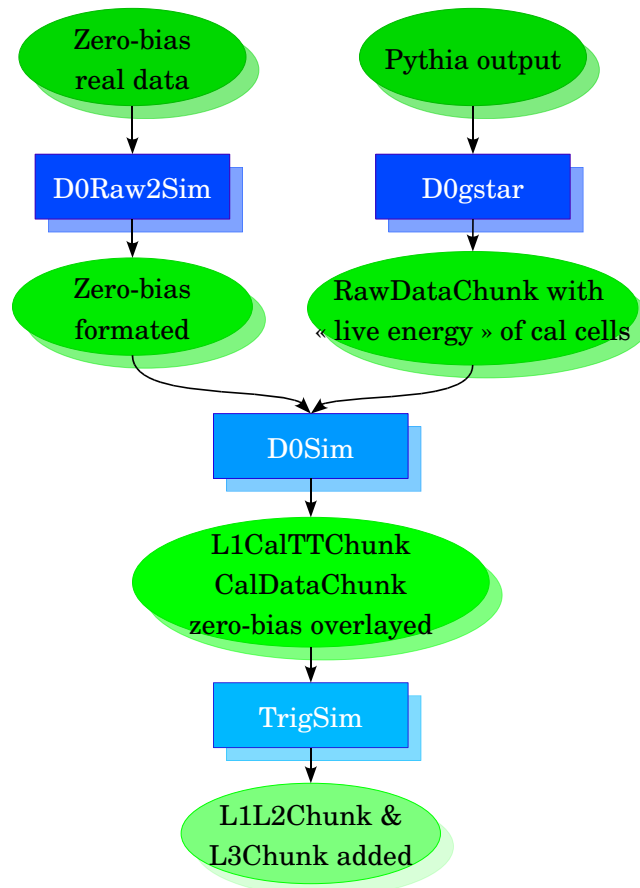


FIG. 3.4 – Chaîne de simulation des événements de Pythia à TrigSim.

but de préparer ces événements sans biais de façon à obtenir un format similaire à celui des sorties des générateurs de données Monte Carlo.

3.3.2.2 Création des banques de données avec DØSim

La création de la banque des données de déclenchement de niveau 1 (L1CalTTChunk) s'effectue en plusieurs étapes, au moyen du programme DØSim [62].

Dans un premier temps, l'information de la banque de données calorimétriques brutes (raw CalDataChunk) issue de DØgstar est accédée. Chaque cellule est pondérée par un facteur de conversion dépendant de la couche du calorimètre et de $i\eta$. On passe ainsi des "énergies vives" déposées dans la cellule à l'énergie de la particule.

Ensuite, les tours du système de déclenchement sont créées en sommant les énergies des cellules correspondantes.

Enfin, les données réelles sans biais sont converties par le programme DØRaw2Sim pour obtenir un format compatible avec la sortie de DØgstar, avant d'être superposées tour par tour aux données simulées. Ces données sans biais ont pour but de reproduire les pieds, l'empilement d'événements et le bruit du calorimètre.

La banque de données calorimétriques (CalDataChunk) est, elle aussi, modifiée par DØSim. Dans un premier temps, chaque cellule est repondérée par un facteur fonction de la couche et du calorimètre (central ou avant). Ce facteur diffère de celui qui est appliqué au L1CalTTChunk.

Ensuite, une seconde calibration est effectuée afin de prendre en compte la dépendance en η . Les 55 296 canaux de lecture sont traités individuellement.

Puis, les données sans biais sont superposées. L'énergie de chacune des cellules de ces fichiers formatés est ajoutée à la cellule de la banque de données calorimétriques Monte Carlo correspondante.

Enfin, une dernière calibration est appliquée afin de reproduire les effets non linéaires observés dans les ADC pour les données réelles. Ces effets sont ensuite corrigés par DØReco.

3.3.2.3 TrigSim

TrigSim [63] simule le système de déclenchement, aussi bien pour les données réelles que les données Monte Carlo. Il a été créé pour remplir les fonctions suivantes :

- évaluer les efficacités des outils de déclenchement sur les échantillons de données Monte Carlo et réelles avant qu'ils soient mis en ligne,
- tester et éventuellement corriger les programmes du système de déclenchement en ligne avant qu'ils soient utilisés,
- vérifier les performances des algorithmes du système de déclenchement et calculer leur efficacité pour les analyses.

À partir des informations calorimétriques brutes, TrigSim produit plusieurs banques supplémentaires. Citons les plus importantes, à savoir, la banque L1L2 qui simule la réponse de l'électronique du détecteur et la banque L3 qui reproduit le traitement logiciel du troisième niveau de déclenchement.

Les événements simulés sont ensuite reconstruits par le programme dédié, DØ-Reco.

3.4 Reconstruction d'objets

Le déclenchement de l'enregistrement d'un événement conduit à l'acquisition d'un grand nombre d'informations sur les particules ayant interagi avec le détecteur. L'étape suivante consiste dans la reconstruction et l'identification des objets physiques. Pour cela, plusieurs algorithmes ont été mis en place et s'appliquent indifféremment sur les données acquises et simulées.

3.4.1 Traces

La reconstruction des traces utilise l'information provenant du SMT et CFT pour la partie centrale et celle du SMT seul pour les parties avant ($|\eta| > 2$). Les impacts sont regroupés en amas à partir de la couche externe du CFT. Un propagateur [64] est utilisé pour modéliser le mouvement des particules dans le détecteur en tenant compte du champ magnétique et des matériaux traversés. Une route est ainsi formée en direction de la zone d'interaction en associant ces amas par ajustement de Kalman [65].

Ne sont conservées que les traces ayant un impact dans chaque couche et dont l'impulsion transverse est supérieure à 0,5 GeV/c. Dans la région de recouvrement ($1,7 < |\eta| < 2$), seulement trois impacts sont requis. À l'avant, le même algorithme est appliqué aux impacts du SMT. À ce stade, aucun vertex n'a été reconstruit, les paramètres des traces sont donc donnés en fonction du centre du détecteur.

3.4.2 Vertex

Dans un premier temps, les traces dont le paramètre d'impact est le plus faible sont retenues. Ensuite, le point d'origine des traces est choisi par itérations successives en supprimant à chaque étape la trace dont la contribution au χ^2 de l'ajustement est la plus importante ; ceci jusqu'à obtenir une valeur de χ^2 inférieure à 10. Cette procédure est de nouveau appliquée sur les traces restantes jusqu'à ce que tous les vertex soit trouvés.

Le vertex primaire correspond à celui de l'interaction dure, il est choisi comme étant celui dont la somme des impulsions transverses des traces associées est la plus grande.

3.4.3 Électrons

L'information utilisée pour la reconstruction des électrons est celle des quatre couches du calorimètre électromagnétique (EM1 à EM4) ainsi que la première couche du calorimètre hadronique fin (FH1).

Les cellules ayant interagi sont regroupées par un algorithme de simple cône de rayon $R=0,4$ pour créer des pré-amas. L'ensemble des tours situées autour de la plus énergétique d'entre elles forment un objet électromagnétique. Dans le calorimètre central, la taille du rayon du cône est fixée à $R=0,2$ contre 10 cm pour les calorimètres avant. Cet algorithme est efficace pour les électrons isolés de haute impulsion transverse (> 15 GeV/c); mais on lui préférera la méthode de la route [66] dans le cas d'électrons inclus dans des jets.

Afin de déterminer l'échelle absolue d'énergie [67], deux résonances sont utilisées : $Z \rightarrow e^+e^-$ et $J/\Psi \rightarrow e^+e^-$ pour les électrons respectivement à haute et basse impulsion transverse. De plus, selon leur angle d'incidence, les électrons ne traversent pas les mêmes matériaux. Ces effets géométriques sur leur énergie sont donc corrigés [68].

Plusieurs variables discriminantes sont élaborées pour les électrons reconstruits. Parmi les plus utilisées, citons :

- **La fraction électromagnétique**, définie comme le rapport de l'énergie déposée dans les quatre couches du calorimètre électromagnétique et de l'énergie totale de la particule déposée dans le cône de reconstruction (EM1-4 et FH1).

$$\text{EMfrac} = \frac{\sum_{\text{couche em}=1}^4 E_{\text{em}}}{E_{\text{tot}}} \quad (3.1)$$

L'énergie de la particule est corrigée afin de tenir compte des pertes survues avant l'entrée dans le calorimètre électromagnétique. Les contributions correspondant aux parties centrale (CPS) et avant (FPS) sont données par les relations [69] :

- CPS : $14 \times E_{\text{CPS}} + 0,18$ GeV
- FPS : $0,03 \times E_{\text{amas}} + 1,2$ GeV

Un électron de bonne qualité possède une fraction électromagnétique supérieure à 90%.

- **L'isolation**, fraction d'énergie calorimétrique entourant l'électron, définie par la relation :

$$\text{ISO} = \frac{E_{\text{EM+HAD}}(\Delta R < 0,4) - E_{\text{EM}}(\Delta R < 0,2)}{E_{\text{EM}}(\Delta R < 0,2)} \quad (3.2)$$

Typiquement, un électron est considéré comme isolé si cette variable est inférieure à 0,15 out 0,20.

- **La probabilité de χ^2 d'association spatiale à une trace**, évaluée par la relation suivante :

$$\chi^2 = \left(\frac{\Delta z}{\sigma_z} \right)^2 + \left(\frac{\Delta \phi}{\sigma_\phi} \right)^2 \quad (3.3)$$

où Δz et $\Delta\phi$ sont les différences en z et ϕ entre l'amas électromagnétique et la trace qui lui est associée. σ_z et σ_ϕ sont les écart-types correspondants.

La trace associée retenue est celle qui présente la plus grande probabilité. Si aucune trace n'est trouvée, une valeur négative est affectée à cette variable.

Généralement, les électrons retenus présente une probabilité de χ^2 strictement positive.

- **La matrice H :**

Valeur de χ^2 associé à l'inverse de la matrice de covariance M_{ij} :

$$\chi_{matriceH}^2 = \sum_{ij}^n (x_i - \mu_j) H_{ij} (x_j - \mu_j) \quad (3.4)$$

où x_i est la valeur observée de la variable considérée et μ_i est sa valeur moyenne. Les variables utilisées pour l'évaluation de la matrice H à 7 variables (HMx7) sont :

- les 4 fractions d'énergie électromagnétique EM1 à EM4,
- l'énergie électromagnétique totale,
- la position en z du vertex,
- la largeur transverse en ϕ de la gerbe électromagnétique.

La valeur de sélection la plus courante sur cette variable est 50.

- **La vraisemblance électromagnétique**, évaluée à partir de 7 paramètres :

- la probabilité de χ^2 d'association spatiale,
- le rapport E_T/p_T (énergie "transverse" du cluster calorimétrique / p_T de la trace),
- la matrice-H : HMx8,
- la fraction électromagnétique,
- la distance de plus petite approche par rapport au vertex primaire,
- le nombre de trace dans un cône de 0,05
- l'impulsion transverse totale des traces contenues dans un cône de 0,4 autour de la trace candidate.

Typiquement, les électrons retenus sont ceux qui présente une valeur de vraisemblance supérieure à 0,85.

3.4.4 Jets

L'algorithme de reconstruction de jets utilise des cônes d'où l'expression souvent employée de "jets de cône". Trois tailles d'objet sont définies : $R = 0,3, 0,5$ et $0,7$ ainsi qu'une énergie de seuil E_T^{seuil} . Cet algorithme se déroule en trois étapes [70] :

- Dans un premier temps, des proto-jets sont formés à partir de deux listes : l'une contenant les tours calorimétriques et l'autre, obtenue par l'algorithme

de simple cône et formée des pré-amas qui servent de point de départ pour l'algorithme.

Ces pré-amas sont traités séquentiellement par valeur de p_T décroissant et la distance $\Delta R = \sqrt{\Delta Y^2 + \Delta \phi^2}$ au proto-jet le plus proche est évaluée. Si cette distance est inférieure à $R/2$, l'algorithme passe au pré-amas suivant ; sinon, cet amas est considéré comme le point de départ d'un candidat proto-jet (CPJ). Ensuite, toutes les tours calorimétriques d'énergie positive contenues dans le cône de rayon R centré sur ce CPJ lui sont associées formant ainsi un nouveau candidat proto-jet (CPJ') dont la direction est recalculée par une méthode des barycentres. Ce processus est appliqué au nouveau candidat tant que les trois conditions suivantes sont remplies :

- $p_T^{CPJ'} < 0,5 \times E_T^{seuil}$ ($E_T^{seuil} = 6$ GeV pour les données analysées dans cette thèse),
- le candidat pré-amas est stable, i.e. $\Delta R(\text{CPJ}', \text{CPJ}) < 0,001$,
- le nombre d'itérations est inférieur à 50.

Les candidats proto-jet qui atteignent la dernière itération sont ajoutés à la liste des proto-jets.

- Une seconde étape est utilisée afin de diminuer la sensibilité aux radiations infrarouges. Pour cela, des proto-jets sont recherchés à partir des points intermédiaires formés par la combinaison de deux proto-jets obtenus à la première étape.
- Enfin, la troisième et dernière étape sert à s'assurer qu'il n'y a pas de recouvrement de tours calorimétriques entre proto-jets. Ces derniers sont regroupés ou séparés selon qu'ils partagent ou non avec leur voisinage une fraction d'impulsion transverse supérieure ou inférieure à 50% ($p_T^{\text{partagé}}/p_T^{\text{voisinage}} <$ (resp. $>$)50%). Un jet A fait partie du voisinage du jet B si au moins une des tours de A appartient aussi à B.

Les jets sont des objets complexes pour lesquels la reconstruction par l'algorithme de cône n'est pas suffisante. La principale difficulté réside dans la correction en énergie résultant de la non prise en compte de particules qui, issues du développement du jet, sortent du cône de reconstruction ou, au contraire, l'ajout de particules extérieures au jet. La correction en échelle d'énergie des jets ("*Jet Energy Scale*" [71]) est composée de 4 étapes :

- correction d'offset (O) : soustraction de l'énergie non associée à la diffusion forte (bruit dû à l'électronique et à l'uranium, interactions multiples entre protons, ...) par l'emploi de données à biais minimal¹,
- correction de réponse relative (F_η) : intercalibration de la réponse en énergie du calorimètre en fonction de η_{jet} de manière à lisser les effets dus au passage du calorimètre central au calorimètre avant,
- correction de réponse absolue (R) : prise en compte des effets tels que la plus

¹Les événements à biais minimal (*minimum bias*) sont caractérisés par le déclenchement de l'acquisition sur le croisement de faisceau en se basant sur l'information de l'horloge et une coïncidence dans les luminomètres ; tandis que les événements sans biais (*zero bias*) n'utilisent que l'information de l'horloge.

faible réponse du calorimètre aux hadrons, comparativement aux photons et électrons,

- correction de gerbe (S) : prise en compte des dépôts d'énergie hors (dans) le cône de reconstruction du jet dans le calorimètre provenant de particules issues du (extérieures au) développement de la gerbe.

L'énergie corrigée des jets s'exprime donc de la manière suivante :

$$E_{\text{jet}}^{\text{corr}} = \frac{E_{\text{jet}}^{\text{brute}} - O}{F_{\eta} \times R \times S} \quad (3.5)$$

Notons que cette correction ne permet pas de prendre en compte le cas où un gluon est émis par radiation à grand angle et donc, emporte une fraction d'énergie qui n'est pas considérée pour le jet.

Les variables discriminantes associées aux jets sont :

- **La fraction hadronique**, fraction d'énergie déposée par la particule dans le calorimètre hadronique grossier par rapport à l'ensemble de l'énergie des cellules contenues dans le cône de reconstruction.

$$\text{chf} = \frac{\sum_{\text{couche ch}} E_{\text{ch}}}{E_{\text{tot}}} \quad (3.6)$$

La sélection habituelle requière une valeur supérieure à 0,4.

- **La confirmation de niveau 1**, rapport entre l'énergie du jet mesurée par le système de déclenchement de niveau 1 et l'énergie mesurée par la chaîne de lecture de précision.

$$\text{L1_confirm} = \frac{\text{L1SET}}{p_T^{\text{jet}} \times (2 - \text{chf})} \quad (3.7)$$

La valeur typique de sélection sur cette variable est de 0,4.

3.4.5 Énergie transverse manquante

L'énergie transverse manquante [72] est une quantité importante, notamment pour la Supersymétrie. En effet, une fraction non négligeable d'énergie peut être emportée par des particules neutres non détectées. C'est le cas pour plusieurs des particules supersymétriques les plus légères.

L'énergie transverse manquante est une quantité vectorielle calculée à partir des informations des cellules du calorimètre électromagnétique et celles de la partie hadronique si ces cellules sont associées à un bon jet reconstruit.

$$\vec{E}_T = \sum_{\text{cellules}} \vec{p}_T \quad (3.8)$$

Les corrections apportées aux objets électromagnétiques lui sont propagées conduisant ainsi à \vec{E}_T^{corr} . Deux termes supplémentaires doivent être ajoutés afin de tenir compte de la présence de muons et des dépôts d'énergie (p^{MIP}) dans le calorimètre. Ainsi, l'expression finale de l'énergie transverse manquante est :

$$\vec{E}_T^{\text{finale}} = \vec{E}_T^{\text{corr}} - \sum_{\text{muons}} \vec{p}_T^{\text{trace}} + \sum_{\text{muons}} \vec{p}_T^{\text{MIP}} \quad (3.9)$$

3.4.6 Muons

Les informations des détecteurs de muons et de traces internes sont combinées. Dans un premiers temps, les impacts observés sur les fils des chambres à dérives sont associés par ajustement successifs pour former des segments. Les segments les plus longs des couches B et C sont conservés et associés pour former des segments encore plus longs. Ensuite, une association est faite entre ces segments et ceux de la couche A. Seuls les segments de BC ne trouvant pas de partenaires dans la couche A sont rejetés. Un muon de basse impulsion transverse peut être stoppé dans le toroïde et donc ne jamais atteindre les couches BC. C'est pour cela qu'un segment de la couche A sans partenaire est conservé. Enfin, pour qu'un segment soit définitivement retenu, deux conditions sont requises :

- le segment doit être compatible avec le vertex primaire,
- l'extrapolation du segment jusqu'au détecteur central doit confirmer la présence d'une trace ; cette extrapolation tenant compte du champ magnétique et de la perte d'énergie dans le toroïde.

L'utilisation du détecteur de traces centrales améliore la mesure de l'impulsion de ce type de particule.

Les muons sont classés, en fonction du paramètre nseg, selon trois critères de qualité : loose, medium ou tight. Les valeurs $|\text{nseg}| = 1,2,3$ indiquent respectivement que le candidat muon reconstruit possède des segments dans la couche A seulement, dans les couches B ou C seulement ou enfin dans la couche A et B ou C. Une valeur positive de nseg signifie que le muon est associé à une trace centrale.

Les définitions des différentes qualités de muons sont indiquées dans la référence [73].

Par la suite, nous ne considérerons que des muons de type medium vérifiant :

- $|\text{nseg}| = 3$
- au moins 2 points d'impact dans les couches A de PDT ou MDT,
- au moins 1 point d'impact dans les couches A du 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 du scintillateur.

D'autres critères liés à l'isolation permettent d'identifier les muons :

- EtHalo : énergie transverse totale mesurée dans le calorimètre dans la zone annulaire comprise entre 0,1 et 0,4 autour de la trace du muon.

- EtTrkCone5 : impulsion transverse totale des traces situées dans un cône de rayon 0,5 centré autour du muon.

3.5 Conclusion

Nous avons décrits les 3 niveaux de déclenchement de l'expérience DØ qui ramènent le taux d'événements retenus de 2,5 MHz à 50 Hz. Les différentes étapes constituant la chaîne de simulation ont été détaillées dans la seconde partie, des générateurs Monte Carlo jusqu'aux banques d'informations utilisées pour la reconstruction d'objets. Cette dernière, traitée dans la troisième partie de ce chapitre, nous a permis d'introduire les différents objets utilisés pour l'analyse effectuée pendant cette thèse. Les critères de qualités associés à chaque objet ont également été définis. En lien direct avec ce chapitre, la calibration des événements Monte Carlo au niveau 1 de déclenchement a constitué une partie des travaux réalisés pour la collaboration DØ. Cette tâche qui s'est inscrite dans le cadre du groupe de validation du système de déclenchement créé au cours de l'été 2006 est exposée dans le chapitre suivant.

Chapitre 4

Calibration des événements Monte Carlo au niveau 1

La chaîne de simulation ne reproduit pas correctement le comportement du détecteur, en particulier au niveau de DØgstar. Le programme TrigSim qui, en autres, utilise l'information simulée pour, à son tour, reproduire le comportement du système de déclenchement ne peut donc pas remplir son rôle.

La solution adoptée par la collaboration DØ est de paramétrer des courbes d'efficacité du système de déclenchement réel en fonction de variables pertinentes. Le plus souvent, il s'agit de l'impulsion transverse et de l'angle θ de la particule considérée. Cependant, pour certaines analyses topologiquement dépendantes, cette méthode n'est pas applicable, comme par exemple pour le traitement de jets acoplanaires.

Il est donc nécessaire de corriger cette chaîne de simulation. Pour des raisons de difficultés techniques et de temps de traitement de l'information, il a été décidé d'appliquer ces modifications non pas au niveau de DØgstar, mais de TrigSim. Deux grandes étapes sont alors nécessaires. La première, réalisée durant l'été 2006, est l'"auto-calibration" des échantillons de données Monte Carlo [74]. La seconde est la comparaison des données réelles aux données simulées.

Cette première étape consiste dans l'étalonnage, au niveau Monte Carlo uniquement, de l'information des deux chaînes de lectures : celle du premier niveau de déclenchement calorimétrique (L1Cal) et celle de précision qui est utilisée par la suite pour la reconstruction d'objets (Reco).

Dans la première partie de ce chapitre, nous exposerons les deux voies de lecture du calorimètre. Puis, nous réaliserons, dans la partie suivante, la calibration de la lecture de L1Cal par rapport celle de Reco en présentant les deux méthodes envisagées : la méthode de la pente et celle de la moyenne.

4.1 Chaînes de lecture de l'information calorimétrique

Le niveau 1 de déclenchement du calorimètre de DØ est constitué de 1280 tours de déclenchement qui peuvent être représentées par un tableau cylindrique dans l'espace $\eta - \phi$. Il comporte 40 divisions en η et 32 en ϕ . Les dimensions des tours de déclenchement pseudo-projectives sont le double des tours physiques élémentaires, soit $0,2 \times 0,2$ en $\eta \times \phi$. Chaque tour est composée d'une partie électromagnétique (EM) et d'une partie hadronique (FH), correspondant respectivement aux sommes analogiques des cellules du calorimètre électromagnétique (sous-couches 1 à 7 des couches EM1 à EM4) et hadronique (sous-couches 11 à 14 des couches FH1 à FH4).

Les différentes couches des calorimètres sont représentées sur la figure 4.1, ainsi que la correspondance entre les valeurs $i\eta$ (entières et numérotées de 1 à 18) des tours de déclenchement et celles des cellules du détecteur (également entières, mais numérotées de 1 à 37). Une description détaillée est donnée dans la référence [75].

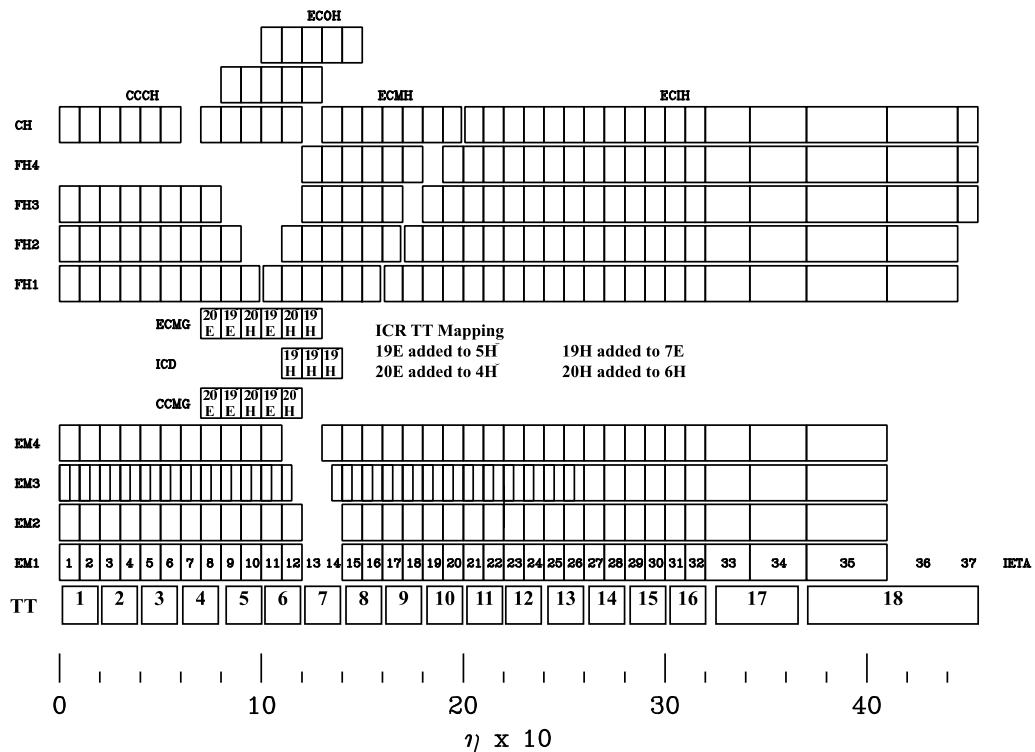


FIG. 4.1 – Plan du calorimètre de DØ montrant la correspondance entre les tours de déclenchement (TT) dont l'indice $i\eta$ varie de 1 à 18 et les tours physiques dont l'indice $i\eta$ varie de 1 à 37.

L'information des cellules du calorimètre suit deux chaînes de traitements différentes. D'un côté, la valeur analogique de l'énergie de chaque cellule est collectée afin d'être utilisée ultérieurement lors de la reconstruction "hors-ligne" des objets calori-

métriques nécessaires aux analyses. Il s'agit de la chaîne de lecture de précision. De l'autre côté, les énergies des cellules calorimétriques sont sommées pour chacune des tours du système de déclenchement. Cette information est alors utilisée “en ligne” pour prendre la décision d'acquérir ou non l'événement correspondant.

4.2 Méthodes de calibration

Le but de la procédure de calibration est d'obtenir une simulation correcte pour les deux chaînes d'acquisition ; à savoir, la lecture de précision servant à reconstruire les événements “hors ligne” (Reco) et la lecture du système de déclenchement de niveau 1 (L1). Les différences observées dans ces deux chaînes de lecture simulées résultent des traitements différents appliqués à l'étape précédente (DØSim). Afin d'obtenir un accord entre l'information contenue dans la banque L1CalTTChunk et celle de la banque CalDataChunk, nous allons comparer et réétalonner tour par tour la lecture du L1 par rapport à la lecture de précision.

Cette calibration porte uniquement sur des événements Monte Carlo. 1 037 000 événements simulés γ +jets d'impulsion transverse moyenne comprise entre 20 et 80 GeV/c ont été utilisés pour mener cette étude. La calibration des données réelles est décrite dans la référence [76].

Deux méthodes sont envisagées. La première, appelée “méthode de la moyenne”, est un ajustement d'une fonction Gaussienne sur la distribution du rapport $R = \frac{E_T(\text{reco})}{E_T(\text{L1})}$. $E_T(\text{reco})$ est la somme des énergies de l'ensemble des cellules du calorimètre correspondant à une tour de déclenchement donnée. Cette somme est multipliée par un coefficient de projection fonction de l'angle η de la tour ($\cosh(\eta)$ pour la partie centrale du calorimètre et $1/\tanh(\eta)$ pour sa partie avant). La seconde méthode, dénommée “méthode de la pente”, est l'ajustement d'une droite sur la distribution de $E_T(\text{reco})$ en fonction de $E_T(\text{L1})$. La figure 4.2 illustre ces deux méthodes pour la tour située en $i\eta=-17$ et $i\phi=4$.

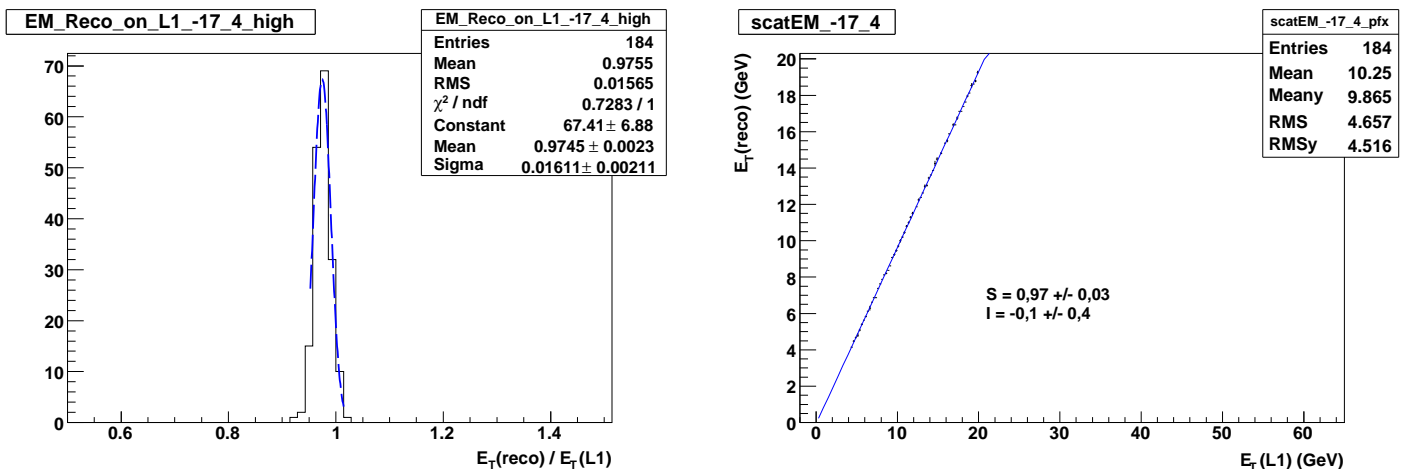


FIG. 4.2 – Illustration des méthodes de la moyenne (à gauche) et de la pente (à droite), appliquées à la tour $i\eta = -17$ et $i\phi = 4$.

Les facteurs de calibration ainsi obtenus sont respectivement la valeur moyenne de la Gaussienne et le coefficient directeur de la droite.

4.2.1 Comparaison des méthodes de la moyenne et de la pente

Le choix de la méthode utilisée est basé sur la valeur des incertitudes des coefficients de calibration des ajustements de fonction. Les figures 4.3 et 4.4 représentent, respectivement pour la méthode de la moyenne et la méthode de la pente, les coefficients de calibration en fonction de $i\eta$ pour chaque tour de déclenchement, à gauche pour la partie électromagnétique et à droite pour la partie hadronique.

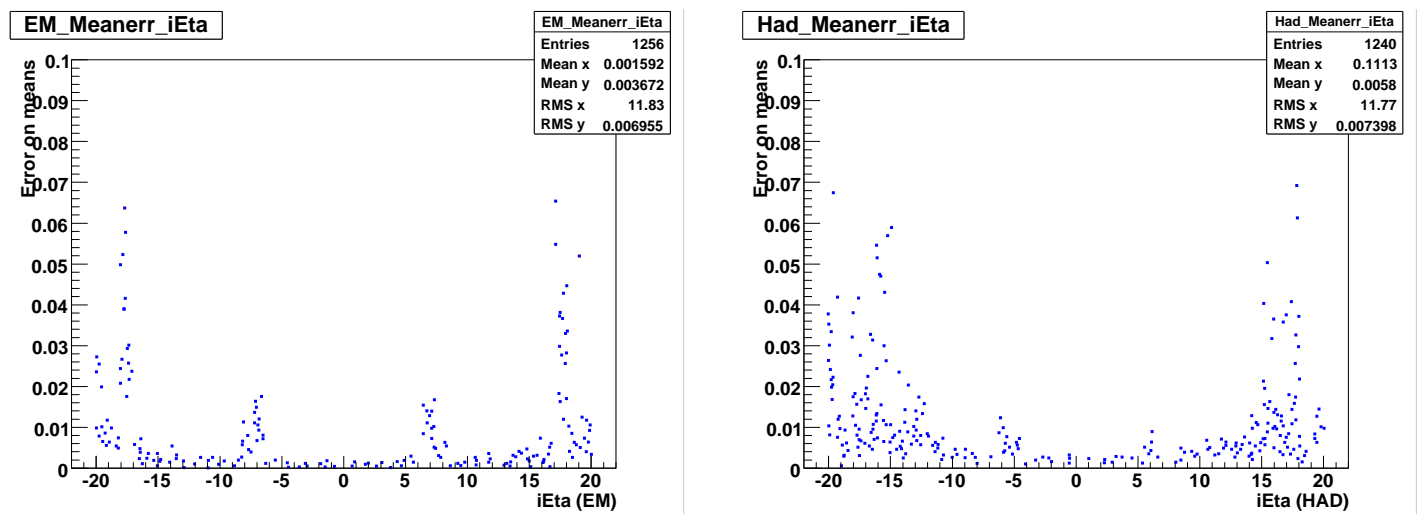


FIG. 4.3 – Incertitudes associées à la valeur moyenne de la Gaussienne ajustée sur le rapport $E_T(\text{reco})/E_T(\text{L1})$, pour les tours de déclenchement électromagnétiques (gauche) et hadroniques (droite) en GeV.

L'incertitude minimale de la méthode de la pente qui résulte d'une part du choix des seuils inférieurs et supérieurs en $E_T(\text{L1})$, et d'autre part de la granularité du niveau 1 peut être estimée. Les énergies sont en effet connues à $\pm 0,125$ GeV. Faisant l'hypothèse que la pente de la droite est fixée par les points extrêmes d'abscisses Seuil_min et Seuil_max , une valeur approximée de l'incertitude irréductible sur la pente est donnée par la relation :

$$\Delta S = S \left(1 - \frac{\text{Seuil_max} - \text{Seuil_min} - 0,25}{\text{Seuil_max} - \text{Seuil_min} + 0,25} \right) \quad (4.1)$$

La méthode de la moyenne, pour laquelle les queues de distributions ont été coupées lors de l'ajustement de la gaussienne, présente les meilleurs résultats. La plupart des incertitudes étant inférieures à 1%, cette méthode sera donc choisie pour la calibration.

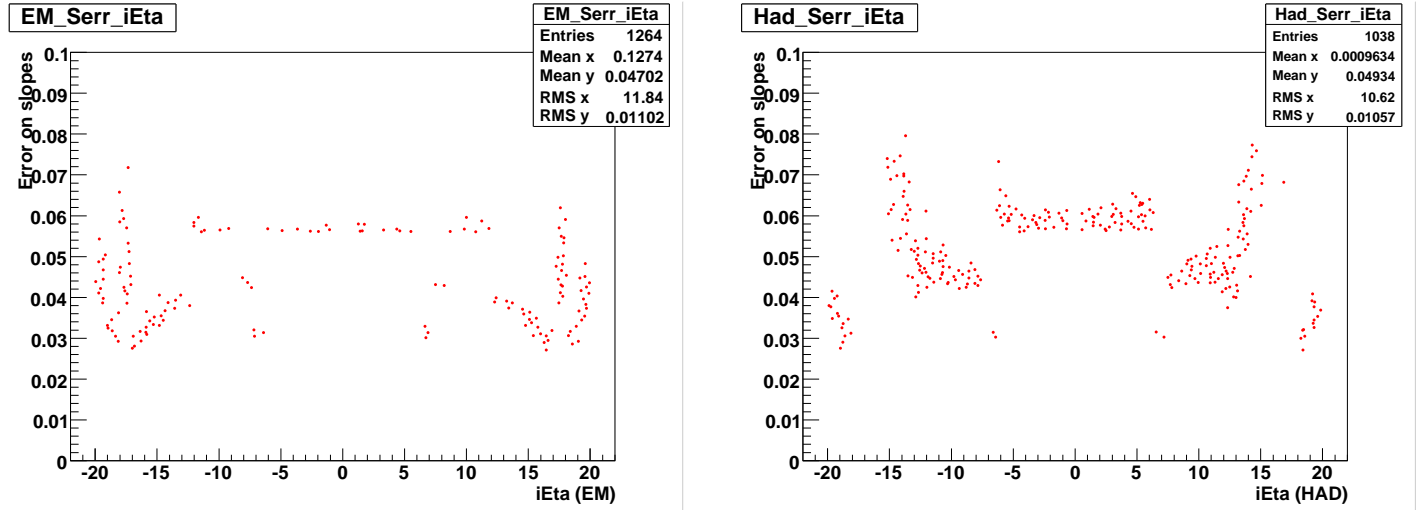


FIG. 4.4 – Incertitudes associées à la pente de la droite ajustée sur la distribution $E_T(\text{reco})$ en fonction de $E_T(L1)$, pour les tours de déclenchement électromagnétiques (gauche) et hadroniques (droite) en GeV.

4.2.2 Détermination des seuils en $E_T(L1)$

Afin de réduire l'influence de bruit éventuel lors de la calibration, des seuils sur $E_T(L1)$ et $E_T(\text{reco})$ sont appliqués. Pour chaque tour, le rapport R est représenté en fonction de $E_T(L1)$ et $E_T(\text{reco})$ (fig. 4.5 à 4.8). Ces figures permettent de définir les seuils au-delà desquels R ne varie quasiment pas avec l'énergie des tours.

