



Etalonnage de l'énergie des jets dans l'expérience D0

Jérôme Coss

► To cite this version:

Jérôme Coss. Etalonnage de l'énergie des jets dans l'expérience D0. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Claude Bernard - Lyon I, 2003. Français. NNT: . tel-00008636

HAL Id: tel-00008636

<https://theses.hal.science/tel-00008636>

Submitted on 2 Mar 2005

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.

221-2003

THESE

présentée

devant l'UNIVERSITE CLAUDE BERNARD - LYON 1

pour l'obtention

du DIPLOME DE DOCTORAT

(arrêté du 25 avril 2002)

par

Jérôme COSS

Etalonnage de l'énergie des jets dans l'expérience DØ

18 décembre 2003

devant le jury composé de

M. J.	GASCON	
M. E.	NAGY	Rapporteur
M. J.-P.	MARTIN	Directeur de thèse
M. G.-S.	MUANZA	
M. G.	SAJOT	Rapporteur

Pour Ninon et Loris

Table des matières

I	Le collisionneur Tevatron et le détecteur DØ	13
1	Le Tevatron	17
1.1	La luminosité	17
1.2	La production et l'accélération des faisceaux	20
1.2.1	Les protons	20
1.2.2	Les antiprotons	25
1.3	Les caractéristiques du Tevatron	27
2	Le détecteur DØ	35
2.1	Le détecteur central de traces	35
2.1.1	Le détecteur de vertex	38
2.1.2	Le détecteur à fibres scintillantes	41
2.1.3	Le solénoïde	43
2.2	Les détecteurs de pieds de gerbe CPS et FPS	44
2.3	Les calorimètres	45
2.3.1	Le calorimètre central	51
2.3.2	Les calorimètres sur l'avant	54
2.3.3	Les calorimètres intercryostat	55
2.3.4	La chaîne de lecture	57
2.3.5	Les différentes étapes de l'étalonnage du calorimètre	59
2.3.5.1	La pureté de l'argon liquide	59
2.3.5.2	L'étalonnage de l'électronique	60
2.3.5.3	L'intercalibration en φ	64
2.3.6	La résolution en énergie du calorimètre	64
2.4	Le spectromètre à muons	65
2.5	Le blindage	70
2.6	Les moniteurs de luminosité	70
2.7	Le détecteur de proton sur l'avant	75
2.8	Le système de déclenchement	75
2.8.0.1	Le niveau L1	76
2.8.0.2	Le niveau L2	78

2.8.0.3	Le niveau L3	79
3	La phénoménologie des collisions hadroniques	81
3.1	Les variables cinématiques	81
3.1.1	Le système de coordonnées	81
3.1.2	La rapidité	81
3.1.3	La pseudo-rapacité	82
3.1.4	L'énergie dans le centre de masse parton-parton	82
3.1.5	L'impulsion transverse	83
3.1.6	L'énergie transverse manquante	83
3.2	La phénoménologie des collisions proton-antiproton	84
3.2.1	Les événements sans biais	85
3.2.2	Les événements de biais minimum	85
4	L'identification des objets reconstruits	87
4.1	Les traces centrales chargées	87
4.2	Le vertex primaire	88
4.3	Les particules électromagnétiques	88
4.4	Les muons	92
4.5	Les jets hadroniques	92
4.5.1	La définition d'un jet	93
4.5.2	L'algorithme de reconstruction	93
4.5.2.1	La méthode générale	93
4.5.2.2	L'algorithme de jet pour le Run I de DØ	95
4.5.2.3	L'algorithme de jet pour le Run II de DØ	96
4.5.3	Les critères de sélection	97
4.6	L'étiquetage des jets de quark b	98
II	L'étalonnage de l'énergie des jets	103
5	Les corrections indépendantes de la saveur des jets	105
5.1	L'énergie sous-jacente	106
5.1.1	Le calcul de l'énergie sous-jacente pendant le Run I	107
5.1.2	Le calcul de l'énergie sous-jacente au cours du Run II	110
5.1.2.1	L'échantillon de données	110
5.1.2.2	Le contrôle de la qualité des données	110
5.1.2.3	La densité d'énergie transverse	111
5.1.2.4	L'erreur statistique sur la densité d'énergie transverse	111
5.1.2.5	L'ajustement de la densité	112
5.1.3	L'évolution de la correction d'énergie sous-jacente	112
5.1.3.1	La version 1.1.2	112

5.1.3.2	La version 2.0	114
5.1.3.3	La version 3.0	115
5.1.3.4	La version 4.0	117
5.1.3.5	La version 4.2	118
5.1.4	L'optimisation de la sélection des événements	119
5.1.4.1	L'échantillon de données	121
5.1.4.2	L'utilisation de NADA	124
5.1.4.3	Le traitement des tours et des cellules problématiques restantes	124
5.2	La réponse du calorimètre pour les particules constituant le jet	132
5.2.1	L'estimateur de l'énergie du jet	139
5.2.2	L'échantillon de données	140
5.2.3	Les critères de sélection	141
5.2.3.1	Les critères de sélection du photon	141
5.2.3.2	Les critères de sélection pour les jets	141
5.2.3.3	Les critères topologiques	141
5.2.4	L'étude de la réponse du calorimètre pour les jets	143
5.2.5	Dépendance en η de la réponse des jets 143	
5.3	La fraction d'énergie du jet hors du cône	152
5.4	Conclusion sur l'étalonnage	160
6	Les corrections spécifiques aux jets de b	165
6.1	La désintégration semi-leptonique	165
6.1.1	Les corrections pour les désintégrations semi-muoniques	166
6.1.2	Les corrections pour les désintégrations semi-électroniques	167
6.2	La désintégration hadronique	169
6.2.1	La sélection des événements	169
6.2.1.1	Les critères de sélection du photon	169
6.2.1.2	Les critères de sélection des jets de b	169
6.2.1.3	Les critères topologiques	169
6.2.2	L'étude de la réponse du calorimètre pour les jets de b	173
6.2.3	Conclusion sur les corrections spécifiques aux jets de b	178
A	L'algorithme NADA	181
B	La chaîne de simulation	185

Introduction

En 2001, le collisionneur proton-antiproton du Fermilab est entré dans sa deuxième phase de prise de données après un arrêt technique de 5 ans. Cet arrêt a permis d'apporter des améliorations au complexe d'accélération mais également au détecteur DØ.

Dans cet environnement, les tests de précision du modèle standard ou les recherches de nouvelles particules peuvent se faire avec des événements à grande impulsion transverse et dans des topologies inclusives. La majorité de ces topologies a au moins un jet d'où la nécessité d'avoir une bonne connaissance de l'échelle d'énergie des jets. De plus, cet étalonnage a un effet non négligeable sur l'énergie transverse manquante.

Ce mémoire présente la procédure d'étalonnage de l'énergie des jets dans l'expérience DØ auprès du Tevatron.

Dans la première partie, le complexe d'accélération du Fermilab (chapitre 1) et le détecteur DØ (chapitre 2) sont décrits. Les améliorations apportées pour le Run II sont mises en exergue. La phénoménologie des collisions est abordée dans le troisième chapitre. L'identification des objets reconstruits est expliquée dans le quatrième chapitre.

L'étalonnage de l'énergie des jets est exposé dans la seconde partie. Le cinquième chapitre porte sur les corrections indépendantes de la saveur des jets tandis que le sixième chapitre présente les corrections spécifiques aux jets de b .

Mon travail personnel a porté plus précisément sur l'énergie sous-jacente (paragraphe 5.1) provenant du bruit du calorimètre, des collisions multiples proton-antiproton, de l'empilement des collisions dans la chaîne de lecture du calorimètre, des interactions des partons spectateurs ainsi que sur la réponse du calorimètre aux jets issus de la fragmentation d'un quark b (paragraphe 6.2).

Première partie

Le collisionneur Tevatron et le détecteur DØ

Le Laboratoire Fermi¹ est un des centres de recherche en Physique du Département américain de l'Energie. Il est situé dans la banlieue Ouest de Chicago (Illinois, Etats-Unis).

Depuis son inauguration en 1967, des résultats majeurs de la Physique des Hautes Energies y ont été obtenus : découverte du quark *bottom* en produisant des mésons $\Upsilon(1S)$ (E288 [1]) en 1977 et du quark *top* (CDF [2] et DØ [3]) en 1995 et première observation directe du neutrino tau ν_τ (DONUT [4]) en juin 2000.

Depuis 1985, le FNAL possède un complexe d'accélération de protons et d'antiprotons dont l'élément principal est le collisionneur Tevatron. Deux détecteurs, CDF et DØ se trouvent sur cet anneau aux points de collisions nommés respectivement BØ et DØ. Sur le plan de la figure 1, les éléments de la chaîne d'accélération ainsi que les différents sites d'expérience sont représentés.

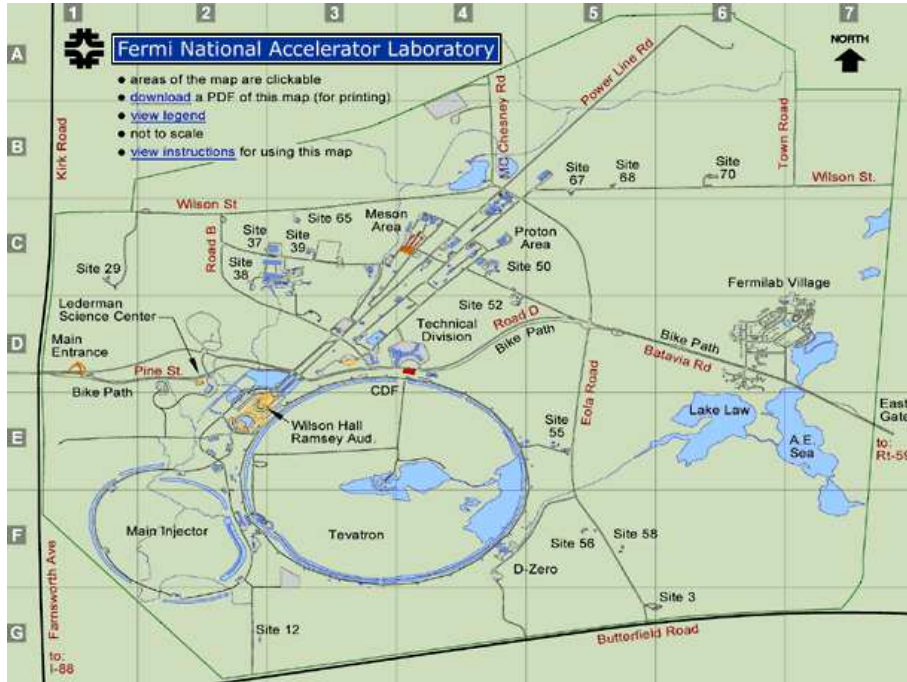


FIG. 1 – Plan du Fermilab.

¹Fermilab ou Fermi National Accelerator Laboratory, FNAL

Chapitre 1

Le Tevatron

Le Tevatron est à ce jour le collisionneur le plus puissant jamais mis en service (1600 GeV dans le centre de masse par rapport aux 630 GeV du SPS¹ au CERN). Entre 1987 et 1989 (Collider Run), seul le détecteur CDF était installé sur l'anneau. En 1992, les détecteurs CDF et DØ ont été placés sur le collisionneur. De 1992 à 1996 (Run I), le Tevatron a fonctionné avec une énergie dans le centre de masse de 1.8 TeV . Il a fourni une luminosité intégrée d'environ 120 pb^{-1} à chacune des deux expériences. Entre 1996 et 2000, le complexe a été arrêté afin d'apporter des améliorations techniques à l'accélérateur, dans le but d'augmenter l'énergie dans le centre de masse de 10 % et la luminosité instantanée, mais également afin d'améliorer les détecteurs. Le Run II a débuté en mars 2001 et devrait se poursuivre au-delà de 2007, date prévue officiellement pour le commencement du LHC au CERN [5]. Avant de décrire toute la chaîne d'accélération des particules, nous allons définir la luminosité.

1.1 La luminosité

Le taux d'événements R dans un collisionneur est proportionnel à la section efficace d'interaction σ_{int} des particules en collision :

$$R = \mathcal{L}\sigma_{int}$$

Le facteur de proportionnalité est appelé luminosité (instantanée) et se note $\mathcal{L}$ [6]. Cette variable, dépendante des caractéristiques de la machine, peut être calculée de la manière suivante :

$$\mathcal{L} = f \frac{N_p N_{\bar{p}}}{2\pi \sqrt{(\sigma_{x,p}^{*2} + \sigma_{x,\bar{p}}^{*2})(\sigma_{y,p}^{*2} + \sigma_{y,\bar{p}}^{*2})}}$$

¹Super Proton Synchrotron : super synchrotron à protons

où

- N_p et $N_{\bar{p}}$ sont les nombres de particules par paquets pour chacun des 2 faisceaux,
- σ_x^* et σ_y^* sont les écarts-type des distributions des faisceaux suivant les directions horizontale et verticale
- f est la fréquence de collision.

Dans le cas où l'écart-type de la distribution est identique quelle que soit la direction dans le plan transverse $\sigma_{x,p}^* = \sigma_{y,p}^* = \sigma_p^*$ et $\sigma_{x,\bar{p}}^* = \sigma_{y,\bar{p}}^* = \sigma_{\bar{p}}^*$, la formule devient :

$$\mathcal{L} = f \frac{N_p N_{\bar{p}}}{2\pi(\sigma_p^{*2} + \sigma_{\bar{p}}^{*2})}$$

L'écart-type de la distribution [7] est relié à l'émittance du faisceau ϵ_i et à l'amplitude transverse bétatronique² β_i par la formule :

$$\epsilon_i \beta_i = 6\gamma\pi\sigma_i^{*2}$$

avec γ , le facteur de Lorentz des particules qui composent le faisceau.

La formule de la luminosité instantanée s'écrit à présent :

$$\mathcal{L} = 3\gamma f \frac{N_p N_{\bar{p}}}{\epsilon_p \beta_p + \epsilon_{\bar{p}} \beta_{\bar{p}}}$$

Ainsi, pour obtenir une luminosité instantanée élevée, il faut que des paquets à forte concentration de particules et à faible émittance collisionnent à haute fréquence en des points de faible amplitude bétatronique.

La luminosité conditionne le nombre moyen d'événements (c.-à-d. de collisions $p\bar{p}$) par croisement de faisceaux $\langle N_{MI} \rangle$:

$$\langle N_{MI} \rangle = \mathcal{L} \times \sigma_{p\bar{p}}^{inel} \times \Delta t$$

où

- la section efficace des processus inélastiques³ vaut $\sigma_{p\bar{p}}^{inel} = 57.55 \pm 1.56 \text{ mb}$
- Δt est le temps entre 2 croisements de paquets, soit 396 ns pour le Run II.

La luminosité instantanée est en général exprimée en $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ tandis que la luminosité intégrée $\int \mathcal{L} dt$ s'exprime en barn^{-1} . Le barn est une unité de surface qui vaut dans le système international 10^{-28} m^2 . La luminosité instantanée maximale était de $0.16 \times$

²L'amplitude transverse de l'oscillation d'une particule autour des paramètres synchrones de l'espace de phase

³Cette dénomination regroupe les processus "durs" (non diffractifs) et diffractifs

$10^{32} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ au cours du Run I et devrait atteindre $0.85 \times 10^{32} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ pendant le Run IIa. Son évolution depuis le début du Run II est représentée sur la figure 1.1. La luminosité intégrée devrait atteindre 2fb^{-1} à la fin du Run IIa (2001-2006) et 10fb^{-1} pour le Run IIb (vers 2008). La figure 1.2 montre son évolution hebdomadaire (histogramme) ou totale (ligne continue) en fonction du temps depuis le début du Run IIa.

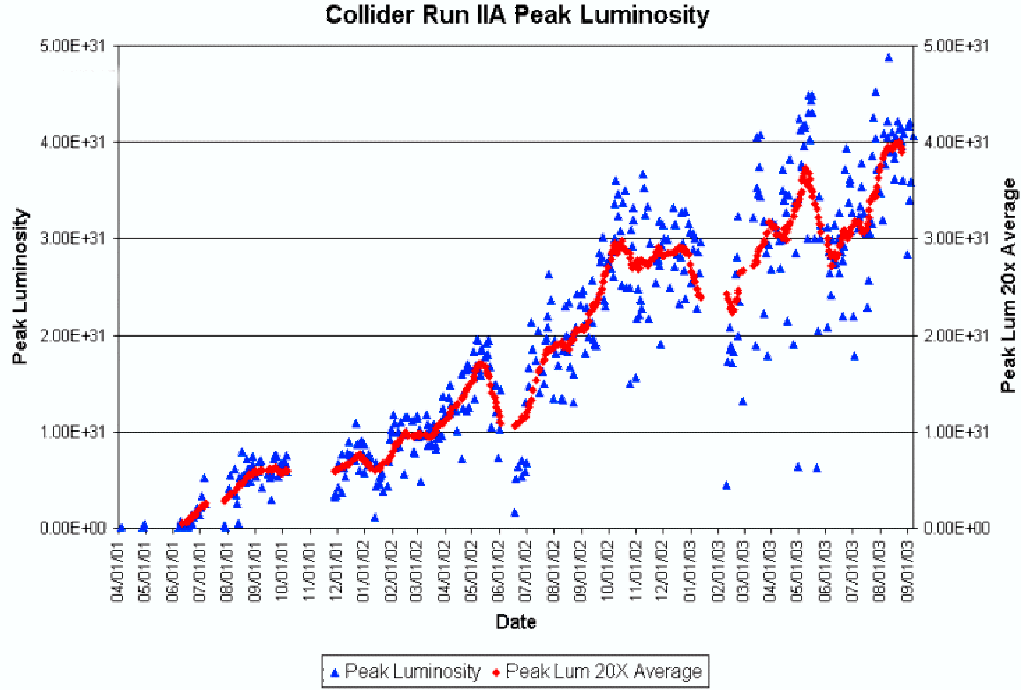


FIG. 1.1 – Luminosité instantanée pour chaque début de cycle de collisions depuis mars 2001.

A partir de la luminosité intégrée, nous pouvons définir le nombre d'événements attendus N :

$$N = A \times \varepsilon \times \int \mathcal{L} dt \times \sigma$$

où

- A est l'acceptance du détecteur
- ε est l'efficacité du système de déclenchement, de l'identification des objets et de la sélection
- σ est la section efficace du processus étudié.

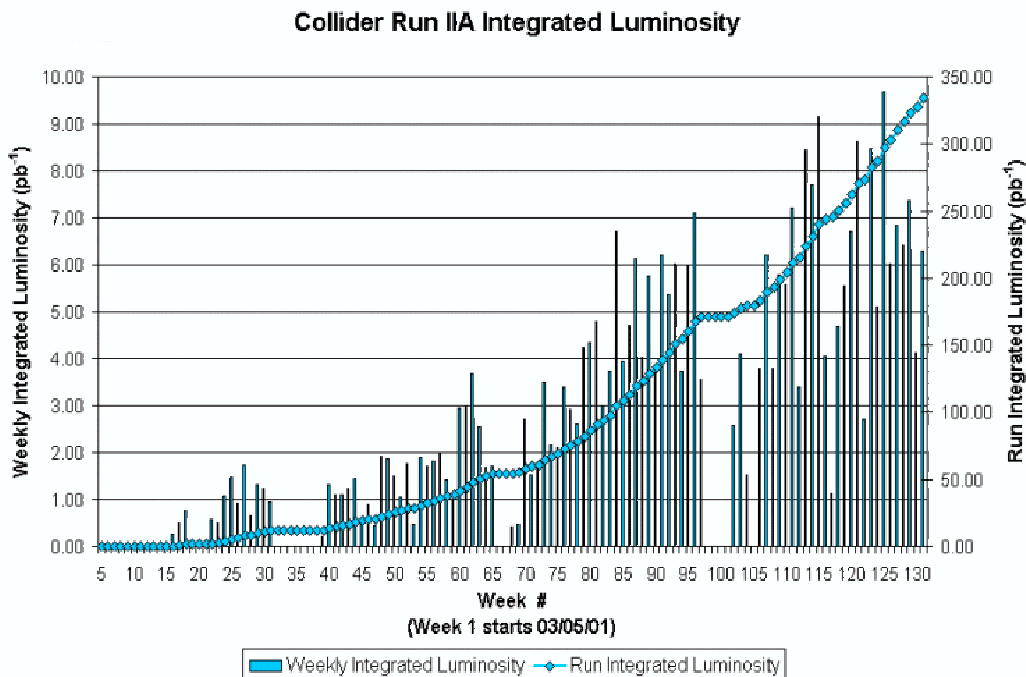


FIG. 1.2 – Luminosité intégrée par semaine nb^{-1} et totale en pb^{-1} depuis le début du Run IIA.

1.2 La production et l'accélération des faisceaux

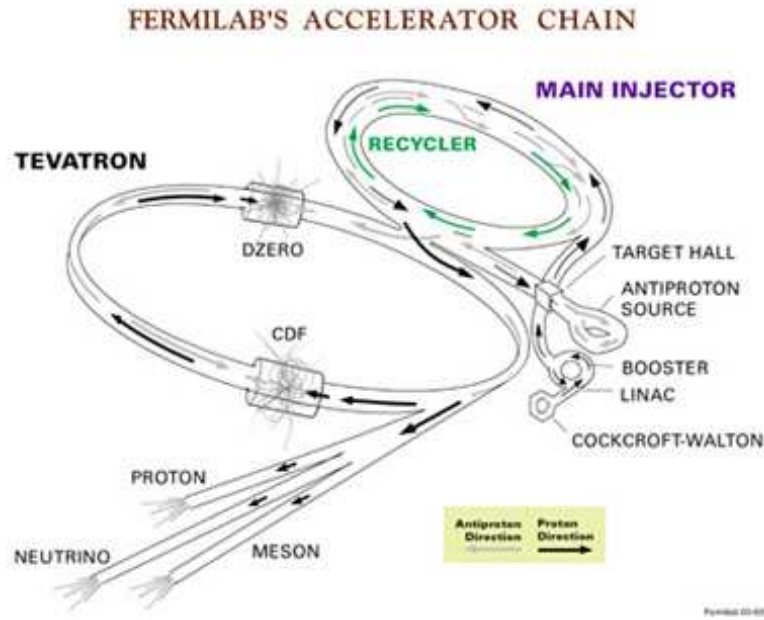
Toute la chaîne de production et d'accélération des faisceaux de protons et d'anti-protons est représentée sur la figure 1.3

1.2.1 Les protons

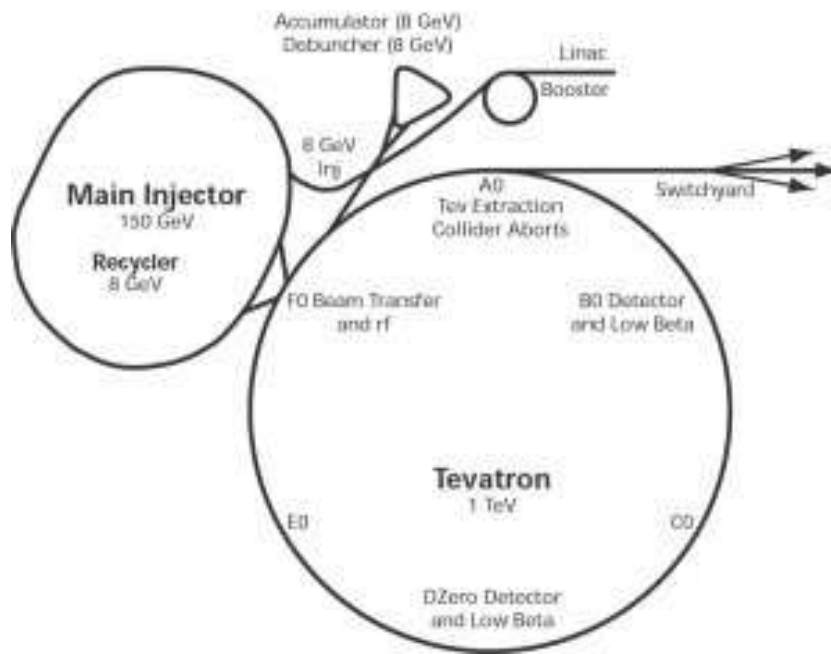
La production de protons débute par la création d'un faisceau d'ions H^- . Un champ électrostatique de 25 kV ionise de l'hydrogène gazeux (Figure 1.4(a)) séparant les protons des électrons. Les protons suivant les lignes de champs s'agrègent à la surface d'une plaque de césium (métal dont les électrons externes sont facilement arrachés). Les ions H^- sont créés quand un proton capture 2 électrons de la surface du césium. En raison de leur charge négative, les anions se déplacent en sens opposé au proton dans le champ électrostatique.

L'énergie des ions H^- ainsi obtenus est portée à 750 keV par un générateur électrostatique de Cockroft-Walton (Figure 1.4(b)) .

Ensuite les ions H^- pénètrent dans le Linac (Figure 1.5(a)). Il mesure approximativement 130 m de long et il est composé de 9 cavités accélératrices radio-fréquence (RF). Le Linac permet d'accroître l'énergie des ions H^- jusqu'à 400 MeV.

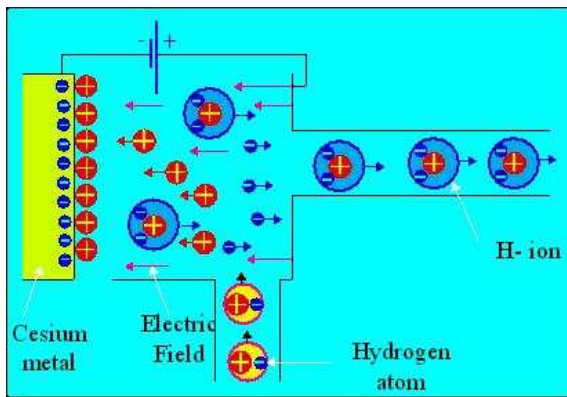


(a)



(b)

FIG. 1.3 – Schémas du complexe d'accélération du Fermilab. La direction des particules est indiquée sur le schéma (a) tandis que leur énergie est notée sur la figure (b).



(a)



(b)

FIG. 1.4 – Schéma de la production d'un faisceau d'ions H^- (a) et photographie d'un générateur électrostatique de Cockroft-Walton (b).

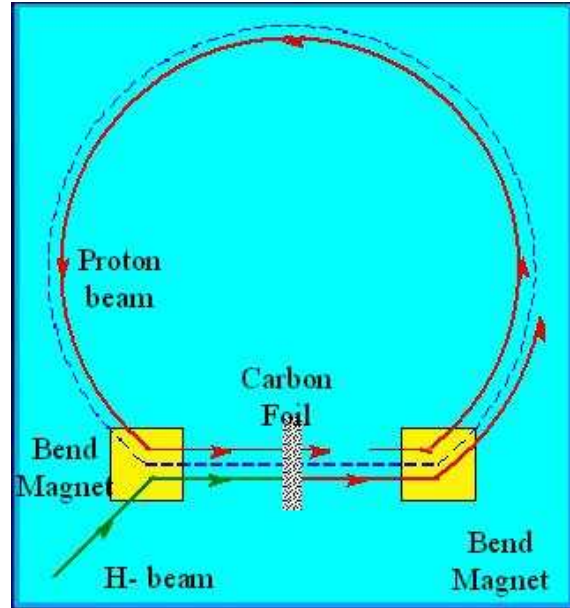
Toutes les 5 ns , un paquet d'environ 6.3×10^{12} ions H^- sort de cet accélérateur linéaire. Ces paquets sont regroupés par 40000 unités en super-paquets séparés de $50\text{ }\mu\text{m}$.

Les ions H^- sont ensuite “épluchés” de leurs électrons en traversant une fine couche de carbone (Figure 1.5(b)).

La feuille de carbone est assez fine pour ne perturber que très peu la trajectoire des protons ainsi produits.



(a)



(b)

FIG. 1.5 – Photographie du Linac (a) et schéma de la production de protons à partir d'ions H^- (b).

Ces derniers sont ensuite injectés dans le Booster, synchrotron de 475 m de circonférence situé à 5 m sous terre (Figure 1.6(a)).

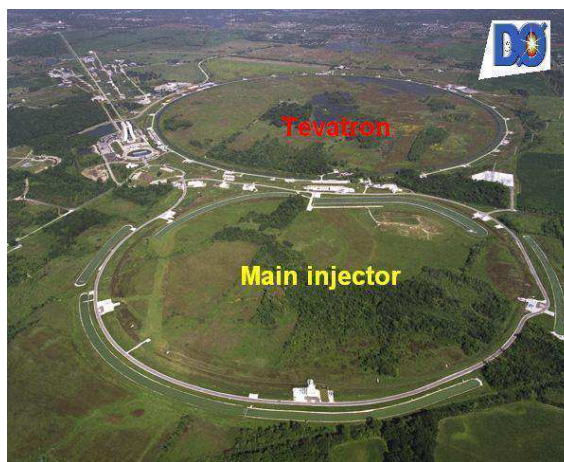
Des cavités RF ($\nu = 1\text{ GHz}$) disposées sur des portions rectilignes accélèrent les protons et des guides magnétiques permettent d'incurver leur trajectoire à l'aide d'aimants dipolaires et de focaliser le faisceau au moyen d'aimants quadrupolaires et octopolaires. En 33 ms et 15200 tours , l'énergie des protons atteint 8 GeV .

A la sortie de ce synchrotron, le nombre nominal de protons attendu est de $5 \times 10^{12}\text{ protons/paquet}$.

Ensuite, les protons sont accélérés par le Main Injector⁴ [8]. Depuis 1998, ce synchrotron d'environ 1 km de diamètre (Figure 1.6(b)) remplace le Main Ring⁵, qui était situé dans le même tunnel que le Tevatron pendant le Run I. Ce nouveau dispositif est composé de 8 sections linéaires où sont installées 18 cavités RF ($\nu = 53 \text{ MHz}$ et $U = 4 \text{ MV}$). Il comprend également 344 aimants dipolaires ($B = 1.72 \text{ T}$ à $150 \text{ GeV}/c$) et 308 aimants quadrupolaires.



(a)



(b)

FIG. 1.6 – Vues aériennes (a) du Booster (cercle) et de l'Accumulateur (triangle) ainsi que (b) du Main Injector (en bas) et du Tevatron (en haut).

Le Main Injector a plusieurs fonctions :

- accélérer un faisceau de 3×10^{13} protons par paquet jusqu'à 150 GeV avant de l'injecter dans le Tevatron,
- produire un faisceau de 5.0×10^{12} protons par paquet de 120 GeV toutes les 1.5 s afin de produire des antiprotons.

Il sert également aux antiprotons pour :

- accélérer un faisceau de 3.0×10^{10} antiprotons par paquet jusqu'à 150 GeV (prévision pour le Run IIa) avant de l'injecter dans le Tevatron
- décélérer le faisceau d'antiprotons jusqu'à 8 GeV à la fin d'un cycle de collision avant de l'injecter dans le Recycler.

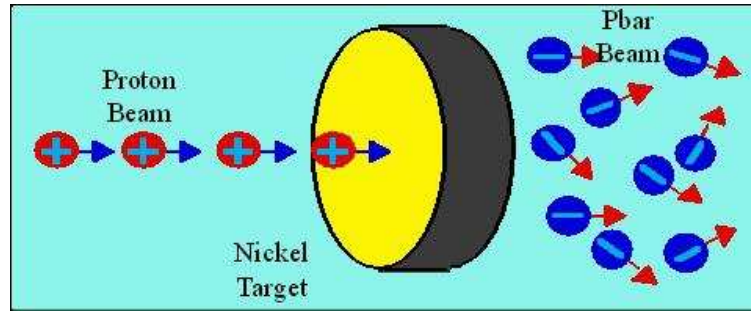
⁴Injecteur principal

⁵Anneau principal

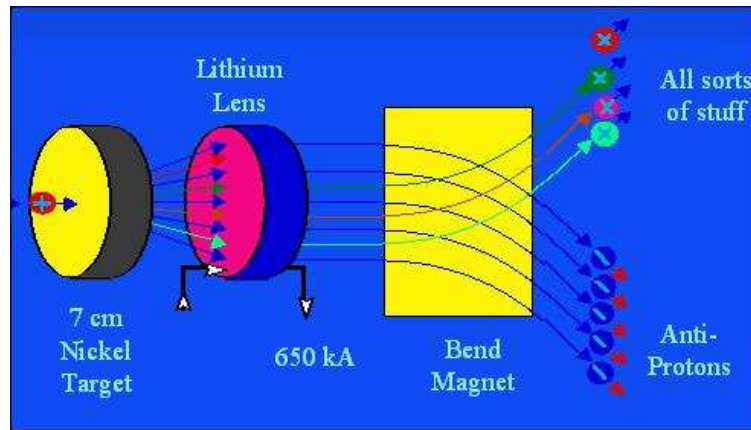
1.2.2 Les antiprotons

L'augmentation de l'intensité et la diminution de la durée de production du faisceau d'antiprotons engendreront un accroissement de la luminosité pour le Run II.

Un faisceau de protons de 120 GeV issu du Main Injector est dirigé sur une cible de 10 cm de diamètre et de 2 cm d'épaisseur, constituée de couches successives de nickel et de cuivre (Figure 1.7(a)).



(a)



(b)

FIG. 1.7 – Schéma illustrant la production d'antiprotons à partir d'un faisceau de protons et leur sélection grâce à l'utilisation d'une lentille au lithium.

Lors du passage des protons à travers la cible, diverses particules secondaires sont produites parmi lesquelles une minorité d'antiprotons.

Les particules résultantes sont focalisées par le champ magnétique des lentilles au lithium puis les antiprotons sont isolés par un aimant dipolaire agissant comme un

se transforme en une dispersion temporelle. Le faisceau perd ainsi sa structure en paquets. Ce processus prend approximativement 100 ms . Un refroidissement stochastique (Figure 1.9) opère jusqu'à la prochaine injection de $\bar{p}$ pour uniformiser l'impulsion du faisceau.

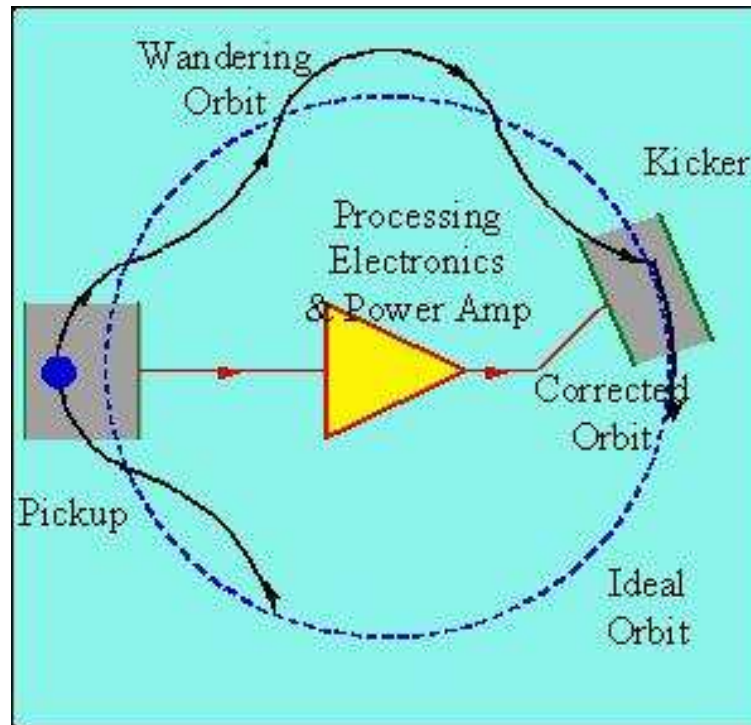


FIG. 1.9 – Illustration du refroidissement stochastique : détection de la dispersion du signal et correction de la trajectoire.

Puis les antiprotons sont stockés dans l'Accumulateur avant leur transfert en paquets dans le Main Injector. Il faut environ 8 heures pour accumuler 1.3×10^{12} antiprotons. Des cavités RF et un refroidissement stochastique limitent la dispersion spatiale, temporelle et énergétique du faisceau.

1.3 Les caractéristiques du Tevatron

La dernière étape dans l'accélération des protons et des antiprotons est le Tevatron. Ce synchrotron supraconducteur de 6.28 km de circonférence accélère les faisceaux de protons et d'antiprotons jusqu'à 980 GeV . Le Tevatron comprend :

- 772 aimants supraconducteurs d'intensité maximale de 4350 A , de champ magnétique maximum de 4.335 T et d'un rayon de courbure de 754 m
- 180 quadripôles

- 8 cavités RF ($\nu = 53 \text{ MHz}$ et $U = 1 \text{ MV}$) pour l'accélération des faisceaux. Les cavités sont cadencées pour que chaque faisceau n'en utilise que 4.

L'injection des protons et des antiprotons dure approximativement 2 heures. La durée de vie des faisceaux étant de 8 à 12 heures, l'injection est recommencée toutes les 14 heures environ.

Les faisceaux sont constitués de 36 paquets de protons circulant dans le sens opposé aux 36 paquets d'antiprotons répartis en 3 "super-paquets" séparés de $2.6 \mu\text{s}$ (Cosmic gaps). Chaque super-paquet est composé de 12 paquets espacés de 396 ns . La figure 1.10 illustre la structure en paquet du faisceau d'antiprotons.

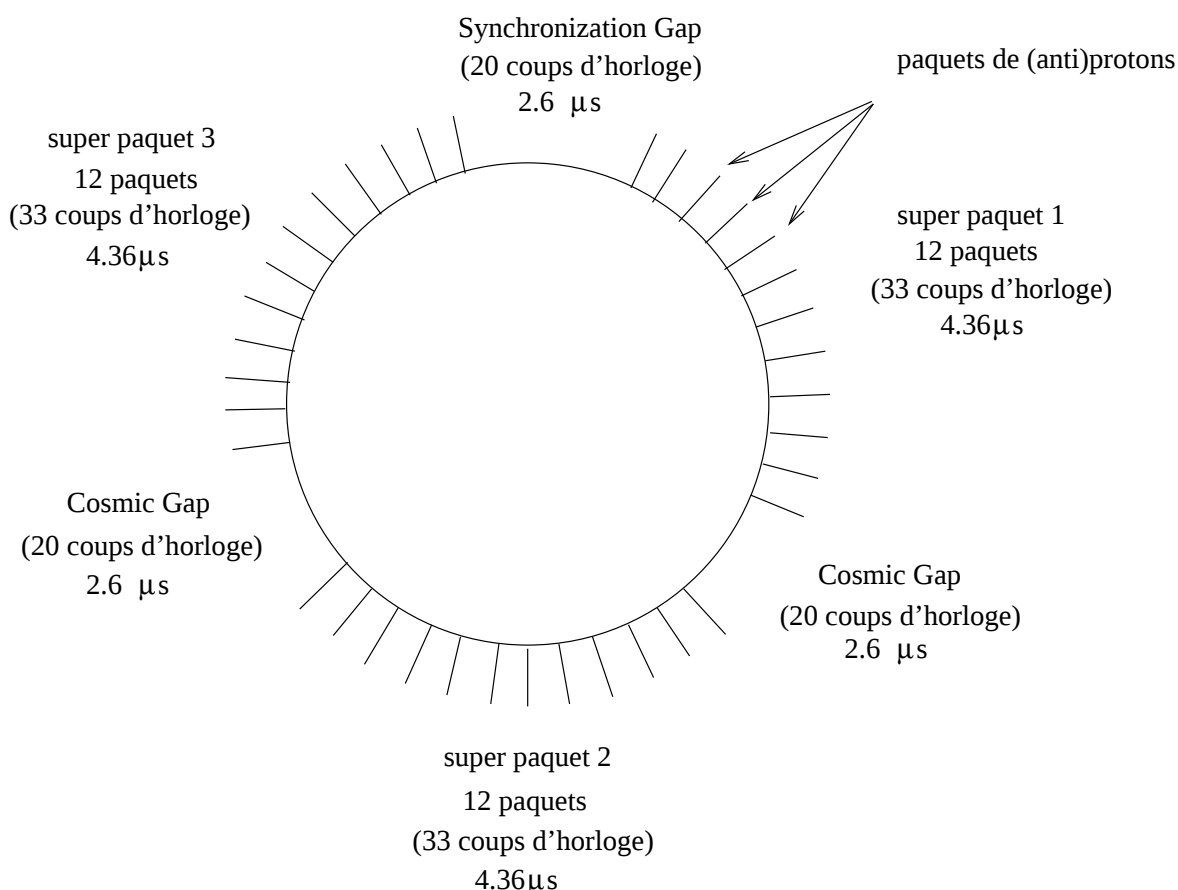


FIG. 1.10 – Structure du faisceau d'antiprotons dans le Tevatron.

Le tableau 1.3 compare les principales caractéristiques du Tevatron entre le Run I et les différentes phases du Run II.

Après plus de 2 ans de fonctionnement, environ 350 pb^{-1} ont été délivrés par le Tevatron. La luminosité n'atteint toujours pas les performances escomptées [10] à cause

Caractéristique	Run I	Run IIa		Run IIb
Période	1992-96	2001-04	2005	> 2005
Nombre de paquets ($p \times \bar{p}$)	6×6	36×36	104×103	104×103
Nombre de p/paquet	2.3×10^{11}	2.7×10^{11}	2.7×10^{11}	2.7×10^{11}
Nombre de $\bar{p}/\text{paquet}$	5.5×10^{10}	3.0×10^{10}	4.0×10^{10}	1.0×10^{11}
Taux de production de $\bar{p}/\text{heure}$	6.0×10^{10}	1.0×10^{11}	4.2×10^{12}	1.1×10^{13}
Emittance des p ($mm - mrad$)	23π	20π	20π	20π
Emittance des $\bar{p}$ ($mm - mrad$)	13π	15π	15π	15π
amplitude bétatronique (cm)	35	35	35	35
Longueur des paquets (m)	0.6	0.37	0.37	0.37
Temps entre 2 paquets (ns)	3500	396	396	396
Energie/faisceau (GeV)	900	980	980	980
Luminosité instantanée ($\times 10^{32} cm^{-2} s^{-1}$)	0.16	0.86	2.1	5.2
Luminosité intégrée ($pb^{-1}/\text{semaine}$)	3.2	17	42	105
Angle de croisement (μrad)	0	0	136	136
Nombre d'interactions/croisement	2.6	2.3	1.9	4.8

TAB. 1.1 – Principaux paramètres du Tevatron et leur évolution aux cours des différents Runs [9].

de plusieurs problèmes rencontrés au niveau de l'accélérateur [11] :

- l'émittance longitudinale des protons dans le Booster et l'injecteur principal
- l'émittance transverse des antiprotons dans l'Accumulateur
- les pertes de particules lors du transfert entre les deux anneaux
- la courte durée de vie des faisceaux à 150 GeV dans le Main Injecteur
- la perte des antiprotons entre les collisions.

Les potentialités du Run II

L'augmentation de l'énergie dans le centre de masse de 10 % et de la luminosité étant combinée à une amélioration des détecteurs DØ et CDF, permettront de procéder à des mesures plus précises que celles réalisées pendant le Run I ou au cours du fonctionnement du LEP.

La physique du quark top

Malgré sa découverte en 1995, le quark top reste un des principaux sujets de recherche au Tevatron. La section efficace de production $t\bar{t}$ à 1.96 TeV sera mesurée et comparée à la mesure du Run I, réalisée à 1.8 TeV . L'étiquetage des jets issues de la fragmentation des quark b sera utilisé. Lors que l'échantillon sera suffisant, la mesure de la masse du quark top sera améliorée ($\sigma(M_{top}) = 4 - 5 GeV$). Cette masse est un

paramètre important du modèle standard et permet, avec l'aide de la masse boson W , de prédire la masse du boson de *Higgs* avec une assez bonne précision. La cohérence du modèle standard pourra donc être testée en combinant cette prédiction avec les résultats obtenues par des recherches directes (figure 1.11). .