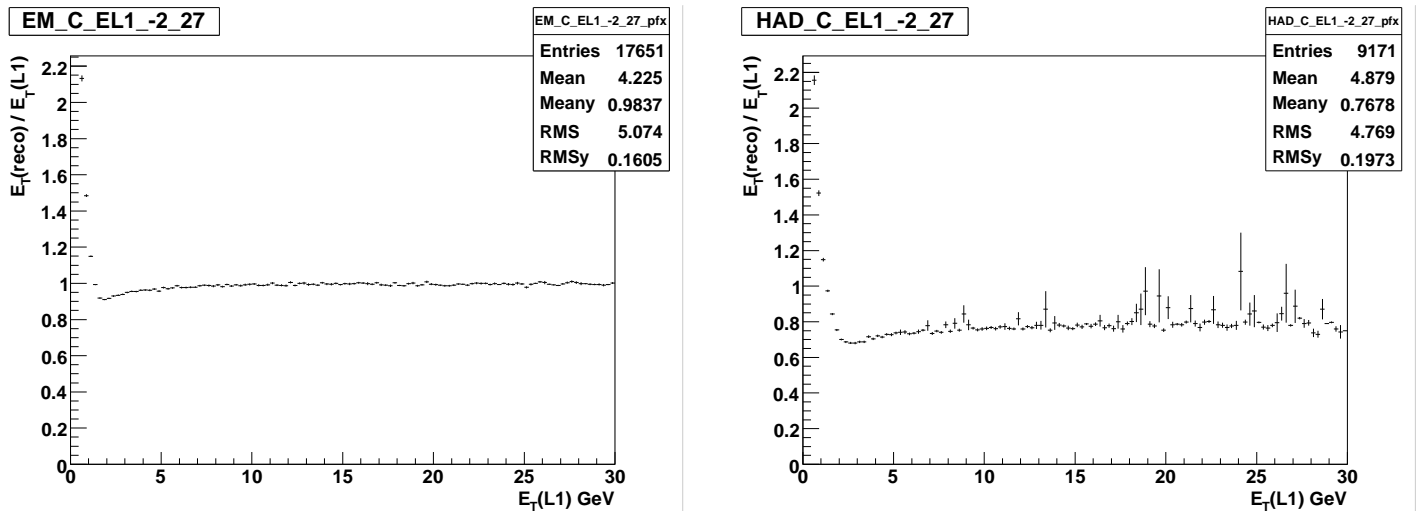


FIG. 4.5 – Évolution du rapport R en fonction de $E_T(L1)$ pour la tour de déclenchement $i\eta \times i\phi = -2 \times 27$ électromagnétique (à gauche) et hadronique (à droite).

Comme le montrent les figures 4.5 et 4.7, après une forte variation de R pour les basses valeurs de $E_T(L1)$, ce rapport ne présente qu'une très faible augmentation à

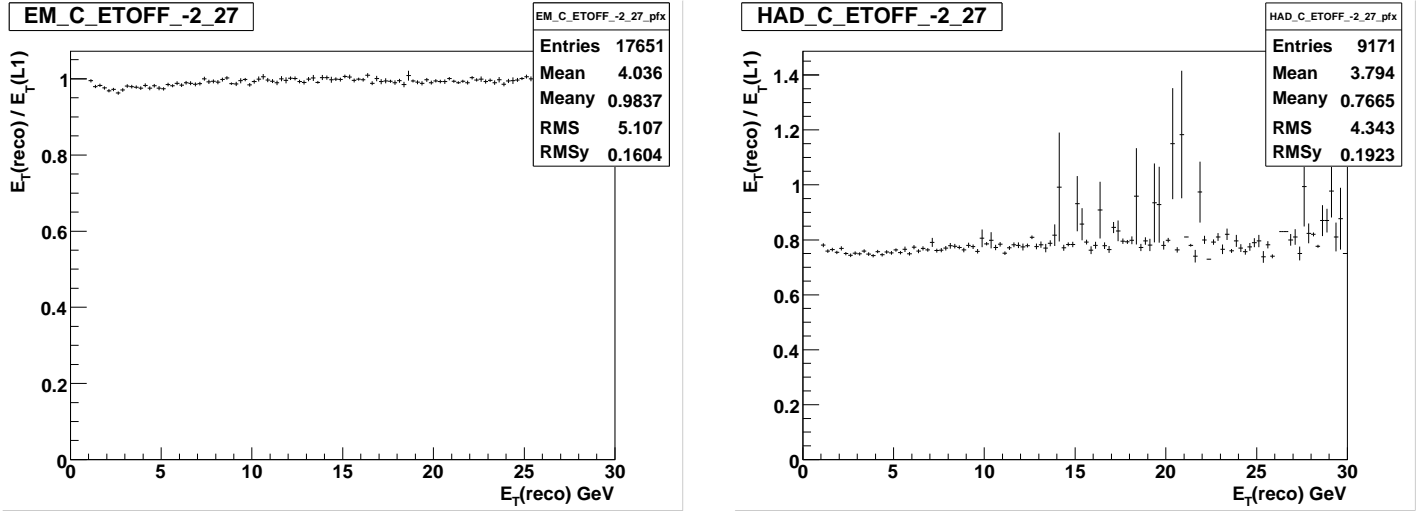


FIG. 4.6 – Évolution du rapport R en fonction de $E_T(\text{reco})$ pour la tour de déclenchement $i\eta \times i\phi = -2 \times 27$, électromagnétique (à gauche) et hadronique (à droite)

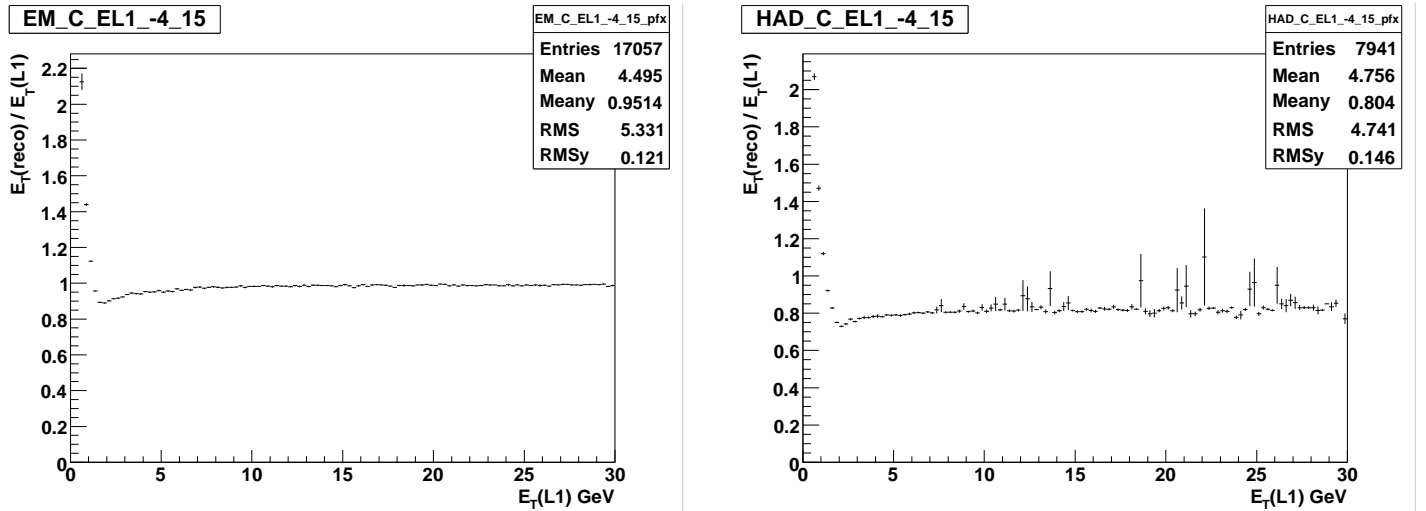


FIG. 4.7 – Évolution du rapport R en fonction de $E_T(L1)$ pour la tour de déclenchement $i\eta \times i\phi = -4 \times 15$, électromagnétique (à gauche) et hadronique (à droite)

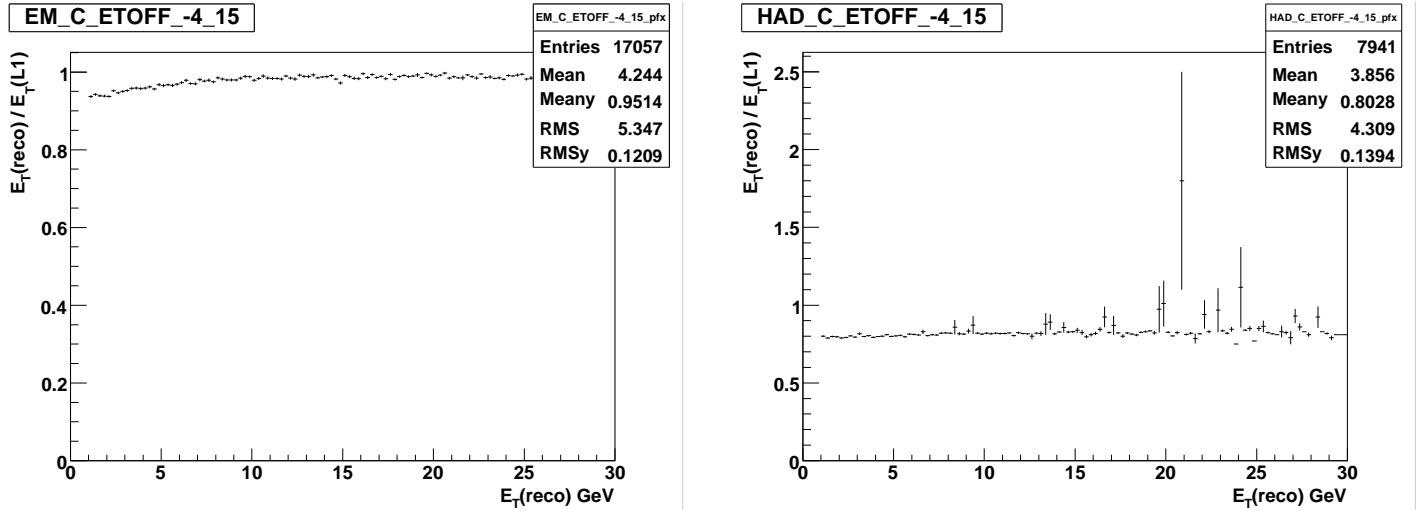


FIG. 4.8 – Évolution du rapport R en fonction de $E_T(\text{reco})$ pour la tour de déclenchement $i\eta \times i\phi = -4 \times 15$, électromagnétique (à gauche) et hadronique (à droite)

haute énergie.

Nous ne retiendrons, pour évaluer les coefficients de calibrations, que les événements dont l'énergie transverse est supérieure à un certain seuil fonction de l'angle η de la tour considérée. Le choix de ce dernier doit donc être un compromis entre une valeur élevée qui garantit d'avoir atteint le plateau de la distribution et une valeur faible qui conserve une statistique suffisante pour obtenir des coefficients de calibrations significatifs. Les valeurs utilisées pour la calibration du L1 sont regroupées dans le tableau 4.1.

4.2.3 Résultats

Les valeurs des coefficients de calibration moyennées sur l'ensemble des tours de déclenchement à $i\eta$ et $i\phi$ donnés et obtenues par les méthodes de la pente et de la moyenne sont représentés respectivement sur les figures 4.9 et 4.10.

Malgré la légère différence entre ces deux méthodes, le comportement est globalement le même. Cette différence s'explique par le fait que la "méthode de la pente" est sensible aux variations des paramètres de calibration en fonction de l'énergie des cellules, ce qui n'est pas le cas pour la "méthode de la moyenne".

Notons que ces coefficients se comportent de manière analogue à ce qui a été observé pour les données [76].

Afin de vérifier si la procédure de calibration est correcte, nous ré-injectons ces paramètres dans TrigSim, puis, ré-exécutons la procédure de calibration. Si les facteurs de calibration ont été correctement estimés, nous devrions trouver des distributions plates. Les résultats obtenus sont représentés sur les figures 4.11 et 4.12.

Comme nous pouvons le voir, les résultats sont satisfaisants pour les tours élec-

$i \eta $	Seuils des tours EM (GeV)	Seuils des tours HAD (GeV)
20	4	5
19	4	4
18	3	2
17	4	3
16	5	4
15	6	4
14	7	5
13	7	5
12	10	7
11	10	8
10	10	8
9	10	8
8	8	8
7	5	5
≤ 6	10	10

TAB. 4.1 – Valeurs des seuils sur $E_T(L1)$ utilisés pour la calibration du L1 Monte Carlo.

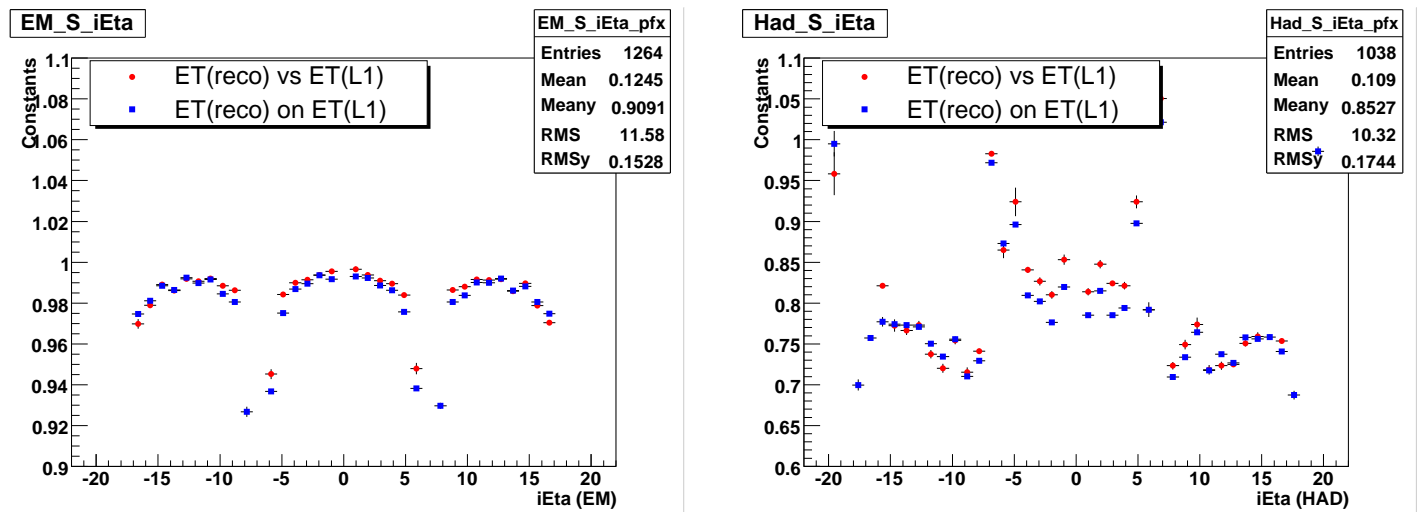


FIG. 4.9 – Facteurs de calibration selon $i\eta$ pour les tours électromagnétiques (à gauche) et hadroniques (à droite) obtenues avec les méthodes de la pente (points rouges) et de la moyenne (carrés bleus).

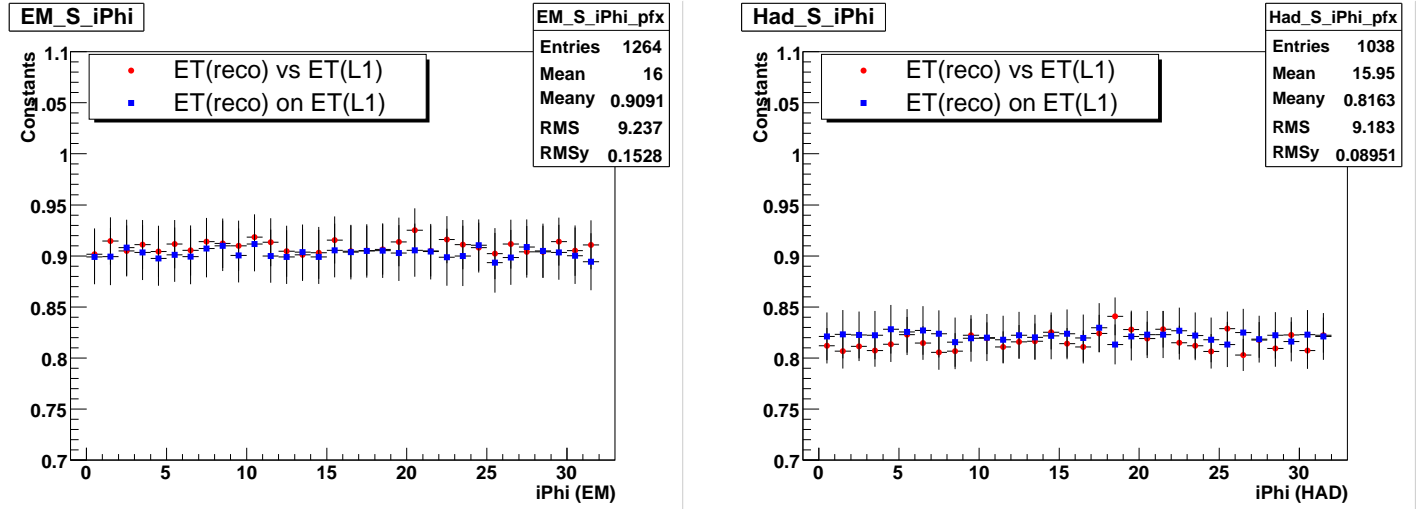


FIG. 4.10 – Facteurs de calibration selon $i\phi$ pour les tours électromagnétiques (à gauche) et hadroniques (à droite) obtenues avec les méthodes de la pente (points rouges) et de la moyenne (carrés bleus).

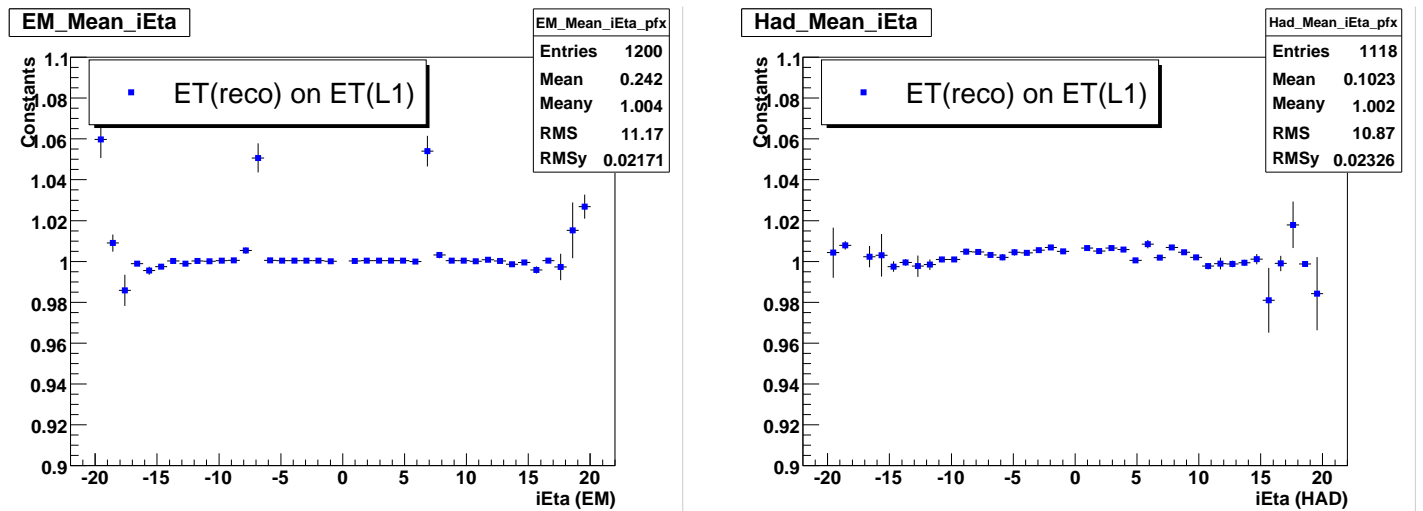


FIG. 4.11 – Facteurs de calibration selon $i\eta$ pour les tours électromagnétiques (à gauche) et hadroniques (à droite) obtenus avec la méthode de la moyenne après injection des coefficients de calibration.

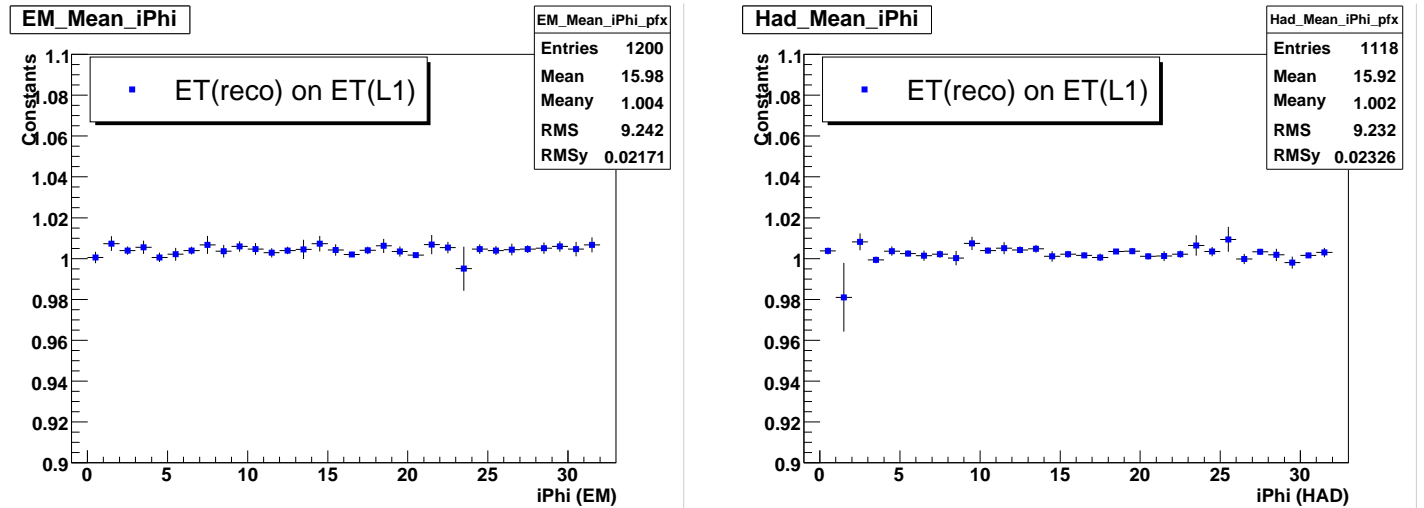


FIG. 4.12 – Facteurs de calibration selon $i\phi$ pour les tours électromagnétiques (à gauche) et hadroniques (à droite) obtenus avec la méthode de la moyenne après injection des coefficients de calibration

tromagnétiques. Seules quelques unes semblent faire exception pour $|\eta| = 7, 18, 19$ et 20 . L’explication apparaît clairement en se reportant à la figure 4.1. En effet, certaines de ces tours n’existent pas physiquement. Elles correspondent soit à la transition entre les calorimètres central et avant, soit à la limite d’acceptance du détecteur. Les mêmes remarques sont valables pour les tours hadroniques à hautes valeurs de η .

4.3 Conclusion

La calibration de la chaîne de lecture du système de déclenchement par rapport à la chaîne de lecture de précision était une première étape nécessaire dans l’amélioration du programme de simulation TrigSim. L’application des facteurs de calibration des tours des calorimètres électromagnétique et hadronique représentés en fonction de $i\eta$ et $i\phi$ respectivement sur les figures 4.13 et 4.14 permet d’obtenir une information cohérente dans les deux branches de lecture du système d’acquisition.

Cette première étape étant réalisée, la suivante consistera dans la correction des données Monte Carlo dans TrigSim de sorte que la physique simulée soit en accord avec les données réelles. Afin de tenir compte du bruit du calorimètre, il est nécessaire d’ajouter des données réelles sans biais aux données simulées pour pouvoir comparer ces dernières aux données réelles seules. Mais, dans ce cas, un simple facteur ne permettra pas de calibrer ces deux lots du fait de la présence de données sans-biais réelles et calibrées dans chacun d’eux. Une des difficultés principales sera donc de trouver le moyen de gérer la présence de données réelles “sans biais” dans le Monte Carlo.

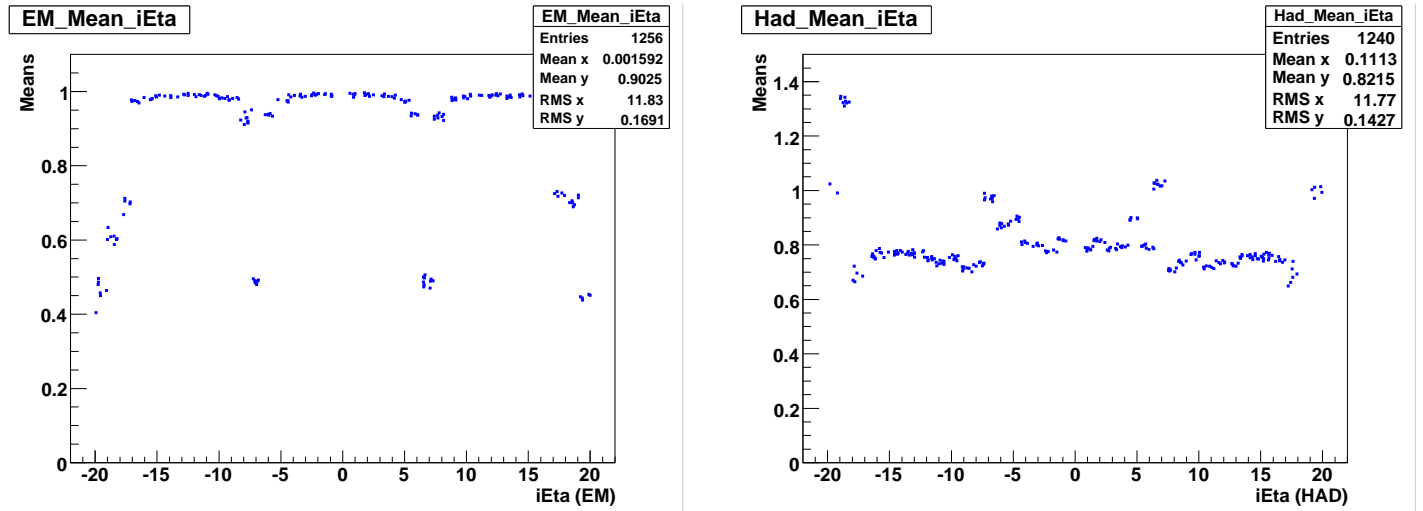


FIG. 4.13 – Constantes de calibration des tours électromagnétiques (à gauche) et hadroniques (à droite) représentées en fonction de $i\eta$ et déterminées avec une incertitude inférieure à 5%.

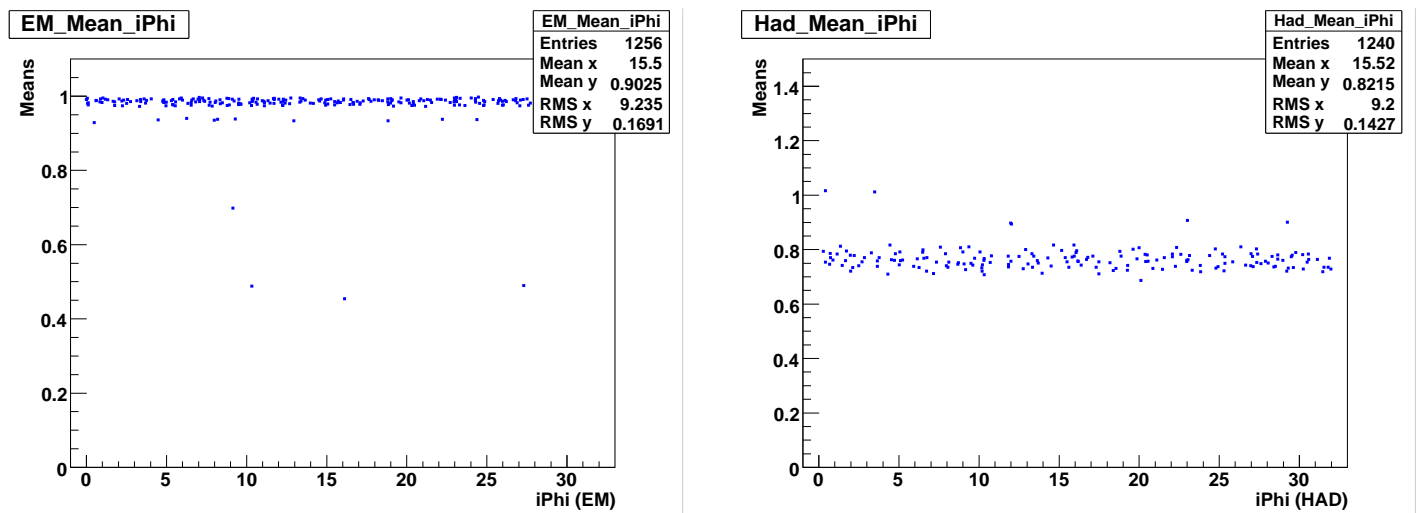


FIG. 4.14 – Constantes de calibration des tours électromagnétiques (à gauche) et hadroniques (à droite) représentées en fonction de $i\phi$ et déterminées avec une incertitude inférieure à 5%.

Chapitre 5

Outil d'identification d'électron au niveau 3 de déclenchement

L'augmentation de la luminosité au Tevatron et donc du taux d'événements oblige à améliorer le système de déclenchement afin d'éviter la saturation du système d'acquisition. Pour cela, de nouveaux outils doivent être créés. Comme nous le verrons par la suite, l'identification d'électron au niveau 3 peut être améliorée à partir de la paramétrisation du développement longitudinal des dépôts d'énergie dans le calorimètre. Dans un premier temps, nous allons définir cette paramétrisation dont nous extrairons deux paramètres caractéristiques R_3 et R_4 . Enfin, nous étudierons les performances aussi bien en termes d'efficacité que de réjection pour ce critère d'identification.

5.1 Paramétrisation du développement longitudinal des gerbes électromagnétiques

L'uranium, matériau dense du calorimètre de $D\bar{O}$, est le lieu du développement des gerbes électromagnétiques. Les processus de perte d'énergie des photons sont la production de paires, l'effet photoélectrique et l'effet Compton ; tandis que les électrons perdent leur énergie par radiation, ionisation et excitation des atomes.

Aux énergies de fonctionnement du Tevatron, le développement des gerbes électromagnétiques est le résultat de la combinaison de deux effets. Les photons ayant plusieurs centaines de MeV d'énergie créent majoritairement des paires électrons/positons [77] ; alors que les électrons perdent principalement de l'énergie par rayonnement de freinage. Le nombre de particules secondaires croît ainsi rapidement, jusqu'à ce que les nouveaux électrons aient atteint l'énergie critique ϵ pour laquelle les pertes d'énergie par collision et par rayonnement sont du même ordre.

Il est possible de traiter analytiquement le développement longitudinal moyen des gerbes électromagnétiques indépendamment du matériau traversé [78], à condition d'exprimer les distances en unités de longueur de radiation X_0 et les énergies en

unités d'énergie critique ϵ . Pour un matériau donné, la longueur de radiation X_0 est la distance au bout de laquelle la particule a perdu $(1-1/e)$ de son énergie par rayonnement de freinage, ce qui se traduit par la relation :

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{rayonnement}} = \frac{E}{X_0} \quad (5.1)$$

En fonction du numéro atomique Z et du nombre atomique A , des estimations de X_0 et ϵ peuvent être obtenues avec les relations suivantes :

$$X_0 \simeq 180 \frac{A}{Z^2} \text{ g.cm}^{-2} \quad (5.2)$$

$$\epsilon(\text{MeV}) \simeq \frac{550}{Z} \quad (5.3)$$

Les valeurs caractéristiques pour le plomb situé en amont du CPS et l'association uranium/argon du calorimètre sont respectivement $X_0 = 0,56 \text{ cm}$ et $X_0 = 1 \text{ cm}$.

La paramétrisation classique du développement longitudinal moyen des gerbes électromagnétiques est donnée par la relation [77] :

$$f(S) = \frac{1}{E_0} \frac{dE}{dS} = \frac{\beta^\alpha}{\Gamma(\alpha)} S^{\alpha-1} \exp(-\beta S) \quad (5.4)$$

- E_0 : énergie de la particule incidente.
- S : position du dépôt d'énergie, en longueurs de radiation.
- $f(S)$: fraction d'énergie déposée au plan de coordonnées S .
- α, β : paramètres fixant la forme longitudinale de la gerbe.
- $\Gamma(\alpha)$: fonction d'Euler.

Le moment d'ordre n de la distribution longitudinale est donné par la relation :

$$\langle S^n \rangle = \int_0^\infty S^n f(S) dS = \frac{\Gamma(\alpha + n)}{\beta^n \Gamma(\alpha)} \quad (5.5)$$

Les deux premiers moments sont ainsi :

$$\langle S \rangle = \frac{\alpha}{\beta} \quad \text{et} \quad \langle S^2 \rangle = \frac{\alpha(\alpha + 1)}{\beta^2} \quad (5.6)$$

En utilisant l'expression de la variance donnée par :

$$\sigma^2 = \langle S^2 \rangle - \langle S \rangle^2 = \frac{\alpha}{\beta^2}, \quad (5.7)$$

il est possible d'exprimer α et β en fonction des deux premiers moments :

$$\frac{\alpha}{\beta} = \langle S \rangle \quad \text{et} \quad \frac{1}{\beta} = \frac{\langle S^2 \rangle - \langle S \rangle^2}{\langle S \rangle}, \quad (5.8)$$

ou encore

$$\frac{\beta}{\alpha} = \frac{1}{\langle S \rangle} \quad \text{et} \quad \frac{1}{\alpha} = \frac{\langle S^2 \rangle - \langle S \rangle^2}{\langle S \rangle^2}. \quad (5.9)$$

5.2 Application aux données du détecteur DØ

5.2.1 Présentation du cadre de travail

Afin de mettre en pratique cette paramétrisation, nous allons utiliser 9 600 événements $\gamma^*/Z \rightarrow e^+e^-$ simulés pour une gamme de masses variant de 60 à 130 GeV/c². Le programme TrigSim qui simule la réponse du système de déclenchement nous permet d'accéder à l'information de niveau 3, à partir de laquelle nous dériverons des variables discriminantes. Pour cette étude, les événements retenus sont ceux qui ont déclenché l'outil ELE_NLV_SHT. Les principales caractéristiques requises pour un objet calorimétrique sont une fraction électromagnétique supérieure à 90%, une taille de cône de 0,25 et, dans les trois premières couches du calorimètre électromagnétique, des largeurs ("width" [79]) valant respectivement 1,8, 1,4 et 1,15 pour la partie centrale et 1, 1 et 1,2 pour les parties avant. Ces largeurs sont définies par la relation :

$$\text{Largeur} = \frac{\sum_i E_i \sqrt{(\Delta\phi_i^2 + \Delta\eta_i^2)}}{\sum_i E_i}, \quad (5.10)$$

où E_i est l'"énergie transverse" déposée dans chaque cellule de l'amas calorimétrique. $\Delta\eta_i$ et $\Delta\phi_i$ sont les écarts respectifs à η_{EM3} et ϕ_{EM3} , angles de la position moyenne des cellules de la couche EM3 pondérées par l'énergie déposée dans chacune d'elles. Ces critères de sélection, associés à une énergie transverse suffisante (> 10 GeV/c), garantissent la présence d'un électron de bonne qualité dans l'événement.

Passons maintenant à la paramétrisation des gerbes. Le moment d'ordre n , $\langle S^n \rangle$, présenté dans le paragraphe précédent se traduit en termes de quantités physiques mesurables dans le calorimètre par l'estimateur :

$$\langle s^n \rangle = \frac{\sum_{i=1}^{couches} E_i \times X_{0i}^n}{\sum_{i=1}^{couches} E_i} \quad (5.11)$$

Les quantités auxquelles nous devons accéder sont donc :

- les dépôts d'énergie des particules dans chaque couche du calorimètre (E_i),
- les épaisseurs des différentes couches du calorimètre en termes de X_0 .

Ces dernières sont récapitulées dans le tableau 5.1 pour des particules en incidence normale.

Couche	Sous-couche	épaisseur (X_0)	
		central	avant
CPS/FPS	0	2	2
EM1	1	2	2
EM2	2	2	2
EM3	3	1,75	2
	4	1,75	2
	5	1,75	2
	6	1,75	2
EM4	7	10	10

TAB. 5.1 – Couches utilisées pour l'évaluation des estimateurs de α et β avec leur numéro de sous-couche et leur épaisseur exprimée en longueur de radiation pour une particule en incidence normale.

Au niveau 3 de déclenchement, l'énergie déposée dans les cellules de chacune des couches du calorimètre est accessible. Seules les valeurs positives d'énergie sont sommées. La position moyenne du dépôt est le barycentre de ces cellules, ceci afin d'optimiser la résolution aussi bien en terme de localisation que d'énergie.

5.2.2 Élaboration des estimateurs gaussiens R_3 et R_4

L'obtention des distributions des différentes combinaisons de α et β s'effectue en plusieurs étapes.

Nous accédons, dans un premier temps, aux objets de niveau 3 satisfaisant aux critères de sélection de l'outil ELE_NLV_SHT. Le spectre en impulsion transverse et la distribution en η des électrons simulés sont représentés sur la figure 5.1.

Les électrons utilisés ont une énergie transverse supérieure à 10 GeV/c, pour garantir une bonne qualité d'objet. Leur nombre est suffisant pour étudier la dépendance en E_T et η aussi bien dans la partie centrale que dans la partie avant.