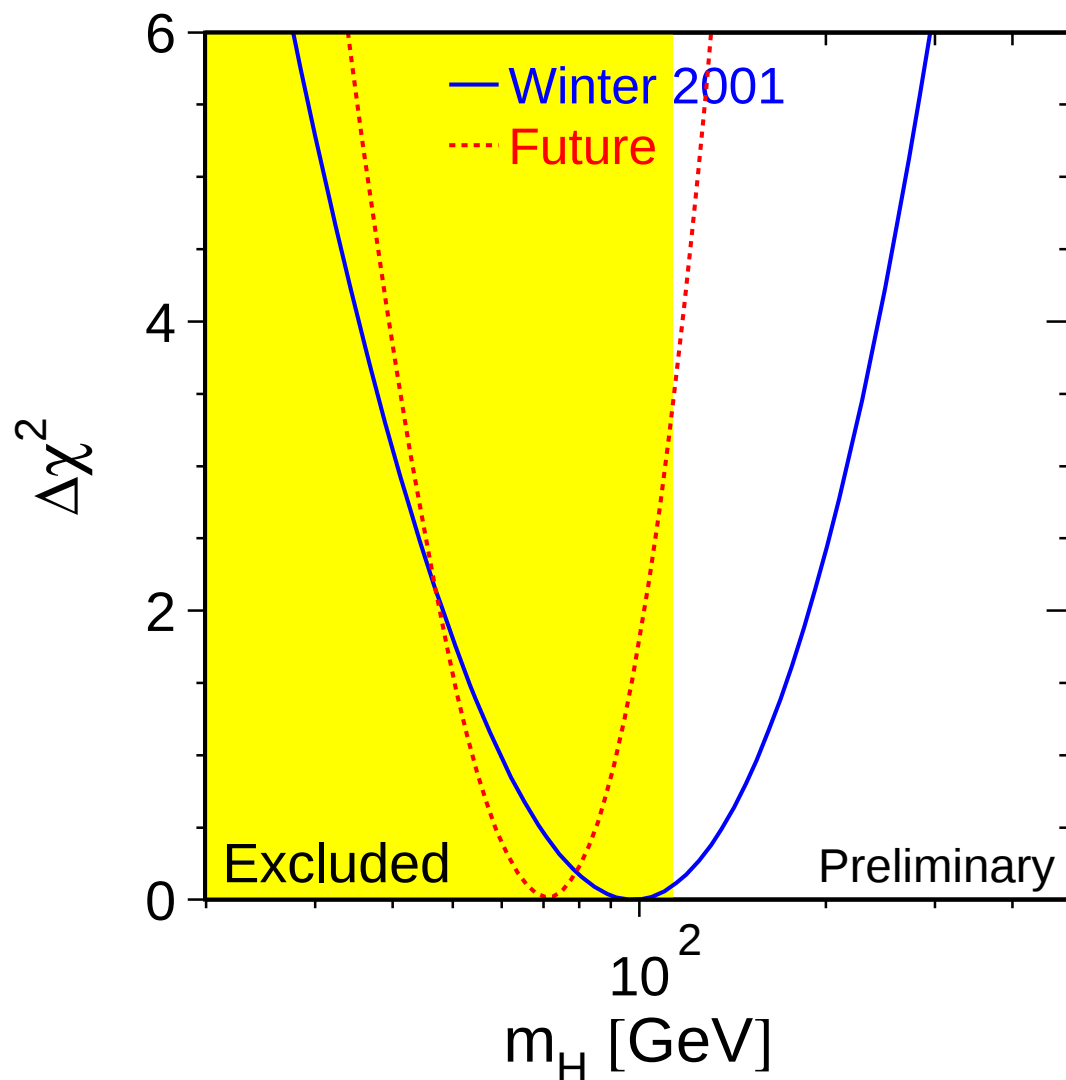


FIG. 1.11 – Prédiction actuelle de la masse du Higgs dans le cadre du modèle standard obtenue à partir des masses mesurées du quark *top* et du boson W comparée avec la prédiction obtenue en supposant une luminosité de 15 fb^{-1} . L'amélioration attendue de la précision sur la masse de ces particules conduit à une diminution d'environ la moitié de la largeur de cette courbe [12].

Les premières observations de la production électrofaible du quark *top* seront accessibles [13]. Dans ce type d'événements, un seul quark *top* est produit dans l'état final

tandis que la production par interaction forte se fait toujours par paire. Cette mesure a pour but de vérifier l'exactitude de la prédiction du modèle standard et de séparer les 2 contributions principales de ce mode de production : fusion $W - \text{parton}$ et la voie s ($q\bar{q} \longrightarrow t\bar{b}$). Leurs sections efficaces sont comparable (0.7 pb contre 1.7 pb) au Tevatron. Elles peuvent donc être isolées sur des critères topologiques et donner ainsi, d'accès à processus fondamental permettant par exemple de mesurer directement la largeur du W en $t\bar{b}$.

Depuis l'effervescence suscitée par quelques événements enregistrés, à la limite cinématique du LEP, donnent l'indication que la pièce manquante du modèle standard, pourrait être accessible au Tevatron. Les "chasseurs de *Higgs*" sont à l'affût du moindre indice.

Recherche du Boson de *Higgs*

Au Tevatron, la section efficace de production d'un boson de *Higgs* de 120 GeV est d'environ 1 pb . Cette production s'effectue essentiellement par fusion de gluons. La figure 1.12 montre que la désintégration principale d'un boson de *Higgs* léger (de masse est inférieure à 135 GeV), se fait dans le canal $b\bar{b}$.

Ces réactions ont comme principaux bruits de fond les processus de QCD. De ce fait, la recherche d'un boson de *Higgs* léger doit se faire par productions associés (WH ou ZH), où les bosons électrofaibles se désintègrent leptoniquement. Dans le cas où le boson de *Higgs* a une masse supérieure à environ 140 GeV , les recherches se font par production directe, puisque il se désintègrera préférentiellement en WW^* .

La figure 1.12 montre les résultats attendus en combinant tous les canaux et les 2 expériences du Tevatron (CDF et DØ) pour le Run II en fonction de la luminosité intégrée. Les 3 niveaux de confiance y sont également reportés : exclusion à 95 % de niveau de confiance, l'observation d'un signal à 3σ et la découverte à 5σ).

Avancées significatives dans la recherche de la supersymétrie

Le Tevatron est actuellement le seul accélérateur en service avec lequel la supersymétrie est directement observable. Le Run II offre un fort potentiel pour découvrir les gluinos et les squarks dont les états finaux contiennent des jets (leptons) et de l'énergie transverse manquante, pour observer les charginos et les neutralinos dans les états finaux multi-leptoniques, ou les squarks *stop* et *sbottom*. La version GMSB⁷ de la supersymétrie dans le canal $photon + \cancel{E}_T$ sera testé et la conservation de la $\mathcal{R}$ -parité vérifiée. La sensibilité pour les squarks et les gluinos pour le Run II est étendue jusqu'à $400\text{-}500 \text{ GeV}$ et celle pour les charginos jusqu'à $150\text{-}180 \text{ GeV}$, repoussant ainsi les limites actuelles.

⁷Gauge Mediated Supersymmetry Breaking

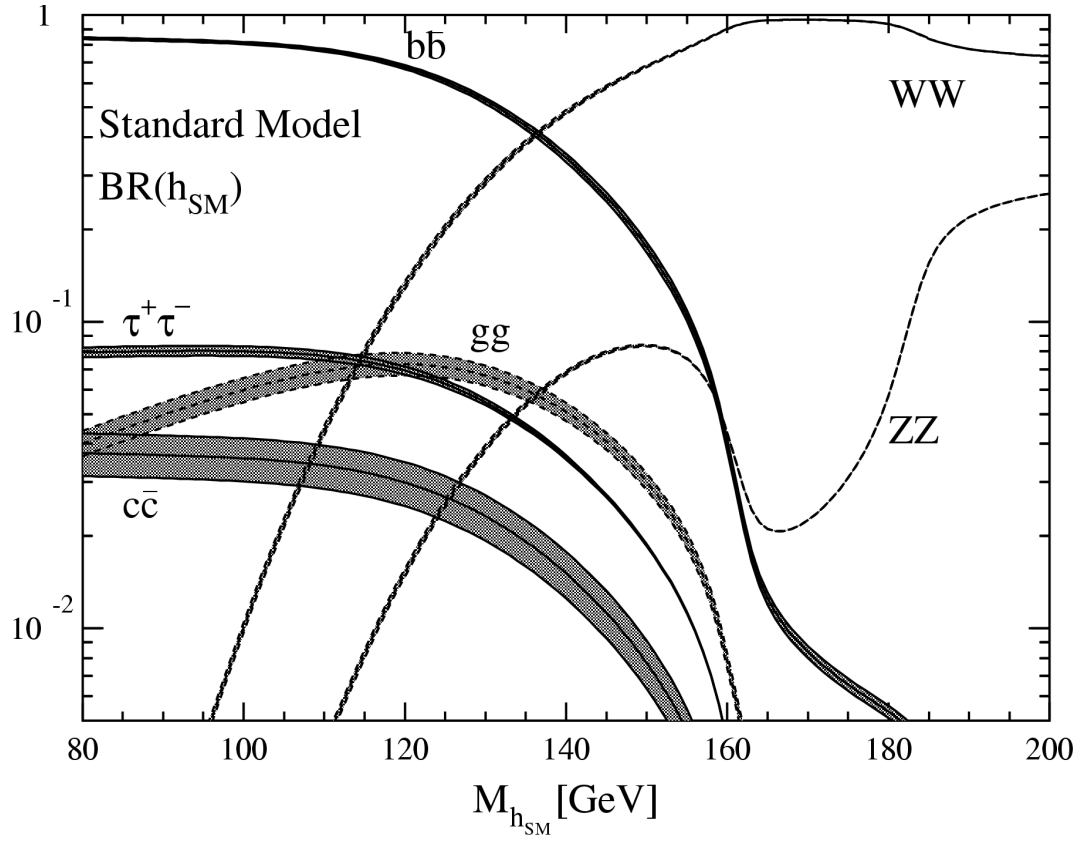


FIG. 1.12 – Rapport d’embranchement en fonction de la masse du *Higgs*. La désintégration en paire $b\bar{b}$ est le mode dominant pour les masses inférieures à 135 *GeV*.

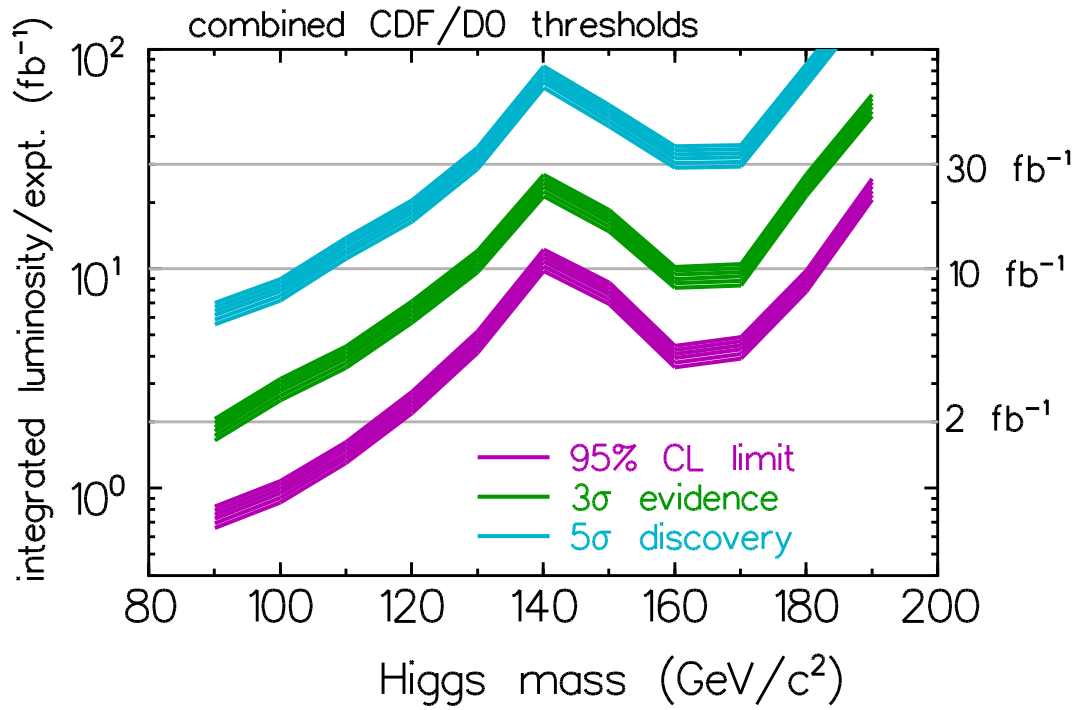


FIG. 1.13 – Masse du boson de *Higgs* accessible en fonction de la luminosité intégrée au Tevatron pour les différents niveaux de sensibilité (exclusion à 95 % de niveau de confiance, l'observation d'un signal à 3σ et la découverte à 5σ)

Chapitre 2

Le détecteur DØ

Dès la proposition de l'expérience DØ en 1983, la conception du détecteur a été optimisée pour l'étude des événements à grande impulsion transverse [14]. Le détecteur est composé de 3 sous-systèmes principaux : le détecteur central de traces, le calorimètre et le détecteur de muons. Pour faciliter l'assemblage et la maintenance, chaque sous-système est découpé en 3 parties : centrale, avant et arrière, l'ensemble possédant une symétrie cylindrique autour de l'axe du faisceau.

Afin de s'adapter aux nouvelles conditions de luminosité imposées par l'accélérateur mais aussi à la diminution du temps entre 2 croisements de paquets, le détecteur DØ pour le Run II a subi de nombreuses modifications [15] :

- Installation de nouveaux détecteurs centraux de traces :
 - un détecteur de vertex en silicium
 - un trajectographe à fibres scintillantes
 - un solénoïde
- Amélioration de l'électronique :
 - d'acquisition (DAQ)
 - du système de déclenchement
 - du calorimètre
- Ajout d'un détecteur de pieds de gerbe
- Amélioration du détecteur à muons

Ces modifications sont indiquées sur la coupe longitudinale du détecteur (Figure 2.1).

Une description des différentes parties du détecteurs est détaillée dans les paragraphes suivants.

2.1 Le détecteur central de traces

Le détecteur central de traces est composé de 3 éléments :

- un détecteur de vertex en silicium
- un trajectographe central à fibres

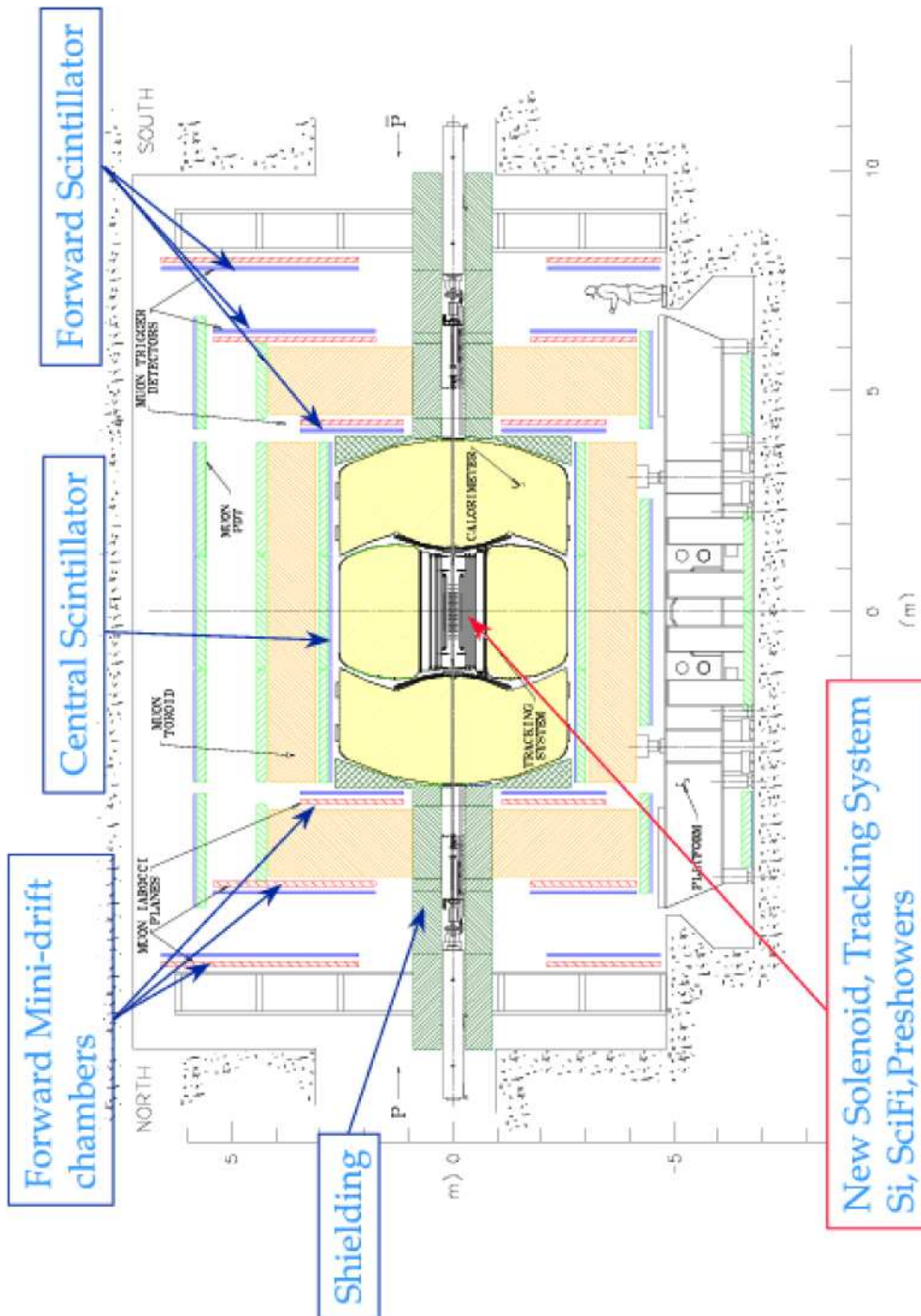


FIG. 2.1 – Vue longitudinale et principales modifications apportées au détecteur DØ pour le Run II.

- un solénoïde supraconducteur entourant les deux premiers sous-détecteurs.

Une coupe longitudinale de ces détecteurs est présentée sur la figure 2.2.

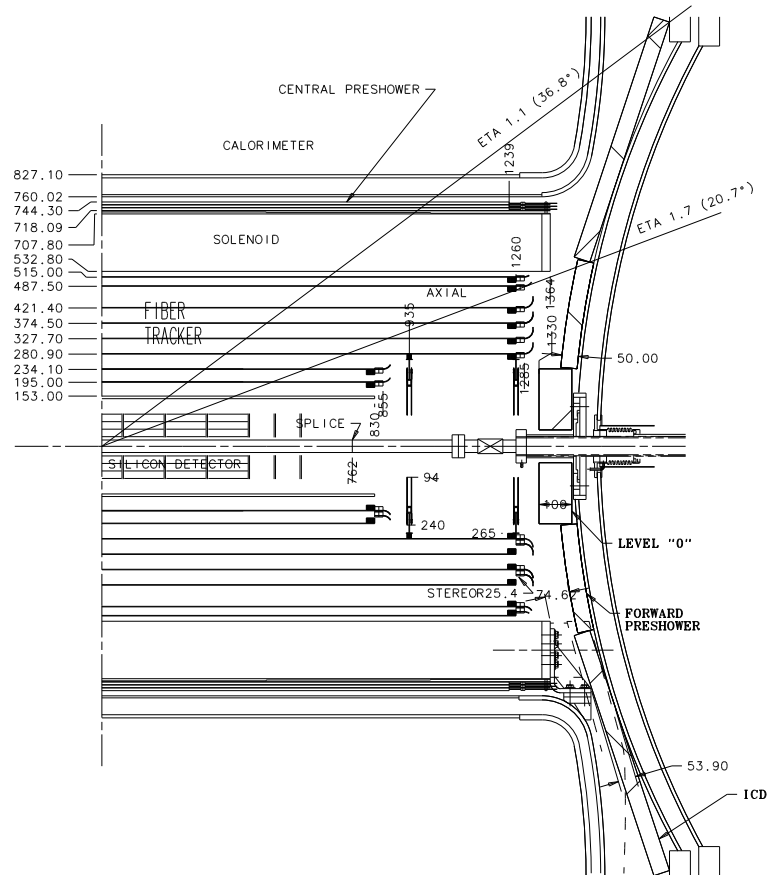


FIG. 2.2 – Coupe longitudinale des différents éléments du détecteur central de traces.

Ses principales fonctions sont :

- la trajectographie des particules chargées
- la mesure de leur impulsion à partir de la courbure de la trajectoire dans le champ magnétique de 2 T du solénoïde
- la reconstruction des vertex (primaire et secondaire)
- la participation à l'identification des électrons, notamment dans leur séparation avec les γ et des π^0 .

Les différents éléments sont décrits en détail ci-dessous.

2.1.1 Le détecteur de vertex

Le SMT¹ est le dispositif le plus proche du point de collision. Il a été conçu pour résister aux radiations jusqu'à environ 4 fb^{-1} de luminosité intégrée, c'est-à-dire jusqu'à la fin du Run IIa [16].

En plus de la reconstruction des vertex et des trajectoires, il est utilisé par le système de déclenchement du niveau 2.

Il est constitué de segments parallèles à z qui mesurent principalement les coordonnées² (r, φ) et de disques dans le plan transverse qui déterminent (r, φ, θ) . Cet assemblage permet d'obtenir une couverture angulaire jusqu'à $|\eta| = 3$. η est la pseudo-rapacité, elle sera définie dans le chapitre 3.1.3. Le SMT comprend :

- 6 segments cylindriques centrés sur l'axe z mesurant 12 cm de long et divisés en 72 modules répartis sur 4 couches concentriques (comprenant respectivement 12, 12, 24 et 24 modules). Le rayon est compris entre 2.7 cm et 9.4 cm
- 12 disques "F" de rayon interne 2.6 cm et externe 10.5 cm , divisés en 12 modules
- 4 disques "H" de rayon interne 9.5 cm et externe 26 cm , composés de 24 modules [17].

Une coupe transversale d'un segment cylindrique est proposée sur la figure 2.4(a) tandis que la figure 2.4(b) représente un disque F.

Les segments sont espacés de 8 mm pour permettre d'intercaler les 2 disques F de chaque côté. 4 autres disques F sont ajoutés à l'extrémité des cylindres. Cet ensemble couvre la zone où se produisent les interactions dures et centrales ($|\eta| < 1.5$). Les disques H sont installés à $|z| \simeq 110 \text{ cm}$ et 120 cm .

Ils serviront principalement à l'étude de la physique du quark b dans la région : $|\eta| < 3$.

Une vue tridimensionnelle du SMT est proposée sur la figure 2.3.

Avec cette disposition géométrique, une particule laisse entre 4 et 8 coups dans un segment cylindrique selon sa position en φ et entre 6 et 10 coups dans le SMT selon sa pseudo-rapacité η (Figure 2.5).