Dans un deuxième temps, nous évaluons les valeurs de $\langle s \rangle$ et $\langle s^2 \rangle$ en tenant compte de la direction de la particule :

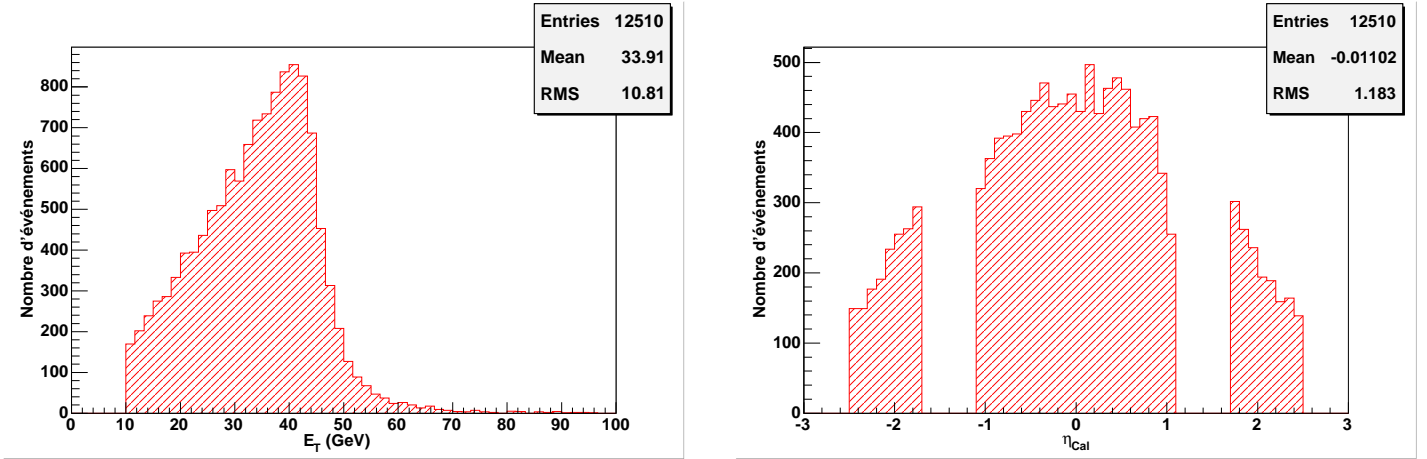


FIG. 5.1 – Spectre en E_T (à gauche) et distribution de l'angle η (à droite) des électrons simulés retenus pour l'étude des gerbes électromagnétiques

$$\langle s^n \rangle = \frac{\sum_{i=0}^7 \left(E_i \times \sum_{j=0}^i (X_{0j}^n \times \cosh(\eta)) \right)}{\sum_{i=0}^7 E_i} \text{ pour la partie centrale} \quad (5.12)$$

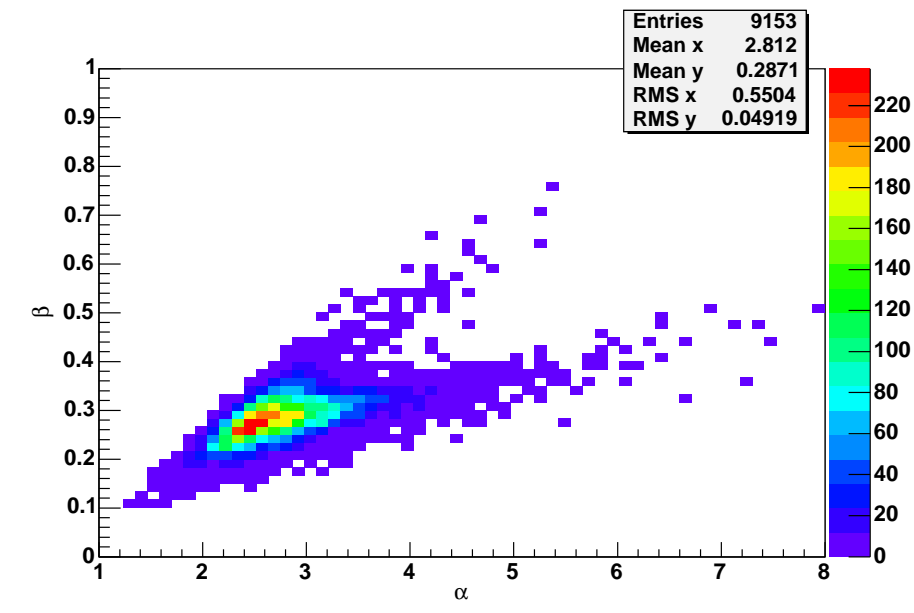
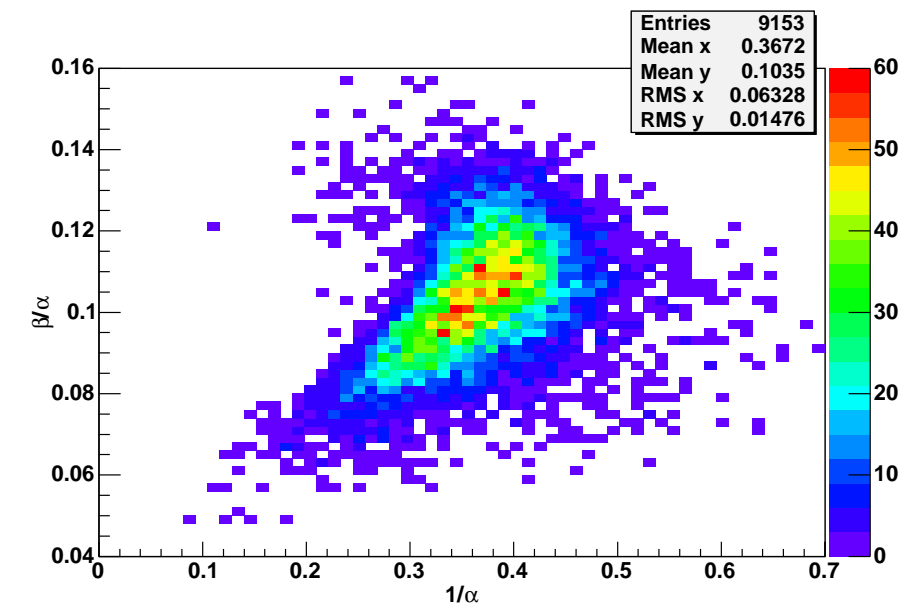
$$\langle s^n \rangle = \frac{\sum_{i=0}^7 \left(E_i \times \sum_{j=0}^i (X_{0j}^n / \tanh(\eta)) \right)}{\sum_{i=0}^7 E_i} \text{ pour la partie avant} \quad (5.13)$$

Les paramètres α et β présentent une forte corrélation comme nous pouvons le constater sur la figure 5.2, ce qui est beaucoup moins prononcé pour β/α et $1/\alpha$, figure 5.3.

Les distributions $1/\beta$, α/β , β/α et $1/\alpha$ sont illustrées par les figures 5.4 et 5.5. Alors que les deux premières présentent des queues de distributions à grandes valeurs, les secondes ont un comportement gaussien.

La dépendance en E_T de $1/\alpha$ et β/α est représentée sur la figure 5.6.

La variation de la valeur moyenne relative de $1/\alpha$ et β/α est inférieure à 2% pour une variation d'impulsion de 10 GeV/c. Cette dépendance relative en E_T étant faible, nous pouvons en première approximation la négliger. Ce n'est pas le cas de la dépendance en η qui, comme le montre la figure 5.7, est importante.

FIG. 5.2 – Distribution du paramètre β en fonction de α pour des électrons.FIG. 5.3 – Distribution du rapport β/α en fonction de $1/\alpha$ pour des électrons.

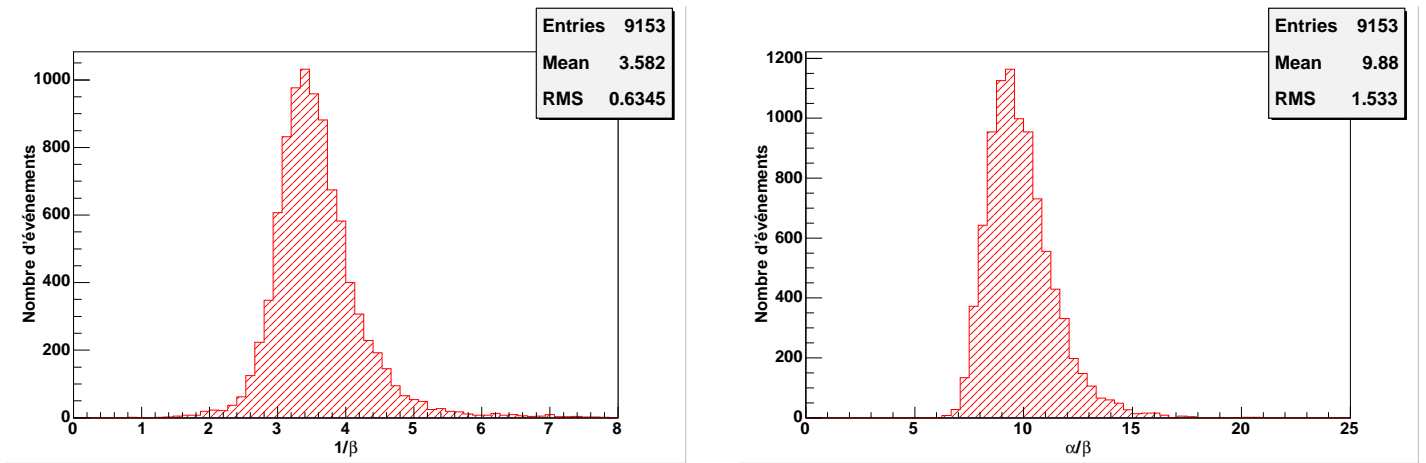


FIG. 5.4 – Distributions de $1/\beta$ (à gauche) et α/β (à droite) obtenues avec des électrons situés dans le calorimètre central $|\eta| < 1,1$.

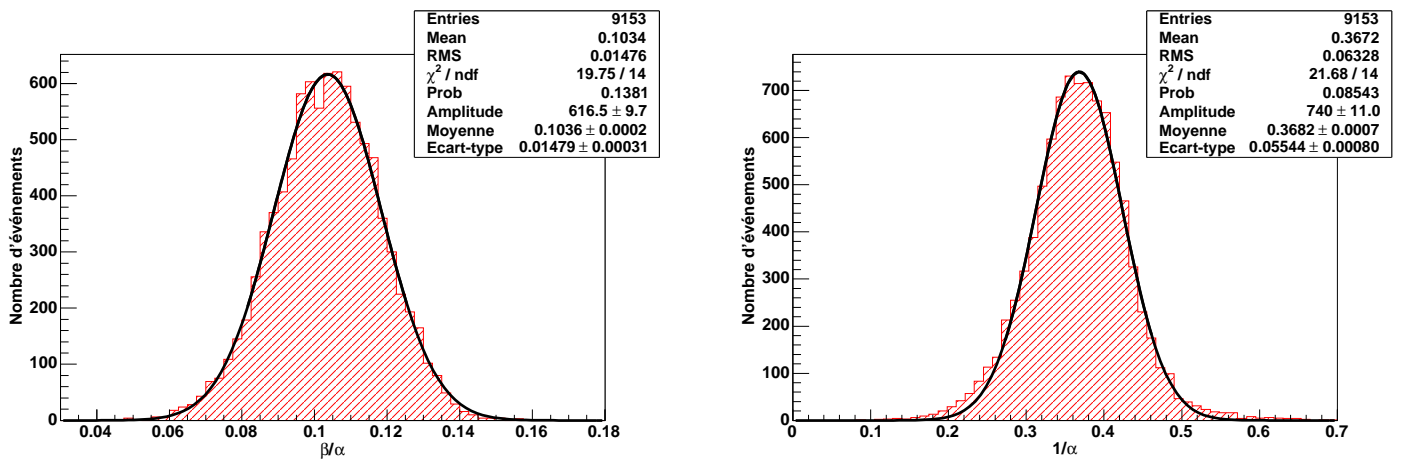


FIG. 5.5 – Distributions de β/α (à gauche) et $1/\alpha$ (à droite) obtenues avec des électrons situés dans le calorimètre central $|\eta| < 1,1$.

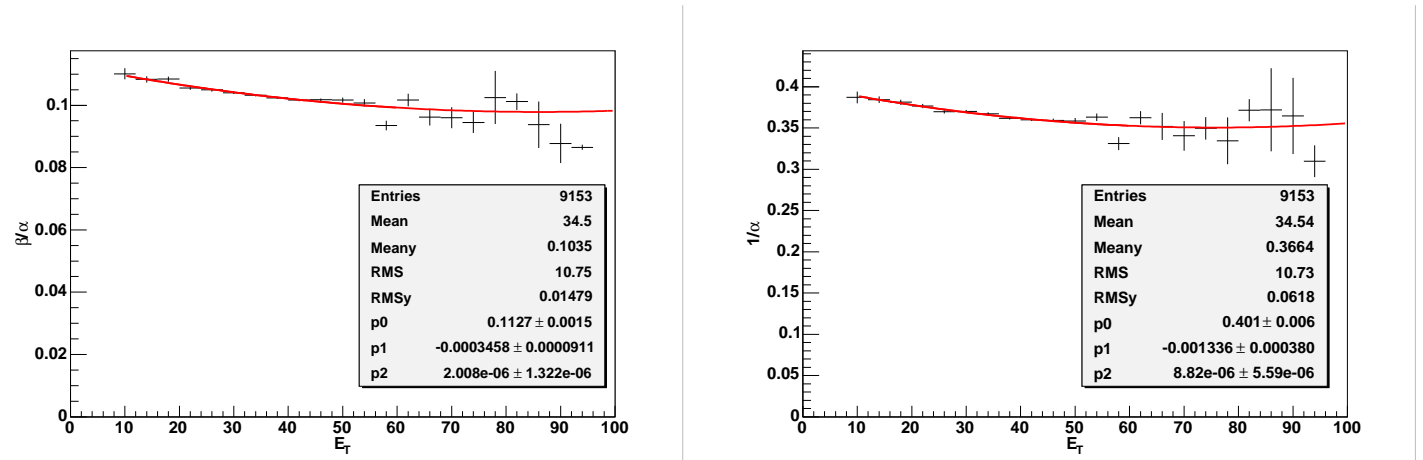


FIG. 5.6 – Distributions montrant la dépendance en E_T de β/α (à gauche) et $1/\alpha$ (à droite) obtenues avec des électrons simulés.

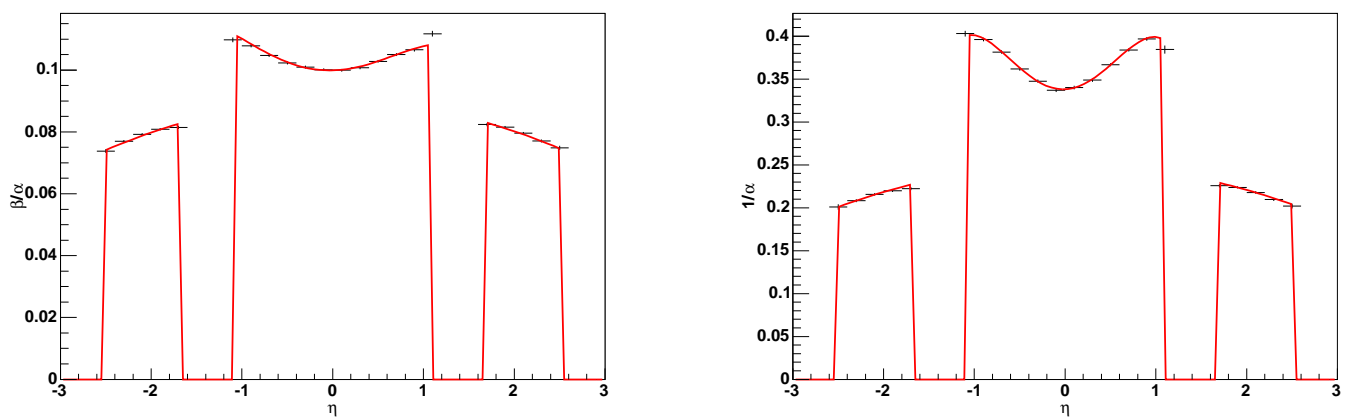


FIG. 5.7 – Distributions montrant la dépendance en η de β/α et $1/\alpha$ obtenues avec des électrons simulés.

Deux polynômes de degré 4 et 2 ont été utilisés pour reproduire respectivement le comportement de la partie centrale et des parties avant. Les coefficients ainsi obtenus sont regroupés dans le tableau 5.2.

Coeff.	CC	EC	Coeff.	CC	EC
p ₀	999±3 (10 ⁻⁴)	90±1 (10 ⁻³)	p ₀	338±2(10 ⁻³)	250±4(10 ⁻³)
p ₁	8±7 (10 ⁻⁴)	10±8 (10 ⁻⁵)	p ₁	5±3(10 ⁻³)	6±2(10 ⁻⁴)
p ₂	12±2 (10 ⁻³)	-25±3 (10 ⁻⁴)	p ₂	122±9(10 ⁻³)	-76±20(10 ⁻⁴)
p ₃	-2±2 (10 ⁻³)	-	p ₃	-6±5(10 ⁻³)	-
p ₄	-3±3 (10 ⁻³)	-	p ₄	-6±1(10 ⁻²)	-

TAB. 5.2 – Coefficients des polynômes ajustés sur les distributions β/α (à gauche) et $1/\alpha$ (à droite) en fonction de l'angle η , pour les parties centrale (CC) et avant (EC).

Enfin, deux estimateurs suivant une distribution gaussienne centrée réduite peuvent être définis à partir de β/α et $1/\alpha$, en utilisant les relations suivantes :

$$R_3 = \frac{\beta/\alpha - \langle \beta/\alpha \rangle}{\sigma(\beta/\alpha)} \quad \text{et} \quad R_4 = \frac{1/\alpha - \langle 1/\alpha \rangle}{\sigma(1/\alpha)} \quad (5.14)$$

où $\langle \beta/\alpha \rangle$ et $\langle 1/\alpha \rangle$ sont les valeurs moyennes respectives des distributions de β/α et $1/\alpha$. $\sigma(\beta/\alpha)$ et $\sigma(1/\alpha)$ sont leur écart-type.

5.2.3 Étude de l'efficacité de discrimination de ces estimateurs

Passons maintenant à l'étude des estimateurs R_3 et R_4 en tant qu'outils de discrimination des électrons. Pour cela, nous utilisons 650 499 événements $\gamma^*/Z \rightarrow \tau\bar{\tau}$ simulés avec des masses variant de 5 à 250 GeV/c². Les leptons τ , instables et massifs, se désintègrent en diverses particules, permettant ainsi d'évaluer les coefficients de paramétrisation du développement longitudinal des gerbes électromagnétiques pour d'autres particules que les électrons, en particulier les pions.

Évaluons de la même manière les estimateurs pour les particules reconstruites dans le calorimètre. Afin de tester la légitimité de l'utilisation des objets reconstruits, nous effectuons une association en $\Delta R < 0,2$ de ces objets avec ceux du niveau 3. Les critères de sélection des objets reconstruits sont :

- EMFraction > 90%,
- |id| = 11 (code d'identification de l'électron),
- p_T > 10 GeV/c,
- | η | < 1,1 (électron central),
- isolation < 0,15.

Les objets de niveaux 3 correspondent toujours aux événements satisfaisant aux critères de l'outil ELE_NLV_SHT.

Les distributions 5.8 et 5.9 représentent respectivement R_3^{TrigSim} vs R_3^{reco} et R_3^{TrigSim} vs R_3^{reco} ; i.e. pour chaque valeur de $R_{3/4}$ obtenue avec l'information reconstruite, la valeur correspondante au niveau 3. Comme nous le constatons, les valeurs des estimateurs évaluées pour ces deux types d'objets sont cohérentes.

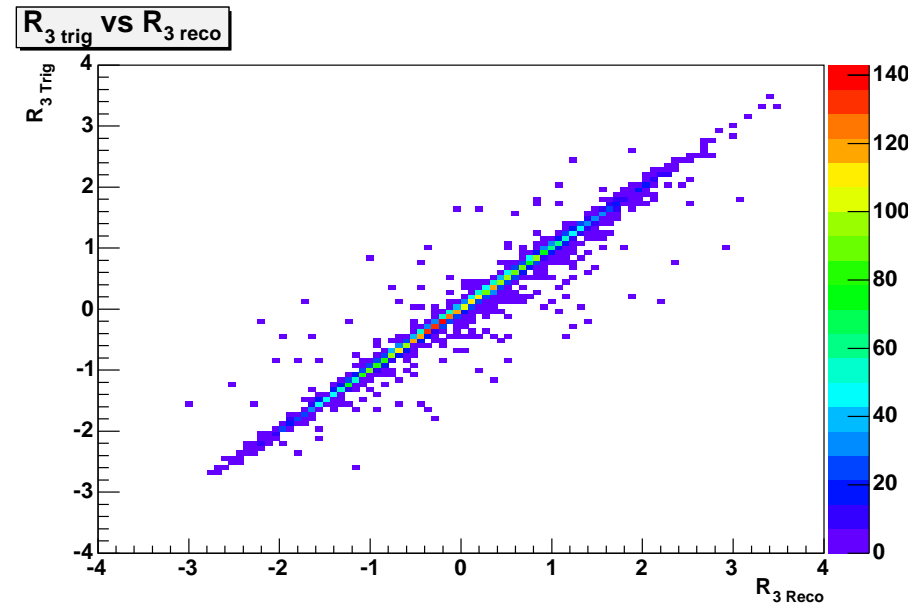


FIG. 5.8 – Distribution des valeurs de R_3 évaluées à partir de l'information de niveau 3 en fonction des valeurs de R_3 obtenues à partir de l'information reconstruite.

Afin d'évaluer la capacité d'identification des estimateurs R_3 et R_4 , observons l'évolution de la courbe d'efficacité/pureté que nous obtenons en faisant varier une coupure sur une combinaison de ces deux estimateurs.

Pour une sélection donnée, nous définissons l'efficacité comme le nombre d'électrons qui passent cette sélection divisée par le nombre total d'électrons :

$$\text{Efficacité} = \frac{n_{\text{elec}}^{\text{pass}}}{n_{\text{elec}}^{\text{tot}}}. \quad (5.15)$$

La pureté est, quant à elle, définie comme le nombre d'électrons passant la sélection divisé par le nombre total d'objets électromagnétiques passant cette même sélection :

$$\text{Pureté} = \frac{n_{\text{elec}}^{\text{pass}}}{n_{\text{elec}}^{\text{pass}} + n_{\text{elec}}^{\text{pass}}}. \quad (5.16)$$

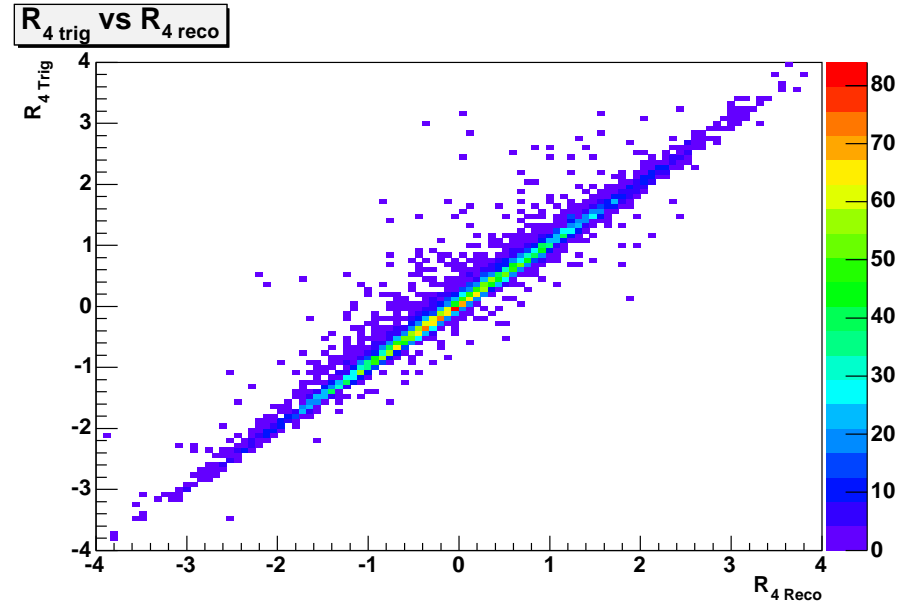


FIG. 5.9 – Distribution des valeurs de R_4 évaluées à partir de l'information de niveau 3 en fonction des valeurs de R_4 obtenues à partir de l'information reconstruite.

Pour déterminer la nature des particules électromagnétiques que nous utilisons, une association en ΔR est faite entre les objets reconstruits et les objets Monte Carlo générés. Le code d'identification de l'objet Monte Carlo généré le plus proche de chaque objet reconstruit nous indique sa nature. Seuls les objets électromagnétiques vérifiant $\Delta R < 0,2$ sont retenus.

La figure 5.10 représente les distributions en R_3 et R_4 des électrons (hachures droites) et les autres particules (hachures gauches). Les distributions ont été normalisées afin de se rendre compte de leurs formes et positions relatives. Nous constatons que l'estimateur R_3 possède une capacité de discrimination supérieure à celle de R_4 .

En définissant comme sélection les objets électromagnétiques qui vérifient $R_3 > X$ pour X variant de -10 à 10 , nous obtenons la courbe d'efficacité/pureté de la figure 5.11.

Partant d'un échantillon de particules contenant 87% d'électrons, nous pouvons atteindre une pureté de l'ordre de 95%, tout en ayant une efficacité de 90%, soit un gain en pureté de 10%.

Cette courbe d'efficacité n'atteint pas les 100% de pureté pour une faible efficacité. En regardant la figure 5.10, ce comportement s'explique par la différence de largeur des deux distributions. En sélectionnant les événements par valeurs croissantes de R_3 , nous supprimons les événements essentiellement non électron. Puis, une fois passé le pic des électrons, nous nous retrouvons dans la queue de distribution où la proportion relative des événements non électron augmente.

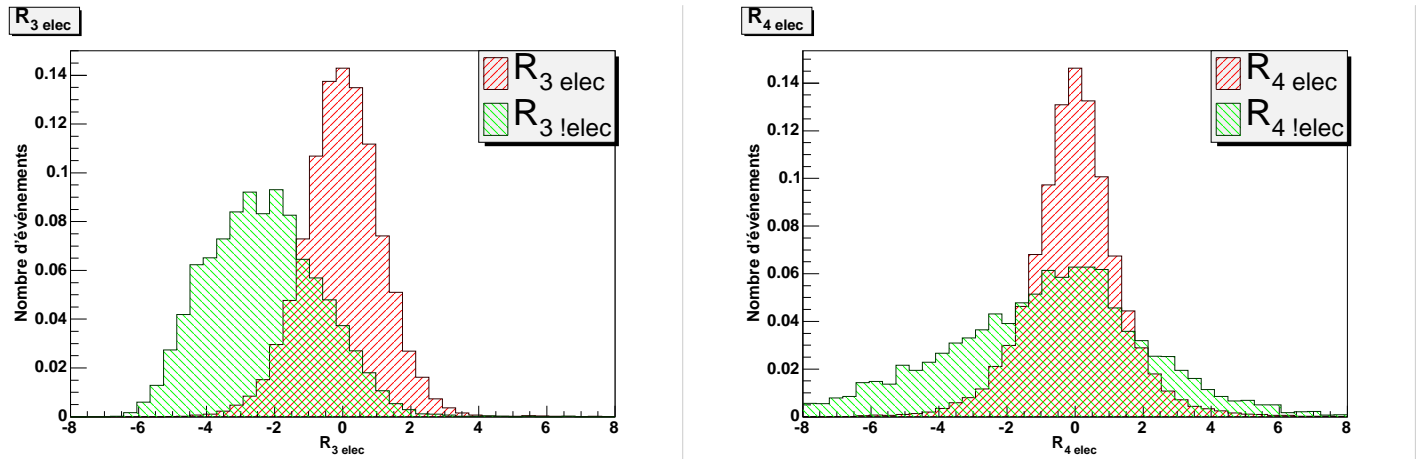


FIG. 5.10 – Distributions des valeurs de R_3 (à gauche) et R_4 (à droite) pour les objets électromagnétiques reconstruits. Les hachures droites rouges représentent les électrons et les vertes gauches les autres particules.

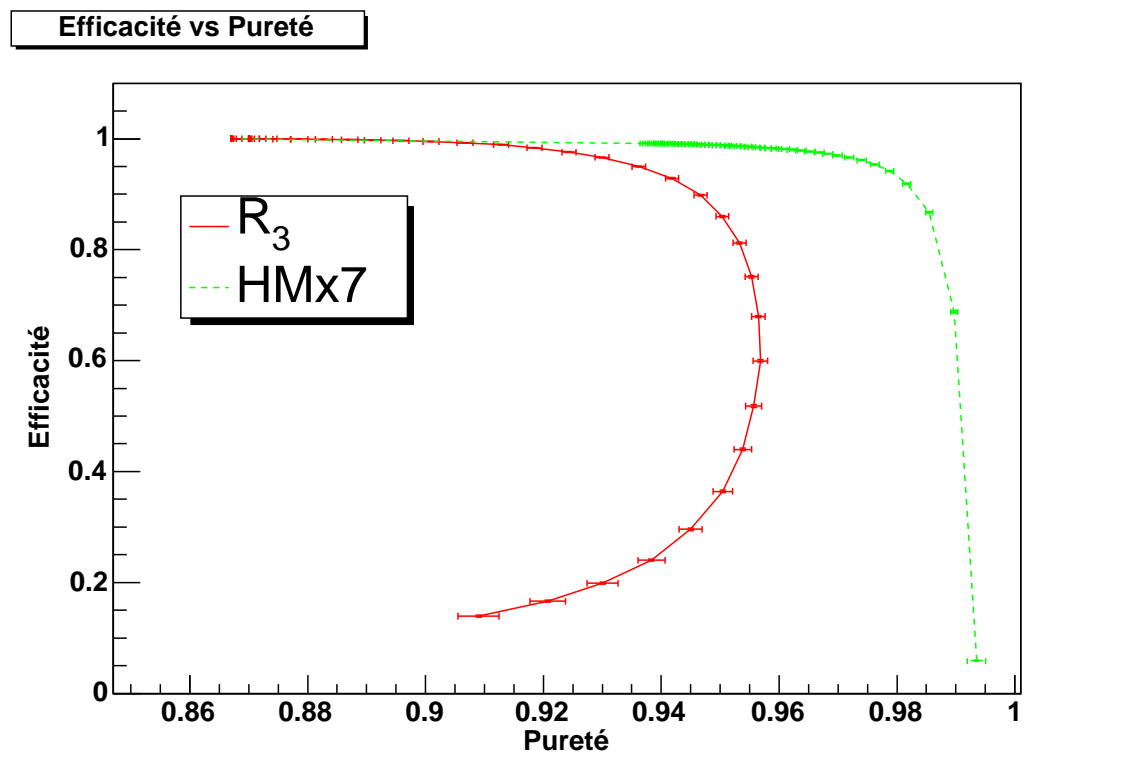


FIG. 5.11 – Courbe d'efficacité en fonction de la pureté obtenue en faisant varier la valeur X de sélection $R_3 > X$ (courbe rouge pleine) et $HMx7 < X$ (courbe verte en pointillés).

Afin d'avoir un point de comparaison en termes d'efficacité et pureté, une courbe analogue obtenue avec la matrice HMx7 est représentée en pointillés verts sur la figure 5.11. Celle-ci montre de meilleures performances, ce à quoi nous pouvions nous attendre puisque cette variable utilise plus d'informations que R_3 et R_4 . Cependant, des améliorations possibles sont envisageables. La première est d'optimiser les combinaisons de R_3 et R_4 pour élaborer un critère de sélection plus performant. La seconde est la prise en compte de l'information du CPS. Lors de cette étude, l'absence de calibration de ce détecteur n'a pas permis de prendre en compte l'énergie qu'y déposent les particules.

5.3 Conclusion

Tenant compte des propriétés des gerbes électromagnétiques, nous avons construit un outil qui se veut simple à mettre en œuvre et efficace. Ainsi, à partir des seules informations des dépôts d'énergie des particules dans le calorimètre électromagnétique, il a été possible de construire deux estimateurs gaussiens R_3 et R_4 . Les performances en termes de discriminations électrons/autres particules montrent qu'il est possible d'améliorer la pureté d'un échantillon contenant des électrons tout en conservant une efficacité de 90%. Bien que ces performances soient inférieures à ce que permet d'obtenir une variable telle que HMx7, les estimateurs R_3 et R_4 présentent l'avantage d'être simples car ils ne requièrent que l'information des dépôts d'énergie dans le calorimètre et l'angle d'incidence de la particule. R_3 et R_4 sont donc des critères de sélection potentiels, utilisables au niveau 3 de déclenchement. Enfin, notons que des améliorations sont envisageables ; à savoir, une optimisation de la combinaison R_3R_4 et la prise en compte de l'information du CPS.

Chapitre 6

Recherche de paires de stops dans le canal $b\bar{b} \ell\bar{\ell} \tilde{\nu}\bar{\tilde{\nu}}$

Parmi les recherches de processus supersymétriques au Tevatron, la production du stop se désintégrant dans le canal $b\ell\tilde{\nu}_\ell$ est, comme nous l'avons vu dans le chapitre 1, très intéressante pour plusieurs raisons. Les termes hors diagonale de la matrice de masse des squarks et sleptons sont proportionnels à la masse de leur partenaire standard. Le quark top étant le fermion le plus massif, le mélange des états \tilde{t}_R et \tilde{t}_L peut donner un stop \tilde{t}_1 léger. Cet effet, amplifié par les faibles valeurs de $\tan\beta$, laisse ouverte la possibilité d'un stop plus léger que le quark top. Le canal de désintégration à 3 corps $b\ell\tilde{\nu}_\ell$ est favorisé au Tevatron par rapport aux désintégrations à 4 corps pour des raisons d'énergie disponible dans le centre de masse. Les canaux à 2 corps ont été couverts par d'autres analyses [80]. La production de stop s'effectuant par paire, la signature que nous tâcherons de mettre en évidence est : deux jets, un électron, un muon et de l'énergie manquante.

La première partie de ce chapitre sera consacrée à la présentation et la simulation du processus analysé. Ensuite, nous définirons les échantillons de données acquises utilisés ainsi que l'évaluation de la luminosité intégrée correspondante. La partie suivante traitera du bruit de fond issu du Modèle Standard et des corrections à lui appliquer. Nous décrirons la procédure d'estimation du bruit de fond instrumental (en particulier multijet) que nous ne pouvons simuler correctement. La présentation des variables discriminant le signal du bruit de fond constituera la partie suivante et nous permettra de définir les sélections à appliquer aux données. Enfin, nous confronterons les données acquises et simulées et interpréterons ces résultats.

6.1 Recherche du processus $\tilde{t}_1\bar{\tilde{t}}_1 \rightarrow b\bar{b}e\mu\tilde{\nu}_e\bar{\tilde{\nu}}_\mu$

6.1.1 Signature du processus supersymétrique recherché

Le processus supersymétrique que nous recherchons est la production du stop se désintégrant de la manière indiquée sur la figure 6.1.

Le sneutrino échappe à la détection et se caractérise donc par de l'énergie man-

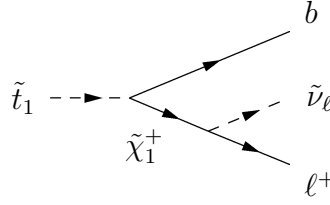


FIG. 6.1 – Processus de désintégration du stop le plus léger, \tilde{t}_1 en quark b , lepton et sneutrino.

quante. Il peut ne pas être stable et se désintégrer en un neutrino et le plus léger de neutralinos $\tilde{\chi}_1^0$ qui ne sont pas non plus détectés. La signature du processus supersymétrique à mettre en évidence est

$$b\bar{b}e\mu E_T. \quad (6.1)$$

Ses principaux avantages sont la présence d'au moins un muon, objet moins complexe que l'électron ; mais surtout, sa section efficace double de celle du canal $e - e$ ou $\mu - \mu$ et peu de bruit de fond du Modèle Standard présente la même signature. Nous considérons que \tilde{t}_1 ne se désintègre qu'en $\tilde{\nu}$ et que $\Gamma_{\tilde{\nu}} \simeq 1$, autrement dit, que le sneutrino est soit la LSP, soit dégénérée en masse avec cette dernière. Le rapport d'embranchement $\text{BR}(\tilde{t}_1 \rightarrow b\ell\tilde{\nu}_\ell)$ vaut $1/3$.

6.1.2 Simulation du signal supersymétrique

Les différents points de signal supersymétrique ont été produits avec les versions de programmes suivantes :

- IsaWig 1.200 [57]
- CompHep 4.4p3 [58]
- Pythia 6.4 [59]

Les sections efficaces ont été évaluées au second ordre avec Prospino 2.0 [81]. Comme le montre la figure 6.2, le rapport des sections efficaces de production de paires de stop par fusion de gluons et par annihilation quark-antiquark évolue en fonction de la masse du stop.

Cette variation est d'autant plus prononcée que l'ordre de la théorie des perturbations considéré est grand. Jusqu'au premier ordre, l'annihilation quark-antiquark est dominante ; alors qu'au second ordre, ce n'est vrai que pour des stops "lourds" ($m_{\tilde{t}_1} > 130 \text{ GeV}/c^2$). Notons que cette dernière courbe a été utilisée au cours de l'analyse. Son influence, comparée au premier ordre, sur les impulsions des objets simulés (figure 6.3) a pour effet de diminuer l'efficacité de sélection du signal.

L'ensemble des processus avec annihilation quark-antiquark utilisé pour la génération des points sont représentés sur la figure 6.4.

De même, les processus avec fusion de gluons que nous avons considérés sont regroupés sur la figure 6.5.

Le nombre d'événements générés est donné dans le tableau 6.1.

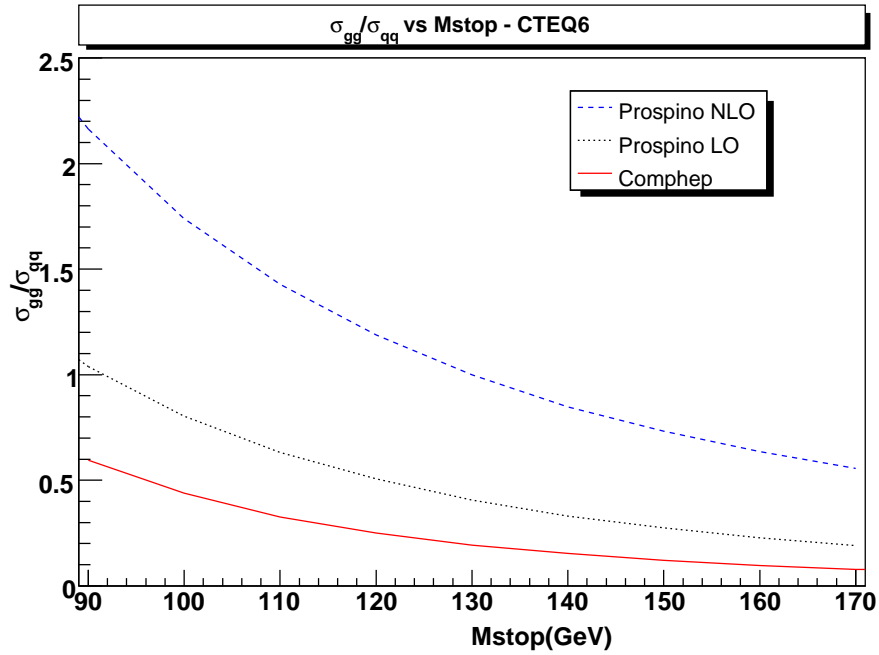


FIG. 6.2 – Évolution en fonction de la masse du stop le plus léger du rapport des sections efficaces de production de paires de stop par fusion de gluons et annihilation quark-antiquark aux trois premiers ordre de la théorie des perturbations. Les valeurs à l'ordre le plus bas sont données par CompHep, les suivantes sont évaluées par Prospino.

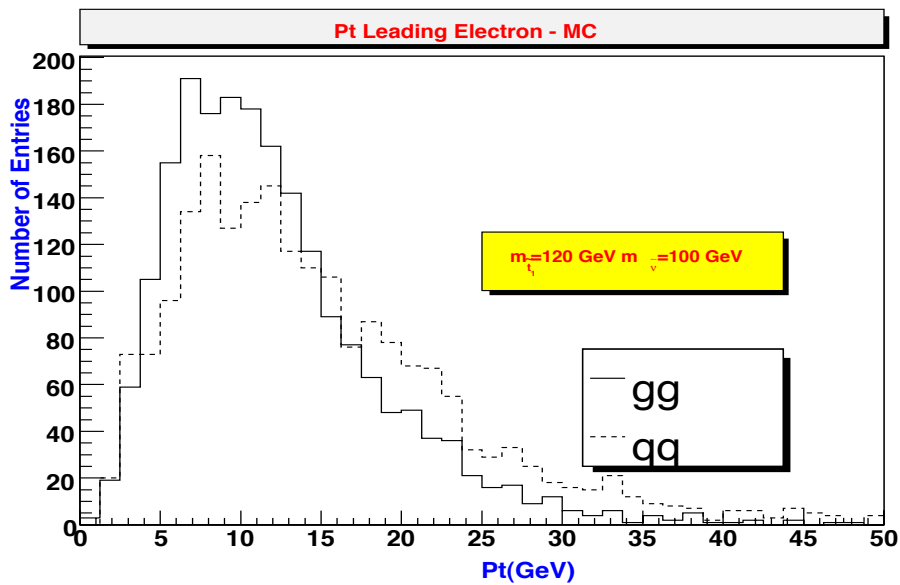


FIG. 6.3 – Distribution de l'impulsion transverse de l'électron dans le cas d'une production de stop par fusion de gluons (trait plein) et par annihilation quark-antiquark (trait pointillé).

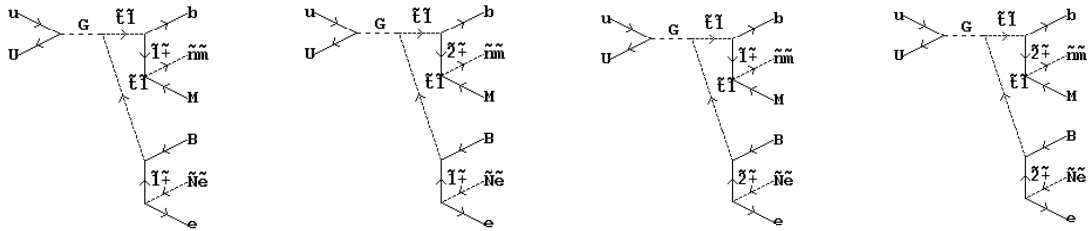


FIG. 6.4 – Diagrammes des processus de production de stops par annihilation quark-antiquark utilisés pour la génération des points supersymétriques. (CompHep)

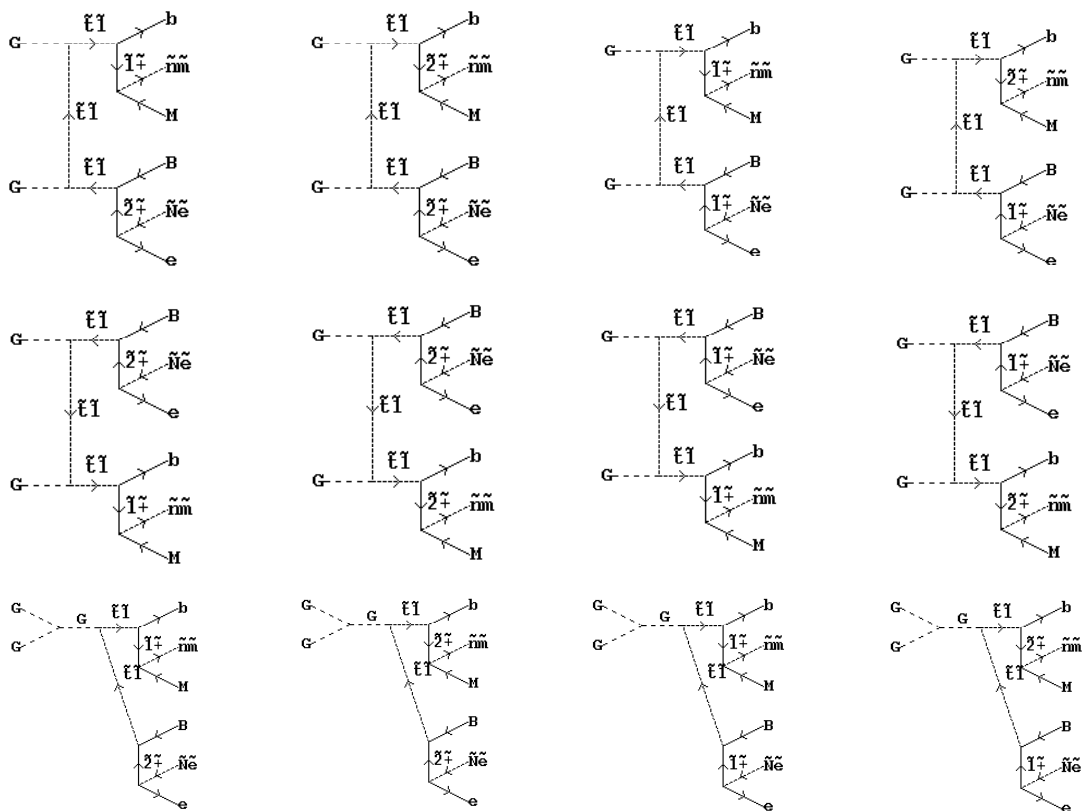


FIG. 6.5 – Diagrammes des processus de production de stops par fusion de gluons utilisés pour la génération des points supersymétriques. (ComHep)

	$m_{\tilde{t}_1}$ (GeV/c^2)	$m_{\tilde{\nu}}$ (GeV/c^2)	Nb évts générés		$m_{\tilde{t}_1}$ (GeV/c^2)	$m_{\tilde{\nu}}$ (GeV/c^2)	Nb évts générés
Signal_60-40-nlo	59	40	10000	Signal_110-100-nlo	110	101	9800
Signal_70-40-nlo	70	40	10000	Signal_120-100-nlo	120	101	10000
Signal_170-40-nlo	170	40	10000	Signal_130-100-nlo	127	101	10000
Signal_180-40-nlo	180	40	10000	Signal_140-100-nlo	140	101	9600
Signal_60-50-nlo	59	51	10000	Signal_150-100-nlo	150	101	10000
Signal_65-50-nlo	64	51	10000	Signal_160-100-nlo	160	101	10000
Signal_70-50-nlo	70	51	10000	Signal_170-100-nlo	169	101	9800
Signal_80-50-nlo	79	51	10000	Signal_180-100-nlo	180	101	10000
Signal_160-50-nlo	160	51	10000	Signal_200-100-nlo	201	101	10000
Signal_170-50-nlo	170	51	10000	Signal_120-110-nlo	120	110	10000
Signal_180-50-nlo	180	51	9800	Signal_130-110-nlo	130	110	10000
Signal_200-50-nlo	201	51	9600	Signal_140-110-nlo	140	110	10000
Signal_80-70-nlo	80	71	10000	Signal_150-110-nlo	150	110	10000
Signal_85-70-nlo	87	71	10000	Signal_160-110-nlo	160	110	10000
Signal_90-70-nlo	90	71	10000	Signal_170-110-nlo	170	110	10000
Signal_100-70-nlo	100	71	10000	Signal_180-110-nlo	180	110	10000
Signal_160-70-nlo	160	71	9800	Signal_200-110-nlo	201	110	10000
Signal_170-70-nlo	170	71	9800	Signal_130-120-nlo	130	120	10000
Signal_180-70-nlo	180	71	10000	Signal_140-120-nlo	140	120	10000
Signal_200-70-nlo	201	71	10000	Signal_150-120-nlo	150	120	10000
Signal_100-90-nlo	100	90	10000	Signal_160-120-nlo	160	120	10000
Signal_110-90-nlo	110	90	10140	Signal_180-120-nlo	180	120	10000
Signal_120-90-nlo	116	90	10000	Signal_200-120-nlo	201	120	10000
Signal_130-90-nlo	127	90	10000	Signal_140-130-nlo	140	130	10000
Signal_140-90-nlo	138	90	10000	Signal_150-130-nlo	150	103	10000
Signal_150-90-nlo	149	90	9800	Signal_150-140-nlo	150	140	10000
Signal_160-90-nlo	160	90	10000	Signal_160-140-nlo	160	140	10000
Signal_170-90-nlo	169	90	10000				
Signal_180-90-nlo	180	90	10000				
Signal_200-90-nlo	201	90	10000				

TAB. 6.1 – Points de signal générés pour différents couples de masses de stop et sneutrino ainsi que le nombre d'événements produits correspondant.

Ces points ont été choisis de manière à sonder les zones non exclues (fig. 1.12, Chap. 1) par les études précédentes et former un nouveau contour d'exclusion si aucun excès de données n'est observé par rapport au prédiction du Modèle Standard.

L'évolution de la section efficace de production de paires de stops dans le canal étudié est représentées sur la figure 6.6, en considérant que le rapport d'embranchement $\text{BR}(\tilde{t}_1 \rightarrow b\ell\tilde{\nu}_\ell) = 100\%$ ($\ell = e, \mu, \tau$).

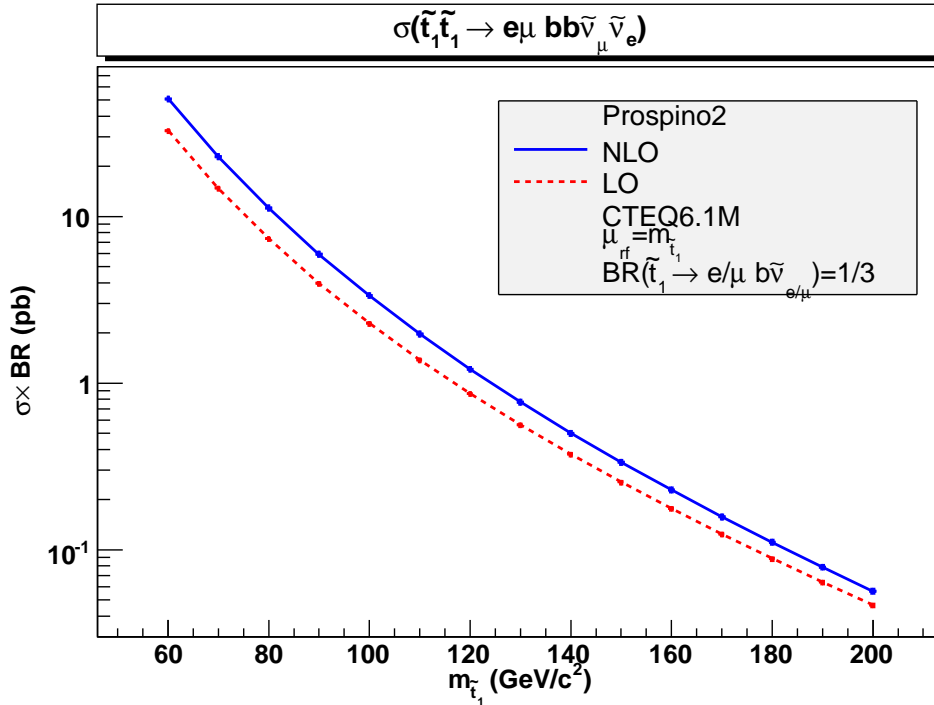


FIG. 6.6 – Évolution de la section efficace de production des paires de stops au Tevatron par fusion de gluons et annihilation quark-antiquark, au premier ordre (pointillés) et second ordre (trait plein).

Pour une masse de stop de 150 GeV/c^2 , nous attendons 350 événements à 1 fb^{-1} (luminosité analysée) ou encore 2450 événements à 7 fb^{-1} (luminosité estimée pour fin 2009).

6.1.3 Influence de $m_{\tilde{t}_1}$ et $m_{\tilde{\nu}}$

Les caractéristiques cinétiques des leptons de l'état final varient fortement en fonction de la masse du stop et du sneutrino. Plus la différence $\Delta m_{\tilde{t}-\tilde{\nu}} = m_{\tilde{t}_1} - m_{\tilde{\nu}}$ est petite (d'une dizaine de GeV/c^2), plus l'énergie disponible pour le quark b et le lepton sera faible, de même que leur impulsion. De plus, l'énergie disponible dans le centre de masse étant fixée à $1,96 \text{ TeV}$, plus la masse du stop sera grande, plus la section efficace du processus sera faible et moins le nombre de particules stops produites sera important. Afin de tenir compte de ces effets, le signal que nous cherchons a été simulé pour différentes masses de stop et plusieurs différences de

masse $\Delta m_{\tilde{t}_1-\bar{\nu}}$. Les distributions des impulsions transverses au niveau du générateur Monte Carlo sont représentées sur les figures 6.7-6.8.

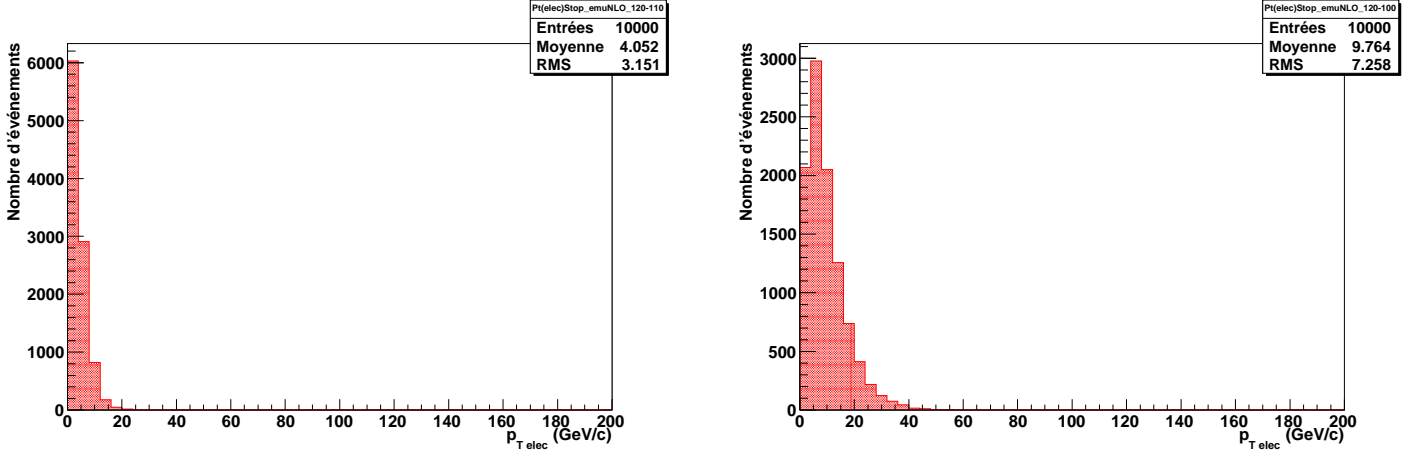


FIG. 6.7 – Distributions des impulsions transverses au niveau du générateur Monte Carlo pour l'électron issu de la désintégration d'un stop avec $\Delta M_{\tilde{t}-\bar{\nu}} = 10 \text{ GeV}/c^2$ (à gauche) et $20 \text{ GeV}/c^2$ (à droite).

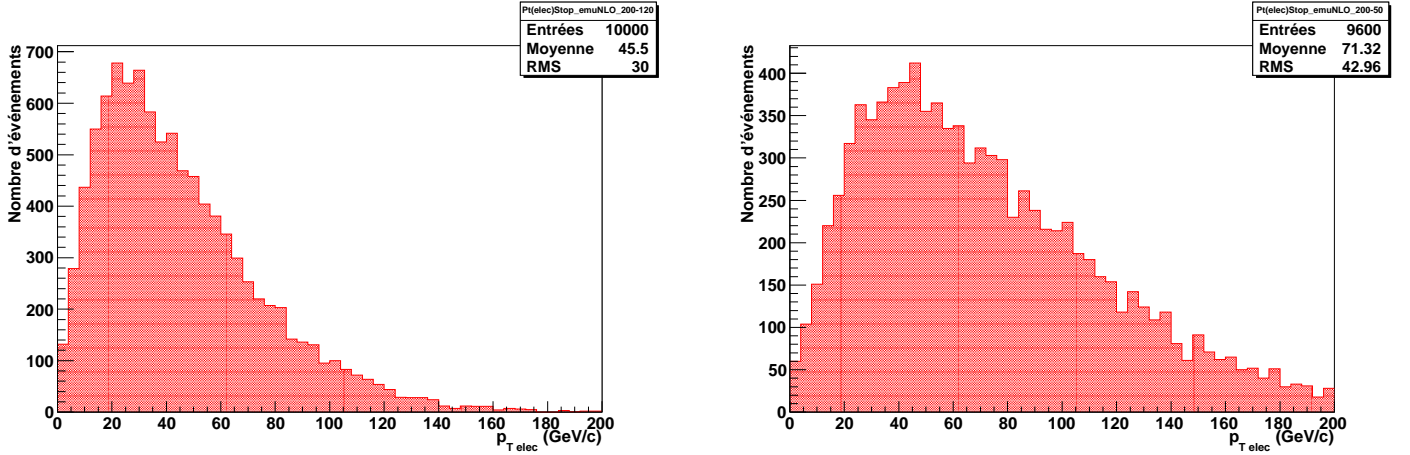


FIG. 6.8 – Distributions des impulsions transverses au niveau du générateur Monte Carlo pour l'électron issu de la désintégration d'un stop avec $\Delta M_{\tilde{t}-\bar{\nu}} = 80 \text{ GeV}/c^2$ (à gauche) et $150 \text{ GeV}/c^2$ (à droite).

Nous observons que pour les petites différences de masses $\Delta m_{\tilde{t}_1-\bar{\nu}}$, les impulsions sont faibles. Il faudra donc sélectionner des événements avec des objets à bas p_T .

6.2 Données acquises auprès du détecteur DØ

6.2.1 Présélection en ligne

Les données utilisées pour cette analyse et collectées par l'expérience DØ couvrent l'intégralité de la phase IIa (du 20/04/2002 au 22/02/2006). Le nombre d'événements enregistrés étant considérable et leur intérêt dépendant des analyses effectuées, des lots de données, appelés "*skims*", ont été constitués à partir de sélections très lâches. Dans le cas qui nous intéresse, la recherche d'un état final avec un électron et un muon nous conduit à choisir le *skim* EMMU (CSG_CAF_EMMU_PASS3_p17.09.03/-06/06b) qui requiert, pour chaque événement :

- la présence d'un objet électromagnétique dont l'identifiant a pour valeur absolue 10 ou 11 (resp. photon et électron) et dont l'impulsion dans le plan transverse est supérieure à 5 GeV/c,
- la présence d'un muon de type "*loose*" et d'impulsion transverse supérieure à 5 GeV/c.

Ce lot de données contient 46 652 102 événements et représente plus de 3 TBytes d'informations.

Ces événements ont fait l'objet d'une sélection en ligne lors de la prise de décision de leur enregistrement par le système de déclenchement. Afin de sélectionner les événements qui nous intéressent, nous choisissons ceux qui ont été retenus par les menus de déclenchement correspondant au mieux au signal que nous cherchons. Ceux-ci doivent demander un électron et un muon dont l'impulsion transverse descend suffisamment bas (15 GeV/c). De plus, nous veillons à choisir des menus qui présentent un facteur de pondération appelé "*prescale*", de 1. Ce facteur a pour but d'éviter la saturation du système d'acquisition¹.

Les menus de déclenchement évoluent au cours de la prise de données. Ainsi, nous définissons plusieurs grandes périodes d'acquisition correspondant aux différentes versions de menus. Les noms et la composition des niveaux 1 à 3 des menus de déclenchement sont indiqués dans les tableaux 6.3 et 6.2, pour les objets respectivement de type muon et électron. La composition de chaque outil est détaillée dans l'annexe B.

6.2.2 Présélection hors ligne

Cette présélection comporte deux aspects. Le premier porte sur la réjection d'événement pour des raisons de qualité globale. Le second consiste dans la définition des objets de notre analyse.

¹Un facteur de pondération de 10 signifie, par exemple, que, pour dix événements qui déclenchent l'acquisition, seul le premier est enregistré.

Périodes/Menus	condition L1	condition L2	condition L3
v8-v11 MU_A_EM10	CEM(1,5)	-	ELE_LOOSE_10
v12 MATX_EM6_L12 MATX_EM6_SHT7	CEM(1,6) CEM(1,6)	- -	ELE_NLV_12 ELE_NLV_SHT7
v13 MUEM2_LEL12 MUEM2_SHT7	CEM(1,6) CEM(1,6)	- -	ELE_NLV_12 ELE_NLV_SHT7
v13.3 MUEM1_LEL12_TRK5 MUEM2_LEL12_TRK5	CEM(1,3) CEM(1,6)	L2CALEM_6 -	ELE_NLV_12 Track5 ELE_NLV_12 Track5
v14 MUEM1_SH12_TRK5 MUEM2_SH12_TRK5	CEM(1,3) TTK_10 CEM(1,6)	L2CALEM_6 -	ELE_NLV_SH_12 Track_5 ELE_NLV_SH_12 Track_5

TAB. 6.2 – Listes des menus de déclenchement pour les différentes périodes d’acquisition considérées, ainsi que leurs conditions de déclenchement concernant les électrons.

Périodes/Menus	condition L1	condition L2	condition L3
v8-v11 MU_A_EM10	mulptxatxx	-	-
v12 MATX_EM6_L12 MATX_EM6_SHT7	mulptxatxx mulptxatxx	- -	- -
v13 MUEM2_LEL12 MUEM2_SHT7	mulptxatxx mulptxatxx	Muon_5 Muon_5	- -
v13.3 MUEM1_LEL12_TRK5 MUEM2_LEL12_TRK5	mulptxatxx mulptxatxx	- Muon_5	- -
v14 MUEM1_SH12_TRK5 MUEM2_SH12_TRK5	mulptxatlx mulptxatxx	- Muon_5	- -

TAB. 6.3 – Listes des menus de déclenchement pour les différentes périodes d’acquisition considérées, ainsi que leurs conditions de déclenchement concernant les muons.

6.2.2.1 Réjection d'événements de mauvaise qualité

Une présélection hors-ligne est appliquée afin de supprimer les événements de mauvaise qualité. Un événement peut être déclaré mauvais s'il rentre dans l'une des catégories suivantes :

- anneau de feu (“*ring of fire*”) : bruit caractérisé par un anneau en ϕ , provenant d'une mauvaise isolation de l'électrode fournissant la haute tension dans la zone intercryostat du calorimètre électro-magnétique, résolu par des opérations de maintenance,
- secteur vide (“*empty crate*”) : durant la prise de données, le système de lecture peut être dans l'incapacité d'accéder à l'un des secteurs du calorimètre, ce qui se traduit une information manquante,
- bruit cohérent (“*coherent noise*”) : fluctuations cohérentes des piédestaux dues à des bruits cohérents d'origine mal comprise dans l'électronique des cartes d'acquisition,
- bruit de midi (“*noon noise*”) : bruit observé certains jours aux alentours de midi et caractérisé par une grande énergie dans les cellules du calorimètre électromagnétique.

La réjection des événements de mauvaise qualité réduit de 17,4% la taille du lots de données EMMU, passant de 46 652 102 à 38 528 560 événements.

6.2.2.2 Luminosité intégrée enregistrée

Bien que la luminosité ne dépende pas des menus de déclenchement choisis, son estimation nécessite de connaître quels menus sont utilisés. En effet, lors de la confrontation des données acquises aux données simulées, nous aurons besoin de savoir quelle luminosité intégrée a été vue par le détecteur pendant que les menus de déclenchement que nous avons sélectionnés étaient actifs.

Le logiciel dédié, “*getLuminosity*” [82], permet d'évaluer cette luminosité. Pour cela, nous lui fournissons en entrée :

- le nom des menus de déclenchement,
- les périodes de runs à considérer,
- la liste des mauvais runs à écarter.

Pour chaque période d'acquisition, la luminosité intégrée est enregistrée par bloc auquel est affecté un numéro (*Luminosity Bloc Number*) d'une durée de 60 secondes [83]. Pour chaque menu de déclenchement, ce programme vérifie si chacun des blocs de luminosité contenu dans la période est valide. Si c'est le cas, il ajoute sa contribution à la luminosité totale intégrée ; sinon, il stocke son numéro dans une

liste de mauvais LBN.

Les luminosités intégrées délivrées et enregistrées pour chacune des périodes précédemment citées et référencées par une version de programme de reconstruction sont indiquées dans le tableau 6.4. Les valeurs enregistrées tiennent compte de la suppression des événements de mauvaise qualité citée précédemment.

Période	Runs	Luminosité (pb^{-1})	
		délivrée	enregistrée
v8-v11	165635 - 178721	156	129
v12	178019 - 194597	298	241
v13	194200 - 202024	101	64
v13.3	202025 - 209104	437	329
v14	207217 - 215670	468	343
Total	165635 - 215670	1 460	1 106

TAB. 6.4 – Valeurs de luminosités intégrées délivrées et enregistrées pour les différentes périodes d’acquisition de données considérées pour notre analyse.

6.2.2.3 Définition des objets d’analyse

La définition des objets d’analyse constitue une seconde présélection hors-ligne, puisqu’elle nous conduit à écarter des événements qui ne satisfont pas aux critères requis. Dans notre cas, nous demandons la présence d’un bon électron et d’un bon muon. Comme nous l’avons vu dans le chapitre 3, lors de la reconstruction des objets physiques, plusieurs variables sont élaborées et permettent de juger de la qualité de ces objets. Des jeux de sélections standards ont été établis par les différents groupes de physique afin de définir un “bon objet”. En ce qui nous concerne, il s’agit des définitions suivantes :

- Un “bon électron” est un objet électromagnétique vérifiant les critères de sélection suivants :
 - Isolation $< 0,15$
 - Fraction électromagnétique $> 0,9$
 - Matrice H à 7 variables < 50
 - $p_T > 15 \text{ GeV}/c$
 - $|\eta_{\text{CalDet}}| < 1,1$
 - $\text{Prob}(\chi^2) > 0$
 - Vraisemblance $> 0,85$
 - situé dans la zone fiducielle²

²La zone fiducielle est définie par l’exclusion des toutes les parties déficientes du détecteur (parties non instrumentées, zones de transition ou hors acceptance, ...), appelées “*cracks*”. Une particule est située dans la zone fiducielle en η si elle ne se trouve pas au bord du détecteur. Donc, si elle vérifie $|z| < 115 \text{ cm}$ pour le calorimètre central et $r < 85 \text{ cm}$ pour les calorimètres avant. Elle se trouve dans la zone fiducielle en ϕ si elle est en dehors des “*cracks*” à $\pm 0,02 \text{ rad}$.

- Un bon muon vérifie les critères de sélection suivants :

qualité

- $p_T > 8$ GeV/c
- medium
- NSeg = 3
- non cosmique
- dans l’acceptance du détecteur (hors du trou)

isolation

- EtHalo < 2,5 GeV
- EtTrkCone < 2,5 GeV

association à une trace

- ChiSq < 4 (valeur du χ^2 divisé par le nombre de degrés de liberté d’association trace/muon)
- nSMT > 0 (nombre d’impacts dans le SMT)
- DCA SMT < 0,02 cm (distance de plus petite approche de la trace)

- Un “bon jet” vérifie les critères de sélection suivants :

- $p_T > 15$ GeV/c
- chf < 0,4
- $0,05 < \text{Fraction électromagnétique} < 0,95$
- $L1_energy/(p_T(1\text{-chf})) > 0,4$

Les événements retenus pour notre analyse à l’étape de présélection possèdent un bon électron et un bon muon, mais pas nécessairement un jet. Nous demandons de plus que la composante z du vertex primaire de l’événement vérifie $|v_z| < 60$ cm et que l’électron ne soit associé à aucune des traces de muon, ceci afin d’éliminer les photons issus de l’émission par bremsstrahlung des muons et reconstruits comme des électrons.

Afin de mettre en évidence la présence du signal supersymétrique que nous recherchons, il nous faut comparer les données acquises par l’expérience DØ aux prédictions du Modèle Standard.

6.3 Corrections appliquées aux données simulées

Les événements simulés par méthode Monte Carlo ne reproduisent pas exactement le comportement observé du détecteur DØ. Afin de pallier ce problème, plusieurs corrections doivent être appliquées.

6.3.1 Résolution des impulsions transverses des muons et des électrons

La mauvaise simulation des zones non instrumentées du détecteur et du champ magnétique induit une surestimation de la résolution des impulsions transverses des muons. Ce phénomène apparaît nettement sur la distribution en masse invariante des deux muons reconstruits dans les événements $\gamma^*/Z \rightarrow \mu\bar{\mu}$. La largeur du pic en Z est de $7,2 \text{ GeV}/c^2$ pour les données contre $4,8 \text{ GeV}/c^2$ pour les simulations réalisées avec la version de code p17 [84]. Pour compenser cet effet, les impulsions des muons sont dégradées en leur appliquant la transformation, appelée “*smearing*”, définie par la relation :

$$\frac{1}{p_T} \rightarrow \frac{1}{p_T} + A G_1(0, 1) + \frac{B}{p_T} G_2(0, 1) \quad (6.2)$$

où A et B sont deux paramètres constants définis de manière à reproduire la distribution en masse invariante observée dans les données. G_1 et G_2 sont deux nombres aléatoires générés à partir d’une distribution normale centrée.

Les valeurs évaluées pour des muons dans la partie centrale et dans les parties avant sont regroupées dans le tableau 6.5.

	partie centrale	partie avant
A	0,00313	0,00273
B	-0,0563	-0,0491

TAB. 6.5 – Valeurs des paramètres de *smearing* des muons pour les parties centrale et avant issues du fichier *caf_util/configs/musmear.txt*.

Un comportement analogue est observé avec les électrons.

La relation entre énergie de départ (E) et énergie corrigée (E') est :

$$E' = E \times [\alpha + \zeta] \quad (6.3)$$

α est le facteur d’échelle et ζ une distribution gaussienne de moyenne nulle et de largeur σ .

Les coefficients utilisés sont donnés dans le tableau 6.6.

	Facteur d’échelle	Largeur (σ)
CC (fiduciel)	1,006	0,034
CC (non fiduciel)	0,98	0,060
EC	1,00	0,029

TAB. 6.6 – Coefficient de bruitage en énergie des électrons de haut p_T ($>15 \text{ GeV}/c$), pour un électron située dans une zone fiducielle du calorimètre central (première ligne) ou non fiducielle (seconde ligne) ou dans l’un des calorimètres avant (troisième ligne).

6.3.2 Décalage, bruitage et suppression de jets

Afin d'obtenir un accord avec les données observées, les jets simulés doivent subir trois traitements concernant :

- la différence d'efficacité d'identification et de reconstruction,
- la moins bonne résolution en énergie des données acquises comparées aux données simulées,
- la différence de réponse du calorimètre.

Dans un premier temps, l'impulsion transverse d'un jet simulé est modifiée selon la relation :

$$p_T^{corr} = p_T + p_T^\gamma [D(p_\gamma) + G(0, S(p_T^\gamma))] \quad (6.4)$$

où p_T^γ est une estimation du vrai p_T de jet, D et S sont respectivement l'échelle relative d'énergie de jet et le facteur de bruitage ("*smearing*") paramétrés en fonction de p_T .

Puis, ne sont conservés que les jets dont l'impulsion transverse corrigée est supérieure à 15 GeV/c. Une description détaillée de la méthode d'évaluation des facteurs correctifs est donnée dans la référence [85].

6.3.3 Repondération des événements $Z \rightarrow \ell\bar{\ell}$ (Z p_T *reweighting*)

La comparaison [86] des spectres en impulsion transverse des boson Z simulés et reconstruits dans le canal $Z \rightarrow \ell\bar{\ell}$ avec des données acquises a montré une différence qui peut être corrigée par la repondération des événements par la relation :

$$f(p_T) = \frac{p_0}{1 + e^{(p_T - p_1) \times p_2}} + p_3 \ln \left(\frac{p_T}{20 \text{ GeV/c}} \right) \quad (6.5)$$

Les valeurs des paramètres correctifs, évalués pour différentes gammes de masses de Z , sont données dans le tableau 6.7.

M_Z (GeV/c ²)	p_0	p_1	p_2	p_3
0-30	1,6131	3,920	-0,334	-0,068
30-60	1,3313	3,618	-0,396	-0,101
60-130	1,3548	3,535	-0,295	-0,053
130-250	1,2900	3,347	-0,317	-0,053

TAB. 6.7 – Paramètres utilisés pour la repondération des événements $Z \rightarrow \ell\bar{\ell}$ en fonction de l'impulsion transverse du Z , pour différentes gammes de masses.

6.3.4 Efficacité du système de déclenchement

Comme nous l'avons vu dans un précédent chapitre, il n'existe pas actuellement d'outil simulant correctement le système de déclenchement de l'expérience DØ. Chaque événement simulé doit être pondéré, généralement en fonction des caractéristiques cinématiques de l'électron et du muon. L'efficacité globale d'un menu de déclenchement est obtenue en combinant les efficacités de chacune des composantes des trois niveaux de déclenchement (L1, L2 et L3). En ce qui nous concerne, chaque composante ne dépend que d'un objet, électron ou muon. Prenons l'exemple du menu MATX_EM6_SHT7. Au niveau 1, il requiert la présence d'un amas de cellules électromagnétiques de 6 GeV/c et d'un muon. Au niveau 2, aucune sélection n'est appliquée. Au niveau 3, un électron de type SHT de 7 GeV/c est requis.

Les efficacités des composantes électron et muon sont obtenues respectivement avec les programmes EM_cert [87] et Muo_cert [88]. La méthode utilisée par ces deux utilitaires est la même, il s'agit de la méthode appelée "*tag & probe*".

La méthode "*tag & probe*" consiste à prendre, pour des événements $Z \rightarrow \ell\bar{\ell}$ ($\ell=e,\mu$), un lepton "*tag*" satisfaisant des coupures sévères et un lepton "*probe*" satisfaisant des coupures relâchées. Le premier lepton nous garantit, dans les données acquises, le déclenchement du système d'acquisition et le second nous permet de déterminer l'efficacité de l'outil de déclenchement que nous souhaitons évaluer.

Prenons un exemple concret. Nous voulons déterminer l'efficacité de sélection d'un outil qui demande un électron avec les critères suivants :

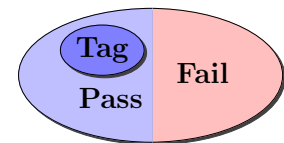
$$\text{fractionEM} > 0,9; \quad \text{isolation} < 0,15; \quad \text{HMx8} < 20 \quad (6.6)$$

Pour cela, nous sélectionnons les événements possédant :

- un électron "*tag*" vérifiant les critères : $p_T > 25$ GeV/c ; $|\text{id}| = 10,11$; $\text{fractionEM} > 0,9$; $\text{isolation} < 0,15$; $\text{HMx8} < 20$ et associé à une trace,
- un électron "*probe*" vérifiant les critères : $p_T > 25$ GeV/c ; $|\text{id}| = 10,11$.
- un électron "*probe*" associé en $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} < 0,4$ à l'objet du niveau de déclenchement considéré.

L'ensemble des N électrons "*probe*" est composé de 3 sous-ensembles :

- N_{fail} électrons qui ne vérifient pas les critères 6.6, appelés "*fail*",
- N_{pass} électrons qui vérifient les critères 6.6, appelés "*pass*",
- N_{tag} électrons qui vérifient les critères "*tag*", sous-ensemble des électrons "*pass*", appelés "*tag*".



Nous en déduisons les efficacités suivantes :

- $\epsilon_{\text{tag}} = N_{\text{tag}}/N$
- $\epsilon_{\text{pass}} = N_{\text{pass}}/N$

- $\epsilon_{\text{fail}} = N_{\text{fail}}/N = (N - N_{\text{pass}})/N = 1 - \epsilon_{\text{pass}}$
- $\epsilon_{\text{pass-no-tag}} = (N_{\text{pass}} - N_{\text{tag}})/N = \epsilon_{\text{pass}} - \epsilon_{\text{tag}}$

En faisant l'hypothèse qu'il n'y a pas de corrélation entre les électrons, nous pouvons établir les efficacités :

- $\epsilon_{\text{tt}} = \epsilon_{\text{tag}}^2$
- $\epsilon_{\text{tp}} = 2\epsilon_{\text{tag}}(\epsilon_{\text{pass}} - \epsilon_{\text{tag}})$
- $\epsilon_{\text{tf}} = 2\epsilon_{\text{tag}}(1 - \epsilon_{\text{pass}})$

L'efficacité de sélection, rapport du nombre d'électron "probe" passant la sélection, divisé par le nombre total d'électrons "probe", est :

$$\begin{aligned}
 \epsilon_{\text{sel}} &= \frac{2\epsilon_{\text{tt}} + \epsilon_{\text{tp}}}{2\epsilon_{\text{tt}} + \epsilon_{\text{tp}} + \epsilon_{\text{tf}}} \\
 &= \frac{2\epsilon_{\text{tag}}^2 + 2\epsilon_{\text{tag}}(\epsilon_{\text{pass}} - \epsilon_{\text{tag}})}{2\epsilon_{\text{tag}}^2 + 2\epsilon_{\text{tag}}(\epsilon_{\text{pass}} - \epsilon_{\text{tag}}) + 2\epsilon_{\text{tag}}(1 - \epsilon_{\text{pass}})} \\
 &= \frac{2\epsilon_{\text{tag}}\epsilon_{\text{pass}}}{2\epsilon_{\text{tag}}\epsilon_{\text{pass}} + 2\epsilon_{\text{tag}} - 2\epsilon_{\text{tag}}\epsilon_{\text{pass}}} \\
 &= \epsilon_{\text{pass}}
 \end{aligned} \tag{6.7}$$

Les efficacités du système de déclenchement ont ainsi été estimées pour les différents menus précédemment cités, le plus souvent en fonction de l'impulsion du lepton et de son angle η .