Les modules sont des capteurs constitués de micro-pistes de silicium de pas égal à 50, 62.5 à $153.5 \mu\text{m}$, simple ou double face avec les pistes d'une face parallèles à l'axe des z et les autres pivotées d'un angle de 2 ou 90° par rapport à cet axe. Toutes les caractéristiques de ces modules sont répertoriées dans le tableau 2.1. Tous ces modules sont montés sur des supports en béryllium alignés à $20 \mu\text{m}$ près. Pour limiter le vieillissement occasionné par les radiations, les modules sont refroidis à -5°C par un mélange d'eau et de glycol.

Actuellement, le SMT possède moins de 2 % de voies de lecture mortes sur un total de 792576 voies.

Les résolutions sur la reconstruction des vertex sont les suivantes :

¹Silicon Microstrip Tracker ou détecteur de vertex à micropiste en silicium

²Pour une définition détaillée des systèmes de coordonnées utilisés, le lecteur pourra se reporter à la section 3.1.1.

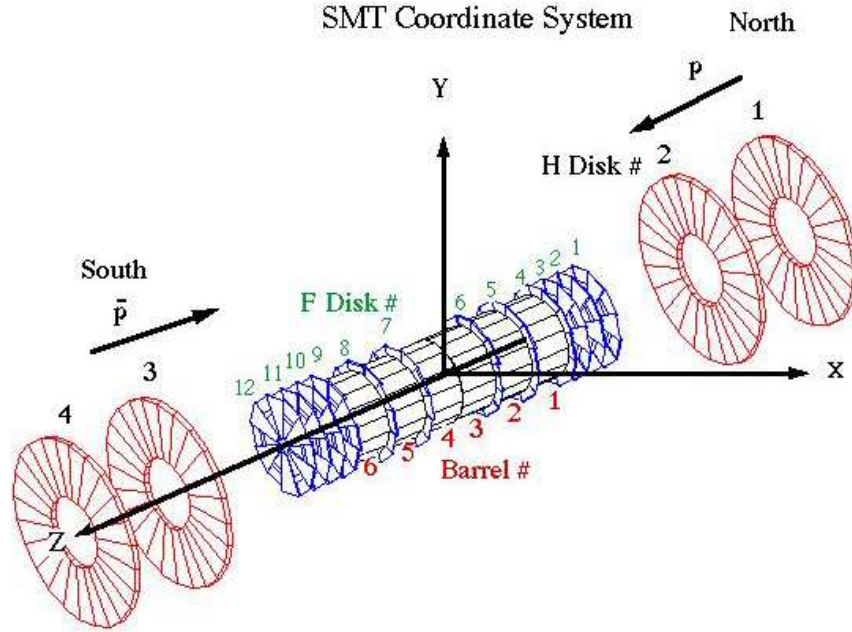
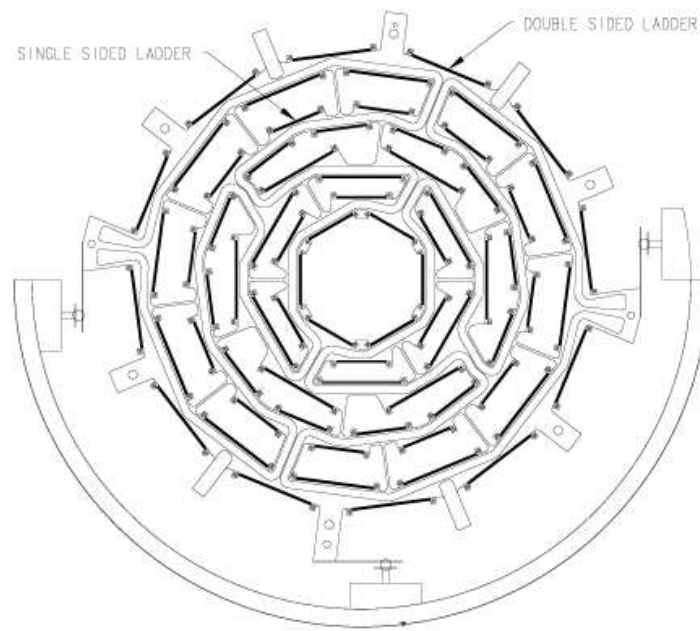


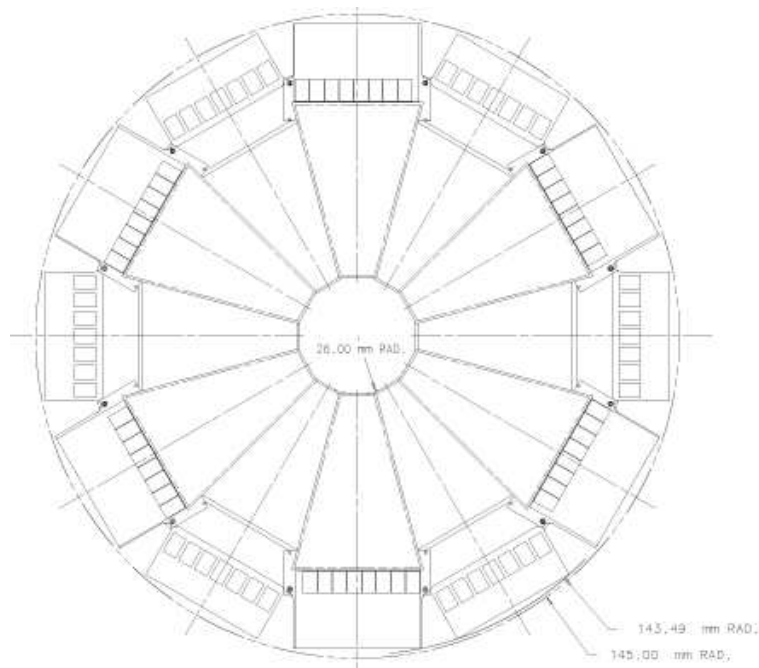
FIG. 2.3 – Vue tridimensionnelle du détecteur de vertex en silicium.

Emplacement	Angle stéréo	Pas en μm	Nombre de modules
Segments :			
4 internes Couches 1 et 3	0°	50	72
2 externes Couches 1 et 3	$0/90^\circ$	50/150	144
Tous Couches 2 et 4	$0/\pm 2^\circ$	50/60	216
Disques :			
F	$+15/-15^\circ$	50/60	144
H	$+7.5/-7.5^\circ$	50/50	96

TAB. 2.1 – Caractéristiques des segments cylindriques et des disques du SMT [18].



(a)



(b)

FIG. 2.4 – Coupe transverse d'un segment cylindrique (a) et d'un disque F du SMT (b).

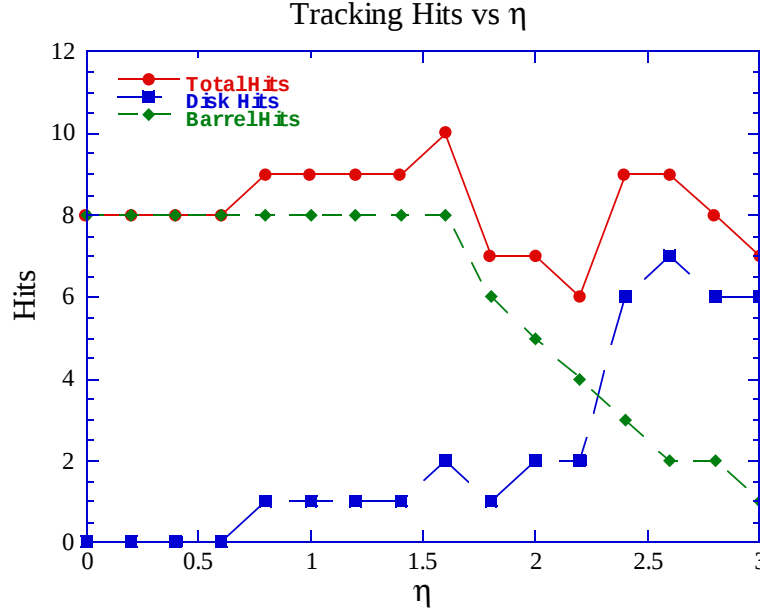


FIG. 2.5 – Nombre de coups dans le SMT en fonction de la pseudo-rapidité η .

- vertex primaire : $\simeq 15\text{-}30 \mu m$ dans le plan (r, φ) pour des événements Monte-Carlo de $t\bar{t}$ et $b\bar{b}$
- vertex secondaire : $\simeq 40 \mu m$ dans le plan (r, φ) et $\simeq 100 \mu m$ selon z .

Les figures 2.6(a) et 2.6(b) montrent les distributions en x , y et z du vertex primaire reconstruit.

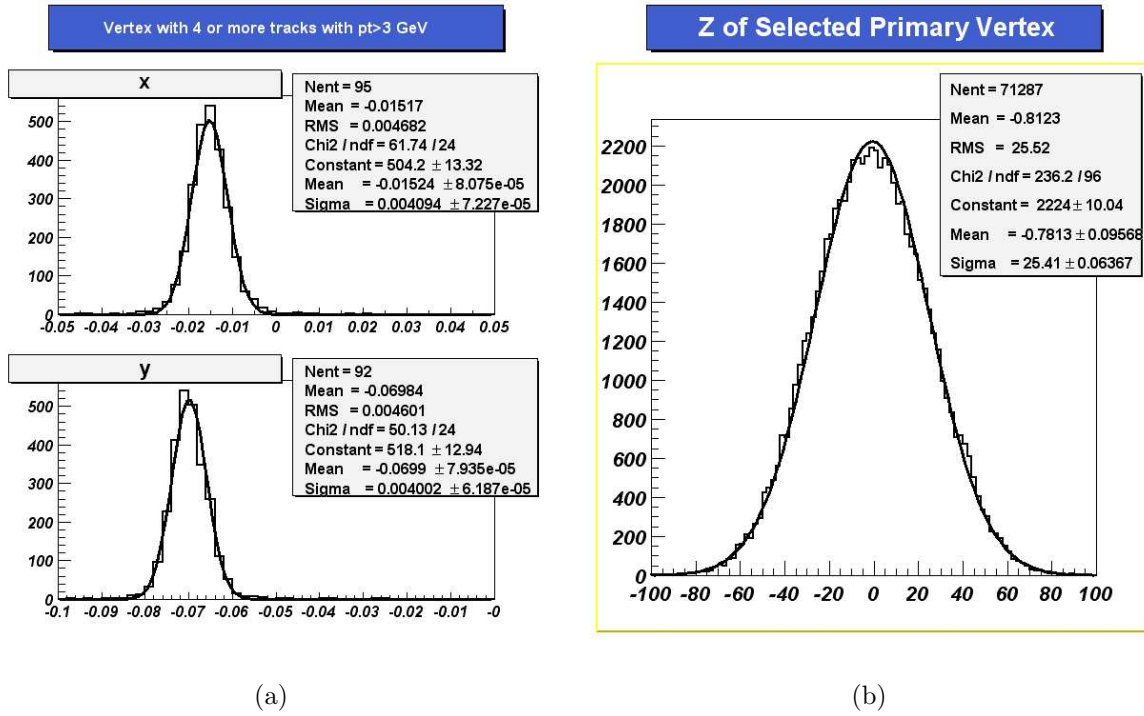
2.1.2 Le détecteur à fibres scintillantes

Le SMT est entouré par le trajectographe central à fibres (Central Fiber Tracker ou CFT) [19]. Il contient environ 77000 fibres scintillantes ($835 \mu m$ de diamètre) réparties sur 8 cylindres concentriques. Le rayon est compris entre 20 cm pour la couche interne et 50 cm pour la couche externe. La longueur des 2 cylindres internes est de 1.66 m tandis que celle des 6 autres est de 2.52 m. Sa géométrie lui permet de couvrir la région : $|\eta| < 2.0$.

Chaque cylindre possède 2 doublets de fibres avec un doublet orienté selon l'axe des z et l'autre pivoté d'un angle de $\pm 2^\circ$ avec cet axe. La reconstruction de la trajectoire d'une particule dans le CFT se fait par la recherche de 8 coups dans les fibres (1 coup par doublet).

Lorsqu'une particule chargée traverse une fibre, elle émet de la lumière dans le domaine visible (longueur d'onde $\lambda = 530 \text{ nm}$). Les photons sont conduits par un guide de lumière d'environ 10 m de long à des photodétecteurs VLPC³ qui convertiront le signal

³Visible Light Photon Counter ou un compteur de photon dans la lumière visible



(a)

(b)

FIG. 2.6 – Distribution de la position du vertex selon l'axe des x, des y (a) et des z (b) en centimètre.

lumineux en un signal électrique.

La résolution attendue sur la position dans le plan (r, φ) est de $100 \mu m$ pour le CFT seul. La résolution sur la position du vertex est de $10\text{-}15 \mu m$ dans le plan $r - \varphi$ et de $35 \mu m$ en z quand les 2 détecteurs de traces SMT et CFT sont combinés.

La résolution sur l'impulsion transverse d'une trace chargée à une pseudo-rapacité nulle est donnée par la formule suivante :

$$\frac{\Delta P_T}{P_T} = \sqrt{0.015^2 + 0.0014 \cdot P_T^2}$$

Soit une résolution sur l'impulsion de 7 % pour un P_T de 50 GeV . La figure 2.7 présente l'évolution de la résolution en P_T du détecteur central de traces en fonction de η et pour différentes valeurs de l'impulsion [20].

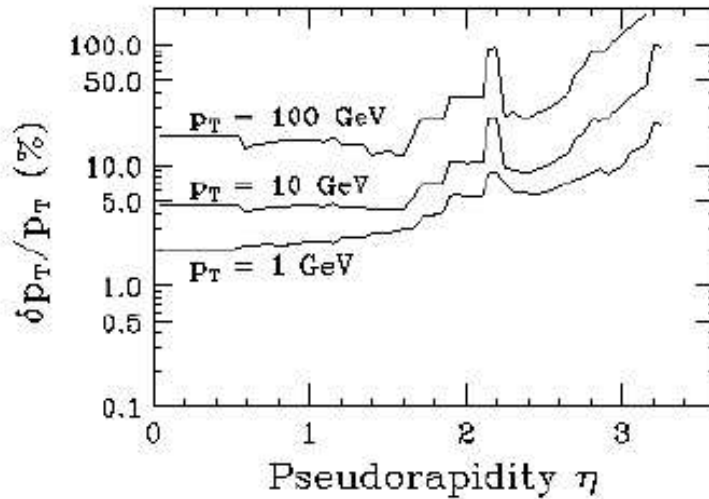


FIG. 2.7 – Résolution en P_T du détecteur interne (SMT + CFT) en fonction de η pour 3 valeurs de P_T (1, 10 et 100 GeV).

2.1.3 Le solénoïde

Une bobine supraconductrice de 2.73 m de long et 1.42 m de diamètre entoure le CFT. Sa température de fonctionnement est d'environ 10 K . Le champ magnétique uniforme à l'intérieur du solénoïde est parallèle à l'axe z . Sa magnitude est de 2 T . Sa non-uniformité est de moins de 0.5% [20]. La figure 2.8 représente la carte du champ magnétique créé par le solénoïde. Il faut noter que le retour de champ s'effectue à travers le calorimètre principalement mais également dans le toroïde.

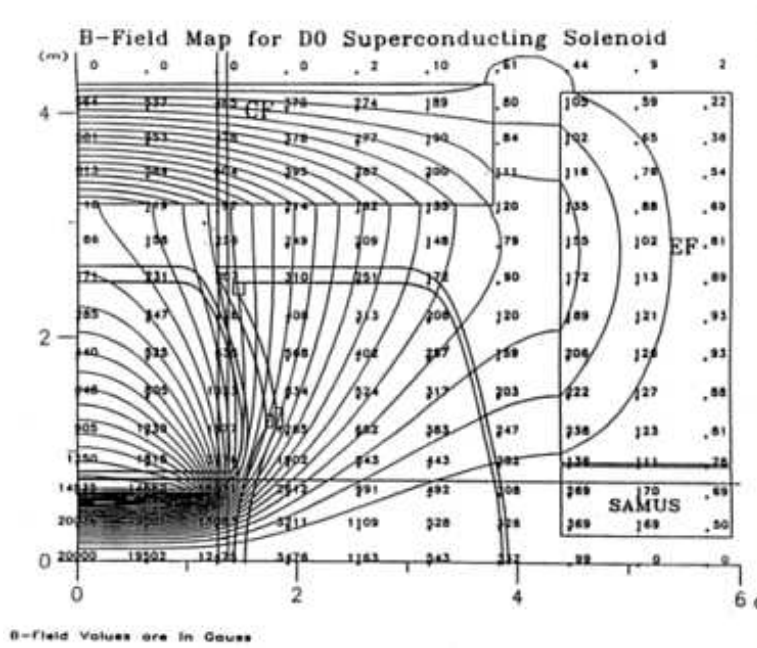


FIG. 2.8 – Carte du champ magnétique créé par le solénoïde.

L'aimant et son cryostat ont une épaisseur d'environ 1.1 longueur de radiation⁴.

2.2 Les détecteurs de pieds de gerbe CPS et FPS

Les détecteurs de pieds de gerbe ont été rajoutés pour le Run II afin d'améliorer l'identification et le déclenchement des électrons, de corriger la mesure en énergie des particules électromagnétiques en compensant la perte de résolution du calorimètre due aux effets du solénoïde ($1.1X_0$) et d'assurer une bonne séparation des photons (γ) et des pions neutres (π^0).

Ils peuvent également améliorer l'association de traces à des objets calorimétriques, grâce à la bonne résolution sur la position des dépôts d'énergie.

Ils sont composés de 3 parties : un Central Preshower System⁵ et 2 Forward Preshower System⁶. Le CPS [22] et les FPS [23] sont constitués de couches de fibres scintillantes en forme de triangle d'environ 7 mm de côté. Les scintillateurs sont percés en leur centre par un trou de 1 mm de diamètre permettant de loger un guide d'onde pour

⁴La longueur de radiation X_0 est définie comme étant la distance de matière au-delà de laquelle en moyenne un électron voit son énergie réduite de $1/e$ de sa valeur initiale. Sa perte d'énergie s'exprime alors par $-\frac{dE}{dX} = \frac{E}{X_0}$. La valeur X_0 peut s'exprimer en fonction du matériau (Z et A sont le numéro et la masse atomique de l'absorbeur) : $X_0 = \frac{716.4 \times A}{Z(Z+1) \ln(287/\sqrt{Z})}$ [21].

⁵Détecteur de pieds de gerbe central ou CPS

⁶Détecteur de pieds de gerbe avant ou FPS

permettre de conduire la lumière vers l'électronique de lecture. Elle est identique à celle du CFT (VLPC). Ces 3 détecteurs sont constitués d'une superposition de scintillateurs tête-bêche.

Grâce à leur structure triangulaire, les particules traversent plusieurs fibres scintillantes, ce qui améliore la résolution spatiale. Une résolution en position de $600 \mu m$ pour un muon et de $1.4 mm$ pour un électron est attendue avec ce dispositif.

Le CPS est placé entre le solénoïde et le calorimètre central (Figure 2.9(a)). Il est composé d'une couche de fibres axiales et de 2 couches de fibres pivotées d'un angle stéréo de $\pm 23^\circ$ par rapport à l'axe du faisceau. Seule la couche axiale est utilisée pour le premier niveau du système de déclenchement. Chaque couche est divisée en huit octants de $270 cm$ de long. Au bout de chaque octant, des guides d'onde conduisent la lumière produite par les fibres jusqu'aux VLPC. Le CPS compte environ 7680 voies de lecture. Son acceptance est $|\eta| < 1.3$.

Les FPS, quant à eux, sont fixés sur la paroi interne du bouchon calorimétrique. Ils sont composés d'une plaque de plomb ($2 X_0$), de 2 couches circulaires de fibres scintillantes de part et d'autre de l'absorbeur. L'épaisseur de la couche de plomb varie en fonction de η . Ces couches ont un angle stéréo de $\pm 22.5^\circ$. Le rayon interne des disques est $20.0 cm$ tandis que le rayon externe est de $1536.6 cm$. L'ensemble est situé à $|z| = 141.4 m$. Chaque disque est divisé azimuthalement en 8 modules. Ils couvrent la région $1.65 < |\eta| < 2.5$ (Figure 2.9(b)). Ils ont environ 7200 canaux de lecture chacun.

2.3 Les calorimètres

Le calorimètre n'a pas été modifié depuis le Run I. Seule son électronique de lecture a été remplacée afin de prendre en compte la diminution du temps de croisement des paquets et l'augmentation de la luminosité instantanée.

Le calorimètre est à échantillonnage, c'est-à-dire qu'il est composé d'une succession de couches d'absorbeur et de milieu actif.

L'utilisation de l'uranium appauvri comme milieu absorbant permet, du fait de sa densité élevée, de réaliser un calorimètre compact.

L'argon liquide a été choisi pour être le milieu actif. Afin de maintenir la température de l'argon⁷ à $91 K$ (et une pression d'environ $0.5 bar$), un système cryogénique est nécessaire. Pour faciliter l'accès aux détecteurs internes, le système de refroidissement est constitué de 3 cryostats distincts. La géométrie du calorimètre est détaillée sur la figure 2.10.

La partie centrale (CC) couvre l'acceptance $|\eta| < 1$, tandis que les bouchons nord/sud⁸ couvrent l'acceptance $0.7 < |\eta| < 4.5$.

⁷A la pression atmosphérique, l'argon se liquéfie à $87.3 K$ et se solidifie à $83.8 K$. Il est par conséquent très important de posséder un système stable et de ne jamais descendre trop bas en pression pour éviter tout risque de solidification de l'argon.

⁸Le sud est situé dans les η positifs.