L'efficacité de "l1atxx", outil de déclenchement de niveau 1 pour le muon, est représenté sur la figure 6.9.

Nous observons la bonne efficacité de l'outil l1atxx (>90%) dans la zone de couverture allant jusqu'à des pseudo-rapidité de 2. Nous remarquons la zone non instrumentée (rectangle bleu sur la figure 6.9 à droite) située autour de $\eta_{\text{det}}=0$ et $\phi=4,8$ rad.

De même, les efficacités de "CEM(1,6)" et "ELE_NLV_SHT7", outils de déclenchement de niveau 1 et 3 pour l'électron, sont représentées sur les figures 6.10 et 6.11.

6.3.5 Efficacité de reconstruction des objets

Les efficacités de reconstruction diffèrent entre les données acquises et les données simulées. Afin de corriger ces différences, plusieurs facteurs $\epsilon_{\text{données}}/\epsilon_{\text{simulé}}$ sont appliqués au muon et à l'électron sélectionnés. La méthode utilisée pour les obtenir est la même que celle utilisée pour l'évaluation des efficacités du système de déclenchement, il s'agit de la méthode "tag & probe".

Les trois corrections appliquées au muon sont relatives à :

- son identification, représentées sur les figures 6.12 en fonction des angles ϕ et η_{det} ,

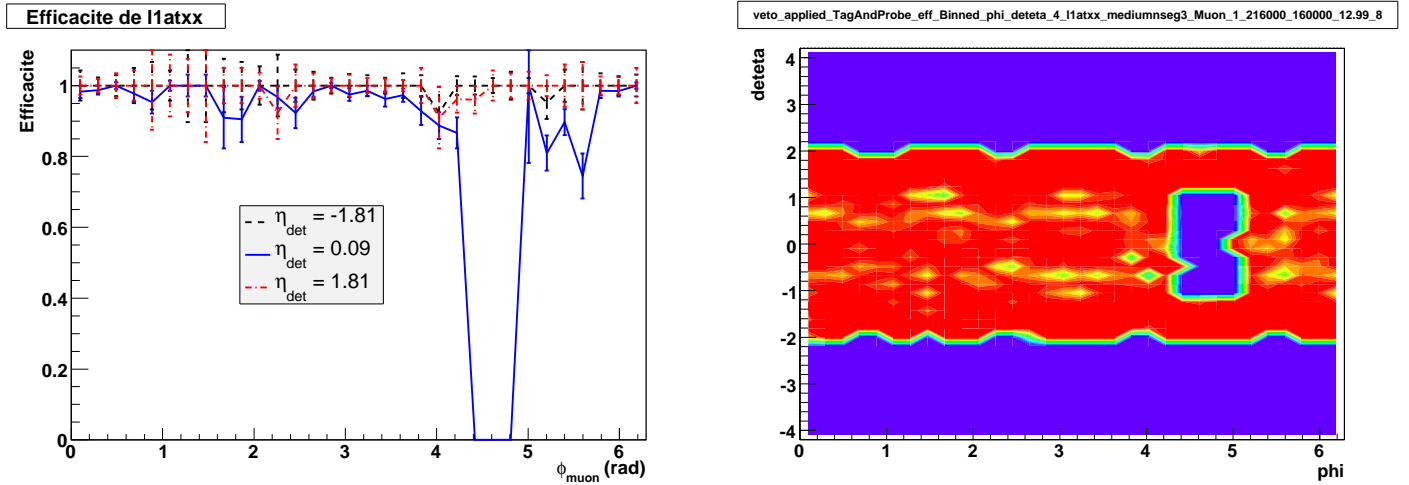


FIG. 6.9 – Efficacité de l’outil de déclenchement l1atxx (eff_Muon_l1atxx_2D_phi_deteta_Binned.spc) représentée en fonction de l’angle ϕ pour trois valeurs de η_{det} correspondant aux parties centrale et avant (à gauche); ainsi que dans le plan $\eta_{\text{det}} \times \phi$ (à droite).

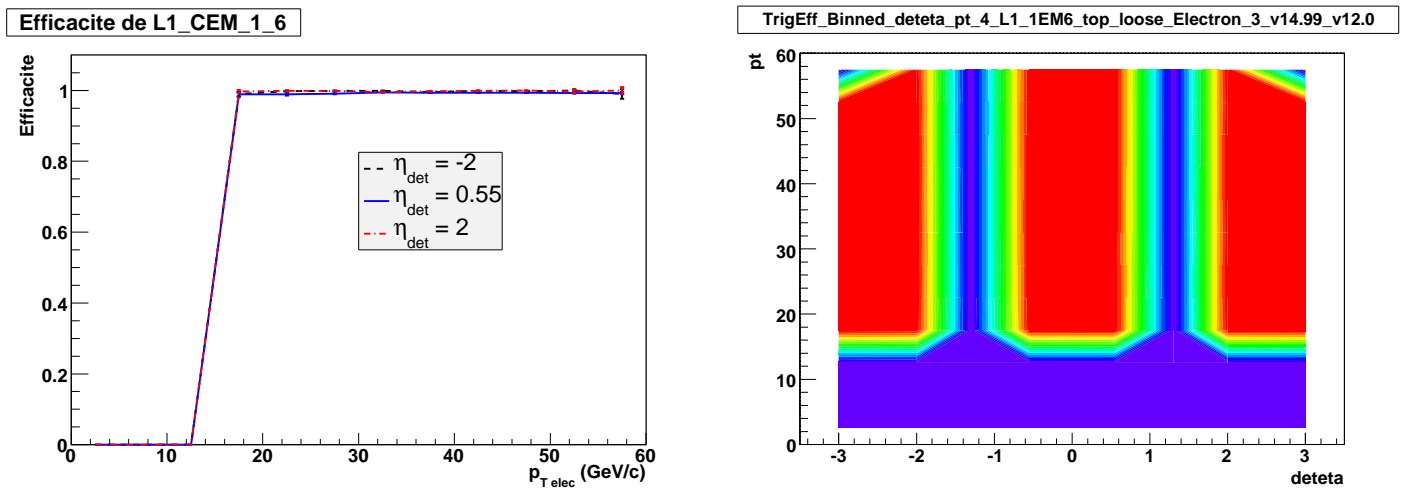


FIG. 6.10 – Efficacité de l’outil de déclenchement CEM(1,6) (TrigEff_Electron_L1_1EM6_2D_deteta_pt_Binned.spc) représentée en fonction de l’impulsion transverse de l’électron pour trois valeurs de l’angle η_{det} correspondant aux parties centrale et avant (à gauche); ainsi que dans le plan $\eta_{\text{det}} \times p_{\text{Telec}}$ (à droite). Nous remarquons le seuil en p_{T} à 15 GeV/c ainsi que les zones de transitions du calorimètre central aux calorimètres avant, caractérisés par la chute brutale des efficacités (zones bleues).

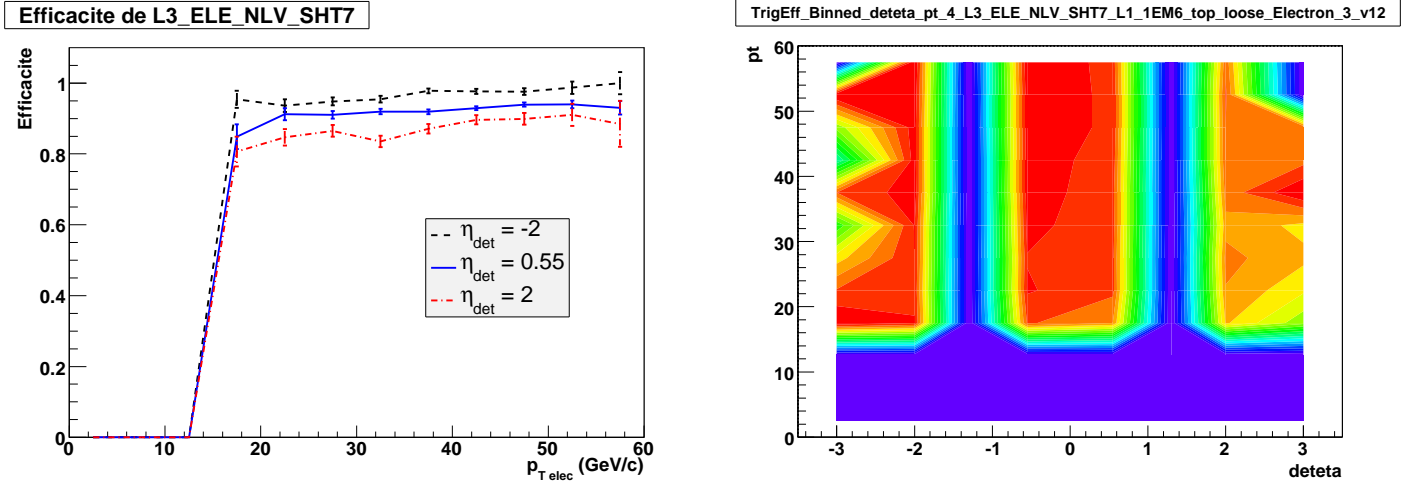


FIG. 6.11 – Efficacité de l'outil de déclenchement ELE_NLV_SHT7 (TrigEff_Electron_L3_ELE_NLV_SHT7_2D_deteta_pt_Binned.spc) représentée en fonction de l'impulsion transverse de l'électron pour trois valeurs de l'angle η_{det} correspondant aux parties centrale et avant (à gauche); ainsi que dans le plan $\eta_{det} \times p_{Telec}$ (à droite). Comme pour l'outil de niveau 1, CEM(1,6), nous observons les mêmes effets de seuil et transition central/avant.

- son isolation, représentées sur les figures 6.13 en fonction du nombre de jets,
- son association à une trace, représentées sur les figures 6.14 en fonction de l'angle η_{cft} et z .

L'anti-corrélation de z et η_{cft} s'explique par la longueur de la trace dans le CFT. Une trace ayant une valeur z faible (-40 cm) et un angle η_{det} élevé (1.5) aura beaucoup plus de points d'interaction dans le CFT qu'une trace orthogonale à celui-ci ($z=0$ cm et $\eta_{det}=0$).

L'électron ne reçoit qu'une correction correspondant à son identification et représentée sur les figures 6.15 en fonction de l'angle η_{det} et de son impulsion transverse.

Nous venons d'exposer l'ensemble des corrections devant être appliquées aux événements simulés afin de reproduire le comportement du détecteur.

Regardons maintenant quels sont les différents bruits de fond de notre canal d'analyse.

6.4 Bruit de fond du Modèle Standard

Nous distinguons deux origines au bruit de fond de notre analyse : le bruit de fond physique et le bruit de fond instrumental.

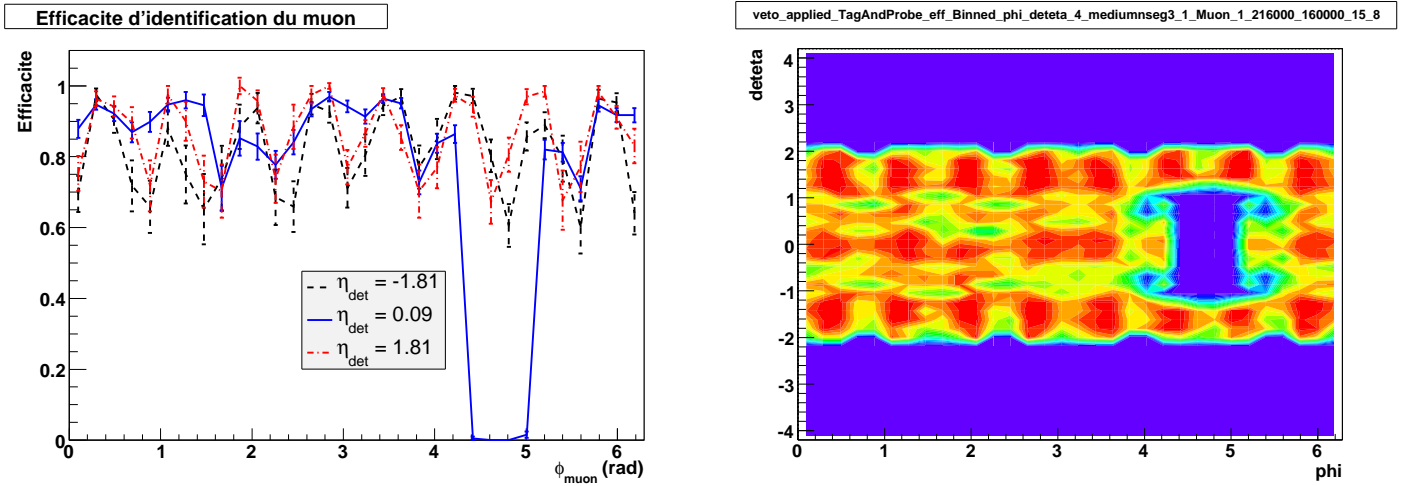


FIG. 6.12 – Efficacité d'identification du muon (eff_Muon_mediumseg3_2D_phi_deteta_Binned.spc) en fonction de l'angle ϕ pour trois valeurs de η_{det} correspondant aux parties centrale et avant (à gauche); ainsi que dans le plan $\eta_{\text{det}} \times \phi$ (à droite). Comme pour les efficacités de déclenchement, nous observons un couverture en angle jusqu'à des pseudo-rapidité de 2 et une chute des efficacités pour la zone non instrumentée centrée sur $\eta_{\text{det}}=0$ et $\phi=2.8$ rad.

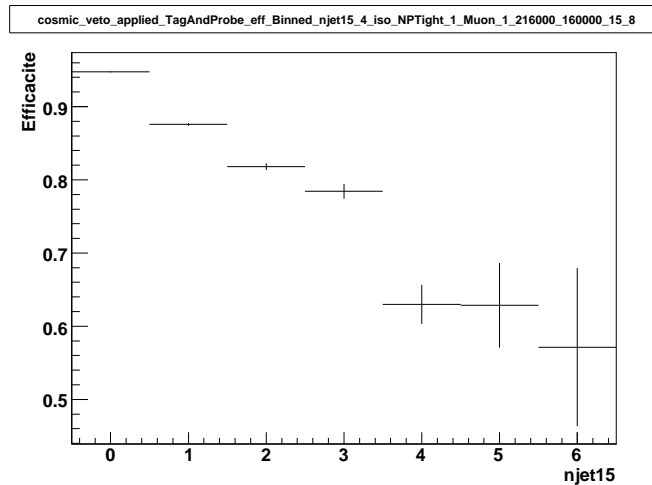


FIG. 6.13 – Efficacité d'isolation d'un muon en fonction du nombre de jets (eff_Muon_iso_NPTight_1D_njet15_Binned.spc).

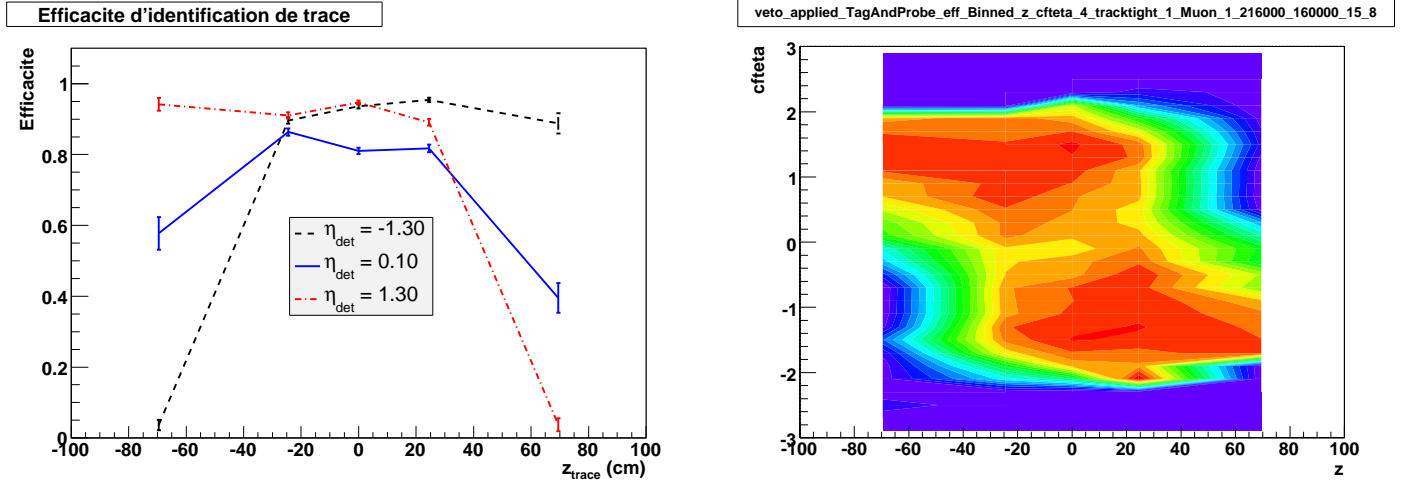


FIG. 6.14 – Efficacité d’association du muon à une trace (eff_Muon_tracktight_2D_z_cfteta_Binned.spc) en fonction de z pour trois valeurs de l’angle η_{cft} (à gauche); ainsi que dans le plan $z \times \eta_{\text{cft}}$ (à droite). L’anti-corrélation de z et η_{cft} se manifeste par la localisation des zones les plus efficaces (rouges) dans les cas où z et η_{cft} sont grand en valeur absolue mais de signe opposé.

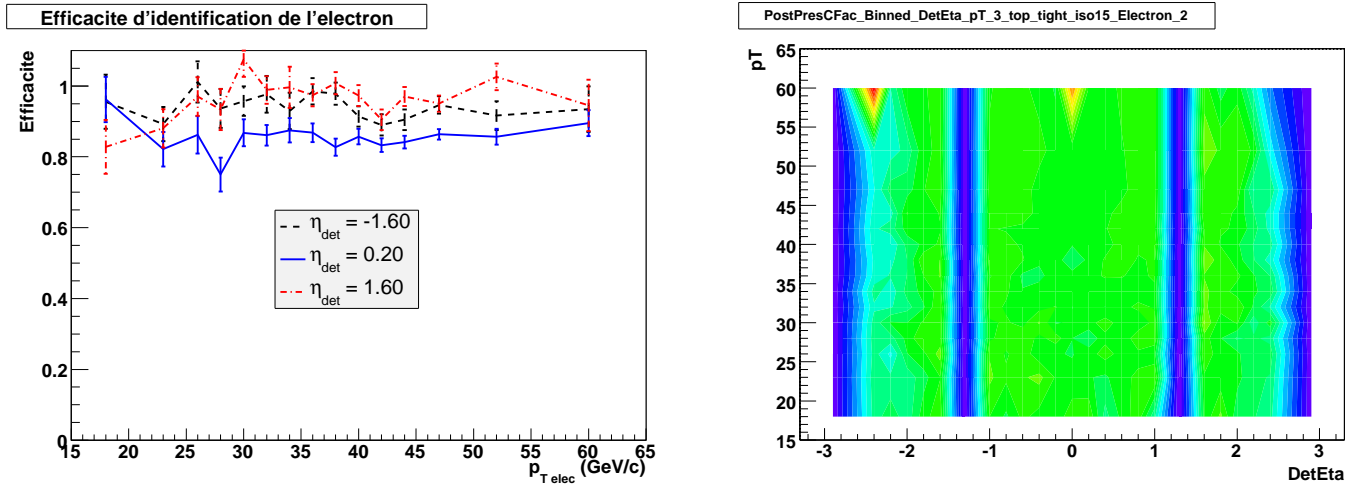


FIG. 6.15 – Efficacité d’identification d’un électron (PostPresCFac_Electron_top_tight_iso15_2D_DetEta_pT_Binned.spc) en fonction de son impulsion transverse pour trois valeurs de l’angle η_{det} correspondant aux parties centrale et avant (à gauche); ainsi que dans le plan $\eta_{\text{det}} \times p_{\text{T,elec}}$ (à droite).

6.4.1 Bruit de fond physique

Plusieurs processus du Modèle Standard présentent la même signature physique que le processus supersymétrique que nous recherchons : $b\bar{b}e\mu E_T$.

- $\gamma^*/Z (+jets) \rightarrow \tau^+\tau^- (+jets) \rightarrow e\bar{\nu}_e\nu_\tau\mu\bar{\nu}_\mu\nu_\tau (+jets)$
- $WW (+jets) \rightarrow e\bar{\nu}_e\mu\bar{\nu}_\mu (+jets)$
- $t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}e\mu\bar{\nu}_e\bar{\nu}_\mu,$
- $WZ (+jets) \rightarrow e\bar{\nu}_e\mu^+\mu^-$ ou $\mu\bar{\nu}_\mu e^+e^- (+jets)$
- $ZZ (+jets) \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^- (+jets)$

Les informations relatives à ces lots de processus simulés sont données dans le tableau 6.8.

Processus	$\sigma \times \text{BR}$ (pb)	req-id	nb évts	$\mathcal{L}_{\text{equiv}}$ (fb^{-1})
$t\bar{t} \rightarrow \text{incl.}$ ($M_t=175 \text{ GeV}/c^2$)	5.47 ± 0.05	35437-35439	597 280	109
$\gamma^*/Z \rightarrow \tau^+\tau^-$ $15 < M_{\gamma^*/Z} < 60 \text{ GeV}/c^2$	463 ± 6	40688 40690-40697	1 873 000	4.30
$60 < M_{\gamma^*/Z} < 130 \text{ GeV}/c^2$	244 ± 4	37631-37632 37783-37788 37791 39216-39217 39219-39230	4 792 000	19.6
$130 < M_{\gamma^*/Z} < 250 \text{ GeV}/c^2$	1.89 ± 0.03	41253 41254	409 250	217
$250 < M_{\gamma^*/Z} < 500 \text{ GeV}/c^2$	0.160 ± 0.002	41257	102 250	639
$M_{\gamma^*/Z} > 500 \text{ GeV}/c^2$	$(6,3 \pm 0.2) 10^{-3}$	41258	58 500	9 290
WW (incl.)	12.4 ± 0.3	38488-38490 38939-38943	1 624 000	131
WZ (incl.)	3.70 ± 0.06	38491 42212	418 750	113
ZZ (incl.)	1.40 ± 0.03	38492 42213	403 500	288

TAB. 6.8 – Processus du Modèle Standard contribuant à l'état final $e\mu$ +jets, générés avec la fonction densité partonique CTEQ6L. Pour chaque processus sont indiqués la section efficace de production en pb ($\sigma \times \text{BR}$), les numéros de fichiers utilisés (req-id), le nombre total d'événements générés (nb évts) et la luminosité équivalente en fb^{-1} ($\mathcal{L}_{\text{equiv}}$).

Facteur K Les événements Monte Carlo sont générés avec une certaine section efficace de production correspondant à leur valeur au premier ordre. Or, nous savons qu'il ne s'agit que d'une approximation du phénomène réel et que, pour être plus précis, nous devons considérer les ordres supérieurs. Pour cela, nous appliquons un facteur K qui correspond au rapport de la section efficace au second ou troisième ordre (NLO ou NNLO) sur celle du premier ordre (LO). Ce facteur, fonction des

masses générées, a été déterminé pour les processus Drell-Yan et production de bosons Z et W [89]. Les valeurs utilisées pour le processus $W \rightarrow \ell\bar{\nu}_\ell$ sont $K_{NLO} = 1,344$ et $K_{NNLO} = 1,371$. Les facteurs K correspondant au bruit de fond Drell-Yan sont regroupés dans le tableau 6.9.

$M_{\text{Drell-Yan}}$ (GeV/c ²)	facteur K		$M_{\text{Drell-Yan}}$ (GeV/c ²)	facteur K	
	NLO	NNLO		NLO	NNLO
10	1,24	1,25	200	1,35	1,41
20	1,24	1,24	250	1,35	1,41
30	1,26	1,26	300	1,35	1,41
40	1,27	1,28	400	1,33	1,40
50	1,28	1,30	500	1,31	1,39
75	1,32	1,34	600	1,29	1,38
91.12	1,33	1,36	700	1,26	1,37
100	1,34	1,37	800	1,24	1,37
150	1,35	1,40	900	1,22	1,37

TAB. 6.9 – Facteurs K appliqués au processus Drell-Yan simulé.

6.4.2 Bruit de fond instrumental

Nous dénommons par bruit de fond instrumental, l’ensemble des événements dont la signature “réelle” ne correspond pas à celle du processus que nous recherchons, mais qui passe l’étape de présélection. Il s’agit donc d’événements qui, suite à une reconstruction imparfaite, sont retenus pour notre analyse.

Nous distinguons deux contributions à ce fond instrumental. La première, appelée QCD_μ , correspond à des événements avec un muon qui, associé à un jet, passe les critères d’isolation. La seconde, QCD_e , est l’ensemble des événements pour lesquels un jet est reconstruit comme un électron.

Ces deux contributions contenant des événements multijets (QCD) que nous ne savons simuler, nous nous appuyons sur les données acquises pour les estimer. Pour cela, nous appliquons une méthode employée dans le même canal d’analyse avec les données de la première partie de la phase IIa [17].

Nous désignons par *faux muons* les objets de type muon qui satisfont l’ensemble des critères d’identification cités en 6.2.2.3 à l’exception de l’isolation qui est inversée :

$$\text{EtHalo} \geq 2,5\text{GeV} \quad \text{ou} \quad \text{EtTrkCone} \geq 2,5\text{GeV} \quad (6.8)$$

De manière analogue, les *faux électrons* sont les objets électromagnétiques qui vérifient les critères d’identification présentés en 6.2.2.3, exception faite de la vraisemblance qui est inversée :

$$\text{Vraisemblance} \leq 0,85 \quad (6.9)$$

Nous utilisons l’ensemble des événements possédant un *bon électron* et un *faux muon* pour représenter la contribution QCD_μ . Afin de déterminer le facteur de

normalisation de cet ensemble d'événements, nous utilisons 2 échantillons. L'un ne contient que des *faux muons* et le second contenant à la fois des *bons* et des *faux muons*.

Pour s'assurer que ces échantillons sont dissociés de ceux de notre analyse, nous demandons qu'ils ne possèdent pas de *bon électron*.

Le facteur de normalisation pour QCD_μ s'écrit alors :

$$f_\mu = \frac{N(B^\mu, F^e)^D - N(B^\mu, F^e)^{MC}}{N(F^\mu, F^e)^D} \quad (6.10)$$

avec :

- $N(B^\mu, F^e)^D$: l'ensemble des événements de données acquises ayant un *bon muon* et un *faux électron*,
- $N(B^\mu, F^e)^{MC}$: l'ensemble des événements de données simulées ayant un *bon muon* et un *faux électron* ($\gamma^*/Z \rightarrow \mu^+\mu^-$, $W + \text{jets} \rightarrow \mu\bar{\nu}_\mu + \text{jets}$, ...),
- $N(F^\mu, F^e)^D$: l'ensemble des événements de données acquises ayant un *faux muon* et un *faux électron*.

De manière analogue, nous définissons le facteur de normalisation f_e à partir des échantillons contenant soit un *faux électron*, soit un *bon électron* contaminés par des *faux* et, dans les deux cas, ne présentant pas de *bon muon*.

La contribution QCD_e est obtenue en repondérant l'échantillon formé d'événements avec un *faux électron* et un *bon muon* par le facteur :

$$f_e = \frac{N(F^\mu, B^e)^D - N(F^\mu, B^e)^{MC}}{N(F^\mu, F^e)^D} \quad (6.11)$$

avec :

- $N(F^\mu, B^e)^D$: l'ensemble des événements de données acquises ayant un *faux muon* et un *bon électron*,
- $N(F^\mu, B^e)^{MC}$: l'ensemble des événements de données simulées ayant un *faux muon* et un *bon électron* ($\gamma^*/Z \rightarrow e^+e^-$, $W + \text{jets} \rightarrow e\bar{\nu}_e + \text{jets}$, ...),
- $N(F^\mu, F^e)^D$: l'ensemble des événements de données acquises ayant un *faux muon* et un *faux électron*.

Les distributions des facteurs de pondération f_μ et f_e sont représentées en fonction des impulsions transverses p_T^μ et p_T^e sur les figures 6.16 et 6.17, de même que les distributions nécessaires à leur évaluation.

Deux fonctions $f_\mu(p_T^\mu)$ et $f_e(p_T^e)$ (Fig. 6.16 et 6.17 en bas) sont employées afin de reproduire les comportements respectifs des coefficients de repondération et de diminuer les effets dus à la faible statistique à haute impulsion transverse. Les valeurs

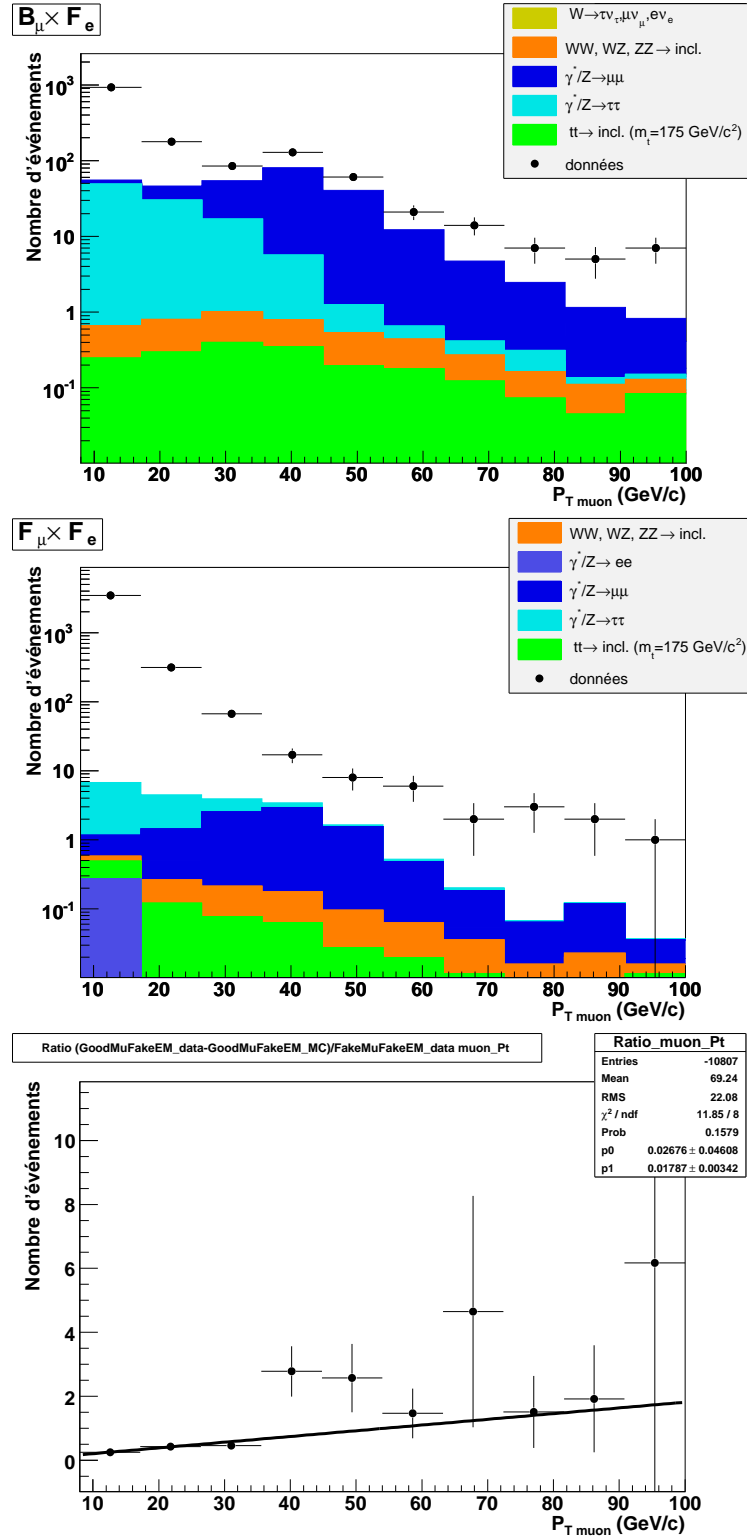


FIG. 6.16 – Distributions de l'impulsion transverse des muons de l'ensemble $B_\mu \times F_e$ (en haut) et $F_\mu \times F_e$ (au centre). Facteur de normalisation f_μ en fonction de p_T^{muon} (GeV/c) (en bas).

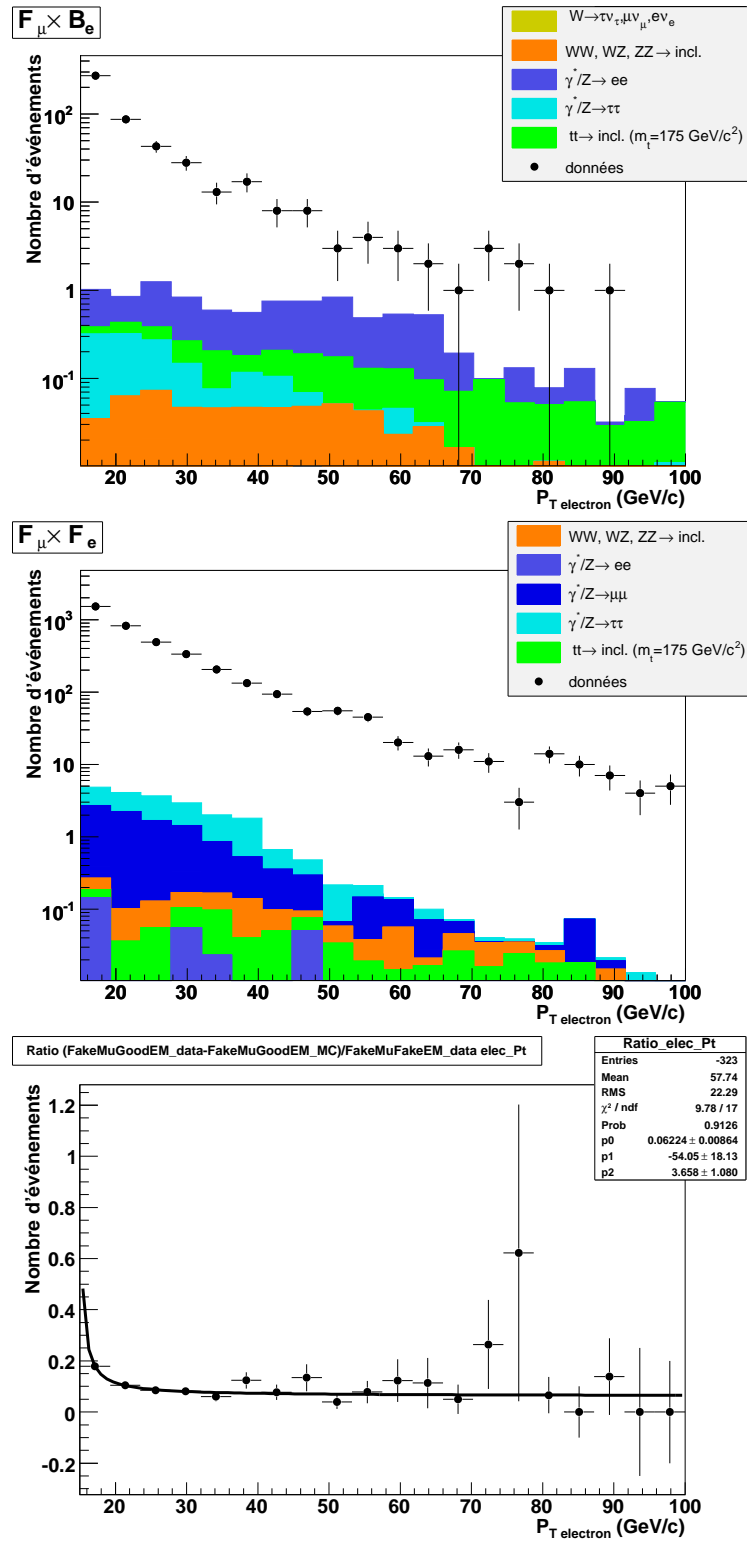


FIG. 6.17 – Distributions de l'impulsion transverse des électrons de l'ensemble $F_\mu \times B_e$ (en haut) et $F_\mu \times F_e$ (au centre). Facteur de normalisation f_e en fonction de $p_T^{\text{électron}}$ (GeV/c) (en bas).

des paramètres ajustés sont donnés dans le tableau 6.10

Param.	$f_\mu(p_T^\mu) = p_0 + p_1 * p_T$	$f_e(p_T^e) = p_0 + \frac{1}{p_1 + p_2 * p_T}$
p_0	$(3 \pm 5).10^{-2}$	$(6,2 \pm 0,9).10^{-2}$
p_1	$(1,8 \pm 0,4).10^{-2}$	-54 ± 19
p_2	-	$3,7 \pm 1,1$

TAB. 6.10 – Fonctions et valeurs de paramètres utilisés pour reproduire les coefficients de pondération f_μ et f_e .

La contribution totale du bruit de fond instrumental s'écrit finalement :

$$\text{QCD} = \text{QCD}_\mu + \text{QCD}_e \quad (6.12)$$

$$= f_\mu N(F^\mu, B^e)^D + f_e N(B^\mu, F^e)^D. \quad (6.13)$$

Nous pouvons maintenant passer à l'étape suivante, l'isolation du signal que nous recherchons.

6.5 Critères de sélection

Afin de mettre en évidence la production de stops dans le canal $b\bar{b}e\mu\bar{\nu}_e\bar{\nu}_\mu$, il nous faut isoler ce signal des autres processus constituant le bruit de fond. Pour cela, appliquons une succession de critères de sélection et observons leur impact en terme d'efficacité.

6.5.1 Présélection

Comme nous l'avons vu précédemment, au niveau de la présélection, un événement n'est retenu que s'il présente les caractéristiques suivantes :

- un bon électron,
- un bon muon,
- un vertex primaire vérifiant $|v_z| < 60$ cm,
- un angle entre le muon ou l'électron et l'éventuel jet $\Delta R((e, \mu), \text{jet}) > 0,5$,
- un angle entre le muon et l'électron $\Delta R(e, \mu) > 0,5$.

Les deux derniers critères de sélection servent à éviter que le muon ou l'électron provienne d'un jet et que l'électron soit produit par ionisation du milieu lorsque le muon traverse le calorimètre.

Les distributions en impulsion transverse de l'électron et du muon sont représentées respectivement sur les figures 6.18 et 6.19.

Le fond principal est constitué du processus $\gamma^*/Z \rightarrow \tau^+\tau^-$, suivi par le fond instrumental. Les contributions de chaque processus sont notées dans le tableau 6.14. À cette étape, nous observons 704 données acquises pour 730 ± 21 simulées.

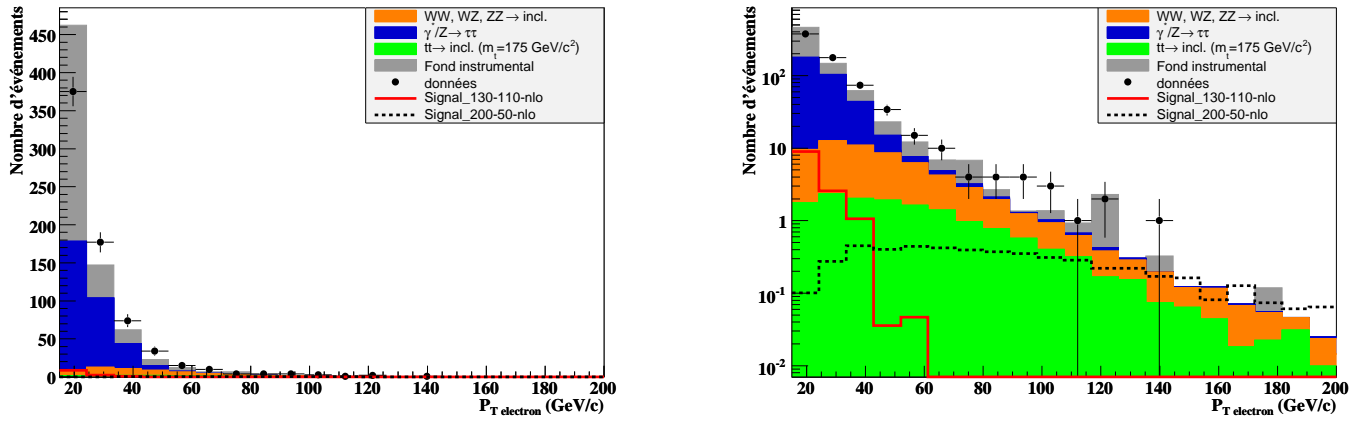


FIG. 6.18 – Distributions de l'impulsion transverse de l'électron (GeV/c) pour les données acquises (points), simulées (histogrammes pleins) et le signal (tirets), représentées en échelle linéaire (à gauche) et logarithmique (à droite), à l'étape de présélection.

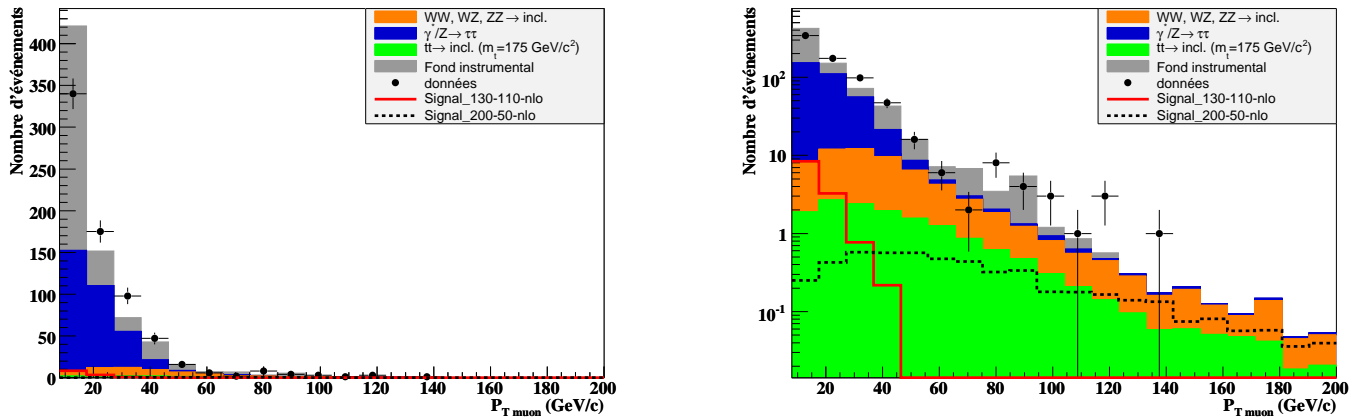


FIG. 6.19 – Distributions de l'impulsion transverse du muon (GeV/c) pour les données acquises (points), simulées (histogrammes pleins) et le signal (tirets), représentées en échelle linéaire (à gauche) et logarithmique (à droite), à l'étape de présélection.

6.5.2 Sélection 1 : Énergie manquante

Les événements dont l'énergie manquante est faible sont principalement constitués de bruit de fond instrumental et de $\gamma^*/Z \rightarrow \tau\bar{\tau}$ comme le montre la figure 6.20. Nous sélectionnons donc les événements dont l'énergie manquante transverse est supérieure à 20 GeV.

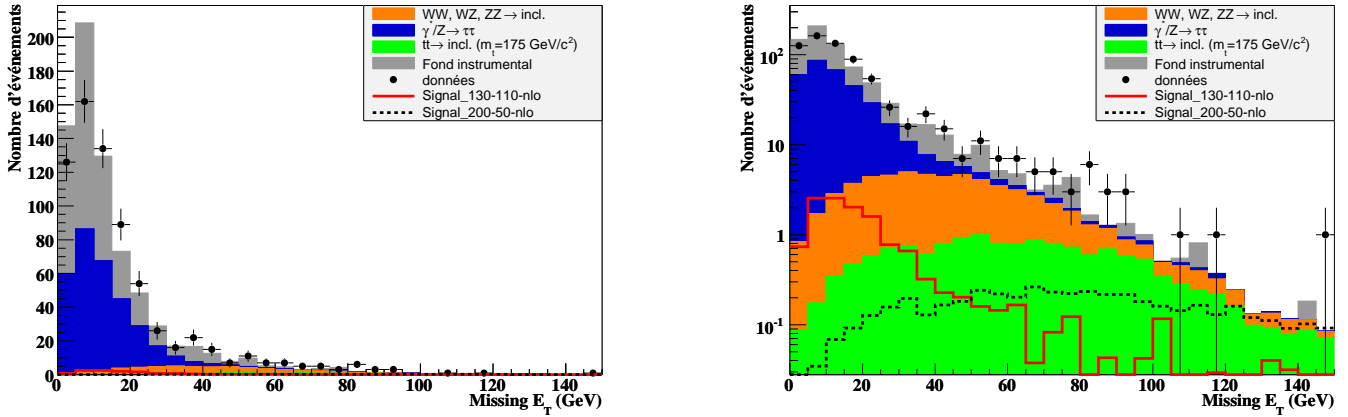


FIG. 6.20 – Distributions en énergie transverse manquante après la présélection pour les données acquises (points), simulées (histogrammes pleins) et le signal (tirets), représentées en échelle linéaire (à gauche) et logarithmique (à droite).

L'écart en données acquises et simulées diminue avec 193 observées pour 172 ± 9 attendues.

6.5.3 Sélection 2 : Différences angulaires $\Delta\phi(e, \cancel{E}_T)$ et $\Delta\phi(\mu, \cancel{E}_T)$

Les événements du type $\gamma^*/Z \rightarrow \tau^+\tau^-$ de même que le fond instrumental sont très présents à faibles et hautes valeurs de $\Delta\phi(e, \cancel{E}_T)$ et $\Delta\phi(\mu, \cancel{E}_T)$, figures 6.21 et 6.22. De plus, comme le montrent les figures 6.23, ces deux zones sont corrélées. Ainsi, nous pouvons réduire leur contribution en appliquant les critères de sélection suivants :

$$\Delta\phi(e, \cancel{E}_T) > 0,4 \text{ rad et } \Delta\phi(\mu, \cancel{E}_T) > 0,4 \text{ rad} \quad (6.14)$$

112 données sont observées pour 103 ± 7 attendues.

6.5.4 Sélection 3 : Masses transverses $M_T(\mu, \cancel{E}_T)$ et $M_T(e, \cancel{E}_T)$ et somme des différences angulaires $\Delta\phi(e - \cancel{E}_T) + \Delta\phi(\mu - \cancel{E}_T)$

Les distributions des masses transverses $M_T(\mu, \cancel{E}_T)$ et $M_T(e, \cancel{E}_T)$ (fig. 6.24 et 6.25), en GeV/c^2 , montrent, aux faibles valeurs, une forte concentration d'événements $\gamma^*/Z \rightarrow \tau\bar{\tau}$. Il en va de même pour la distribution en $\Delta\phi(e, \cancel{E}_T) + \Delta\phi(\mu, \cancel{E}_T)$, figure 6.26.

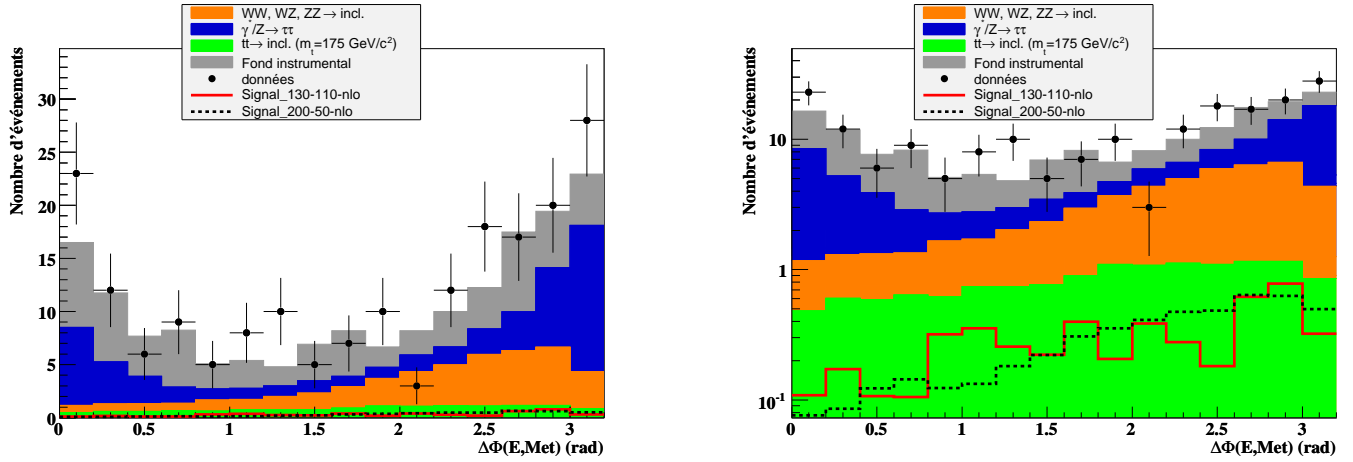


FIG. 6.21 – Distributions de $\Delta\phi(e, E_T)$ (rad) en ordonnées linéaires (à gauche) et logarithmiques (à droite) pour les données acquises (points), simulées (histogrammes pleins) et le signal (tirets), après la sélection en énergie manquante.

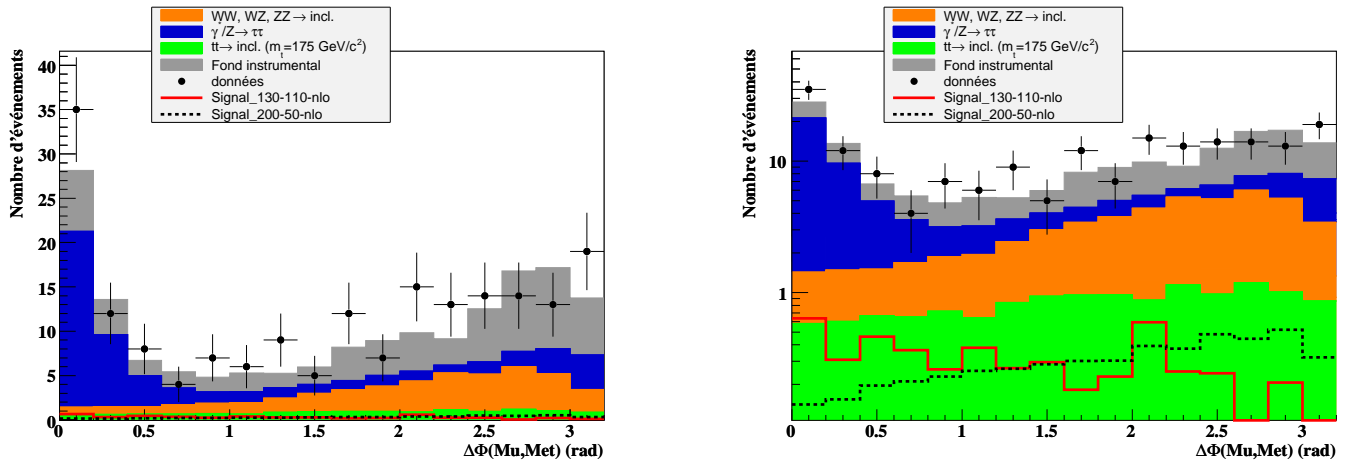


FIG. 6.22 – Distributions de $\Delta\phi(\mu, E_T)$ (rad) en ordonnées linéaires (à gauche) et logarithmiques (à droite) pour les données acquises (points), simulées (histogrammes pleins) et le signal (tirets), après la sélection en énergie manquante.

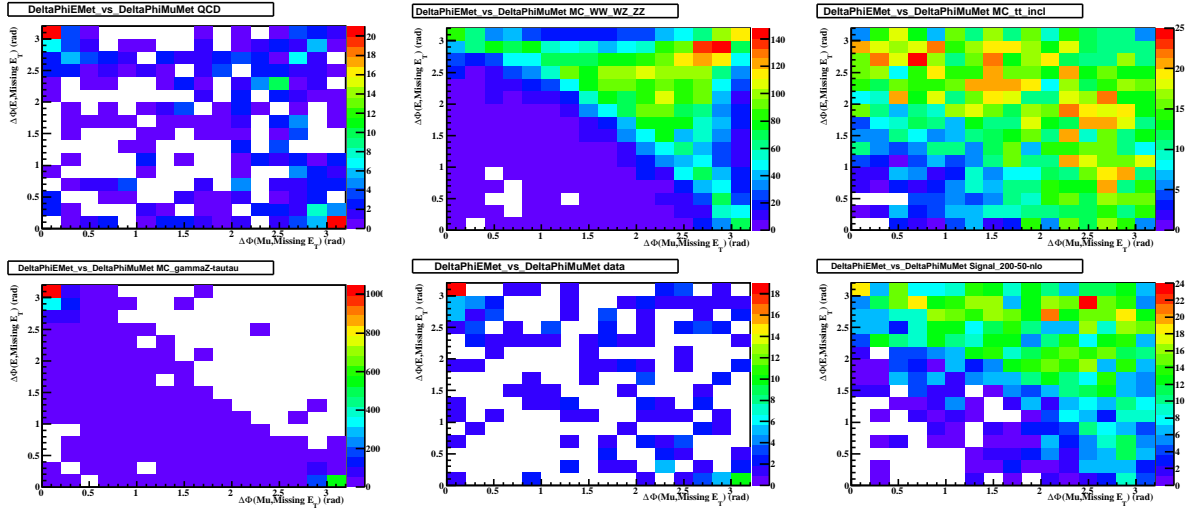


FIG. 6.23 – Distributions de $\Delta\phi(e, \cancel{E}_T)$, en radians, en fonction de $\Delta\phi(\mu, \cancel{E}_T)$, en radians, pour différentes contributions au bruit de fond (figures 1 à 4 : fond instrumental, WW-WZ-ZZ, $t\bar{t}$, $\gamma^*/Z \rightarrow \tau^+\tau^-$), les données acquises (figure 5) et le signal correspondant à des masses de stop et sneutrino de 200 et 50 GeV/c^2 (figure 6), après la sélection en énergie manquante.

Nous appliquons donc les sélections supplémentaires :

$$\begin{aligned} M_T(\mu, \cancel{E}_T) &> 20 \text{ GeV}/c^2 \\ M_T(e, \cancel{E}_T) &> 20 \text{ GeV}/c^2 \\ \Delta\phi(e, \cancel{E}_T) + \Delta\phi(\mu, \cancel{E}_T) &> 2,9 \text{ rad} \end{aligned} \quad (6.15)$$

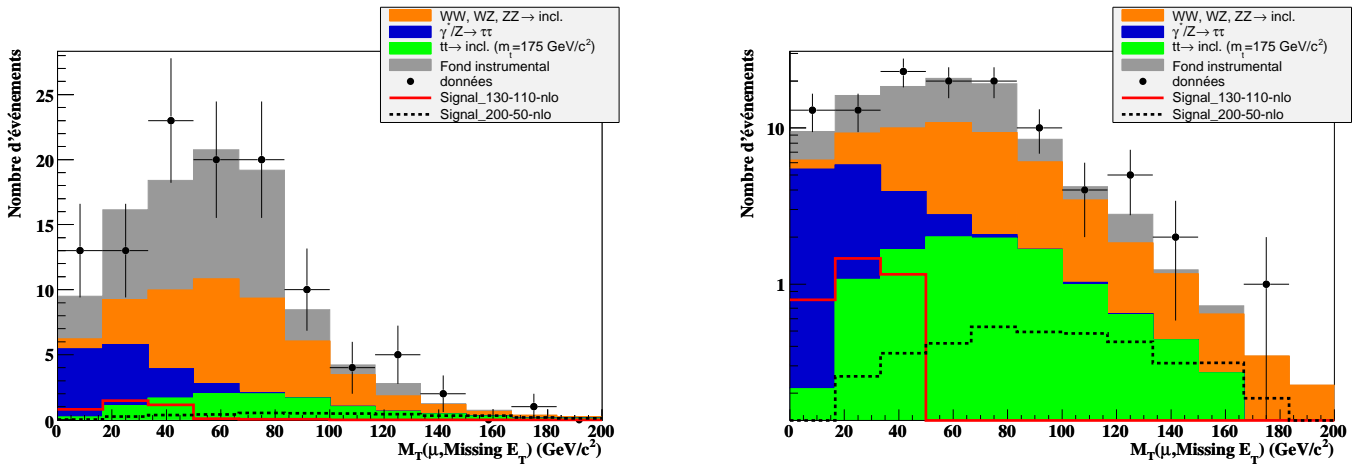


FIG. 6.24 – Distributions de la masse transverse $M_T(\mu, \cancel{E}_T)$ (GeV/c^2), après la sélection en $\Delta\phi(e, \cancel{E}_T)$ et $\Delta\phi(\mu, \cancel{E}_T)$ pour les données acquises (points), simulées (histogrammes pleins) et le signal (tirets), représentées en échelle linéaire (à gauche) et logarithmique (à droite).

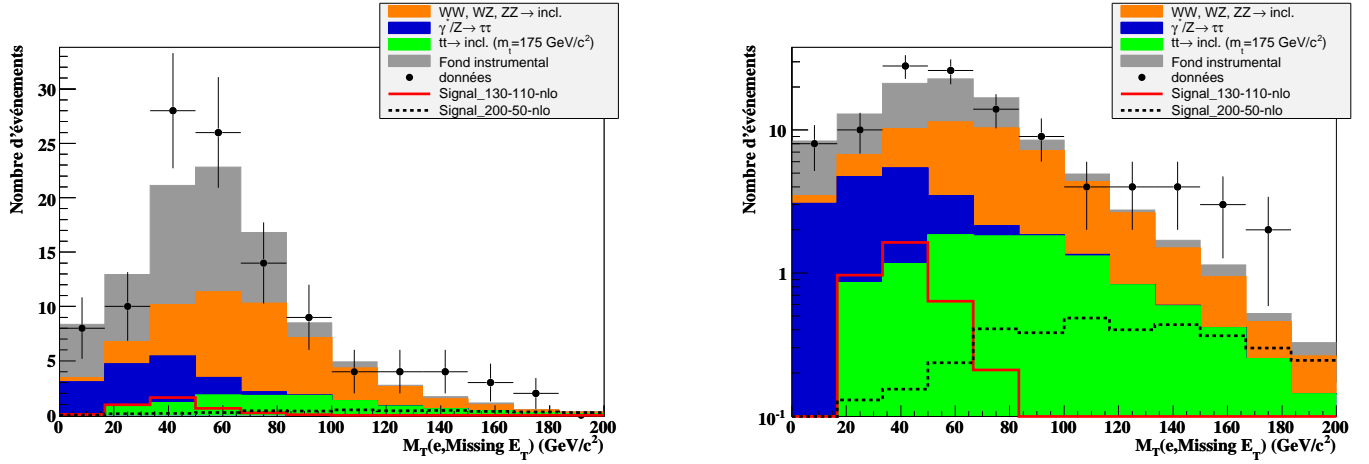


FIG. 6.25 – Distributions de la masse transverse $M_T(e, \cancel{E}_T)$ (GeV/c^2), après la sélection en $\Delta\phi(e, \cancel{E}_T)$ et $\Delta\phi(\mu, \cancel{E}_T)$ pour les données acquises (points), simulées (histogrammes pleins) et le signal (tirets), représentées en échelle linéaire (à gauche) et logarithmique (à droite).

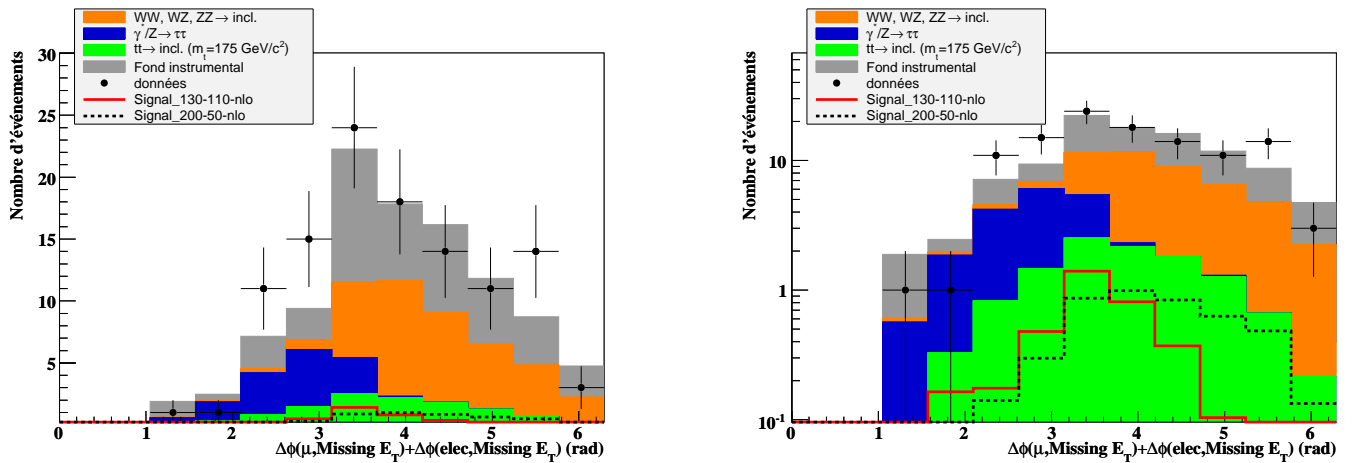


FIG. 6.26 – Distributions de la somme $\Delta\phi(e, \cancel{E}_T) + \Delta\phi(\mu, \cancel{E}_T)$ (rad), après la sélection en $\Delta\phi(e, \cancel{E}_T)$ et $\Delta\phi(\mu, \cancel{E}_T)$ pour les données acquises (points), simulées (histogrammes pleins) et le signal (tirets), représentées en échelle linéaire (à gauche) et logarithmique (à droite).

Les distributions en impulsion transverse du muon et de l'électron à cette dernière étape sont représentées sur la figure 6.27.

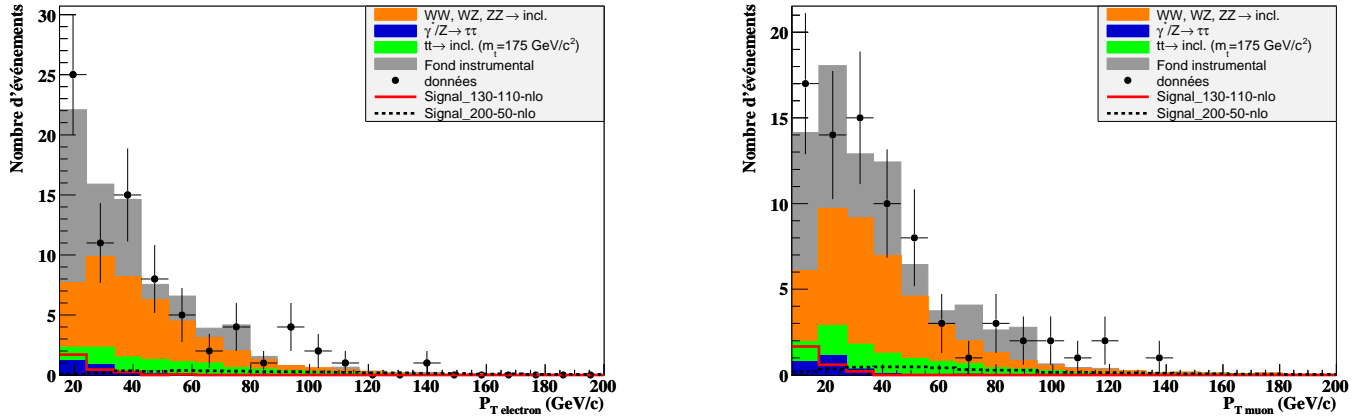


FIG. 6.27 – Distributions des impulsions transverses (GeV/c) du muon (à gauche) et de l'électron (à droite) après l'application de l'ensemble des critères de sélection.

Globalement, un bon accord données acquises/simulées est obtenu avec respectivement 79 pour 79 ± 6 . Nous observons toutefois un excès d'événements pour les leptons à haute impulsion transverse.

Il est légitime de se demander s'il ne serait pas intéressant d'exiger, de plus, la présence d'un *bon jet* dans l'événement. Or, comme le montre la figure 6.28, le nombre d'événements sans jet n'est pas négligeable pour les signaux supersymétriques et en particulier pour les faibles différences de masses $m_{\tilde{t}_1} - m_{\tilde{\nu}}$. Ceci se justifie par le fait que nous ne pouvons reconstruire correctement les jets de faible impulsion transverse (< 15 GeV/c). Par conséquent, comme ce critère n'améliore pas les résultats en terme d'exclusion, nous conserverons les événements sans jet.

Avant de pouvoir interpréter ces résultats, nous devons estimer l'ensemble des incertitudes systématiques liées à notre analyse.

6.6 Estimation des incertitudes systématiques

Le manque d'information ou de maîtrise de certains phénomènes (interaction $p\bar{p}, \dots$) conduisent à des incertitudes non réductibles qu'il faut prendre en compte pour interpréter correctement nos résultats. Tâchons d'en établir la liste la plus exhaustive possible.

- la **luminosité** présente une incertitude systématique de $6,1\%$ [90],
- la **réjection d'événements de mauvaise qualité** a une incertitude systématique estimée à $0,5\%$ [91],

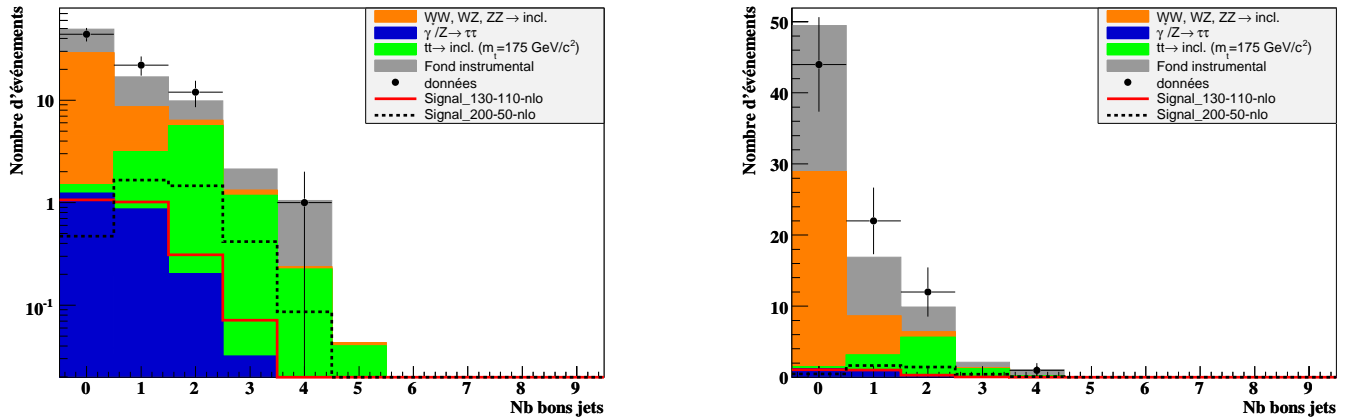


FIG. 6.28 – Distributions du nombre de jets en échelle logarithmique (à gauche) et linéaire (à droite) après l'application de l'ensemble des critères de sélection.

- **l'efficacité d'identification des électrons** n'a pas d'incertitude systématique certifiée. La valeur utilisée, estimée par le groupe top est de 5,5% et provient principalement de la dépendance au nombre de jets [92],
- **les efficacités d'identification d'un muon et d'association d'un muon à une trace** ont des incertitudes systématiques respectives de 0,7 et 0,9% pour un muon *MediumNseg3* et une trace *tight*. Ces valeurs obtenues par le groupe d'identification des muons sont présentées dans la référence [88],
- **l'efficacité d'isolation des muons** présente une incertitude systématique estimée par le groupe top à 2% [92], faute de valeur certifiée par le groupe d'identification des muons.
- **l'efficacité d'identification du vertex primaire** a une incertitude systématique estimée à 3% en comparant la distribution d'événements $Z \rightarrow ee$ dans les données acquises et simulées [93].
- **l'efficacité de déclenchement sur les électrons**, entre 98 et 100%, possède une incertitude systématique négligeable comparée à celle des muons ou des traces. De plus, des vérifications ont été effectuées [92] sur des événements $\gamma^*/Z \rightarrow ee$. Les estimations d'efficacités avec et sans soustraction de fond n'ont pas montré de différence significative.
- **l'efficacité de déclenchement sur les muons** possède une incertitude systématique globale estimée par le groupe d'identification des muons à 0,5%.
- **l'efficacité de déclenchement sur les traces** est proche de 90%. L'erreur systématique associée, évaluée à 5 et 3% pour les listes de déclenchements

v13.3 à v14 et v14, présente une valeur moyennée de 2,3% [92].

- **les sections efficaces des processus Monte Carlo** sont corrigées par un facteur K. Les incertitudes systématiques correspondant à chaque processus sont données dans la référence [94].
- **la repondération des événements en fonction de la masse du boson Z générée** induit une variation relative des événements simulés sélectionnés inférieure à 10^{-3} . L'incertitude systématique associée peut donc être négligée.
- **l'identification des jets** a une incertitude systématique estimée, selon les recommandation du groupe d'identification des jets, en diminuant le facteur d'échelle des jets d'une valeur correspondant à son incertitude.
- **la correction en échelle d'énergie des jets (JES)** présente une incertitude systématique évaluée en variant de $\pm\sigma_{\text{JES}}$, où $\sigma_{\text{JES}} = \sqrt{\sigma_{\text{donnees}}^2 + \sigma_{\text{MC}}^2}$ l'énergie des jets et l'impulsion transverse des événements Monte Carlo. Cette correction est propagée à l'énergie manquante.
- **les décalage, bruitage et suppression de jets (JSSR)** ont une incertitude systématique estimée par la variation des paramètres de bruitage de l'énergie des jets de l'ordre de leur incertitude associée.
- **le fond instrumental**, obtenu par la pondération d'événements en fonction de l'impulsion du muon et de l'électron, présente une incertitude systématique estimée en variant les paramètres d'ajustement dans leur intervalle d'incertitude.

L'ensemble des valeurs obtenues est regroupé dans les tableaux 6.11 et 6.13.

Valeurs des incertitudes systématiques (%)			
luminosité	6,1	qualité de données	0,5
id. elec.	5,5	id. muon	0,7
trace muon	0,9	isolation muon	2,0
id. vertex	3	déclench. élec.	0
déclench. muon	0,5	déclench. trace	2,3

TAB. 6.11 – Contributions en pourcent des différentes sources d'incertitudes systématiques communes aux divers processus.

Les incertitudes systématiques ayant été recensées et estimées, nous pouvons interpréter les résultats obtenus.

	Valeurs des incertitudes systématiques (%)			
	$t\bar{t} \rightarrow \text{incl.}$	$Z \rightarrow \tau^+\tau^-$	WW, WZ, ZZ	fond instr.
$\sigma \times \text{BR}$	0,92	1,4	2,3	-
id. jet	12,9	0,17	12	-
JES	12,7	0,22	16,2	-
JSSR	12,8	4,3	12,2	-
fond instr.	-	-	-	10

TAB. 6.12 – Contributions en pourcent des différentes sources d'incertitudes systématiques propres à chaque processus.

	$t\bar{t} \rightarrow \text{incl.}$	$Z \rightarrow \tau^+\tau^-$	WW, WZ, ZZ	fond instr.	Total
luminosité	0,57	0,14	1,87	-	1,96
qualité de données	0,05	0,01	0,15	-	0,16
id. élec.	0,51	0,13	1,68	-	1,76
id. muon	0,07	0,02	0,21	-	0,22
trace muon	0,08	0,02	0,27	-	0,28
isolation muon	0,19	0,05	0,61	-	0,64
id. vertex	0,28	0,07	0,92	-	0,96
déclench. muon	0,05	0,01	0,15	-	0,16
déclench. trace	0,21	0,05	0,70	-	0,73
$\sigma \times \text{BR}$	0,09	0,03	0,70	-	0,71
id. jet	1,20	0,01	3,67	-	3,86
JES	1,18	0,01	3,73	-	3,91
JSSR	1,19	0,10	4,96	-	5,10
fond instr.	-	-	-	3,36	3,36
Total	2,24	0,24	7,79	3,36	8,78

TAB. 6.13 – Contributions en nombre d'événements des différentes sources d'incertitudes systématiques.

6.7 Interprétation des résultats

Les nombres d'événements après application des différentes sélections pour le bruit de fond et des points caractéristiques du signal sont donnés dans le tableau 6.14.

	Présél.	Sél. 1	Sél. 2	Sél. 3
fond instr.	366 ± 20	67 ± 9	43 ± 7	34 ± 6
$\gamma^*/Z \rightarrow \tau^+\tau^-$	302 ± 5	52 ± 2	$13,1 \pm 0,7$	$2,4 \pm 0,4$
WW	$40,2 \pm 0,6$	$33,2 \pm 0,6$	$30,8 \pm 0,6$	$29,7 \pm 0,5$
WZ	$5,2 \pm 0,3$	$4,6 \pm 0,3$	$4,0 \pm 0,2$	$3,6 \pm 0,2$
ZZ	$1,04 \pm 0,07$	$0,66 \pm 0,07$	$0,52 \pm 0,05$	$0,43 \pm 0,05$
$t\bar{t}$	$14,7 \pm 0,4$	$13,6 \pm 0,4$	$11,4 \pm 0,4$	$9,3 \pm 0,4$
fond total	730 ± 21	172 ± 9	103 ± 7	79 ± 6
données	704	193	112	79
Signal_200-50-nlo	$5,1 \pm 0,2$	$4,9 \pm 0,2$	$4,4 \pm 0,2$	$4,1 \pm 0,2$
Signal_130-110-nlo	13 ± 1	$4,8 \pm 0,7$	$3,6 \pm 0,6$	$2,5 \pm 0,5$

TAB. 6.14 – Statistiques après les différentes étapes de sélection pour les données, le fond et quelques points caractéristiques de signal

L'évolution des efficacités de sélection du signal supersymétrique en fonction de la différence de masse $\Delta m = m_{\tilde{t}_1} - m_{\tilde{\nu}}$ est représentée sur la figure 6.29.

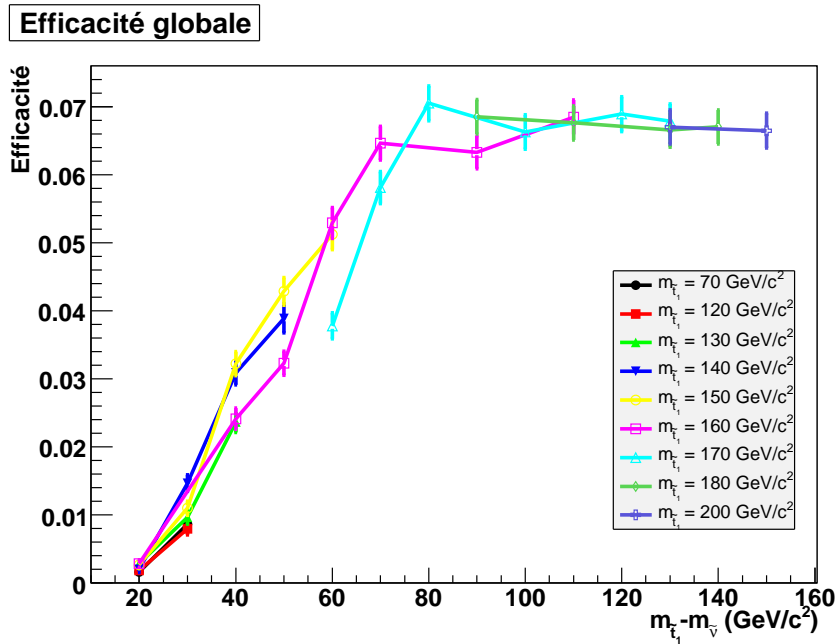


FIG. 6.29 – Évolution de l'efficacité de sélection des signaux supersymétriques en fin d'analyse en fonction de différence de masse $\Delta m = m_{\tilde{t}_1} - m_{\tilde{\nu}}$.

Pour une masse de stop donnée, plus la différence de masse est importante, plus l'efficacité de sélection est grande. Ce comportement est conforme à ce que

nous attendons puisqu'une grande différence de masse implique des impulsions plus grandes pour les leptons et donc une meilleure identification de ces objets. Notons que les efficacités varient de 7% à moins de 0,3%.