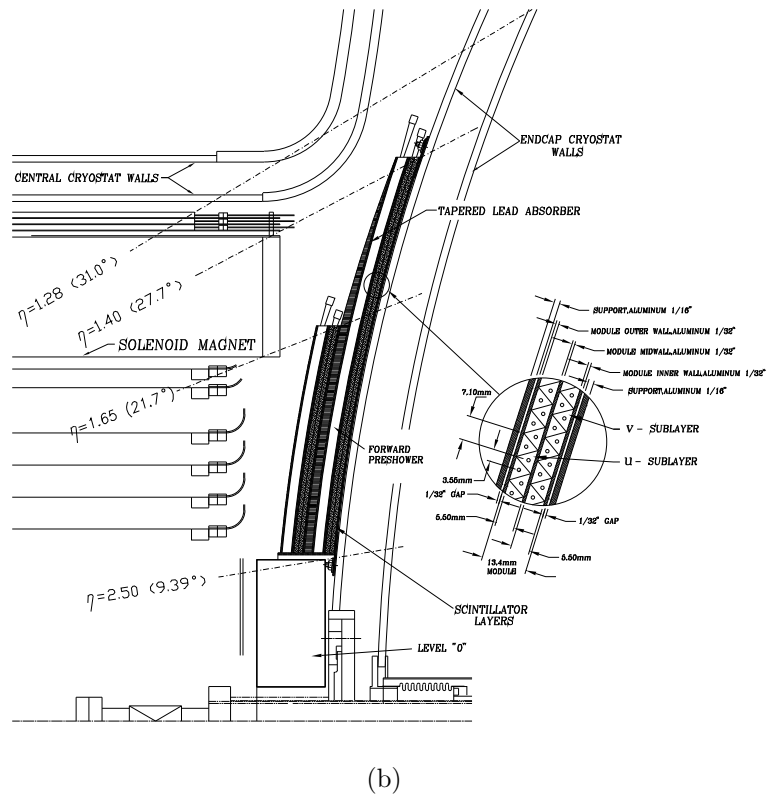
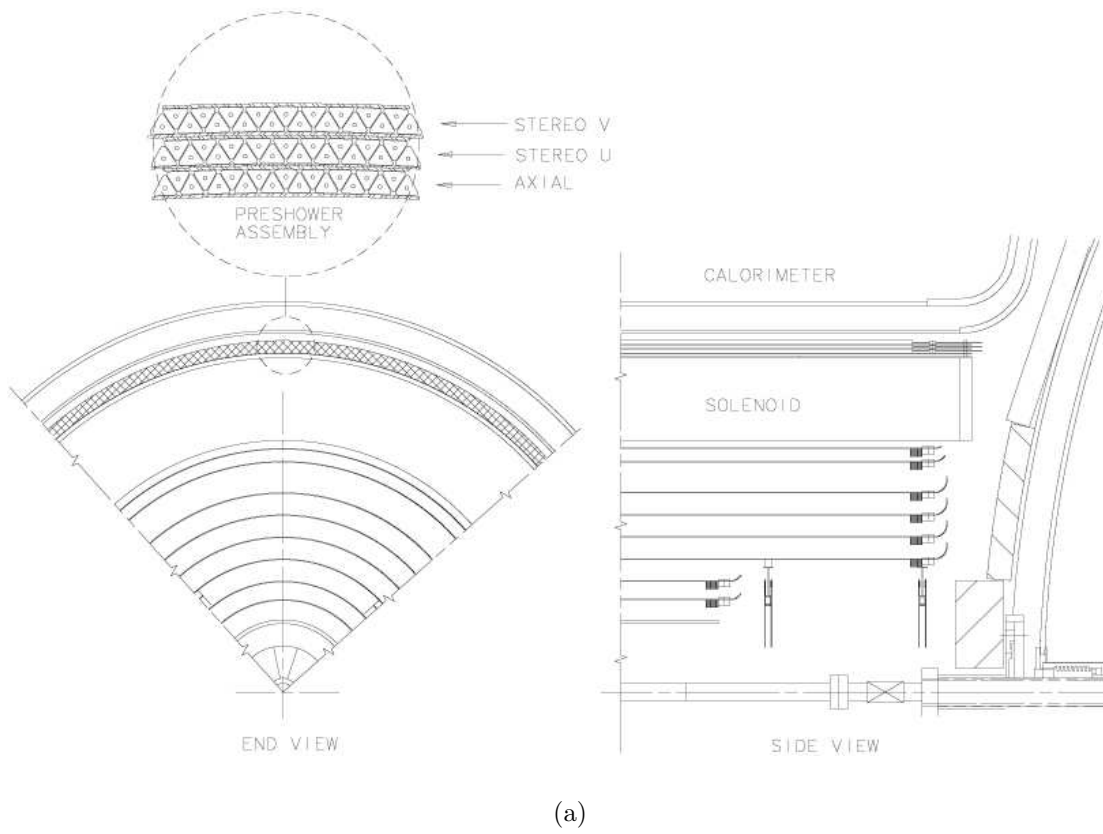


FIG. 2.9 – Vue du détecteur de pieds de gerbe central (a) et avant (b).

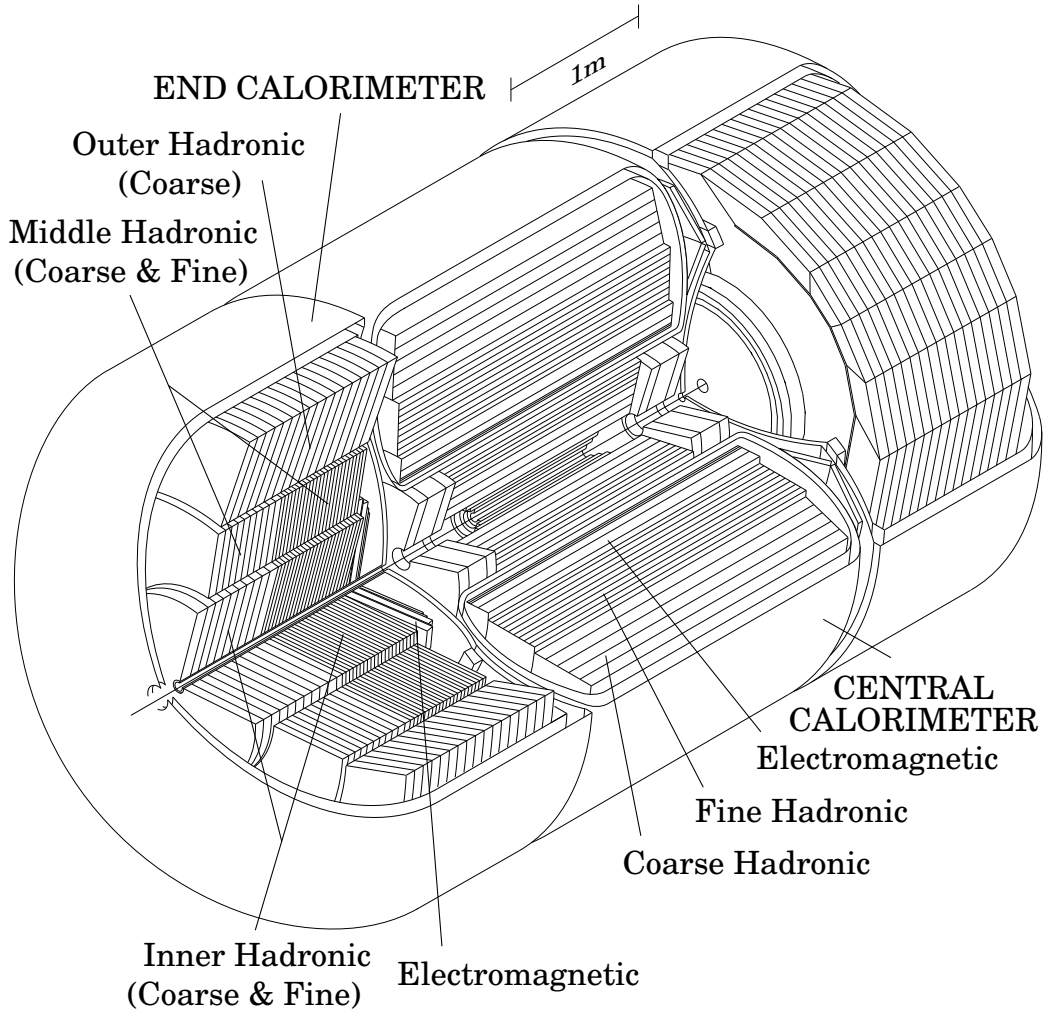


FIG. 2.10 – Vue en perspective du calorimètre et de ses différentes sections.

Malgré ce découpage, le calorimètre possède une excellente herméticité permettant une bonne résolution de l'énergie transverse manquante.

La réponse du calorimètre pour les hadrons (h) est plus faible que celle pour les électrons (e) de même énergie. Cette différence est due au fait qu'une fraction significative de l'énergie des particules de la gerbe hadronique ne contribue pas au signal du calorimètre. Les principales sources de ce déficit sont l'énergie nécessaire pour extraire des nucléons du noyau et l'énergie des neutrinos et des muons (provenant majoritairement de la désintégration des $\pi^\pm$ et de $K^\pm$ en vol) qui ont échappé à la détection.

Le rapport e/h a été introduit pour décrire ce degré de non-compensation du calorimètre. Ce rapport ne peut pas être mesuré directement. Cependant, il peut être déduit des mesures expérimentales du rapport e/π .

La distribution non-gaussienne du signal pour des pions mono-énergétiques E est plus

large que celle pour les électrons à la même énergie. Une illustration de ces distributions est proposée sur la figure 2.11. La valeur moyenne de l'énergie reconstruite pour les pions ($\langle E_\pi \rangle$) est plus petite que celle des électrons ($\langle E_e \rangle$).

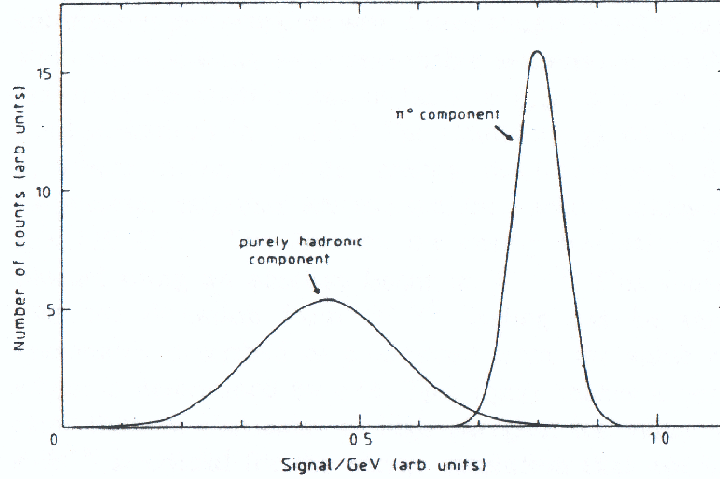


FIG. 2.11 – Réponse du calorimètre pour les composantes électromagnétique (π^0) et non-électromagnétique d'une gerbe hadronique.

Les énergies moyennes mesurées peuvent être estimées à partir des réponses électromagnétique (e) et hadronique (h) :

$$\begin{aligned}\langle E_e \rangle &= e \cdot E \\ \langle E_\pi \rangle &= e \cdot E_e + h \cdot E_h\end{aligned}$$

où

$$\begin{aligned}E_e + E_h &= E \\ E_e &= \langle F_{\pi^0} \rangle \cdot E\end{aligned}$$

E_e et E_h sont définies comme étant respectivement les fractions d'énergie électromagnétique et hadronique. $\langle F_{\pi^0} \rangle$ est la fraction électromagnétique. Elle dépend du nombre de particules neutres (π^0, η^0) se désintégrant exclusivement en particules électromagnétiques.

La moyenne mesurée de l'énergie hadronique s'écrit maintenant :

$$\langle E_\pi \rangle = hE \left[1 + \langle F_{\pi^0} \rangle \left(\frac{e}{h} - 1 \right) \right]$$

Le rapport e/π devient :

$$\frac{e}{\pi} = \frac{\langle E_e \rangle}{\langle E_\pi \rangle} = \frac{\frac{e}{h}}{1 + \langle F_{\pi^0} \rangle (\frac{e}{h} - 1)}$$

Une paramétrisation pour $\langle F_{\pi^0} \rangle$ a été proposée par R. Wigmans [24] :

$$\langle F_{\pi^0} \rangle = k \cdot \ln \left(\frac{E}{E'_0} \right) \text{ avec } k = 0.11$$

Le rapport $\frac{e}{\pi}$ dépend de l'énergie de la particule incidente.

$$\begin{aligned} \frac{e}{\pi} &= 1.14 \quad \text{à } 10 \text{ GeV} \\ \frac{e}{\pi} &= 1.01 \quad \text{à } 150 \text{ GeV} \end{aligned}$$

La figure 2.12 représente l'évolution du rapport e/π en fonction de l'énergie du faisceau pour les données du Run I.

Tandis que le rapport e/h dépend des nombres atomiques A des milieux actif et passif.

Afin d'optimiser la compensation c'est-à-dire d'obtenir un rapport $\frac{e}{h} \sim 1$, le numéro atomique de l'absorbeur doit être grand et celui du matériau actif faible de manière à diminuer la réponse électromagnétique.

Comme le montre le tableau 2.3, le rapport e/h du calorimètre de DØ est très proche de 1. Dans ce cas, le calorimètre est dit compensé.

Expérience	DØ	ATLAS	CMS
Rapport e/h	1.06	1.37 [25]	1.39 [26]

TAB. 2.2 – Rapport e/h du détecteur DØ et des différentes expériences du LHC.

L'unité de détection du calorimètre est la cellule. Elle est constituée d'une plaque d'absorbeur dont la nature et l'épaisseur varient suivant la région du calorimètre et d'un volume d'argon liquide divisé en 2 parties par une électrode de lecture (Figure 2.13). L'anode et la plaque d'absorbeur sont espacées de 2.3 mm . La différence de potentiel entre l'anode et l'absorbeur engendre un champ électrique permettant la dérive des électrons issus de l'ionisation de l'argon liquide. Le temps de collecte de la charge est d'environ 400 ns . La résolution du calorimètre dépendra donc de la fraction d'échantillonnage c'est-à-dire du rapport entre l'énergie perdue dans l'argon liquide et l'énergie perdue dans l'ensemble de la cellule.

Une tour calorimétrique est définie comme un ensemble de cellules de mêmes coordonnées (η, φ) . Les tours du calorimètre sont projectives (Figure 2.14) et le nombre de couches en profondeur dépend de la position en η (Figure 2.15).

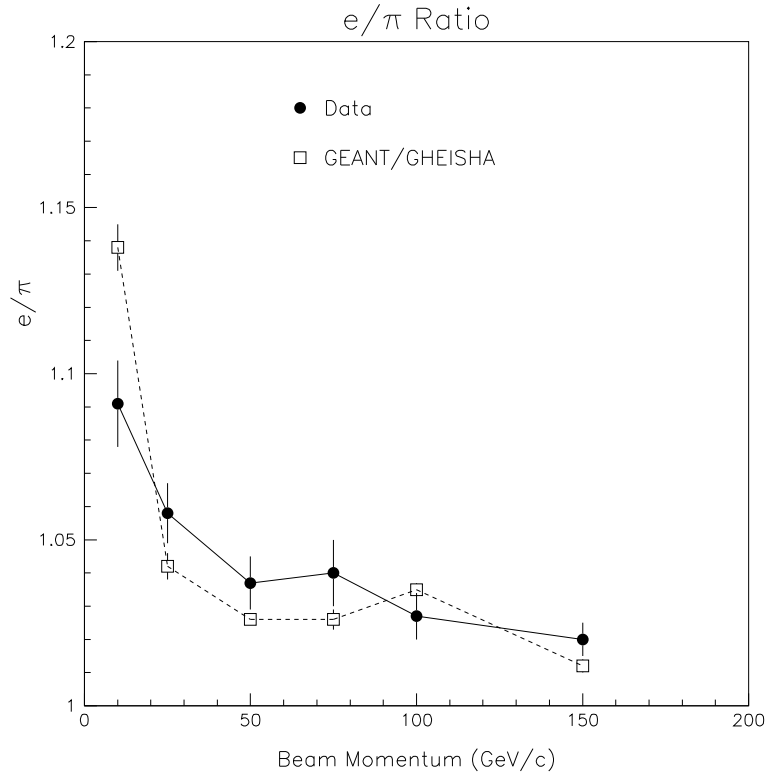


FIG. 2.12 – Evolution du rapport e/π en fonction de l'énergie du faisceau pour les données du Run I (rond noir) et pour une simulation avec GEANT/GEISHA (carré blanc).

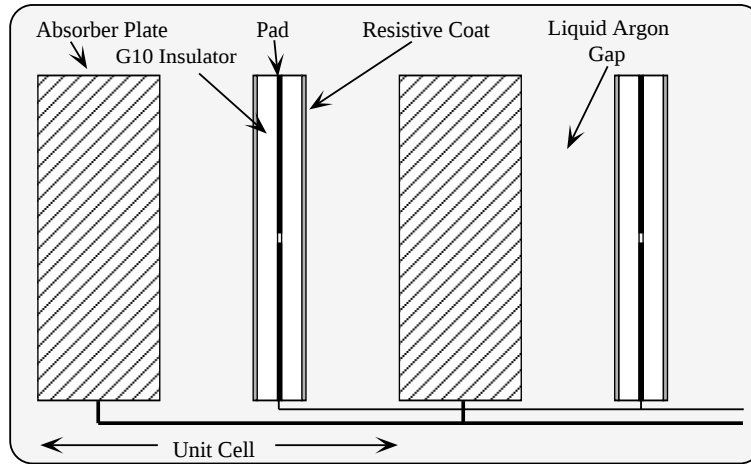


FIG. 2.13 – Représentation schématique d'une cellule du calorimètre.

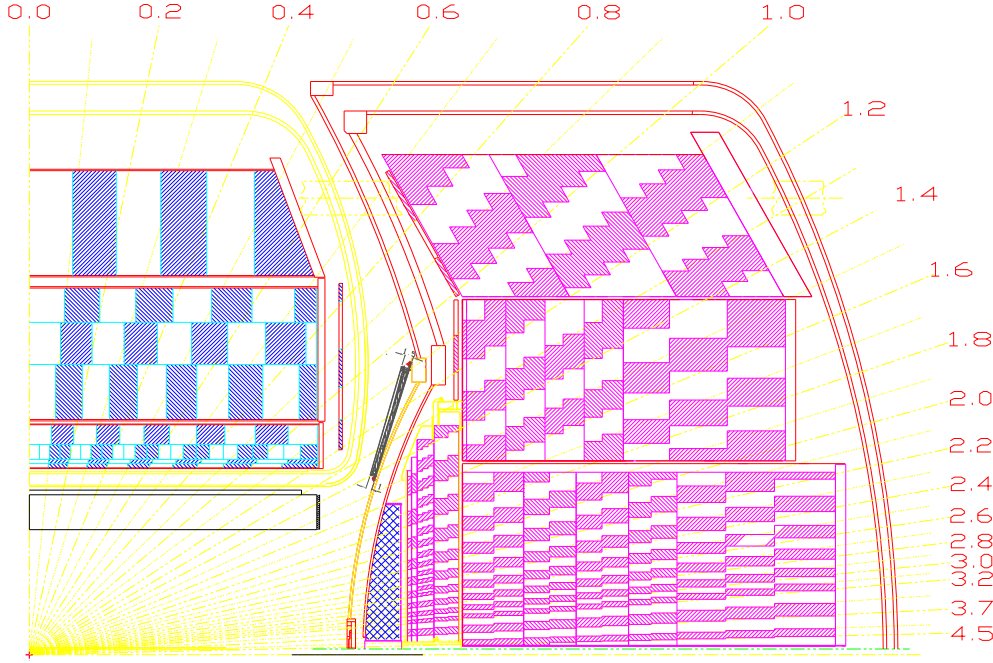


FIG. 2.14 – Coupe longitudinale du calorimètre.

2.3.1 Le calorimètre central

La partie centrale est un cylindre mesurant 226 cm de long. Son rayon interne est de 75 cm tandis que son rayon externe vaut 222 cm . Il couvre une zone : $|\eta| < 1.0$.

Le calorimètre central est divisé en 3 modules distincts. Le calorimètre central (CCEM) est entouré par le calorimètre hadronique fin (CCFH) puis par le calorimètre hadronique "gros" (CCCH). L'absorbeur du CCCEM et du CCFH sont des plaques d'uranium d'épaisseur respectivement 3 et 6 mm . Le but du CCCH est de mesurer l'énergie de fin de gerbe hadronique. L'utilisation de plaques de cuivre épaisses de 46.5 mm comme absorbeur dégrade la résolution en énergie. Le CCCEM est constitué de 4 couches cylindriques concentriques (EM) de longueur de radiation $2, 2, 7$ et $10\text{ }X_0$. Les centres de ces couches se trouvent respectivement à $85, 87, 92$ et 99 cm de l'axe des faisceaux. Dans le plan transverse, le CCCEM est segmenté en 32 modules de 2 cellules, soit une granularité en φ de $\Delta\varphi = \frac{2\pi}{64} \approx 0.1$. La troisième couche EM3 possède une granularité quadruple $\Delta\varphi \times \Delta\eta = 0.05 \times 0.05$. Cette augmentation de la granularité est due au fait que lors du Run I, le développement de la gerbe électromagnétique était maximal à ce niveau. Ce maximum a été déplacé vers EM2 car l'ajout du solénoïde et des détecteurs de pieds de gerbe ($2X_0$) fait débiter la gerbe électromagnétique plus tôt.

Le calorimètre hadronique fin (CCFH) est constitué de 3 couches (FH) de longueur d'interaction⁹ : $1.3, 1.0$ et $0.9\text{ }\lambda_I$. Les centres de ces couches se trouvent respectivement

⁹La longueur d'interaction est définie comme étant le parcours libre moyen d'une particule avant

à 119, 141 et 158 *cm* de l'axe des faisceaux.

Le calorimètre hadronique grossier (CCCH) n'est composé que d'une seule couche (CH1) de $3.2 \lambda_I$ située à 197 *cm* de l'axe des faisceaux.

Le calorimètre hadronique (fin et grossier) est composé de 16 modules azimutaux, d'où une granularité $\Delta\varphi \times \Delta\eta = 0.2 \times 0.2$.

La zone non instrumentée entre chaque module azimutal est une "zone morte" (Figure 2.17)

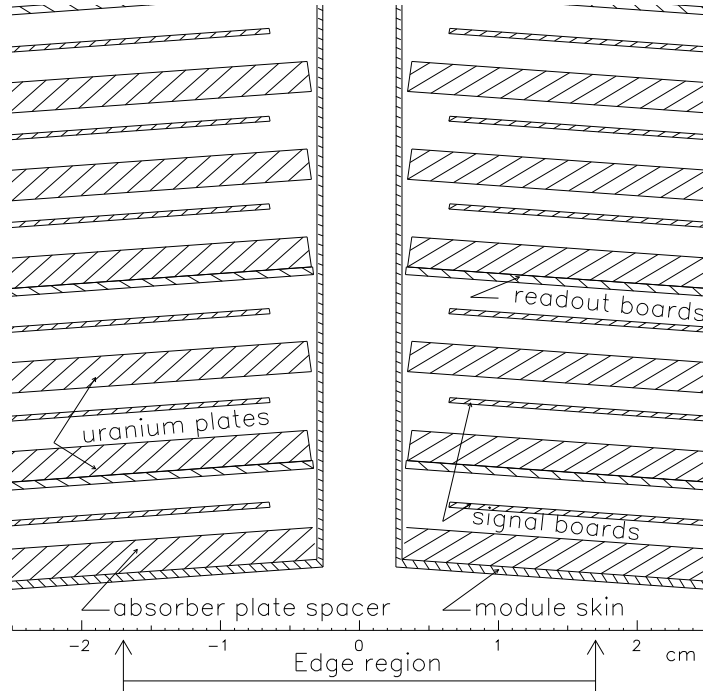


FIG. 2.16 – Vue en coupe de la zone morte située entre 2 modules.