N'ayant pas observé d'excès significatif dans les données acquises par rapport aux prédictions du Modèle Standard, l'interprétation de nos résultats se traduit par la détermination de limites sur la section efficace du processus que nous recherchons. Pour cela, nous utilisons une méthode fréquentiste détaillée dans la référence [95].

6.7.1 Méthode d'estimation de limites

Le programme d'estimation des limites utilisé est basé sur le module TLimit de Root. Son principe est le suivant :

Connaissant les distributions d'une variable X , pour le signal et le bruit de fond, un test statistique est élaboré afin de confirmer ou infirmer 2 hypothèses :

- Hypothèse H_{s+b} : Ce que nous observons dans les données acquises est une fluctuation du signal+fond.
- Hypothèse H_b : Ce que nous observons dans les données acquises est une fluctuation du niveau attendu de fond.

Des expériences Monte Carlo sont alors générées en faisant fluctuer, dans chaque bin, le nombre total d'événements attendus suivant une statistique de Poisson. Il est alors possible d'évaluer les pourcentages CL_b et CL_{s+b} . $1-CL_b$ est le pourcentage d'expériences Monte Carlo avec fond seul qui ressemblent plus à du signal+fond que les données acquises. CL_{s+b} est le pourcentage d'expériences Monte Carlo avec signal+fond qui ressemblent plus à du fond que les données acquises.

Les fluctuations statistiques du bruit de fond peuvent conduire à un déficit d'événements observés inconsistants avec le bruit de fond attendu, entraînant l'exclusion de l'hypothèse H_{s+b} alors que l'analyse manque de sensibilité. Pour pallier ce problème, nous utilisons le test CL_s défini par[96] :

$$CL_s = \frac{CL_{s+b}}{CL_b} \quad (6.16)$$

L'hypothèse de la présence de signal sera alors rejetée si $CL_s < 0,05$; autrement dit, si le niveau de confiance ($1-CL_s$) est supérieur à 95%.

6.7.2 Limites sur les sections efficaces

Plutôt que d'utiliser une simple variable, nous considérons des bins en H_T et S_T , plus discriminants. H_T est la somme scalaire des impulsions transverses des jets. S_T est la somme de l'énergie manquante, des impulsions du muon et de l'électron dans le plan transverse. La figure 6.30 représente les distributions de ces deux variables après la dernière étape de sélection.

Les intervalles utilisés sont :

- pour S_T : $[0,70]$, $[70,120]$, $[120, \dots]$,
- pour H_T : 0 , $[0,60]$, $[60, 120]$ et $[120, \dots]$.

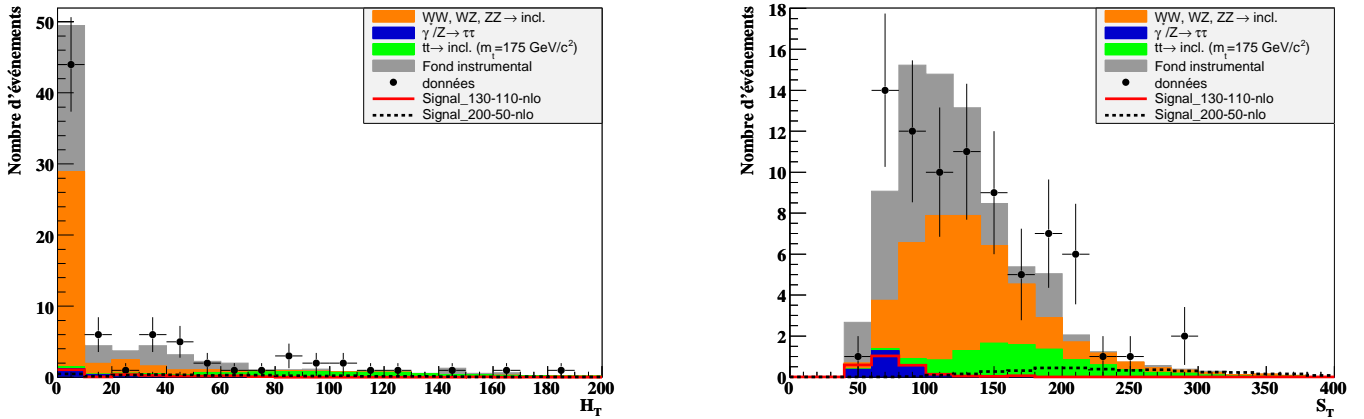


FIG. 6.30 – Distributions des variables H_T (à gauche) et S_T (à droite) après l'application de l'ensemble des critères de sélection.

Les courbes représentées sur la figure 6.31 sont obtenues en faisant varier $\sigma \times \text{BR}$ jusqu'à atteindre un niveau de confiance de 95%.

Un point est exclu avec un degré de confiance de 95% dès que la section efficace attendue (courbe en pointillés) passe en-dessous de la section efficace théorique (courbe pleine). Ainsi, nous pouvons dessiner le nouveau contour d'exclusion dans le plan $[m_{\tilde{\nu}}, m_{\tilde{t}_1}]$ représenté sur les figures 6.32 et 6.33. Les masses de stop sont exclues jusqu'à 175 GeV/c^2 pour les sneutrinos les plus légers ($m_{\tilde{\nu}} < 70 \text{ GeV}/c^2$). Les masses de sneutrinos sont exclues jusqu'à 104 GeV/c^2 pour les masses de stop proches de 140 GeV/c^2 . C'est dans cette zone que l'amélioration la plus nette est apportée.

La comparaison des résultats obtenus avec l'ensemble des données de la phase IIa et ceux du début de cette même phase d'acquisition doit se faire en gardant à l'esprit que plusieurs modifications sont intervenues. En particulier, l'analyse des données a été conduite avec une nouvelle version du logiciel de DØ (p17 au lieu de p14). Les groupes chargés de l'identification des particules ont modifié les critères de qualité officiels des différents objets. À titre d'information, le tableau 6.15 offre un comparatif des critères de sélection des objets utilisés pour cette analyse. Enfin, les seuils en impulsion transverse des outils de déclenchement ont été relevés pour la seconde partie de la phase IIa. L'ensemble de ces changements peuvent expliquer l'absence d'amélioration au niveau des faibles différences de masse $\Delta m_{\tilde{t}_1 - \tilde{\nu}}$. Par contre, la limite attendue pour des signaux supersymétriques à grande différence de masse progresse d'une vingtaine de GeV, passant ainsi de 155 à 175. Enfin, un meilleur accord entre données acquises et simulées se traduit par un écart plus faible entre les limites attendue et observée.

6.8 Perspectives pour la fin du Tevatron

Faisons une première estimation de ce qu'il est envisageable d'exclure à la fin de Tevatron. Pour cela, nous supposons que l'efficacité du système de déclenchement

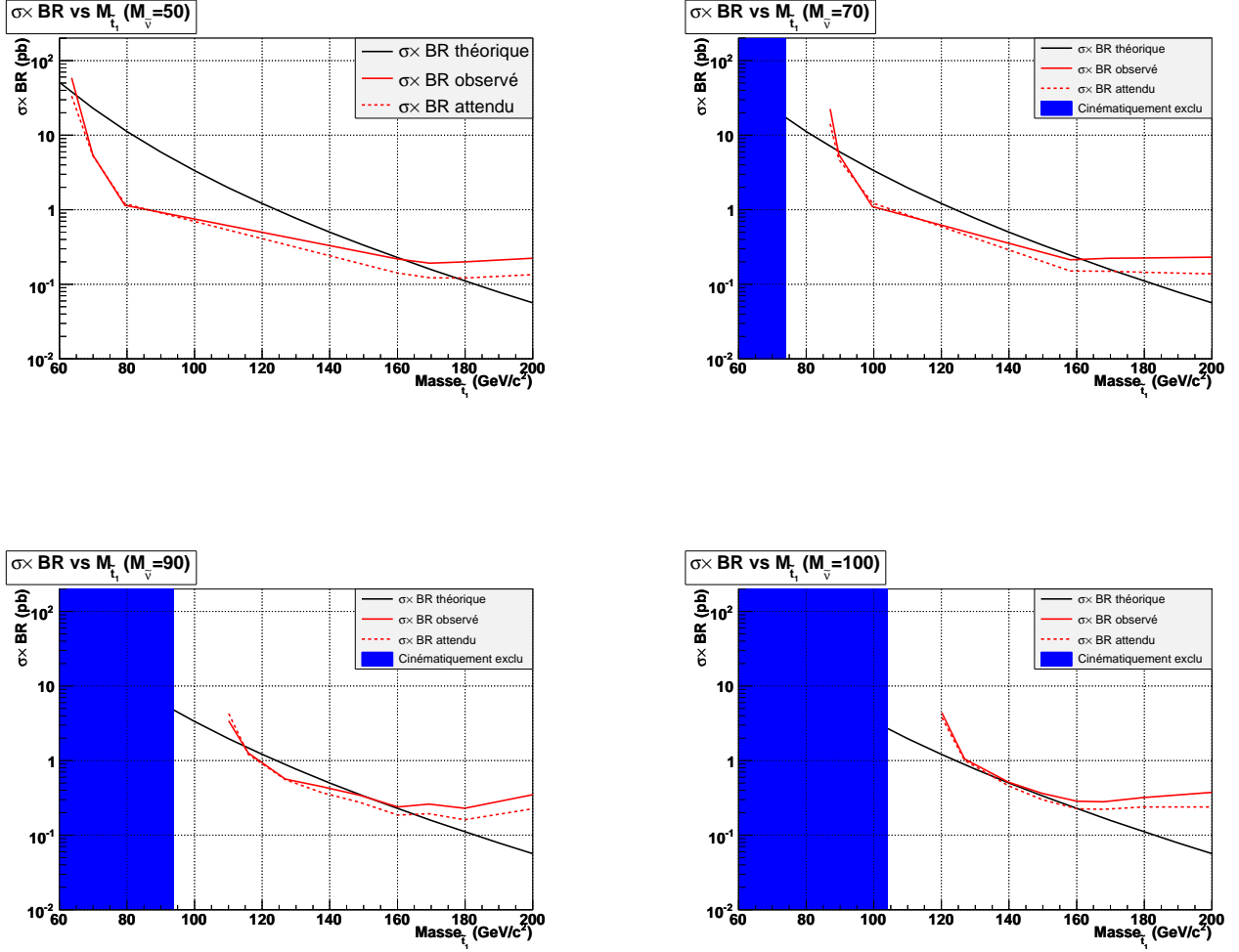


FIG. 6.31 – Sections efficaces ayant une limite haute sur le degré de confiance de 95% observées (ligne continue rouge), attendues (ligne pointillée rouge). La ligne continue noire représente la valeur théorique de la section efficace de production $\tilde{t}_1 \tilde{t}_1$ multipliée par le rapport d'embranchement du canal $e\mu$. La zone bleue représente la région cinétiquement interdite pour les désintégrations $\tilde{t}_1 \rightarrow b \ell \tilde{\nu}_\ell$.

Electron	p14	p17
Isolation	0,15	0,15
Fraction EM	0,95	0,90
Matrice H	50	50
Prob(χ^2)	0	0
Vraisemblance	0,75	0,85
p_T (GeV/c)	10	15
η_{CalDet}	1,1	1,1

Muon	p14	p17
Qualité	Medium	Medium
NSeg	3	3
Trace	associée	associée
Cosmique	non	non
EtTrkCone (GeV)	4	2,5
EtHalo (GeV)	4	2,5
p_T (GeV/c)	8	8

TAB. 6.15 – Comparatif des critères de qualité pour les objets d'analyse reconstruits avec les versions de logiciel p14 (début de la phase IIa, colonne de gauche) et p17 (totalité de la phase IIa, colonne de droite).

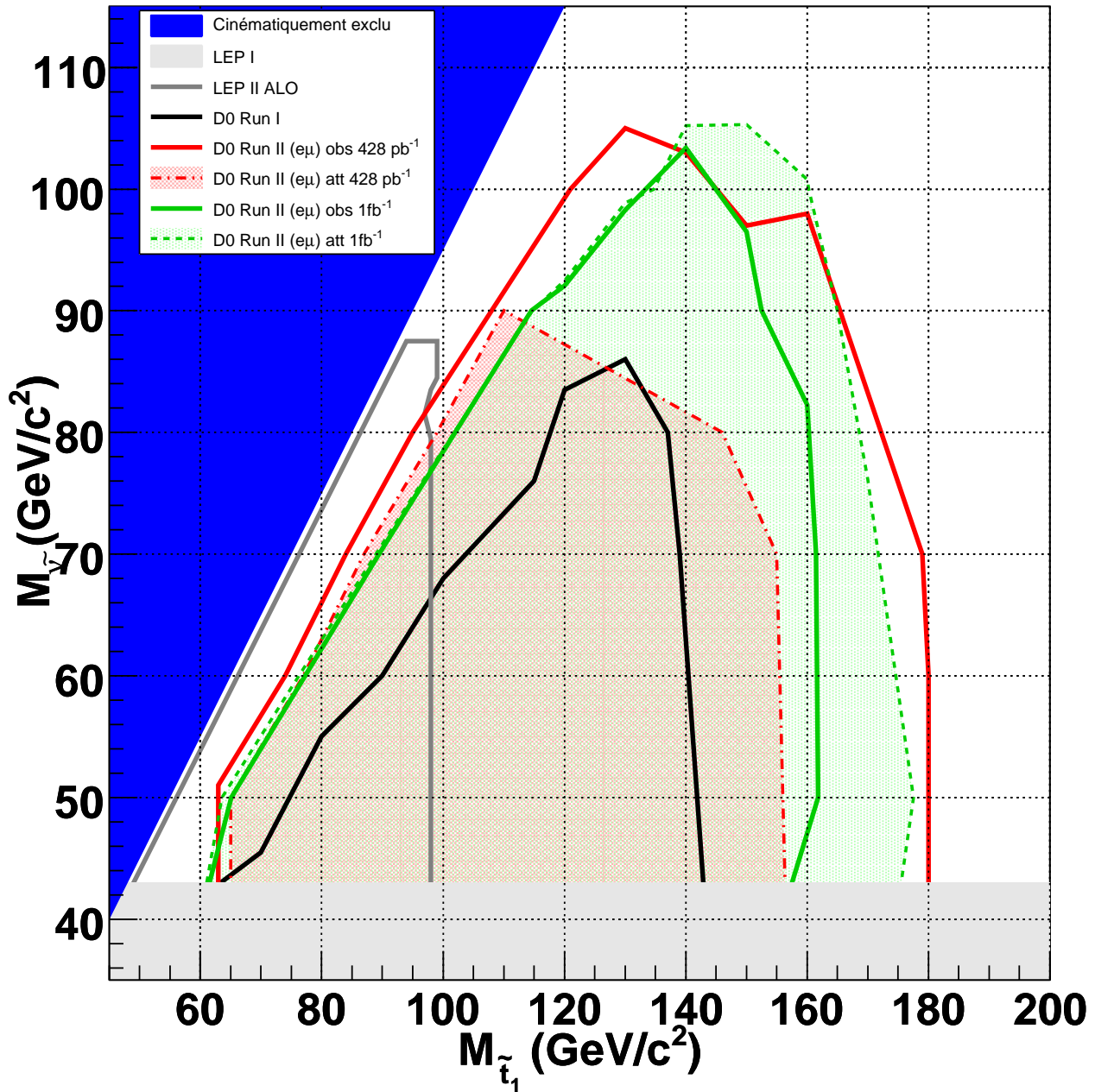


FIG. 6.32 – Contour d'exclusion à 95% de degré de confiance. En bleu est représentée la zone cinématiquement interdite ; en gris clair, la zone exclue par LEP I. La ligne gris foncé continue est l'exclusion de LEP II et en noir, celle de $D\emptyset$ lors de la phase I. Enfin, en rouge est représentée l'exclusion obtenue à partir des données de la première partie de la phase II dans le canal (e,μ) et en vert la nouvelle limite que nous venons d'établir. Les zones colorées correspondent aux limites attendues et les lignes continues aux limites observées.

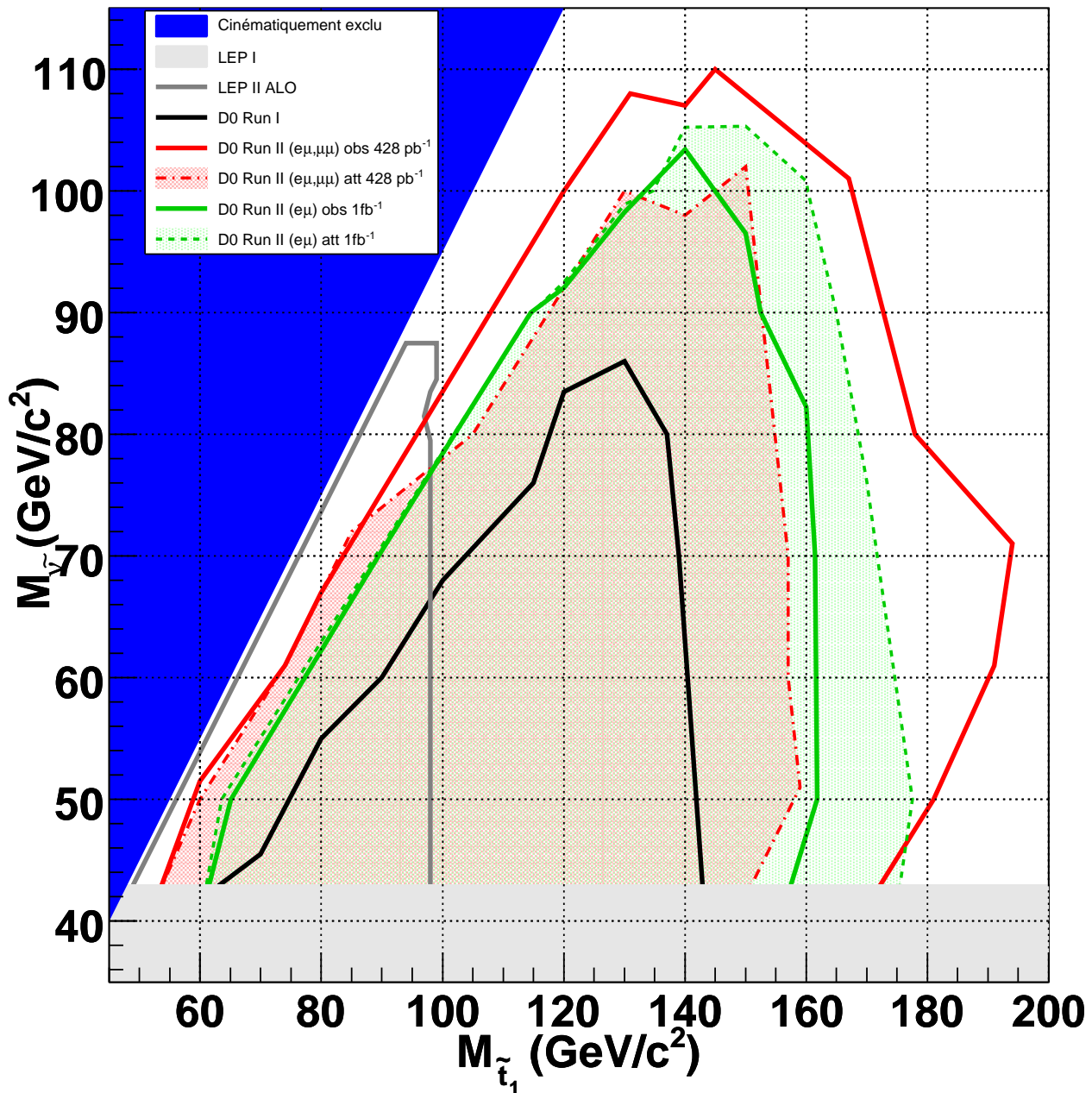


FIG. 6.33 – Contour d'exclusion à 95% de degré de confiance. En bleu est représentée la zone cinématiquement interdite ; en gris clair, la zone exclue par LEP I. La ligne gris foncé continue est l'exclusion de LEP II et en noir, celle de DØ lors de la phase I. Enfin, en rouge est représentée l'exclusion obtenue à partir de la première partie de la phase II dans les canaux (e, μ) et (μ, μ) combinés et en vert la nouvelle limite que nous venons d'établir. Les zones colorées correspondent aux limites attendues et les lignes continues aux limites observées.

et d'identification des objets ne variera guère d'ici là et que le comportement des données restera le même. En multipliant les résultats des données acquises, simulées et du signal de manière à obtenir 7 fb^{-1} , nous observons la courbe d'exclusion représentée sur la figure 6.34.

La zone d'exclusion s'étend au-delà de $190 \text{ GeV}/c^2$ pour les masses de stop et $110 \text{ GeV}/c^2$ pour les masses de sneutrino.

6.9 Conclusion

La recherche de la Supersymétrie rapportée dans ce mémoire a été menée sur les données collectées sur l'ensemble de la phase IIa de l'expérience DØ, ce qui correspond à une luminosité intégrée de $1,1 \text{ fb}^{-1}$.

La Supersymétrie nous indique l'existence possible de nouvelles particules suffisamment légères pour être observables au travers de leurs produits de désintégration au Tevatron.

Le choix du processus $p\bar{p} \rightarrow \tilde{t}_1\bar{\tilde{t}}_1$ se justifie par le fait que le mélange \tilde{t}_L/\tilde{t}_R est proportionnel à la masse du quark top. Cette dernière est donc favorable aux stops de faible masse.

Le canal de désintégration produisant la signature $b\bar{b}e\mu E_T$ présente l'avantage d'avoir peu de bruit de fond issu du Modèle Standard. Une des contributions majeures est constituée d'événements multijets QCD qui sont estimés à partir des données brutes, faute de simulation fiable.

Comme nous l'avons vu, les événements supersymétriques caractérisés par une faible différence de masse entre le stop et le sneutrino présentent des leptons de basse impulsion. Les sélections en impulsion transverse ont été relevées par rapport à l'analyse précédente du même canal, du fait de l'augmentation des seuils des outils de déclenchement des nouvelles données. Le gain majeur apporté par cette analyse est l'amélioration de la limite attendue aux hautes différences de masse, ainsi qu'un meilleur accord entre les limites observée et attendue. Enfin, une optimisation des sélections est en cours et devrait améliorer encore les limites sur les masses du stop et du sneutrino.

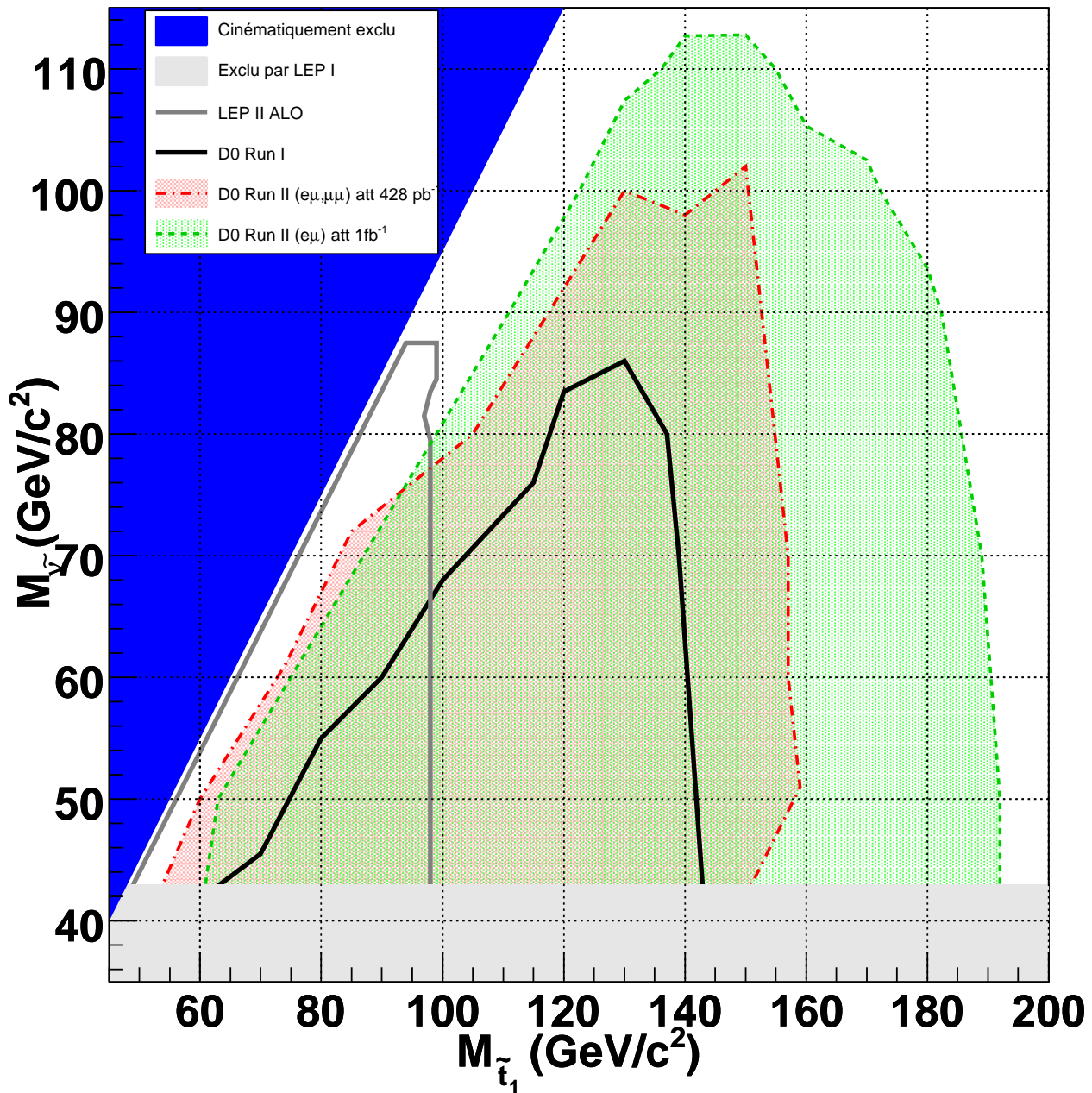


FIG. 6.34 – Estimation du contour d'exclusion à 95% de degré de confiance pour une luminosité intégrée de 7 fb^{-1} . En bleu est représentée la zone cinématiquement interdite ; en gris clair, la zone exclue par LEP I. La ligne gris foncé continue est l'exclusion de LEP II et en noir, celle de $D\bar{O}$ lors de la phase I. Enfin, en rouge est représentée l'exclusion obtenue à partir des données de la première partie de la phase II dans le canal (e, μ) et en vert la nouvelle limite que nous venons d'établir. Les zones colorées correspondent aux limites attendues et les lignes continues aux limites observées.

Conclusion

Le Modèle Standard fournit une description correcte de la matière à faible énergie (< 1 TeV). Il présente cependant quelques insuffisances à haute énergie. La Supersymétrie est capable de pallier une partie de ces insuffisances ; en particulier, les divergences quadratiques du potentiel de Higgs.

Le couplage de Yukawa au quark top est très élevé. Ainsi, pour une large gamme de paramètres supersymétriques, le stop, partenaire du quark top, présente un état propre de masse $m_{\tilde{t}_1}$ faible et donc accessible auprès des instruments de recherche actuels. Le canal de recherche $\tilde{t}_1\tilde{t}_1 \rightarrow b\bar{b}e\mu\tilde{\nu}_e\tilde{\nu}_\mu$ présenté dans ce manuscrit, a pour signature : 2 jets de b, e, μ et \cancel{E}_T . La présence d'un électron et d'un muon dans l'état final, plus faciles à traiter que des jets, est un atout ; de même que son rapport d'embranchement, double des canaux ee et $\mu\mu$; ainsi que le fait nombre de processus du Modèle Standard présentant la même signature.

La recherche de ce processus a été conduite auprès du collisionneur Tevatron dont l'énergie dans le centre de masse atteint 1,96 TeV. L'expérience DØ, située sur son anneau, est, en attendant le démarrage du LHC, l'une des plus adaptée à cette recherche. Les différentes composantes de son détecteur : ensemble de trajectographie, calorimètres et détecteurs de muon ont fait l'objet d'une description détaillée. La compréhension du détecteur et la maîtrise de sa simulation sont indispensables. C'est pourquoi la calibration de la simulation du premier niveau de déclenchement a été conduite afin d'obtenir une information cohérente entre les deux chaînes : lecture pour le déclenchement (L1) et lecture de précision (reconstruction). Une bonne compréhension du calorimètre permet également de gagner en efficacité de sélection à l'acquisition. L'élaboration d'un outil de discrimination des objets calorimétriques au niveau 3 de déclenchement à partir de la paramétrisation du développement longitudinal des gerbes électromagnétiques dans le calorimètre nous l'a montré.

Enfin, l'ensemble des données accumulées pendant la phase IIa de fonctionnement du Tevatron, soit 1 fb^{-1} , a été utilisé pour la recherche du stop dans le canal $\tilde{t}_1\tilde{t}_1 \rightarrow b\bar{b}e\mu\tilde{\nu}_e\tilde{\nu}_\mu$. Aucun excès significatif des données par rapport aux prévisions du Modèle Standard n'ayant été observé, la sensibilité de l'expérience DØ a été améliorée. Le domaine d'exclusion dans le plan $[m_{\tilde{\nu}}, m_{\tilde{t}_1}]$ a ainsi été étendu. De plus, une meilleure compréhension des données par rapport à l'analyse précédente, menée avec 428 pb^{-1} , a permis d'obtenir un écart plus faible entre les contours d'exclusion attendu et observé. Les données acquises lors de la phase IIb ($\sim 6 \text{ fb}^{-1}$) permettront soit d'étendre encore ce domaine d'exclusion si aucun excès n'est observé, soit d'obtenir les premiers indices de l'existence de nouvelle physique et peut-être de

particules supersymétriques dont l'étude se poursuivra au LHC.

Annexe A

Bins de H_T et S_T

Points	Nb évts	Points	Nb évts
Signal_60-40-nlo	28.04 ± 12.85	Signal_170-100-nlo	0.01 ± 0.01
Signal_70-40-nlo	48.01 ± 11.07	Signal_180-100-nlo	0.02 ± 0.02
Signal_160-50-nlo	0.02 ± 0.02	Signal_130-110-nlo	0.61 ± 0.23
Signal_70-50-nlo	13.58 ± 5.89	Signal_140-110-nlo	1.84 ± 0.32
Signal_80-50-nlo	25.08 ± 5.75	Signal_150-110-nlo	0.87 ± 0.18
Signal_100-70-nlo	9.08 ± 1.86	Signal_160-110-nlo	0.17 ± 0.06
Signal_85-70-nlo	0.48 ± 0.63	Signal_170-110-nlo	0.04 ± 0.03
Signal_90-70-nlo	2.13 ± 1.20	Signal_180-110-nlo	0.02 ± 0.01
Signal_110-90-nlo	1.54 ± 0.58	Signal_200-110-nlo	0.01 ± 0.01
Signal_120-90-nlo	2.29 ± 0.55	Signal_140-120-nlo	0.25 ± 0.12
Signal_130-90-nlo	0.99 ± 0.29	Signal_150-120-nlo	0.89 ± 0.18
Signal_140-90-nlo	0.45 ± 0.16	Signal_160-120-nlo	0.46 ± 0.11
Signal_160-90-nlo	0.03 ± 0.03	Signal_180-120-nlo	0.03 ± 0.02
Signal_170-90-nlo	0.00 ± 0.00	Signal_200-120-nlo	0.01 ± 0.01
Signal_120-100-nlo	0.46 ± 0.25	Signal_150-130-nlo	0.37 ± 0.12
Signal_130-100-nlo	1.83 ± 0.39	Signal_160-140-nlo	0.31 ± 0.09
Signal_140-100-nlo	1.26 ± 0.27	MC & QCD	5.26 ± 0.20
Signal_150-100-nlo	0.30 ± 0.11	données	3
Signal_160-100-nlo	0.14 ± 0.06		

TAB. A.1 – Statistiques concernant les événements contenus dans l'intervalle $S_T=[0,70[$ et $H_T = 0$.

Points	Nb évts	Points	Nb évts
Signal_170-40-nlo	0.05 ± 0.03	Signal_120-100-nlo	0.46 ± 0.25
Signal_180-40-nlo	0.01 ± 0.01	Signal_130-100-nlo	2.07 ± 0.42
Signal_60-40-nlo	11.65 ± 8.28	Signal_140-100-nlo	4.53 ± 0.51
Signal_70-40-nlo	54.31 ± 11.77	Signal_150-100-nlo	3.08 ± 0.34
Signal_160-50-nlo	0.21 ± 0.07	Signal_160-100-nlo	1.28 ± 0.18
Signal_170-50-nlo	0.06 ± 0.03	Signal_170-100-nlo	0.54 ± 0.10
Signal_180-50-nlo	0.03 ± 0.02	Signal_180-100-nlo	0.20 ± 0.05
Signal_200-50-nlo	0.01 ± 0.01	Signal_200-100-nlo	0.03 ± 0.01
Signal_70-50-nlo	6.31 ± 4.02	Signal_130-110-nlo	0.36 ± 0.18
Signal_80-50-nlo	37.32 ± 7.01	Signal_140-110-nlo	2.27 ± 0.35
Signal_100-70-nlo	9.74 ± 1.92	Signal_150-110-nlo	3.39 ± 0.35
Signal_170-70-nlo	0.17 ± 0.06	Signal_160-110-nlo	1.72 ± 0.21
Signal_180-70-nlo	0.05 ± 0.03	Signal_170-110-nlo	0.74 ± 0.11
Signal_200-70-nlo	0.01 ± 0.01	Signal_180-110-nlo	0.39 ± 0.07
Signal_85-70-nlo	0.52 ± 0.66	Signal_200-110-nlo	0.08 ± 0.02
Signal_90-70-nlo	2.48 ± 1.30	Signal_140-120-nlo	0.07 ± 0.06
Signal_110-90-nlo	0.56 ± 0.35	Signal_150-120-nlo	1.59 ± 0.24
Signal_120-90-nlo	3.51 ± 0.68	Signal_160-120-nlo	1.96 ± 0.22
Signal_130-90-nlo	4.60 ± 0.62	Signal_180-120-nlo	0.57 ± 0.08
Signal_140-90-nlo	3.44 ± 0.44	Signal_200-120-nlo	0.09 ± 0.02
Signal_160-90-nlo	1.13 ± 0.17	Signal_150-130-nlo	0.18 ± 0.08
Signal_170-90-nlo	0.33 ± 0.08	Signal_160-140-nlo	0.10 ± 0.05
Signal_180-90-nlo	0.11 ± 0.04	MC & QCD	23.17 ± 0.39
Signal_200-90-nlo	0.05 ± 0.02	données	21

TAB. A.2 – Statistiques concernant les événements contenus dans l'intervalle $S_T=[70,120[$ et $H_T = 0$.

Points	Nb évts	Points	Nb évts
Signal_170-40-nlo	0.98 ± 0.13	Signal_130-100-nlo	0.07 ± 0.08
Signal_180-40-nlo	0.70 ± 0.09	Signal_140-100-nlo	1.28 ± 0.27
Signal_70-40-nlo	7.09 ± 4.26	Signal_150-100-nlo	2.08 ± 0.28
Signal_160-50-nlo	1.62 ± 0.20	Signal_160-100-nlo	2.14 ± 0.23
Signal_170-50-nlo	1.27 ± 0.15	Signal_170-100-nlo	1.53 ± 0.16
Signal_180-50-nlo	0.73 ± 0.10	Signal_180-100-nlo	1.09 ± 0.12
Signal_200-50-nlo	0.44 ± 0.05	Signal_200-100-nlo	0.53 ± 0.06
Signal_80-50-nlo	4.71 ± 2.49	Signal_140-110-nlo	0.05 ± 0.05
Signal_100-70-nlo	0.54 ± 0.45	Signal_150-110-nlo	0.90 ± 0.18
Signal_170-70-nlo	1.43 ± 0.16	Signal_160-110-nlo	1.57 ± 0.20
Signal_180-70-nlo	1.07 ± 0.11	Signal_170-110-nlo	1.34 ± 0.15
Signal_200-70-nlo	0.49 ± 0.05	Signal_180-110-nlo	1.10 ± 0.12
Signal_90-70-nlo	0.24 ± 0.40	Signal_200-110-nlo	0.51 ± 0.06
Signal_120-90-nlo	0.37 ± 0.22	Signal_150-120-nlo	0.15 ± 0.08
Signal_130-90-nlo	1.64 ± 0.37	Signal_160-120-nlo	0.65 ± 0.13
Signal_140-90-nlo	2.34 ± 0.36	Signal_180-120-nlo	1.06 ± 0.11
Signal_160-90-nlo	3.63 ± 0.30	Signal_200-120-nlo	0.54 ± 0.06
Signal_170-90-nlo	1.59 ± 0.17	Signal_160-140-nlo	0.01 ± 0.02
Signal_180-90-nlo	0.95 ± 0.11	MC & QCD	17.71 ± 0.34
Signal_200-90-nlo	0.46 ± 0.05	données	20

TAB. A.3 – Statistiques concernant les événements contenus dans l'intervalle $S_T=[120, \dots[$ et $H_T = 0$.