Pour éviter qu'une particule soit entièrement dans cette zone morte et ne dépose pas d'énergie dans une partie active du calorimètre, le CCEM et le CCFH sont décalés en φ . Ainsi, une zone morte de EM se trouve au centre de FH1. La présence de ces interstices a quand même une conséquence. Un électron ou un photon passant entièrement dans la zone morte, c'est-à-dire qu'il traverse tout le calorimètre électromagnétique sans rencontrer aucun matériau absorbant, déposera tout son énergie dans FH1. Dans un tel cas, cette particule ne sera pas identifiée comme électromagnétique. En revanche, son énergie sera correctement mesurée.

Chaque module est entouré d'une couche d'acier inoxydable (1 *mm* d'épaisseur) recouverte d'époxy résistive (3 *mm*) pour éviter les court-circuits. La région entre 2 mo-

de subir une interaction nucléaire dans un milieu donné. Elle est notée habituellement λ_I

dules représentent environ 0.6 cm . Cette taille est de l'ordre du rayon de Molière¹⁰ de l'électron. Dans cette zone, les particules rencontrent bien de l'absorbeur mais à cause de la distorsion du champ électrique, les charges sont mal collectées ou collectées dans un temps trop long. Ces particules sont bien identifiées comme électromagnétiques mais leur énergie est sous estimée.

2.3.2 Les calorimètres sur l'avant

Les bouchons¹¹ sont formés de trois calorimètres hadroniques : interne (ECIH), moyen (ECMH) et externe (ECOH).

Le calorimètre hadronique interne est composé de 4 couches fines (IH) puis d'une couche grossière (ICH). Chaque couche IH mesure $1.1 \lambda_I$ alors que la couche ICH vaut $4.1 \lambda_I$. Ce calorimètre hadronique est un cylindre dont le rayon interne est 3.92 cm et le rayon externe 86.4 cm . Il s'étend de 199 à 368 cm selon l'axe des z . Le calorimètre hadronique moyen est également constitué de 4 couches fines (MH) de $0.9 \lambda_I$ et d'une couche grossière de $4.4 \lambda_I$. Il a un rayon interne de 87 cm et un rayon externe de 158 cm et couvre la zone $199 < |z| < 345 \text{ cm}$. Tandis que, le calorimètre hadronique externe n'est constitué que de 3 couches grossières (OH) car il n'est traversé que par des particules provenant de la collision qui ont déjà franchi le CCEM et le CCFH. Son rayon interne est de 160 cm et le rayon externe de 233 cm .

Les couches CH1, OH1, OH2 et OH3 sont transpercées sur toute leur longueur par un trou de diamètre 15 cm situé à $z = 216 \text{ cm}$. Ceci a été fait pour laisser passer le Main Ring lors du Run I.

La granularité dans tous les calorimètres hadroniques des bouchons vaut $\Delta\varphi \times \Delta\eta = 0.1 \times 0.1$ pour $|\eta| < 3.2$ puis elle est divisée par 4 pour des contraintes de fabrication (cellules trop petites).

Le calorimètre électromagnétique (ECEM) est accolé à ECIH et ECMH. Il est constitué de 4 couches (EM) de longueur de radiations : $0.3, 2.6, 7.9$ et $9.3 X_0$. Le rayon interne de chacune des couches est de 5.7 cm et leur rayon externe va de 84 cm pour EM1 à 104 cm pour EM4.

La couche EM1 occupe la position en z allant de 171 à 173 cm , EM2 va de 173 à 175 cm , EM3 de 175 jusqu'à 183 cm et EM4 est située entre 185 et 194 cm . Une plaque d'acier inoxydable est placée dans la fente de 2 cm de large située entre EM3 et EM4. La granularité est la même que dans la partie centrale. Toutefois, à partir de $|\eta| > 2.6$, la granularité de EM3 devient $\Delta\varphi \times \Delta\eta = 0.1 \times 0.1$. Dans la région $|\eta| > 3.2$, la granularité de toutes les cellules est multipliée par 4 et vaut $\Delta\varphi \times \Delta\eta = 0.2 \times 0.2$.

De par leur construction, il n'y a quasiment pas de zone morte dans les bouchons.

¹⁰Le rayon de Molière est une bonne variable d'échelle pour décrire la dimension transverse d'une gerbe électromagnétique. Il peut s'exprimer en fonction du numéro atomique et de la longueur de radiation X_0 du matériau : $R_M = 0.0265 X_0 (Z + 1.2)$ [27]

¹¹End Cap en anglais

Les plaques d'absorbeur sont perpendiculaires à l'axe des faisceaux, sauf pour ECOH où elles sont inclinées à 60° .

Les plaques d'absorbeur pour les parties électromagnétique et hadronique fine sont en uranium appauvri respectivement de 4 et 6 mm d'épaisseur et pour la partie hadronique grossière en acier inoxydable épais de 46.5 mm.

Les principales caractéristiques des différentes parties du calorimètre sont répertoriées dans le tableau 2.3.

2.3.3 Les calorimètres intercryostat

Pour diminuer la perte de résolution due à la zone non-instrumentée (cryostat et câbles) entre le CC et l'EC ($0.8 < |\eta| < 1.4$), un détecteur intercryostat (IC) et 2 détecteurs sans absorbeur (MG¹²) ont été installés de chaque côté. La granularité de ces détecteurs est de $\Delta\varphi \times \Delta\eta = 0.1 \times 0.1$.

Le détecteur IC est fixé sur la paroi externe du cryostat de l'EC [28]. Il est composé de 16 modules trapézoïdaux de section $\Delta\varphi \times \Delta\eta = 0.3 \times 0.4$. Chaque module contient 12 tuiles scintillantes [29]. La géométrie de ces modules est schématisée sur la figure 2.17. Le signal est transmis par des photo-tubes jusqu'à l'électronique de lecture. Les détecteurs IC ont un total de 384 voies de lecture.

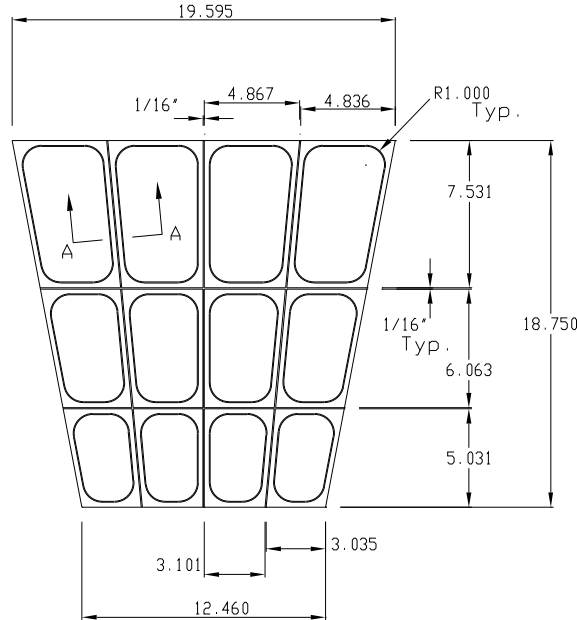


FIG. 2.17 – Schéma d'un module du détecteur IC. Chaque module contient 12 tuiles scintillantes.

¹²Massless gap

calorimètre	CCEM	CCFH	CCCH	ECEM	ECH		ECMH		ECOH
					IH	ICH	MH	MCH	
# modules	32	16	16	1	1	1	16	16	16
# de niveaux	4	3	1	4	4	1	4	1	1
épaisseur d'absorbeur	3 mm Ur	6 mm Ur	46.5 mm Cu	4 mm Ur	6 mm Ur	46.5 mm Inox	6 mm Ur	46.5 mm Inox	46.5 mm Inox
épaisseur des niveaux	2,2,7 et 10 X_0	1.3, 1 et 0.9 λ_I	3.2 λ_I	0.3, 2.6, 7.9, 9.3 X_0	1.2 λ_I chacun	3.6 λ_I	1 λ_I chacun	4.1 λ_I	7 λ_I
X_0 totale	20.5	96	32.9	20.5	121.8	32.8	115.5	37.9	65.1
λ_I totale	0.76	3.2	3.2	0.95	4.9	3.6	4	4.1	7
fraction d'échantillonnage	11.79 %	6.79 %	1.45 %	11.9 %	5.7 %	1.5 %	6.7 %	1.6 %	1.6 %
# voies de lecture	10368	3000	1224	7488×2	4288×2	930×2	1430×2	1340×2	1340×2
acceptance	≤ 1.2	≤ 1	≤ 0.6	1.4-4	1.6-4.5	2-4.5	1-1.7	1.3-1.9	0.7-1.4

TAB. 2.3 – Résumé des caractéristiques des différentes parties du calorimètre : Ur = uranium appauvri, CU = cuivre et Inox = acier inoxydable.

Les détecteurs MG sont situés entre les calorimètres CC et EC et leur cryostat. Ils sont constitués de cellules ne contenant pas de plaques d'absorbeur. Leurs cartes de lecture sont directement plongées dans l'argon liquide.

2.3.4 La chaîne de lecture

Le calorimètre de DØ est inchangé depuis le Run I. Cependant, 2 différences dans la prise de données : l'augmentation de la luminosité et la diminution du temps de croisement, ont nécessité un changement complet de l'électronique de lecture. Les modifications ont portées sur :

- La réduction du temps de mise en forme et du temps de lecture du signal
- La nécessité de stocker le signal en attendant la prise de décision du système de déclenchement

Pendant le Run I, la source principale du bruit était la radioactivité naturelle de l'uranium et atteignait $\approx 10 - 15 \text{ MeV}$ par cellule dans la partie électromagnétique. Le but du Run II est de maintenir la contribution au bruit de l'électronique en dessous de 2 %. Cet objectif n'est pas encore atteint puisqu'il est devenu la source principale du bruit. Maintenant, le bruit total est d'environ $15 - 50 \text{ MeV}$ par cellule du calorimètre électromagnétique.

La figure 2.18 est un schéma de la chaîne de lecture du calorimètre.

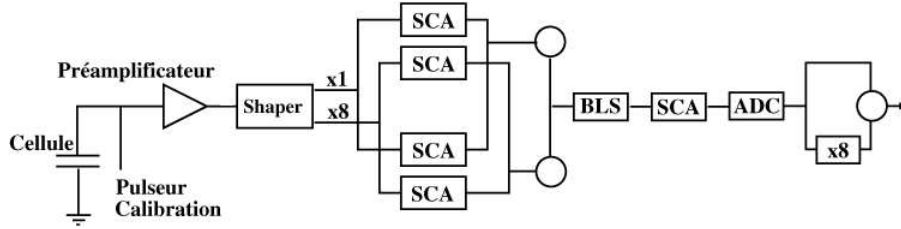


FIG. 2.18 – Electronique de lecture du calorimètre

Le signal induit dans les cellules est conduit de l'intérieur du cryostat jusqu'à la traversée froide (passage de 78 K à la température ambiante) par un câble dont la résistance est 30Ω . Cette traversée permet le regroupement des signaux d'une tour : cellules de coordonnées appartenant à $\Delta\eta \times \Delta\varphi = 0.2 \times 0.2$ sur 2 câbles de 24 voies chacun. Les modifications sur la chaîne de lecture apparaissent au-delà de cette traversée froide. L'impédance du câble extérieur reliant la traversée froide au préamplificateur est passé de 115Ω à 30Ω afin d'assurer une bonne adaptation entre les câbles internes et l'impédance d'entrée du préamplificateur. De plus, la longueur de ce câble a été ajustée pour que la longueur totale des câbles entre la cellule et le préamplificateur soit la plus uniforme possible. Les préamplificateurs délivrent une tension proportionnelle à la charge entrante.

Catégorie	Capacité de la cellule typique (pF)	RMS (pF)	Couches lues
A	416	150	EM1, EM2 et Had
B	1265	218	Had
C	2182	420	Had
D	4028	594	Had
E	403	43	CCEM3
F	881	159	ECEM3 et ECEM4
G	1458	176	CCEM4, ECEM3 et ECEM4
Ha	1974	26	ECEM3 et ECEM4
Hb	2296	39	ECEM3 et ECEM4
Hc	2597	143	ECEM3 et ECEM4
Hd	2837	43	ECEM3 et ECEM4
He	3185	77	ECEM3 et ECEM4
Hf	3604	48	ECEM3 et ECEM4
Hg	4088	85	ECEM3 et ECEM4

TAB. 2.4 – Capacité que les préamplificateurs compensent et leur distribution

La capacité des cellules (C_{cel}) dépend de leur géométrie. Les cellules des couches EM1, EM2 et EM3 ont une capacité de l'ordre de 400 pF , EM4 aux environs de 1.5 nF et les couches hadroniques de l'ordre de 4.5 nF . En fonction de leur capacité, elles ont été regroupées en 14 catégories (Tableau 2.4) [30]. Pour chacune de ces catégories, un préamplificateur adapté est utilisé. Grâce à cette compensation, les signaux sortant du préamplificateur sont quasiment identiques pour les 55000 voies de lecture. A ce stade, le signal ne dépend plus de la géométrie de la cellule ce qui permet d'avoir des composantes identiques pour le reste de la chaîne de lecture.

A ce moment, le temps de montée du signal est de 400 ns et de descente d'environ 15 μs . Un circuit de mise en forme du signal est utilisé pour réduire le temps de montée à 320 ns et de descente à 500 ns .

Le signal est envoyé au circuit de mise en forme bi-gain ($\times 1$ et $\times 8$). Le signal est lu une seule fois au niveau du pic. Cette information est stockée dans une série de mémoires analogiques¹³ en attendant le déclenchement du niveau 1. Pour chaque gain, il y a un SCA pour l'écriture et un autre pour la lecture. Si la décision du déclenchement est positive, alors le choix du gain est effectué par un comparateur à la sortie des SCA. Le soustracteur de la ligne base (Base Line Subtractor) déduit du signal, le signal précédent stocké dans le SCA. En tenant compte du temps de montée du circuit de mise en forme, le calorimètre intègre l'équivalent de 1.5 croisement à 396 ns . Du point de vue de l'empilement, le calorimètre voit le même nombre d'événements de biais

¹³Switch Capacitor Array

minimum pour une même luminosité intégrée quelque soit la période de croisement. La figure 2.19 illustre l'empilement des signaux.

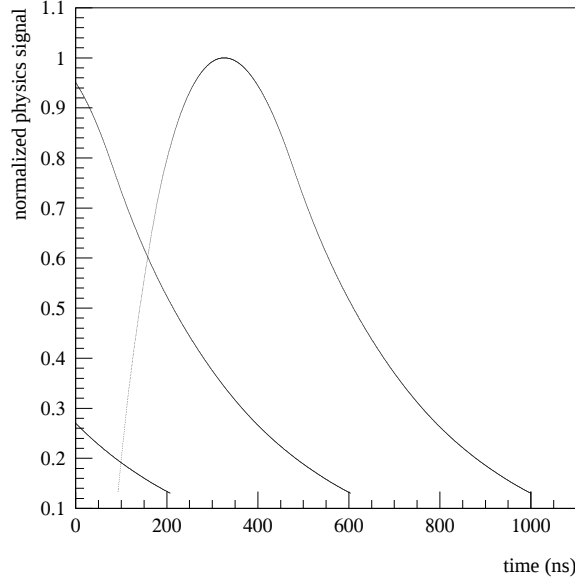


FIG. 2.19 – Empilement des 2 événements précédents

Le signal avant d'avoir été validé par le 2nd niveau de déclenchement, est numérisé par des Analog Digital Converter (ADC) 12 bits (inchangés pour le Run II). A la sortie de l'ADC, le signal est multiplié par 8 si le gain du circuit de mise en forme était de $\times 1$. L'utilisation d'un circuit de mise en forme bi-gain permet d'étendre la gamme dynamique de 12 bits à 15 bits.

2.3.5 Les différentes étapes de l'étalonnage du calorimètre

Afin d'optimiser la précision sur les grandeurs mesurées par le calorimètre (énergie et position des particules électromagnétique et des jets, énergie transverse manquante, ...), un étalonnage au niveau de l'électronique de lecture du calorimètre est réalisé.

2.3.5.1 La pureté de l'argon liquide

L'argon liquide, milieu actif du calorimètre est un élément déterminant de la réponse du détecteur. Les impuretés du liquide peuvent réabsorber les électrons libérés par l'argon lors de la traversée d'une particule et diminuer la charge collectée. De ce fait, la pureté de l'argon liquide est essentiel pour obtenir une bonne sensibilité.

Les mesures de la pureté ont été réalisées en comparant la réponse de l'argon liquide à des sources radioactives α et β à la réponse d'échantillons pollués.

La figure 2.20 illustre l'effet de la présence de molécules d' O_2 dans l'argon liquide.

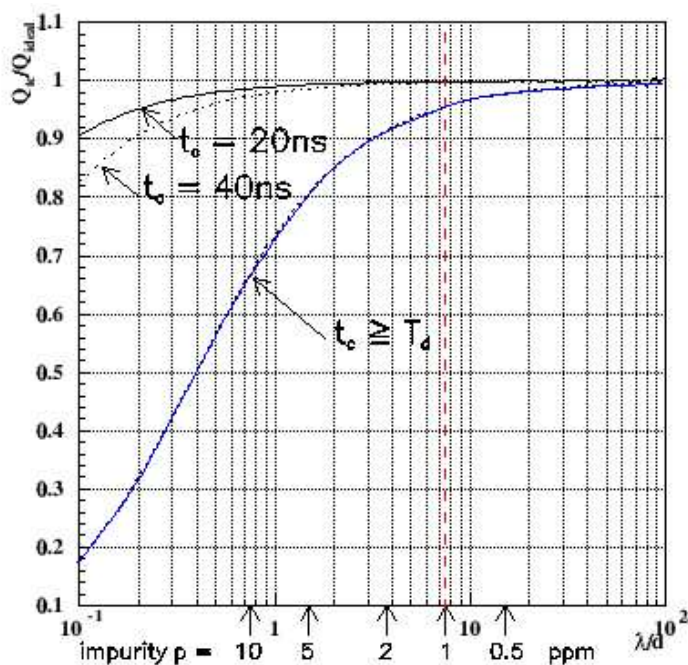


FIG. 2.20 – Effect de la contamination de l'argon liquide par de l'oxygène

Une pollution inférieure à 0.5 ppm de l'argon liquide du Run I, a justifié sa réutilisation pour le Run II.

2.3.5.2 L'étalonnage de l'électronique

Les différents étalonnages de l'électronique sont notés sur la figure 2.21 représentant l'algorithme du traitement des informations issues du calorimètre.

La suppression de zéros Au niveau des ADC, la suppression de zéros est effectuée. La distribution de l'énergie de chaque cellule est mesurée en l'absence de faisceau dans le Tevatron. Pour une cellule, la valeur moyenne de cette distribution est le pedestal tandis que l'écart-type σ en est le bruit.

Le mécanisme de suppression de zéros consiste pour chaque cellule à soustraire du signal le pedestal et à conserver seulement les cellules dont le signal résultant est supérieur en valeur absolue à 1.5σ (Le programme de reconstruction renforce cette coupure hors-ligne à 2.5σ)

Etalonnage de la chaîne de lecture

Le signal d'étalonnage est injecté à l'entrée des préamplificateurs afin de limiter le nombre de câbles traversant le cryostat. Au cours du Run I, ce choix ne posait pas

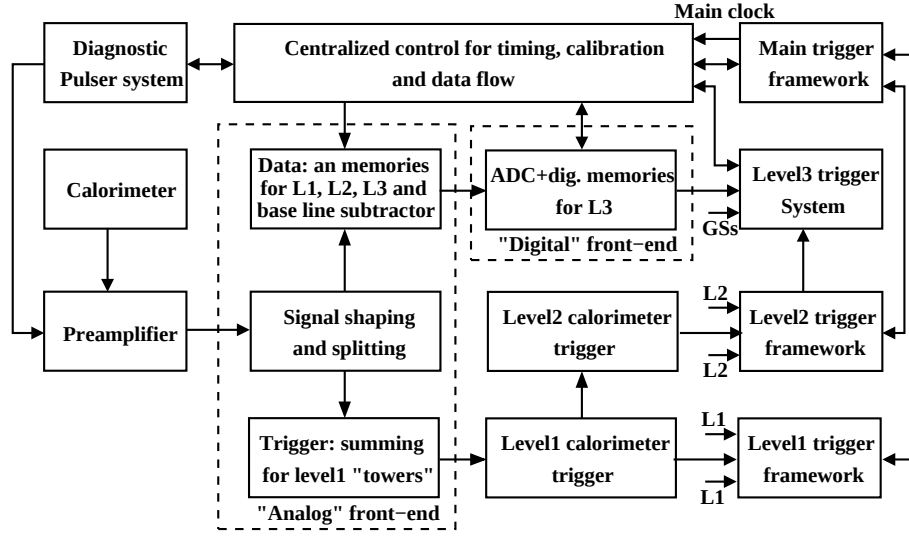


FIG. 2.21 – Algorithme du traitement des informations provenant du calorimètre

de problème puisque que le temps d'intégration ($2.2 \mu s$) était supérieur au temps de propagation du signal dans les câbles. A cause de la réduction de ce temps de croisement, le système d'étalonnage de l'électronique a du être remplacé pour le Run II. Son schéma de fonctionnement est présenté sur la figure 2.22.

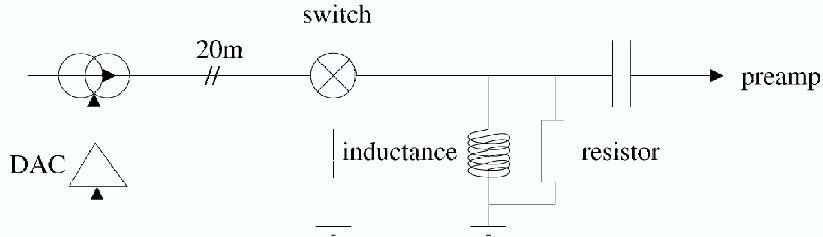


FIG. 2.22 – Schéma du système d'étalonnage

Le principal inconvénient de cette méthode d'étalonnage est que le signal injecté se divise en 2 parties. Une partie traverse directement le préamplificateur tandis que l'autre se réfléchit sur la capacité du détecteur avant de gagner le préamplificateur. Le signal d'étalonnage étant la somme des 2 signaux (direct et réfléchi) légèrement décalé dans le temps, il ne pourra pas être directement comparé au signal physique. Le signal d'étalonnage sera plus sensible aux variations de la longueur et de l'impédance des câbles, à la capacité du détecteur et à l'impédance d'entrée du préamplificateur. Ce dernier paramètre est différent pour chaque préamplificateur et il évolue en fonction de la température.

L'étalonnage consiste à modéliser la chaîne de lecture avant le préamplificateur en

terme de résistance, de capacité et d'inductance. Les paramètres du modèle sont ajustés avec la réponse du signal mesuré. Les signaux simulé et mesuré sont montrés sur la figure 2.23.

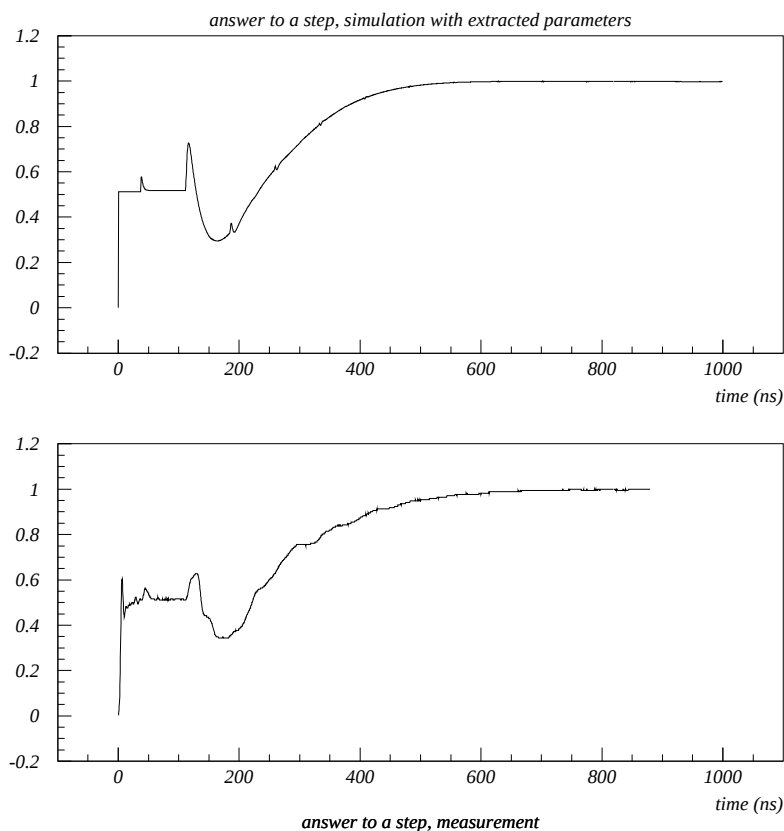


FIG. 2.23 – Signal simulé (a) et mesuré (b) par l'électronique de lecture

Etalonnage en temps

Pour obtenir la meilleure réponse possible, l'instant d'acquisition doit correspondre au maximum du signal. Les différences entre les cellules doivent être prises en compte afin d'optimiser cet instant. Cette optimisation doit être faite aussi bien pour le signal physique que pour celui de l'étalonnage.

Les corrections de non-linéarité et de gain

Pour chacune des voies du calorimètre, le nombre d'unités ADC lues en réponse d'un signal doit être proportionnel au nombre d'unités DAC. Cette linéarité est vérifiée pour la région de grand DAC comme le montre la figure 2.24.

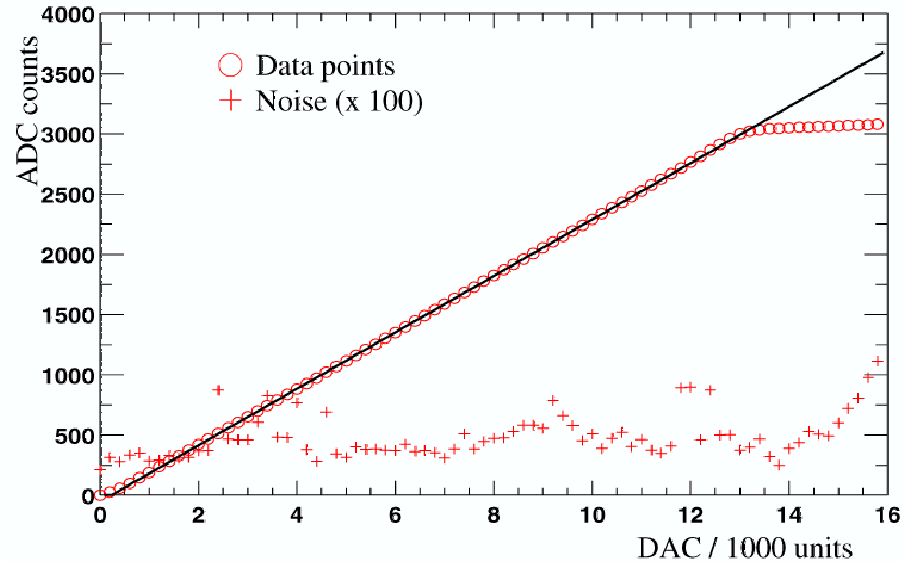


FIG. 2.24 – Réponse ADC en fonction des unités DAC/1000 obtenue pour un canal du gain $\times 8$. Les croix correspondent au bruit ($\times 100$)

Cependant, une divergence apparaît pour moins de 500 unités DAC (figure 2.25). Cette non-linéarité est due aux SCA et peut atteindre $\approx 500 \text{ MeV}$

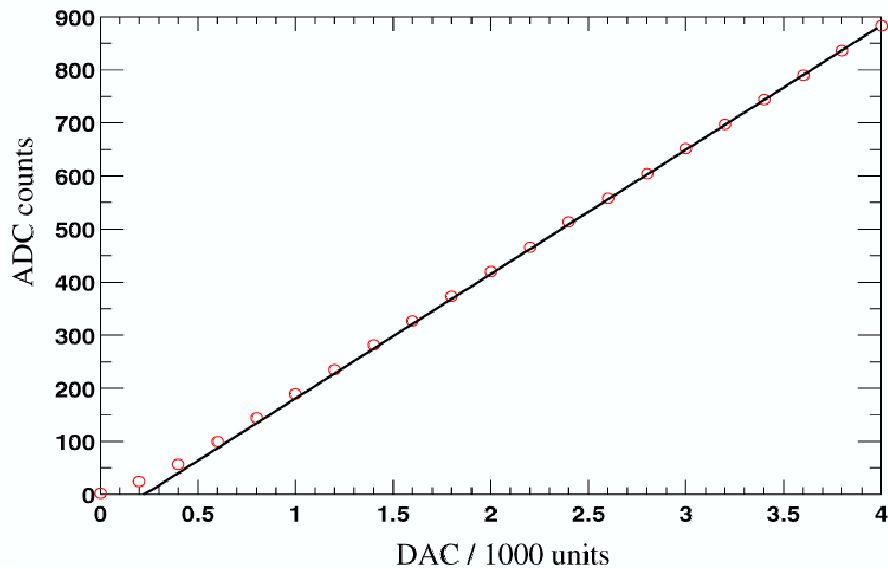


FIG. 2.25 – Agrandissement de la figure 2.24 dans la région de faible DAC

De plus, la pente de cette droite c'est-à-dire le rapport ADC/DAC varie en fonction de la voie de lecture et du gain. La figure 2.26 montre la distribution de ces rapports

pour les 8 types de préamplificateurs.

Des coefficients multiplicatifs sont ainsi appliqués pour uniformiser les gains.

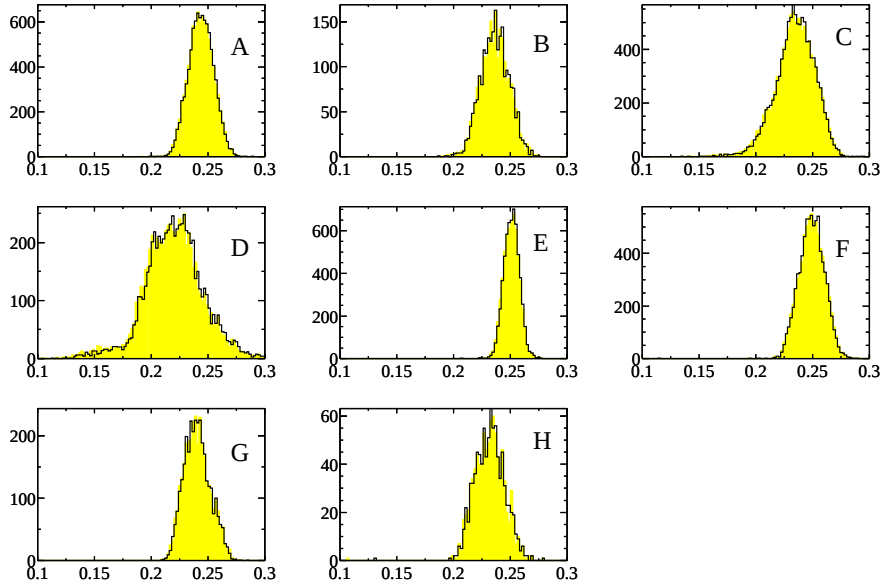


FIG. 2.26 – Distribution des pentes ADC en fonction des DAC pour le gain $\times 8$ pour les différents types de préamplificateurs

2.3.5.3 L'intercalibration en φ

Dans les collisions proton-antiproton, tous les processus physiques sont symétriques par rotation autour de l'axe du faisceau. Comme le calorimètre possède également cette symétrie, toute distribution d'une grandeur physique mesurée pour une valeur en η doivent être plate selon φ [31]. L'exemple de l'énergie est proposé sur la figure 2.27

2.3.6 La résolution en énergie du calorimètre

La résolution en énergie du calorimètre σ_E est paramétrisée de la façon suivante :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{S}{\sqrt{E}} \oplus C \oplus \frac{N}{E}$$

où E est l'énergie exprimée en GeV .

Les deux premiers termes caractérisent la résolution intrinsèque du calorimètre. S représente les fluctuations de l'échantillonnage et la constante C prend en compte les erreurs d'étalonnage, les défauts mécaniques et les "fuites" des gerbes en profondeur, ... Le dernier terme N est dû au bruit de l'électronique et de l'uranium.

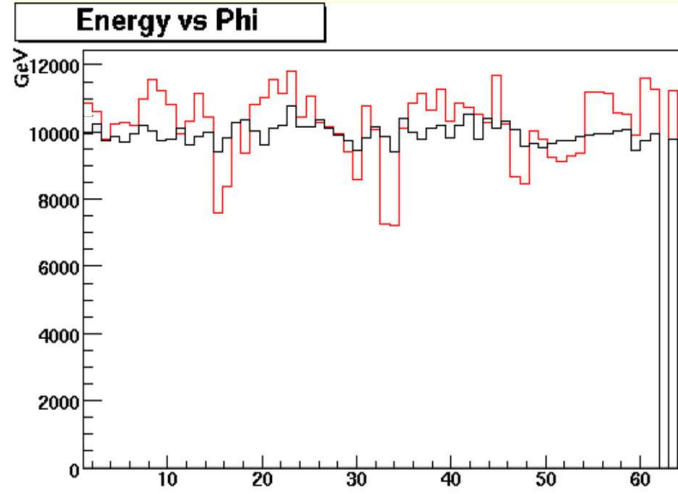


FIG. 2.27 – Distribution de l'énergie pour un anneau en fonction de φ avant (courbe clair) et après (courbe foncée) correction.

Pour le Run I, des essais des modules en faisceaux tests ont permis de déterminer les valeurs des différents paramètres (Figure 2.28).

Ces paramètres pour les électrons, les pions et les jets sont rassemblés dans le tableau 2.3.6 permettant ainsi une comparaison de la résolution de l'énergie du calorimètre entre le Run I et le Run II.

Le tableau 2.6 illustre la variation des paramètres N,S et C pour des jets en fonction de η et de la taille du cône utilisé lors de leur reconstruction.

Ces valeurs sont détériorées par rapport au Run I à cause de la bobine qui a été ajoutée devant le calorimètre central. De plus, elles n'intègrent pas encore les détecteurs de pieds de gerbe. La résolution devrait donc s'améliorer.

La résolution spatiale du calorimètre dans le plan $r - \varphi$ est de 1.2 mm pour un électron de 10 GeV et de 0.8 mm pour un électron de 150 GeV.

2.4 Le spectromètre à muons

La partie la plus externe du détecteur DØ est occupée par le spectromètre à muons. Seuls les muons (à quelques exceptions près) dont l'énergie est supérieure à environ 2.5 GeV peuvent traverser le calorimètre¹⁴ ne laissant qu'un dépôt d'énergie correspondant au minimum d'ionisation.

Le spectromètre à muons est divisé en 2 parties. La partie WAMUS¹⁵ couvre la région

¹⁴Le calorimètre totalise 21 longueurs de radiations X_0 et de 7 à 10 longueurs d'interaction λ_I en fonction de η .

¹⁵Wide Angle MUons System ou système de muons à grand angle

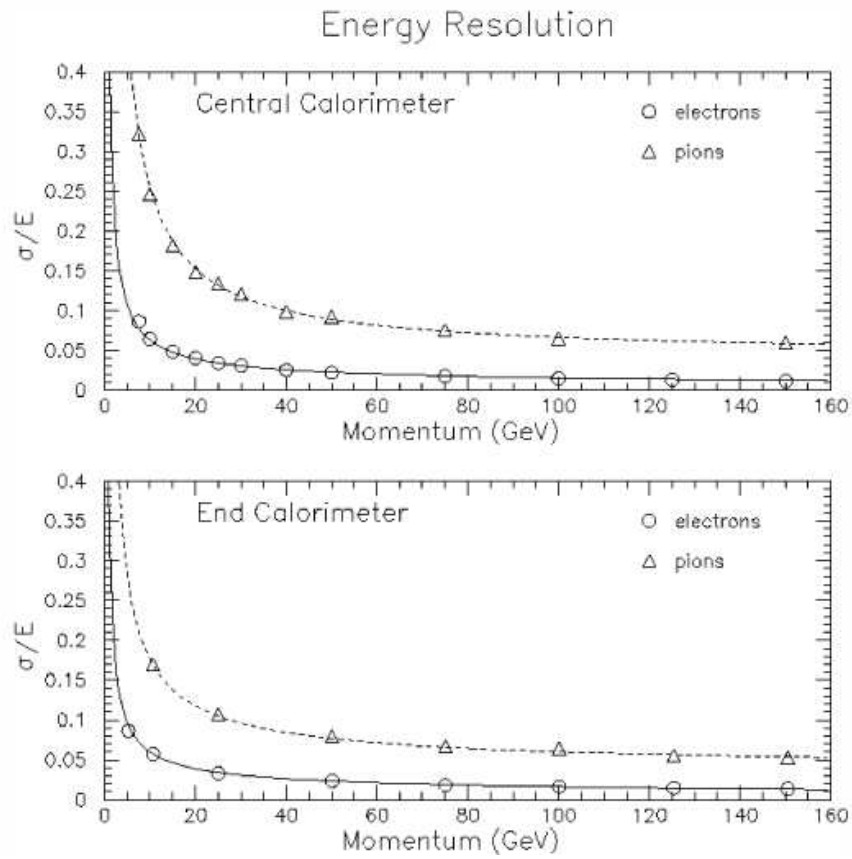


FIG. 2.28 – Résolution énergétique en fonction de l'impulsion d'un faisceau test (électrons ou pions) pour la partie centrale (CC) et pour les bouchons (EC).

Particule	Paramètre	Run I		Run II (CC)	
		CC	EC	Attendu	Mesuré
Electrons	N	0.0014	0.0040	-	0.42
	S	0.148	0.157	0.15	0.199
	C	0.003	0.032	0.003	0.0076
Pions	N	0.013	0.013	-	-
	S	0.47	0.446	0.45	-
	C	0.045	0.039	0.04	-
Jets	N	-	-	-	-
	S	0.74	0.32	0.60	-
	C	0.0	0.115	0.011	-

TAB. 2.5 – Résolution des électrons, des pions et des jets pour le Run I dans la partie centrale (CC) et les bouchons (EC) ainsi que celle attendu pour le Run II dans la partie centrale (CC).

centrale $|\eta| \leq 1$ et la partie FAMUS¹⁶ complète l'acceptance jusqu'à $|\eta| = 2$.

Chaque partie est composée de 3 couches nommées A, B et C comme l'indique la figure 2.29. La couche A est la plus interne. L'aimant toroïdal situé entre les couches A et B, incurve la trajectoire des muons et permet ainsi de mesurer l'impulsion des muons.

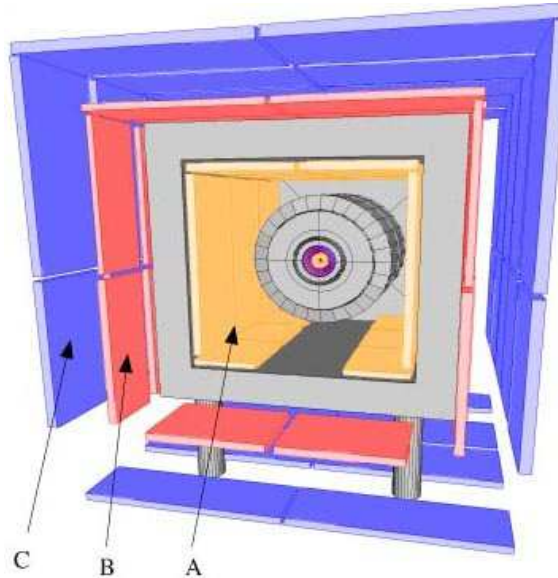


FIG. 2.29 – Vue en coupe transversale du spectromètre central à muons.

¹⁶Forward Angle MUons System ou système de muons avant

		$0.0 \leq \eta < 0.5$	$0.5 \leq \eta < 1.0$	$1.0 \leq \eta < 1.5$	$1.5 \leq \eta < 2.0$	$2.0 \leq \eta < 3.0$
Run I $\Delta R = 0.7$	N	2.652	0.9434	5.161	0.515	1.546
	S	0.685	0.726	0.197	0.433	0.502
	C	0.036	0.051	0.071	0.054	0.001
Run II $\Delta R = 0.7$	N	0.0	4.641	7.253	$1.5 \leq \eta $	4.708
	S	0.995	0.983	0.0		0.0
	C	0.045	0.0	0.135		0.086
Run II $\Delta R = 0.5$	N	0.0	0.0	7.6	$1.5 \leq \eta $	5.83
	S	0.988	0.976	0.291		0
	C	0.033	0.074	0.134		0.088

TAB. 2.6 – Variation de la résolution des jets en fonction de la région en η et de la taille du cône pour les différentes périodes de fonctionnement.

Les couches du système WAMUS sont constituées de chambres à dérive, existantes déjà au cours du Run I, composées de tubes à dérive PDT¹⁷.

Deux couches de scintillateurs ont été rajoutées. La couche de compteur $A\phi$ se situe entre le calorimètre et la couche A de PDT et la couche de compteurs cosmiques se trouve à l'extérieur de la couche C.

Des chambres à dérive utilisant des mini-tubes à dérive MDT¹⁸ recouverts de scintillateurs appelés pixels, constituent le système FAMUS.

Le toroïde est découpé en 3 parties distinctes afin de pouvoir accéder aux détecteurs situés à l'intérieur.

L'anneau central à section rectangulaire de 109 cm d'épaisseur a une surface interne située à $r = 317.5$ cm.

Les 2 toroïdes avant se trouvent à $447 \leq |z| \leq 600$ cm avec un trou carré de 183 cm autour des faisceaux.

L'aimant est constitué de fer magnétisé. Un enroulement de conducteurs alimentés par un courant de 1500 A génère un champ magnétique de 1.8 T. Ce champ reste confiné dans le fer et dirigé selon les fils des chambres à dérive, c'est-à-dire suivant l'axe des x pour les octants horizontaux et selon l'axe des y pour les octants verticaux. L'épaisseur du toroïde correspond à 62 longueurs de radiations pour $\eta = 0$.

La figure 2.30 montre le nombre de longueurs d'interaction vue par une particule traversant le calorimètre et le toroïde en fonction de son angle polaire d'incidence. Les contributions du CFT ($\approx 0.05 X_0$) et de l'aimant ($\approx 0.9 \lambda_I$) ne sont pas représentées.

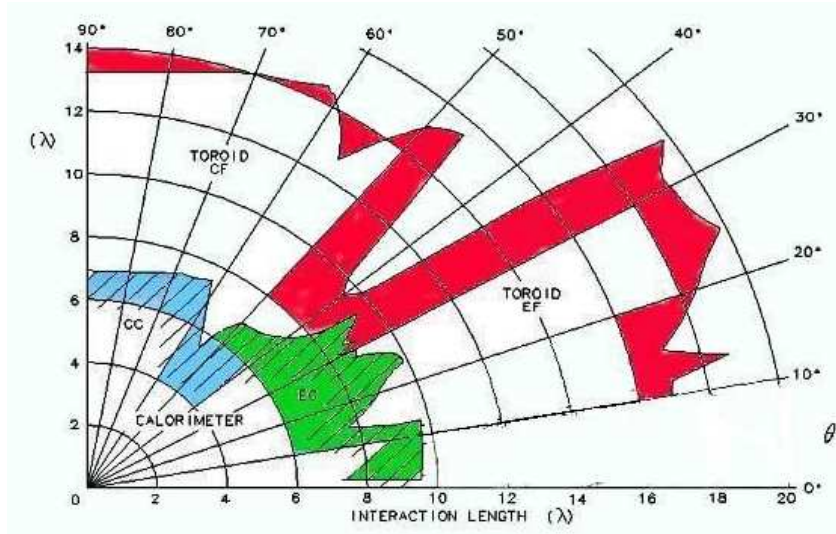


FIG. 2.30 – Somme des longueurs d'interaction vue par une particule traversant le calorimètre et le toroïde en fonction de son angle polaire d'incidence.