Points	Nb évts	Points	Nb évts
Signal_60-40-nlo	23.92 ± 11.87	Signal_150-100-nlo	0.49 ± 0.14
Signal_70-40-nlo	30.58 ± 8.84	Signal_160-100-nlo	0.18 ± 0.07
Signal_160-50-nlo	0.02 ± 0.02	Signal_170-100-nlo	0.02 ± 0.02
Signal_170-50-nlo	0.01 ± 0.01	Signal_180-100-nlo	0.01 ± 0.01
Signal_65-50-nlo	2.65 ± 3.45	Signal_200-100-nlo	0.00 ± 0.00
Signal_70-50-nlo	9.75 ± 4.99	Signal_130-110-nlo	0.56 ± 0.22
Signal_80-50-nlo	10.58 ± 3.74	Signal_140-110-nlo	1.15 ± 0.25
Signal_100-70-nlo	3.99 ± 1.23	Signal_150-110-nlo	0.93 ± 0.19
Signal_170-70-nlo	0.03 ± 0.02	Signal_160-110-nlo	0.19 ± 0.07
Signal_85-70-nlo	1.37 ± 1.06	Signal_170-110-nlo	0.14 ± 0.05
Signal_90-70-nlo	2.50 ± 1.30	Signal_180-110-nlo	0.02 ± 0.01
Signal_110-90-nlo	0.33 ± 0.27	Signal_200-110-nlo	0.00 ± 0.00
Signal_120-90-nlo	1.13 ± 0.39	Signal_140-120-nlo	0.24 ± 0.11
Signal_130-90-nlo	1.23 ± 0.32	Signal_150-120-nlo	0.35 ± 0.11
Signal_140-90-nlo	0.54 ± 0.17	Signal_160-120-nlo	0.24 ± 0.08
Signal_160-90-nlo	0.05 ± 0.03	Signal_180-120-nlo	0.04 ± 0.02
Signal_170-90-nlo	0.03 ± 0.02	Signal_150-130-nlo	0.15 ± 0.07
Signal_180-90-nlo	0.00 ± 0.01	Signal_160-140-nlo	0.14 ± 0.06
Signal_120-100-nlo	0.63 ± 0.29	MC & QCD	0.89 ± 0.15
Signal_130-100-nlo	0.62 ± 0.23	données	2
Signal_140-100-nlo	1.38 ± 0.28		

TAB. A.4 – Statistiques concernant les événements contenus dans l'intervalle $S_T =]0,70[$ et $H_T =]0,60[$.

Points	Nb évts	Points	Nb évts
Signal_170-40-nlo	0.10 ± 0.04	Signal_120-100-nlo	0.41 ± 0.23
Signal_180-40-nlo	0.06 ± 0.03	Signal_130-100-nlo	1.97 ± 0.41
Signal_60-40-nlo	18.80 ± 10.52	Signal_140-100-nlo	5.42 ± 0.56
Signal_70-40-nlo	53.73 ± 11.71	Signal_150-100-nlo	4.93 ± 0.43
Signal_160-50-nlo	0.57 ± 0.12	Signal_160-100-nlo	3.23 ± 0.28
Signal_170-50-nlo	0.32 ± 0.07	Signal_170-100-nlo	1.13 ± 0.14
Signal_180-50-nlo	0.11 ± 0.04	Signal_180-100-nlo	0.56 ± 0.08
Signal_200-50-nlo	0.05 ± 0.02	Signal_200-100-nlo	0.14 ± 0.03
Signal_70-50-nlo	8.27 ± 4.60	Signal_130-110-nlo	0.40 ± 0.19
Signal_80-50-nlo	27.16 ± 5.99	Signal_140-110-nlo	2.05 ± 0.34
Signal_100-70-nlo	8.32 ± 1.78	Signal_150-110-nlo	3.57 ± 0.36
Signal_170-70-nlo	0.57 ± 0.10	Signal_160-110-nlo	2.19 ± 0.23
Signal_180-70-nlo	0.23 ± 0.05	Signal_170-110-nlo	1.45 ± 0.16
Signal_200-70-nlo	0.04 ± 0.02	Signal_180-110-nlo	0.74 ± 0.10
Signal_85-70-nlo	0.70 ± 0.76	Signal_200-110-nlo	0.18 ± 0.03
Signal_90-70-nlo	3.56 ± 1.55	Signal_140-120-nlo	0.34 ± 0.14
Signal_110-90-nlo	1.20 ± 0.51	Signal_150-120-nlo	0.77 ± 0.17
Signal_120-90-nlo	2.49 ± 0.58	Signal_160-120-nlo	1.65 ± 0.20
Signal_130-90-nlo	4.38 ± 0.61	Signal_180-120-nlo	0.98 ± 0.11
Signal_140-90-nlo	4.21 ± 0.49	Signal_200-120-nlo	0.23 ± 0.04
Signal_160-90-nlo	2.03 ± 0.23	Signal_150-130-nlo	0.23 ± 0.09
Signal_170-90-nlo	0.85 ± 0.12	Signal_160-140-nlo	0.11 ± 0.05
Signal_180-90-nlo	0.50 ± 0.08	MC & QCD	8.85 ± 0.24
Signal_200-90-nlo	0.07 ± 0.02	données	10

TAB. A.5 – Statistiques concernant les événements contenus dans l'intervalle $S_T=[70,120[$ et $H_T =]0,60]$.

Points	Nb évts	Points	Nb évts
Signal_170-40-nlo	3.94 ± 0.26	Signal_120-100-nlo	0.07 ± 0.10
Signal_180-40-nlo	2.80 ± 0.18	Signal_130-100-nlo	0.26 ± 0.15
Signal_70-40-nlo	4.60 ± 3.43	Signal_140-100-nlo	1.34 ± 0.28
Signal_160-50-nlo	5.98 ± 0.38	Signal_150-100-nlo	2.52 ± 0.31
Signal_170-50-nlo	4.31 ± 0.27	Signal_160-100-nlo	3.61 ± 0.30
Signal_180-50-nlo	2.61 ± 0.18	Signal_170-100-nlo	2.63 ± 0.22
Signal_200-50-nlo	1.36 ± 0.09	Signal_180-100-nlo	2.13 ± 0.16
Signal_80-50-nlo	1.29 ± 1.31	Signal_200-100-nlo	1.13 ± 0.08
Signal_100-70-nlo	1.08 ± 0.64	Signal_130-110-nlo	0.08 ± 0.08
Signal_170-70-nlo	4.59 ± 0.28	Signal_140-110-nlo	0.12 ± 0.08
Signal_180-70-nlo	3.18 ± 0.20	Signal_150-110-nlo	0.73 ± 0.17
Signal_200-70-nlo	1.44 ± 0.09	Signal_160-110-nlo	1.39 ± 0.19
Signal_90-70-nlo	0.33 ± 0.47	Signal_170-110-nlo	1.79 ± 0.18
Signal_110-90-nlo	0.03 ± 0.08	Signal_180-110-nlo	1.91 ± 0.15
Signal_120-90-nlo	0.46 ± 0.25	Signal_200-110-nlo	1.11 ± 0.09
Signal_130-90-nlo	1.54 ± 0.36	Signal_150-120-nlo	0.07 ± 0.05
Signal_140-90-nlo	2.84 ± 0.40	Signal_160-120-nlo	0.51 ± 0.11
Signal_160-90-nlo	5.71 ± 0.37	Signal_180-120-nlo	1.28 ± 0.13
Signal_170-90-nlo	3.17 ± 0.23	Signal_200-120-nlo	1.09 ± 0.08
Signal_180-90-nlo	2.20 ± 0.16	MC & QCD	8.10 ± 0.20
Signal_200-90-nlo	1.10 ± 0.08	données	8

TAB. A.6 – Statistiques concernant les événements contenus dans l'intervalle $S_T=[120, \dots[$ et $H_T =]0,60]$.

Points	Nb évts	Points	Nb évts
Signal_70-40-nlo	4.70 ± 3.47	Signal_140-100-nlo	0.17 ± 0.10
Signal_160-50-nlo	0.01 ± 0.01	Signal_150-100-nlo	0.12 ± 0.07
Signal_170-50-nlo	0.02 ± 0.02	Signal_160-100-nlo	0.10 ± 0.05
Signal_80-50-nlo	1.14 ± 1.23	Signal_180-100-nlo	0.01 ± 0.01
Signal_100-70-nlo	0.39 ± 0.39	Signal_130-110-nlo	0.04 ± 0.06
Signal_170-70-nlo	0.01 ± 0.01	Signal_140-110-nlo	0.08 ± 0.07
Signal_90-70-nlo	0.61 ± 0.64	Signal_150-110-nlo	0.13 ± 0.07
Signal_120-90-nlo	0.18 ± 0.15	Signal_160-110-nlo	0.05 ± 0.04
Signal_130-90-nlo	0.30 ± 0.16	Signal_170-110-nlo	0.10 ± 0.04
Signal_140-90-nlo	0.09 ± 0.07	Signal_180-110-nlo	0.01 ± 0.01
Signal_160-90-nlo	0.06 ± 0.04	Signal_140-120-nlo	0.04 ± 0.05
Signal_170-90-nlo	0.01 ± 0.01	Signal_160-120-nlo	0.02 ± 0.02
Signal_180-90-nlo	0.01 ± 0.01	Signal_180-120-nlo	0.02 ± 0.02
Signal_120-100-nlo	0.07 ± 0.10	MC & QCD	0.04 ± 0.04
Signal_130-100-nlo	0.15 ± 0.11	données	0

TAB. A.7 – Statistiques concernant les événements contenus dans l'intervalle $S_T=[0,70[$ et $H_T =]60,120]$.

Points	Nb évts	Points	Nb évts
Signal_170-40-nlo	0.22 ± 0.06	Signal_130-100-nlo	0.44 ± 0.19
Signal_180-40-nlo	0.11 ± 0.04	Signal_140-100-nlo	0.98 ± 0.24
Signal_60-40-nlo	4.92 ± 5.38	Signal_150-100-nlo	0.96 ± 0.19
Signal_70-40-nlo	12.15 ± 5.57	Signal_160-100-nlo	0.93 ± 0.15
Signal_160-50-nlo	0.63 ± 0.13	Signal_170-100-nlo	0.43 ± 0.09
Signal_170-50-nlo	0.29 ± 0.07	Signal_180-100-nlo	0.27 ± 0.06
Signal_180-50-nlo	0.09 ± 0.03	Signal_200-100-nlo	0.07 ± 0.02
Signal_200-50-nlo	0.03 ± 0.01	Signal_130-110-nlo	0.28 ± 0.16
Signal_70-50-nlo	4.05 ± 3.22	Signal_140-110-nlo	0.33 ± 0.14
Signal_80-50-nlo	4.91 ± 2.55	Signal_150-110-nlo	0.77 ± 0.17
Signal_100-70-nlo	1.95 ± 0.86	Signal_160-110-nlo	0.44 ± 0.11
Signal_170-70-nlo	0.38 ± 0.08	Signal_170-110-nlo	0.26 ± 0.07
Signal_180-70-nlo	0.24 ± 0.05	Signal_180-110-nlo	0.19 ± 0.05
Signal_200-70-nlo	0.04 ± 0.02	Signal_200-110-nlo	0.10 ± 0.03
Signal_90-70-nlo	1.12 ± 0.87	Signal_140-120-nlo	0.06 ± 0.06
Signal_110-90-nlo	0.64 ± 0.37	Signal_150-120-nlo	0.19 ± 0.08
Signal_120-90-nlo	0.45 ± 0.25	Signal_160-120-nlo	0.36 ± 0.09
Signal_130-90-nlo	1.13 ± 0.31	Signal_180-120-nlo	0.27 ± 0.06
Signal_140-90-nlo	1.18 ± 0.26	Signal_200-120-nlo	0.11 ± 0.03
Signal_160-90-nlo	0.88 ± 0.15	Signal_150-130-nlo	0.05 ± 0.04
Signal_170-90-nlo	0.43 ± 0.09	Signal_160-140-nlo	0.03 ± 0.03
Signal_180-90-nlo	0.27 ± 0.06	MC & QCD	1.64 ± 0.10
Signal_200-90-nlo	0.05 ± 0.02	données	1
Signal_120-100-nlo	0.20 ± 0.16		

TAB. A.8 – Statistiques concernant les événements contenus dans l'intervalle $S_T=[70,120[$ et $H_T =]60,120]$.

Points	Nb évts	Points	Nb évts
Signal_170-40-nlo	4.18 ± 0.27	Signal_140-100-nlo	0.45 ± 0.16
Signal_180-40-nlo	2.89 ± 0.19	Signal_150-100-nlo	1.15 ± 0.21
Signal_70-40-nlo	0.99 ± 1.60	Signal_160-100-nlo	1.34 ± 0.18
Signal_160-50-nlo	5.59 ± 0.37	Signal_170-100-nlo	0.86 ± 0.12
Signal_170-50-nlo	3.81 ± 0.26	Signal_180-100-nlo	0.90 ± 0.11
Signal_180-50-nlo	2.92 ± 0.19	Signal_200-100-nlo	0.76 ± 0.07
Signal_200-50-nlo	1.33 ± 0.09	Signal_140-110-nlo	0.15 ± 0.09
Signal_80-50-nlo	1.86 ± 1.57	Signal_150-110-nlo	0.49 ± 0.14
Signal_100-70-nlo	0.75 ± 0.53	Signal_160-110-nlo	0.33 ± 0.09
Signal_170-70-nlo	3.33 ± 0.24	Signal_170-110-nlo	0.58 ± 0.10
Signal_180-70-nlo	2.57 ± 0.18	Signal_180-110-nlo	0.58 ± 0.09
Signal_200-70-nlo	1.41 ± 0.09	Signal_200-110-nlo	0.47 ± 0.06
Signal_90-70-nlo	0.32 ± 0.46	Signal_140-120-nlo	0.10 ± 0.07
Signal_120-90-nlo	0.27 ± 0.19	Signal_150-120-nlo	0.04 ± 0.04
Signal_130-90-nlo	0.38 ± 0.18	Signal_160-120-nlo	0.17 ± 0.07
Signal_140-90-nlo	0.83 ± 0.22	Signal_180-120-nlo	0.38 ± 0.07
Signal_160-90-nlo	2.14 ± 0.23	Signal_200-120-nlo	0.42 ± 0.05
Signal_170-90-nlo	1.40 ± 0.16	Signal_160-140-nlo	0.01 ± 0.01
Signal_180-90-nlo	1.18 ± 0.12	MC & QCD	5.22 ± 0.21
Signal_200-90-nlo	0.76 ± 0.07	données	9
Signal_120-100-nlo	0.06 ± 0.09		
Signal_130-100-nlo	0.34 ± 0.17		

TAB. A.9 – Statistiques concernant les événements contenus dans l'intervalle $S_T=[120, \dots[$ et $H_T =]60,120]$.

Points	Nb évts
Signal_160-50-nlo	0.02 ± 0.02
Signal_170-50-nlo	0.01 ± 0.01
Signal_180-50-nlo	0.00 ± 0.01
Signal_80-50-nlo	0.46 ± 0.78
Signal_170-70-nlo	0.02 ± 0.02
Signal_200-70-nlo	0.00 ± 0.00
Signal_140-90-nlo	0.02 ± 0.04
Signal_180-90-nlo	0.01 ± 0.01
Signal_150-100-nlo	0.02 ± 0.02
Signal_160-100-nlo	0.01 ± 0.01
Signal_180-100-nlo	0.00 ± 0.01
Signal_200-100-nlo	0.00 ± 0.00
Signal_140-110-nlo	0.05 ± 0.05
Signal_150-110-nlo	0.01 ± 0.02
Signal_200-120-nlo	0.00 ± 0.00
MC & QCD	0.00 ± 0.01
données	0

TAB. A.10 – Statistiques concernant les événements contenus dans l'intervalle $S_T=[0,70[$ et $H_T =]120, \dots]$.

Points	Nb évts	Points	Nb évts
Signal_170-40-nlo	0.18 ± 0.06	Signal_140-100-nlo	0.20 ± 0.11
Signal_180-40-nlo	0.07 ± 0.03	Signal_150-100-nlo	0.11 ± 0.06
Signal_70-40-nlo	4.20 ± 3.28	Signal_160-100-nlo	0.14 ± 0.06
Signal_160-50-nlo	0.33 ± 0.09	Signal_170-100-nlo	0.03 ± 0.03
Signal_170-50-nlo	0.15 ± 0.05	Signal_180-100-nlo	0.07 ± 0.03
Signal_180-50-nlo	0.13 ± 0.04	Signal_200-100-nlo	0.01 ± 0.01
Signal_200-50-nlo	0.02 ± 0.01	Signal_140-110-nlo	0.02 ± 0.03
Signal_100-70-nlo	0.36 ± 0.37	Signal_150-110-nlo	0.07 ± 0.05
Signal_170-70-nlo	0.21 ± 0.06	Signal_160-110-nlo	0.04 ± 0.03
Signal_180-70-nlo	0.10 ± 0.04	Signal_170-110-nlo	0.07 ± 0.04
Signal_200-70-nlo	0.03 ± 0.01	Signal_180-110-nlo	0.06 ± 0.03
Signal_130-90-nlo	0.06 ± 0.07	Signal_200-110-nlo	0.02 ± 0.01
Signal_140-90-nlo	0.07 ± 0.06	Signal_150-120-nlo	0.04 ± 0.04
Signal_160-90-nlo	0.14 ± 0.06	Signal_180-120-nlo	0.02 ± 0.02
Signal_170-90-nlo	0.13 ± 0.05	Signal_200-120-nlo	0.02 ± 0.01
Signal_180-90-nlo	0.07 ± 0.03	MC & QCD	0.44 ± 0.07
Signal_200-90-nlo	0.02 ± 0.01	données	0
Signal_120-100-nlo	0.05 ± 0.08		
Signal_130-100-nlo	0.02 ± 0.04		

TAB. A.11 – Statistiques concernant les événements contenus dans l'intervalle $S_T=[70,120[$ et $H_T =]120,\dots]$.

Points	Nb évts	Points	Nb évts
Signal_170-40-nlo	2.42 ± 0.21	Signal_150-100-nlo	0.27 ± 0.10
Signal_180-40-nlo	1.72 ± 0.15	Signal_160-100-nlo	0.25 ± 0.08
Signal_70-40-nlo	1.57 ± 2.00	Signal_170-100-nlo	0.24 ± 0.07
Signal_160-50-nlo	2.26 ± 0.24	Signal_180-100-nlo	0.18 ± 0.05
Signal_170-50-nlo	2.01 ± 0.19	Signal_200-100-nlo	0.18 ± 0.03
Signal_180-50-nlo	1.60 ± 0.14	Signal_130-110-nlo	0.06 ± 0.07
Signal_200-50-nlo	0.82 ± 0.07	Signal_140-110-nlo	0.07 ± 0.06
Signal_100-70-nlo	0.27 ± 0.32	Signal_150-110-nlo	0.17 ± 0.08
Signal_170-70-nlo	0.92 ± 0.13	Signal_160-110-nlo	0.06 ± 0.04
Signal_180-70-nlo	0.90 ± 0.10	Signal_170-110-nlo	0.13 ± 0.05
Signal_200-70-nlo	0.62 ± 0.06	Signal_180-110-nlo	0.13 ± 0.04
Signal_120-90-nlo	0.04 ± 0.08	Signal_200-110-nlo	0.18 ± 0.03
Signal_130-90-nlo	0.18 ± 0.12	Signal_140-120-nlo	0.03 ± 0.04
Signal_140-90-nlo	0.41 ± 0.15	Signal_150-120-nlo	0.02 ± 0.03
Signal_160-90-nlo	0.52 ± 0.11	Signal_160-120-nlo	0.09 ± 0.05
Signal_170-90-nlo	0.37 ± 0.08	Signal_180-120-nlo	0.09 ± 0.03
Signal_180-90-nlo	0.36 ± 0.07	Signal_200-120-nlo	0.10 ± 0.02
Signal_200-90-nlo	0.24 ± 0.04	Signal_150-130-nlo	0.02 ± 0.03
Signal_120-100-nlo	0.04 ± 0.07	MC & QCD	4.53 ± 0.18
Signal_130-100-nlo	0.05 ± 0.06	données	5
Signal_140-100-nlo	0.21 ± 0.11		

TAB. A.12 – Statistiques concernant les événements contenus dans l'intervalle $S_T=[120, \dots[$ et $H_T =]120, \dots]$.

Annexe B

Définition des outils du système de déclenchement

Les menus du système d'acquisition sont constitués de trois niveaux de déclenchement (L1, L2, L3), eux-même constitués d'un regroupement d'outils dédiés à un type d'objet précis. En ce qui nous concerne, ces outils sont des listes de conditions portant sur les tours électromagnétiques (électrons avant reconstruction), les traces ou les muons.

Détaillons, niveau par niveau, les outils que nous avons retenus pour l'analyse $\tilde{t}_1\tilde{t}_1 \rightarrow b\bar{b}e\mu E_T$.

- **Niveau 1 :**
 - CEM(X,Y) : au moins X tour(s) de calorimètre avec une énergie électromagnétique transverse supérieure à Y GeV,
 - TTK_ X : au moins une trace dans le CFT avec une impulsion transverse supérieure à X GeV/ c ,
 - mulptxatxx : au moins un muon satisfaisant les critères sévères liés au scintillateur,
 - mulptxatlx : au moins un muon satisfaisant les critères sévères liés au scintillateur et lâches par rapport au chambre à fils.
- **Niveau 2 :**
 - L2CALEM_ X : au moins une tours electromagnétique de niveau 2 d'énergie supérieure à X GeV,
 - Muon_ X : au moins un muon de qualité medium.
- **Niveau 3 :**
 - ELE_LOOSE_ X : un électron d'énergie transverse supérieure à X et satisfaisant des critères lâches (pas de selection sur width),
 - ELE_NLV_ X : un électron d'énergie transverse supérieure à X et satisfaisant des critères lâches (pas de selection sur width),
 - ELE_NLV_SH_ X : un électron d'énergie transverse supérieure à X et

- satisfaisant les critères de largeur de gerbe lâches (cf. éq. 5.10),
- ELE_NLV_SHT_ X : un électron d'énergie transverse supérieure à X et satisfaisant les critères stricts,
 - Track_ X : une trace avec une impulsion transverse supérieure à X .

Les critères de largeur de gerbes sont notés dans le tableau B.1.

	Sélections	
	strictes	lâches
W_EM1_CC	2,3	1,8
W_EM2_CC	1,7	1,4
W_EM3_CC	1,5	1,15
W_EM1_EC	1,4	1
W_EM2_EC	1,35	1
W_EM3_EC	1,4	1,2

TAB. B.1 – Valeurs de largeurs de gerbes électromagnétiques utilisées au niveau 3 de déclenchement.

Bibliographie

- [1] J. Ellis *et al.*, *Nouvelles physiques des particules*, arXiv :hep-ph/0506163v2 (24 Oct 2005).
- [2] W.-M. Yao *et al.*, *Review of Particle Physics*, Journal of Physics G 33, 1 (2006) ;
- [3] F. Englert and R. Brout, *Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons*, Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 321
P.W. Higgs, *Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons* Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 508.
- [4] lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/plots/winter2007
- [5] The Super-Kamiokande Collaboration, *Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos*, Phys.Rev.Lett. 81 (1998) 1562-1567, arXiv :hep-ex/9807003v2.
- [6] Wess J and Zumino B, *A lagrangian model invariant under supergauge transformations*, 1974 Phys. Lett. B 49 52.
- [7] P. Fayet and J. Iliopoulos, *Spontaneously broken supergauge symmetries and goldstone spinors*, Physics Letters B, Volume 51, Issue 5, 2 September 1974, Pages 461-464.
- [8] Stephen P. Martin, *A Supersymmetry primer*, Sep 1997, 88pp., arXiv :hep-ph/9709356.
- [9] ALEPH, DELPHI, L3, OPAL Collaborations. The LEP Working Group "for Higgs Boson Searches", *Search for Neutral MSSM Higgs Bosons at LEP*, Feb 2006, 81pp., arXiv :hep-ex/0602042v1.
- [10] C. Boehm, A. Djouadi, Y. Mambrini, *Decays of the Lightest Top Squark*, Phys.Rev. D61 (2000) 095006, arXiv :hep-ph/9907428v2.
- [11] A. Djouadi, Y. Mambrini, *Three-Body Decays of Top and Bottom Squarks*, Phys.Rev. D63 (2001) 115005, arXiv :hep-ph/0011364v1.
- [12] lepsusy.web.cern.ch/lepsusy/www/inos_moriond01/charginos_pub.html
- [13] The CDF Collaboration, *Search for Direct Pair Production of Scalar Top and Scalar Bottom quarks in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV*, CDF note 8411, 24 Juillet 2006.
- [14] lepsusy.web.cern.ch/lepsusy/www/sleptons_summer04/slep_final.html
- [15] A. Heister *et al.*, *Absolute mass lower limit for the lightest neutralino of the MSSM from e^+e^- data at \sqrt{s} up to 209 GeV*, Physics Letters B Volume 583, Issues 3-4, 18 March 2004, Pages 247-263.

- [16] P. Bargassa, *Feasibility study for the search of $\tilde{t}_1\tilde{t}_1 \rightarrow b\bar{b}$ 2jets 2neutralinos decays at DØ*, DØ note 4721.
- [17] P. Bargassa, A. Mendes, E. Nagy, M. Talby, *Search of the lightest scalar top stop1 in stop1 stop1-bar $\rightarrow b$ b-bar electron muon 2 sneutrinos decays at Dzero*, DØ note 4981;
Pedrame Bargassa, *Search of the lightest scalar top stop1 in stop1 stop1-bar $\rightarrow b$ b-bar 2 muons 2 sneutrinos decays at Dzero*, DØ note 4851.
- [18] P. Bargassa, A. Mendes, E. Nagy, M. Talby, *Search for the lightest scalar top quark in events with two leptons in pp collisions at $\sqrt{s}=1.96$ TeV*, submitted to PLB, June 25, 2007.
- [19] The ALEPH Collaboration, *A Combination of preliminary LEP electroweak measurements and constraints on the standard model*, CERN-PPE-95-172, Nov 1995. 48pp.
- [20] www-bd.fnal.gov/runII/ ;
www-bdnew.fnal.gov/operations/rookie_books/Concepts_v3.1.pdf.
- [21] 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.
- [22] *Combination of CDF and DØ Results on W Boson Mass and Width*, Phys. Rev. D 70, 092008 (2004), hep-ex/0311039v2.
- [23] cdfwww.fnal.gov/physics/ewk/2007/wmass
- [24] lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/plots/winter2007
- [25] The DØ Collaboration, *Evidence for Production of Single Top Quarks and First Direct Measurement of $|V_{tb}|$* , Phys. Rev. Lett., 98, 181802(2007).
- [26] The DØ Collaboration, *A Search For B_s^0 Oscillations Using $B_s^0 \rightarrow D_s\mu X$ ($D_s \rightarrow K_s^0 K$) Decays*, DØ note 5254;
The CDF Collaboration, *Observation of B_s - B_s bar Oscillations*, Phys.Rev.Lett. 97 (2006) 242003, FERMILAB-PUB-06-344-E, arXiv :hep-ex/0609040v1.
- [27] www-bdnew.fnal.gov/operations/rookie_books/Booster_V3_1.pdf
- [28] www-bdnew.fnal.gov/operations/rookie_books/Main_Injector_v1.pdf
- [29] www-bdnew.fnal.gov/operations/rookie_books/Pbar_V1_1.pdf
- [30] mccrory.fnal.gov/ops/records.php
- [31] 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.
- [32] 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.

- [33] H. Evans, *et al.*, *Report of the Run 2b Silicon Review Panel*, DØ note 3793.
- [34] D. Adams, *The DØ upgrade : central fiber tracker technical design report*, DØ note 4164.
- [35] J. Brzezniak *et al.*, *Conceptual Design of A 2 TESLA Superconducting Solenoid for the Fermilab DØ Detector Upgrade*, DØ note 2167.
- [36] M. Adams *et al.*, *Design report of the central preshower detector for the DØ upgrade*, DØ note 3104 (www-d0.fnal.gov/qianj/dn3104.pdf).
- [37] A. Gordeev, *Technical design report of the forward preshower detector for the DØ upgrade*, DØ note 3445.
- [38] *The DØ Detector ("The NIM paper")*, Nucl. Instr. and Methods, A338, 185 (1994) FERMILAB-PUB-93/179-E.
- [39] L. Groer, *DØ Calorimeter Electronics Upgrade for Tevatron Run II*, CALOR 2000 (lappweb.in2p3.fr/Calor2000/Contributions/Ionization/-Leslie_Groer.PDF).
- [40] J. Zhu, *Determination of Electron Energy Scale and Energy Resolution using P14 zee data*, DØ note 4323.
- [41] M. Agelou, J.L. Agram, C. Royon, *Jet Pt Resolution with jetcorr 5.3*, DØ note 4775.
- [42] B. Baldin *et al.*, *Technical design report of the central muon system*, DØ note 3365.
- [43] G. Alexeev *et al.*, *Technical design report for the DØ forward muon tracking detector based on mini-drift tubes*, DØ note 3366.
- [44] L. Sawyer *et al.*, *Technical design report for the upgrade of the ICD for DØ run II*, DØ note 2686.
- [45] 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.
- [46] T. Edwards *et al.*, *The Updated DØ Luminosity Determination - Short summary*, DØ note 4328.
- [47] www.pa.msu.edu/hep/d0/ftp/l1/framework/l1fw_tdr_05june98.txt
- [48] d0server1.fnal.gov/Projects/TriggerElectronics/WebDocs/TDR_v5/TDR_v5_section_1.pdf
- [49] www.pa.msu.edu/hep/d0/ftp/run1/l1/caltrig/d0_note_1680.txt
- [50] atlas.physics.arizona.edu/johns/l1muo/l1mu/l1mu.htm
- [51] D. Edmunds *et al.*, *Technical design report for the level 2 global processor*, DØ note 3402.
- [52] D. Baden *et al.*, *Specification of the level 2 central tracking trigger preprocessor crate*, DØ note 3645.

- [53] M. Adams *et al.*, *Level 2 calorimeter preprocessor technical design report*, DØ note 3651.
- [54] T. Christiansen, *The DØ L2 muon performance in p11*, DØ note 4053.
- [55] M. Bhattacharjee et P. Grannis, *Level 2 preprocessor for central and forward preshower triggers*, DØ note 3751.
- [56] A. Boehnlein et al., *Description of DØ L3 trigger software components*, DØ note 3630.
- [57] www.hep.susy.cam.ac.uk/ricardn/HERWIG/ISAWIG
- [58] comphep.sinp.msu.ru
- [59] www.thep.lu.se/torbjorn/Pythia.html
- [60] www-d0.fnal.gov/computing/MonteCarlo/simulation/d0gstar.html
- [61] wwwasd.web.cern.ch/wwwasd/geant
- [62] www-d0.fnal.gov/computing/MonteCarlo/simulation/d0sim.html
- [63] www-d0.fnal.gov/computing/trigsim/general/docs/manual/index.html
- [64] H. Greenlee, *The DØ Interacting Propagator*, DØ note 4293.
- [65] H. Greenlee, *The DØ Kalman Track Fit*, DØ note 4303.
- [66] F. Beaudette et J.-F. Grivaz, *The Road Method (an algorithm for the identification of electrons in jets)*, DØ note 3976.
- [67] S. Kermiche *et al.*, *Energy Scale studies and calibration of the DØ electromagnetic calorimeter using Z_0 and $J/\Psi \leftarrow e^+e^-$ Run II events*, DØ note 4945.
- [68] S. Crepe-Renaudin, *Energy corrections for geometry effects for electrons in Run II*, DØ note 4023.
- [69] M. Jaffré, *EM ID Vertical Review*, 30 mars 2007. www-d0.fnal.gov/phys_id/emid/d0_private/vreview/michel_hmreco_000330.pdf
- [70] E. Busato et B. Andrieu, *Jet Algorithms in DØ RunII Software : Description and User's Guide*, DØ note 4457.
- [71] www-d0.fnal.gov/phys_id/jes/public/plots_v7.1/index.html
- [72] L. Sawyer et A.L. Stone, *Missing ET Reconstruction : Variable and Methods*, DØ note 3957.
S. Trincaz-Duvoid et P. Verdier, *Missing ET Reconstruction in p17*, DØ note 4474.
- [73] www-d0.fnal.gov/computing/algorithms/muon/p17/muonId_quality_type.html
- [74] F. Tissandier, A. Duperrin, J. Stark, P. Verdier, M. Verzocchi, *Monte Carlo Calibration of DØ Level 1 Calorimeter in TrigSim*, DØ note 5290.
- [75] www.pa.msu.edu/hep/d0/ftp/l1/cal_trig/hardware/general/calorimeter_to_trigger_tower_eta_map.txt
- [76] T. Millet, J. Stark, P. Verdier, A. Duperrin, S. Calvet, B. Martin, S. Muanza, *Calibration of the DØ Level 1 Calorimeter Trigger for RunIIb*, DØ note 5199.

- [77] *Passage of particles through matter*, Review of Particle Physics 2006, pp. 258-270.
- [78] W-M Yao *et al.*, 2006 *J. Phys. G : Nucl. Part. Phys.* 33 1, *Experimental Methods and Colliders*
- [79] www-d0.fnal.gov/D0Code/source/l3fcalcluster/src/L3CalCluster_base.hpp
- [80] The DØ Collaboration, *Search for the pair production of scalar top quarks in the acoplanar charm jet final state in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s}=1.96\text{TeV}$.*, Phys. Lett. B 645 (2007) pp. 119-127.
- [81] www.ph.ed.ac.uk/~tplehn/prospino
- [82] www-d0.fnal.gov/d0dist/dist/packages/lm_tools/devel/doc
- [83] S. H. Ahn *et al.*, *D0 Luminosity in Run 2 : Triggered*, DØ note 3971.
- [84] Patrice Verdier, *Algorithmes et ID pour les donnees RunIIb (p20)*, Réunion DØ France CPPM 20/21 novembre 2006.
- [85] N. Makovec *et al.*, *Shifting, Smearing and Removing Simulated Jets*, DØ note 4914.
- [86] B. Tiller *et al.*, *Measurement of the differential Z0-boson production cross-section as function of transverse momentum*, DØ note 4660.
- [87] Junjie Zhu, *em_cert : EM Certification Tools*, DØ note 4171.
- [88] Ph. Calfayan *et al.*, *Muon Identification Certification for p17 data*, DØ note 5157.
- [89] Thomas Nunnemann, *NNLO Cross-Sections for Drell-Yan, Z and W Production using Modern Parton Distribution Functions*, DØ note 4476.
- [90] J. Hobbs *et al.*, *Summary of the Z Cross Section. Luminosity Checks and Related Info*, All DØ meeting, 27 octobre 2006.
- [91] S.-J. Park, M. Begel, *Efficiency of the Data Quality Calorimeter Flags*, DØ note 5324.
- [92] M. Arthaud *et al.*, *Measurement of the $t\bar{t}$ Production Cross-section at $\sqrt{s}=1.96\text{ TeV}$ in Electron Muon Final States using p17 data set*, DØ note 5360.
- [93] B. Martin *et al.*, *Measurement of the $t\bar{t}$ production cross section at $\sqrt{s}=1.96\text{ TeV}$ in the ee final state using p17 data set*, DØ note 5386.
- [94] <http://www-d0.fnal.gov/Run2Physics/wz/>
- [95] Fabrice Couderc, *hbb Limit Setting Tool*, DØ note 5327.
- [96] V. Buescher *et al.*, *Recommendation of the Ad-Hoc Committee on Limit-Setting Procedures to be Used by DØ in Run II*, DØ note 4629.

Recherche de paires de stops dans le canal $b\bar{b} e\mu E_T$ auprès de l'expérience $D\bar{O}$

Résumé Le Modèle Standard fournit une explication satisfaisante des phénomènes subatomiques à basse énergie (< 1 TeV). Au-delà, d'autres modèles doivent être envisagés. Parmi eux, la Supersymétrie offre, de manière élégante, des solutions à quelques unes des insuffisances du Modèle Standard.

Le travail présenté dans ce document concerne la recherche d'un signal supersymétrique caractérisé par la production de deux stops se désintégrant en deux jets de b, un électron, un muon et de l'énergie manquante. Cette étude a été menée auprès de l'expérience $D\bar{O}$, située sur l'anneau du Tevatron à FermiLab (Chicago, USA) et dont l'énergie dans le centre de masse atteint 1,96 TeV. L'analyse de ce signal porte sur les données collectées pendant la phase IIa du détecteur $D\bar{O}$, d'avril 2003 à mars 2006 ($\sim 1\text{fb}^{-1}$). L'étude d'un tel signal requiert une bonne maîtrise des différents sous-détecteurs ; aussi bien du calorimètre (électron, jet et énergie transverse manquante) que des détecteurs de muon et des trajectographes.

Le Tevatron est un collisionneur hadronique et le nombre de processus du Modèle Standard présentant la même signature que le signal recherché est faible. Le bruit de fond de cette analyse est donc dominé par les processus QCD. Après l'application de critères de sélection permettant de diminuer principalement cette contribution, aucun excès significatif des données par rapport aux prévisions du Modèles Standard n'a été observé. La sensibilité de l'expérience $D\bar{O}$ a été améliorée et le domaine d'exclusion dans le plan $[m_{\tilde{b}}, m_{\tilde{\tau}_1}]$ étendu jusqu'à des masses de stop de 170 GeV/ c^2 et de sneutrino de 105 GeV/ c^2 .

De plus, une partie de mon travail préparatoire a consisté dans l'élaboration d'un outil de discrimination des objets calorimétriques au niveau 3 de déclenchement ; ainsi que la calibration des deux chaînes de lecture simulées au niveau 1.

Mots-clefs : Tevatron, $D\bar{O}$, Supersymétrie, système de déclenchement, gerbes électromagnétiques, stop, top scalaire, trigger

Abstract The Standard Model gives a satisfying description of subatomic processes at low energy (< 1 TeV). Beyond this energy scale, other models must be considered. Supersymmetry is one of them. It gives in an elegant way, solutions to several Standard Model shortcomings.

This document reports the search for a supersymmetric signal characterized by the production of two stops decaying into two b-jets, one electron, one muon and missing energy. This study has been performed at the $D\bar{O}$ experiment, located on the ring of Tevatron collider at FermiLab, (Chicago, USA), whose energy in the center of mass reaches $\sqrt{s} = 1.96$ TeV. The data used for this analysis have been collected during Run IIa of $D\bar{O}$ detector ; from april 2003 to march 2006 ($\sim 1\text{fb}^{-1}$). The objects handled for this analysis require a good understanding of both calorimeters, muon detectors and trackers.

As Tevatron is an hadronic collider and the number of Standard Model processes with the same signature as the signal is low, the background is thus dominated by QCD processes. After the selection cuts, no excess of data has been observed with respect to the Standard Model expectation. $D\bar{O}$ experiment sensibility has been improved and the 95% CL exclusion area in $[m_{\tilde{b}}, m_{\tilde{\tau}_1}]$, extended up to stop masses of 170 GeV/ c^2 and sneutrino masses of 105 GeV/ c^2 .

Besides, a part of my work for the collaboration consisted in elaborating a tool to discriminate calorimetric objects at level 3 trigger system ; and also in calibrating the two simulated level 1 readouts.

Keywords : Tevatron, $D\bar{O}$, Supersymmetry, trigger system, electromagnetic showers, stop, scalar top, trigger