¹⁷Proportional Drift Tubes ou tubes à dérive proportionnels

¹⁸Mini Drift Tubes ou mini-tubes à dérive

La diffusion coulombienne multiple dans la bobine limite la précision de la mesure sur l'impulsion obtenue avec le spectromètre à environ 18 %.

La figure 2.31 donne la résolution en impulsion pour le système de détection des muons et pour le détecteur central de traces.

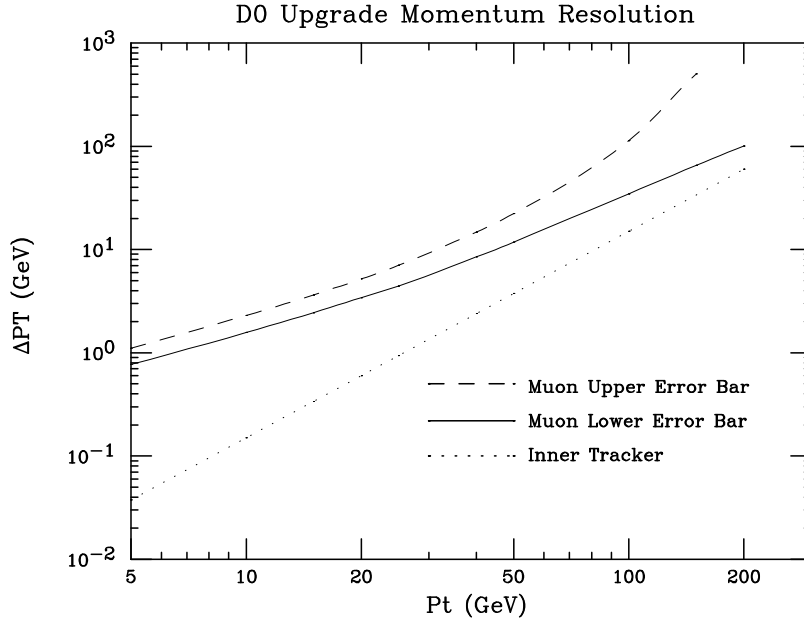


FIG. 2.31 – Résolution sur l'impulsion transverse obtenue avec le spectromètre en fonction de l'énergie du muon. La ligne pointillée représente la résolution du détecteur interne de traces.

2.5 Le blindage

Enfin, pour éviter le bruit de fond dû aux particules non-muoniques provenant d'autres parties de l'accélérateur (résidus des collisions de protons et d'antiprotons), un blindage a été placé autour du tube à vide contenant les faisceaux incidents. Ce blindage est constitué de fer pour arrêter les gerbes électromagnétiques et hadroniques, de polyéthylène pour s'affranchir des neutrons lents et de plomb pour les photons.

2.6 Les moniteurs de luminosité

Les moniteurs de luminosité sont fixés sur la face interne du calorimètre EC et à l'intérieur du détecteur de pieds de gerbe FPS. Ils sont placés à 135 cm du centre du

détecteur sur l'axe des z . Ils couvrent la région $2.7 \leq |\eta| \leq 4.4$. La localisation de ces détecteurs est montrée sur la figure 2.32(a). A cet endroit le champ magnétique est de 1 *Tesla*. Chaque moniteur est constitué de 24 scintillateurs en plastique arrangés en cylindre, leur disposition est illustrée sur la figure 2.32(b).

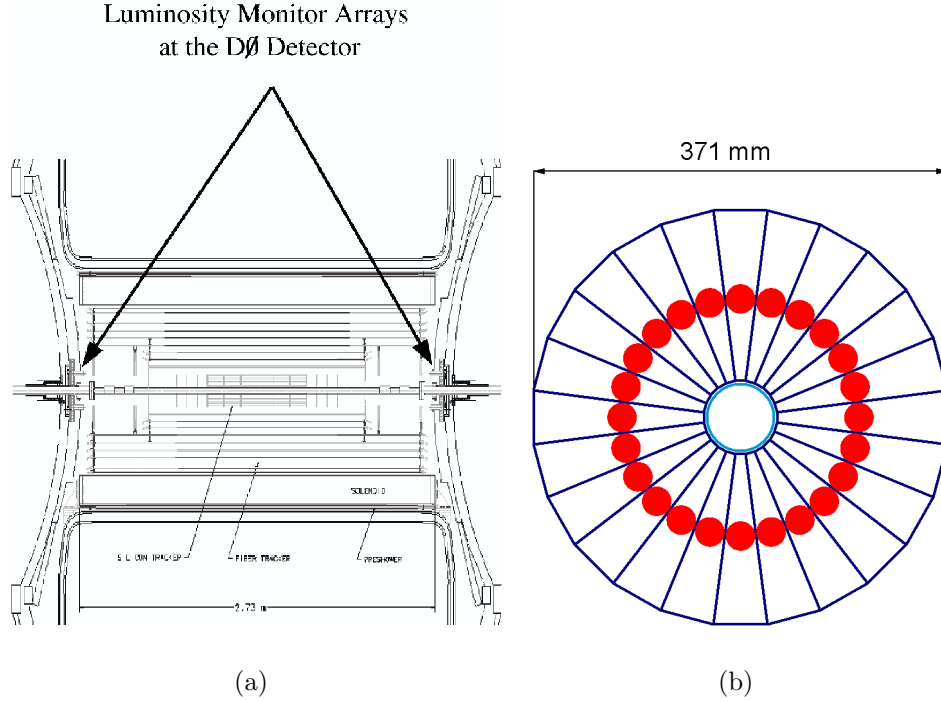


FIG. 2.32 – Localisation (a) et coupe longitudinale (b) des moniteurs de luminosité.

Des photo-multiplicateurs, dont le gain est de 10^4 , sont montés directement sur les scintillateurs.

Ce système a été conçu pour obtenir une résolution temporelle de 269 *ps* [32].

Le taux de détection des collisions inélastiques non-diffractives atteint $98 \pm 1\%$ (taux estimé grâce à des études Monte-Carlo). Ce détecteur est utilisé par le système de déclenchement du niveau L0.

Grâce à la coïncidence en temps, les moniteurs permettent également de mesurer très rapidement la position selon l'axe z du vertex lors de la collision unique. La résolution obtenue par cette méthode est de l'ordre de 6 *cm*.

Mesure de la luminosité reçue par le détecteur DØ

La luminosité délivrée par le Tevatron ne correspond pas exactement à la luminosité utilisable par l'expérience DØ. Les moniteurs permettent de mesurer cette luminosité

utilisable en comptant le nombre d'événements provenant d'un processus dont la section efficace est connue.

La luminosité utilisable est estimée à partir des processus inélastiques détectés dans les moniteurs de luminosité en coïncidence. En effet, des particules issues d'une collision doivent toucher les 2 moniteurs dans le même intervalle de temps. Cette coïncidence temporelle permet de rejeter la majorité des événements provenant du "halo"¹⁹.

La section efficace inélastique et l'acceptance des moniteurs de luminosité sont calculées à partir des paramètres du tableau 3.1 de la section 3.2. La section efficace inélastique vaut $57.55 \pm 1.56 \text{ mb}$ tandis que l'efficacité des moniteurs est de 0.907 ± 0.01 . La section efficace effective, produit de la section efficace inélastique par l'acceptance et l'efficacité des moniteurs vaut $\sigma_{eff}^{inel} = 43.26 \pm 2.07 \text{ mb}$.

La luminosité instantanée est calculée pour des intervalles de temps ne dépassant pas 1 *min* afin de la considérer constante. La luminosité peut se calculer à divers stades de la prise de données [34]. Dans tous ces cas, elle repose sur la probabilité d'avoir au moins une interaction par croisement de faisceau.

La probabilité d'avoir n interactions par croisement de faisceau est proportionnelle à la luminosité et suit une "distribution de Poisson" :

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

où μ est le nombre moyen d'interactions par croisement de faisceau.

Cette probabilité en fonction de la luminosité est représentée sur la courbe de la figure 2.33.

La probabilité d'avoir au moins une interaction est :

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

L'évolution de cette probabilité en fonction de la luminosité et du nombre d'interaction est représentée sur la figure 2.34.

La formule précédente peut s'écrire :

$$\mu = -\ln(1 - P(n > 0))$$

¹⁹Le faisceau est divisé arbitrairement en 2 parties : le coeur et le halo. La projection du nombre de particules du faisceau dans le plan transversal est une gaussienne. Le coeur correspond à la partie centrale de cette distribution (3-4 σ de large) où la densité de présence de particule est la plus élevée. Toutes les autres particules périphériques appartiennent au halo. Les sources principales de cette dispersion sont dues aux propriétés intrinsèques du faisceau : diffusion coulombienne multiple et répulsion entre des particules d'un même paquet ; ou liés à la machine : interaction nucléaire élastique simple entre les particules du faisceau et le gaz résiduel, diffusion due au passage des protons dans des parties de l'accélérateur (par exemple : les détecteurs roman pots ou les collimateurs de l'accélérateur), le bruit de cavité RF, manipulation trop rapide de l'espace de phase qui délimite le "bucket" ce qui fait sortir des particules du paquet, ou l'effet d'un faisceau sur l'autre (difficilement quantifiable) [33].

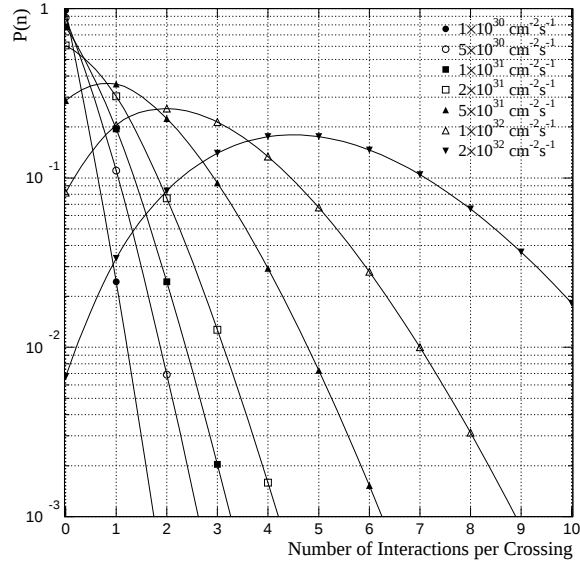


FIG. 2.33 – Evolution de la probabilité en fonction du nombre d'interactions par croisement pour différentes luminosités.

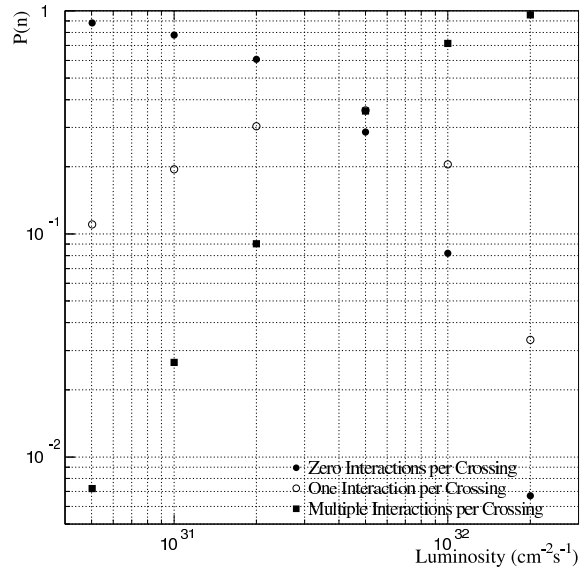


FIG. 2.34 – Probabilité d'avoir aucune (rond noir), une (cercle) ou plusieurs (carré noir) interactions en fonction de la luminosité.

Le produit du nombre moyen d'interactions par la fréquence de révolution dans le Tevatron ($f = 7.6 \text{ MHz}$) est égal au taux d'événements dN/dt ou au produit de la luminosité fournie par la machine $\mathcal{L}_{fournie}$ et de la section efficace effective :

$$\mu f = dN/dt = \mathcal{L}_{fournie} \sigma_{eff}$$

En combinant les 2 équations précédentes, la luminosité s'écrit :

$$\mathcal{L}_{fournie} = -\frac{f}{\sigma_{eff}} \ln(1 - P(n > 0))$$

Cependant, comme le nombre moyen d'interactions varie en fonction des caractéristiques des paquets, la luminosité est mesurée indépendamment pour chacun des 159 croisements éventuels²⁰ avant d'être sommée. La probabilité d'avoir au moins une interaction peut s'exprimer simplement par le nombre de fois où les moniteurs de luminosité ont déclenché en coïncidence N_{LM} par rapport au nombre d'intervalles temporels ΔI . La luminosité délivrée par le Tevatron peut s'écrire sous la forme :

$$\mathcal{L} = -\frac{f/159}{\sigma_{eff}} \sum_{i=1}^{159} \ln \left(1 - \frac{N_{LM_i}}{\Delta I/159} \right)$$

Le nombre ΔI doit être suffisamment grand pour réduire les fluctuations statistiques.

La luminosité fournie globalement n'est pas une variable utilisable directement pour des analyses de physique.

Il faut également connaître la luminosité à laquelle chaque terme de déclenchement du niveau L1 a été exposé. En effet, différents termes peuvent ne pas avoir été activés ou désactivés en même temps et de ce fait ne pas avoir reçu la même luminosité. Il faut donc calculer la luminosité pour chaque paquet et pour chaque terme de déclenchement L1. Cependant pour des raisons purement financières, il est impossible de mettre en place 159×256 indicateurs de luminosité. Les termes de déclenchement L1 qui ont le même temps mort ont été regroupés. Les raisons pour lesquelles un terme spécifique de déclenchement est inactif peuvent être soit corrélées au faisceau (temps mort après l'acceptation d'un événement par le système de déclenchement) soit décorrélées (inactivité due au facteur de réjection ou à un autre niveau de déclenchement occupé). Un groupe d'exposition est un ensemble de termes de déclenchement L1 ayant les mêmes sources corrélées d'inactivité. Ainsi, la luminosité pour un terme de déclenchement L1 donné peut s'écrire :

²⁰Le lecteur pourra de se reporter à la figure 1.10 pour comprendre ce nombre

$$\mathcal{L}_{L1(j)} = -\frac{f/159}{\sigma_{eff}} \frac{\Delta decorréle_{L1(j)}}{\Delta I} \sum_{i=1}^{159} \frac{\Delta corréle_{L1(j)}}{\Delta I/159} \ln \left(1 - \frac{N_{LM_i}}{\Delta I/159} \right)$$

où :

$\Delta decorréle_{L1(j)}$ et $\Delta corréle_{L1(j)}$ sont respectivement les nombres de croisements pour lesquels un terme L1 donné a été exposé en tenant compte des sources décorréées ou corréées d'inactivité.

La différence entre les luminosités délivrée par le Tevatron et utilisable pour les analyses de physique témoigne de l'inefficacité du système de déclenchement, de la reconstruction et des problèmes techniques rencontrés dans la phase de démarrage du Run II.

La luminosité intégrée sur un intervalle de temps donné est calculée en sommant toutes les luminosités instantanées contenues dans cette intervalle.

L'erreur sur la luminosité provient essentiellement de l'erreur sur la section efficace effective, c'est-à-dire de l'erreur sur la section efficace des processus inélastiques et erreur sur l'acceptance du détecteur, de l'erreur statistique sur le nombre de coups dans les moniteurs de luminosité et de l'erreur sur l'estimation du temps mort. A la fin du Run I, l'erreur totale sur la luminosité était d'environ 5%. Pour le Run IIa, l'erreur sur la luminosité est estimée à 10%. Cette erreur conservative est due au fait que l'information des moniteurs ne soit pas encore disponible.

2.7 Le détecteur de proton sur l'avant

Le FPD²¹ est utilisé pour étudier les processus diffractifs et mesurer l'impulsion et l'angle des protons et des antiprotons diffusés avec une grande valeur de η . Chaque FPD est constitué de 9 scintillateurs à dérive recouverts d'acier. Ils sont fixés dans des cavités (roman pots) situées sur les aimants quadrupolaires ou dipolaires. Ils sont placés dans le tunnel du Tevatron à une distance $|z| = 20$ ou 60 m du centre du détecteur. La mesure sur la position des protons et des antiprotons dans le plan (x,y) est réalisée avec une précision de l'ordre de $80 \mu m$.

2.8 Le système de déclenchement

Lors de collisions $p\bar{p}$, la plupart des événements produits sont des processus de QCD avec une faible impulsion transverse à cause de leur section efficace élevée.

En revanche, les autres processus du modèle standard ainsi que les processus issus des extensions de ce modèle ont des sections efficaces inférieures de plusieurs ordres

²¹Forward Proton Detector ou détecteur de proton sur l'avant

de grandeur à celles de la QCD à faible P_T . De plus, ces événements ont des objets à grande impulsion transverse.

Le but du système de déclenchement est de réduire le taux d'événements à enregistrer en sélectionnant les événements appropriés en fonction des caractéristiques de leurs objets physiques sommairement reconstruits. Cette reconstruction est sommaire en raison des contraintes de temps liées à la prise de décision du système de déclenchement.

Ce système utilise l'information provenant des différentes parties du détecteur pour réaliser cette reconstruction.

Le système de déclenchement du Run I était composé de 3 niveaux (L0, L1 et L3). Le niveau L0 était basé sur les moniteurs de luminosité tandis que le niveau L1 utilisait les informations du calorimètre (plusieurs seuils en énergie étaient implémentés) et du spectromètre à muons ("pseudo-traces").

Le niveau L3, constitué d'une ferme d'ordinateurs, effectuait une reconstruction qui satisfaisaient aux critères de sélection du niveau L1.

L'augmentation de la luminosité et donc du taux de collisions (2.5 MHz pour un temps de croisement de faisceau de 396 ns) ont nécessité une modification de l'architecture de ce système.

Le système de déclenchement du Run II est composé de 4 niveaux (de L0 à L3) et les informations de plusieurs nouveaux détecteurs sont utilisées : CFT, CPS, FPS et scintillateurs du spectromètre à muons.

Les moniteurs de luminosité sont toujours utilisés au niveau L0. Ce niveau déclenche sur des collisions inélastiques.

Le niveau L1 se base sur les informations provenant du CFT, du calorimètre et des spectromètre à muons pour sélectionner un événement. Il dispose de $4.2 \mu\text{s}$ pour prendre sa décision. Son taux de déclenchement est environ 5 kHz pour maintenir un temps mort faible. Le niveau L2 effectue des corrélations entre les déclenchements du niveau L1 en moins de $100 \mu\text{s}$ et avec un taux de sortie de 1 kHz . Le dernier niveau (L3) a un taux moyen de déclenchement de 20 Hz . Un système de stockage de l'information est prévu entre les niveaux L1 et L2 et entre les niveaux L2 et L3.

L'architecture du système de déclenchement du Run II est synthétisée sur la figure 2.35. Elle sera développée par la suite.

2.8.0.1 Le niveau L1

Le système de déclenchement de niveau L1 inclut les informations provenant du CFT, des détecteurs de pieds de gerbe (CPS et FPS), le calorimètre et les chambres à fil et les scintillateurs du spectromètre à muons. Pour éviter les temps morts, les numériseurs de chaque détecteur ont suffisamment de mémoire tampon (buffer) pour stocker les informations L1 de 32 croisements de faisceau. Le système central du niveau 1 coordonne les informations provenant des différents détecteurs. Si un événement est accepté par le système central (c'est-à-dire s'il a passé au moins un système de déclenchement du

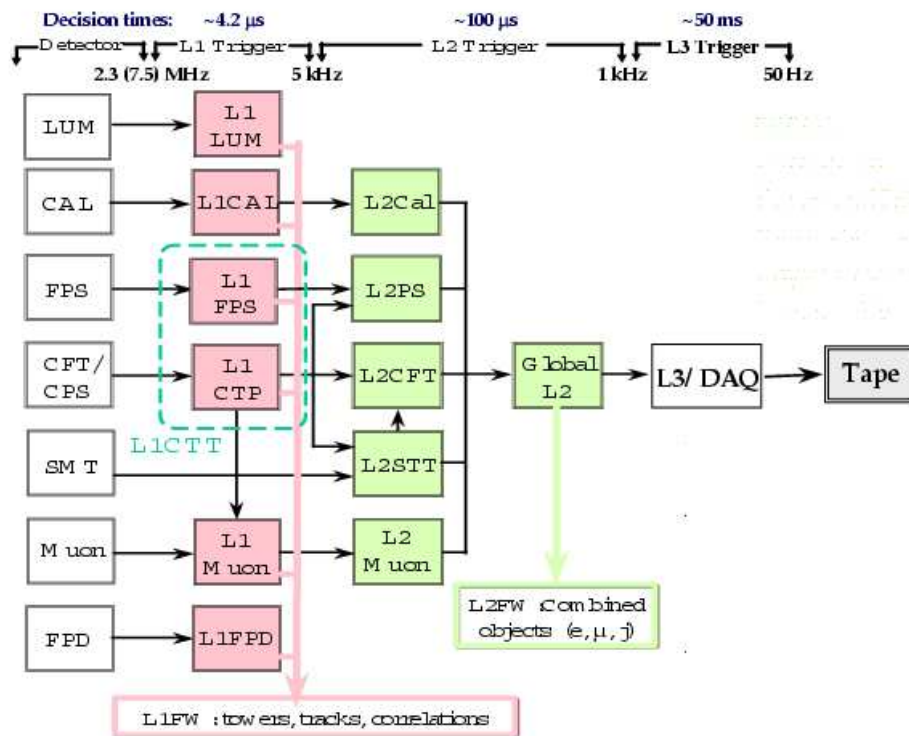


FIG. 2.35 – Architecture des différents niveaux du système de déclenchement

niveau L1), il est stocké et numérisé dans une mémoire tampon pouvant contenir 16 événements en attendant la décision du niveau L2.

Le niveau L1 de déclenchement pour le calorimètre est basé sur des tours de $\Delta\eta \times \Delta\varphi = 0.2 \times 0.2$ jusqu'à $|\eta| < 4$. La condition de déclenchement est requise quand une de ces tours a une énergie supérieure à un seuil prédéfini. L'énergie transverse manquante, calculées en sommant l'ensemble des tours, est également utilisée pour le déclenchement.

Le déclenchement sur les traces est assuré par les fibres axiales du CFT. Ces fibres sont associées en 80 secteurs de 4.5 degrés en φ . Un ensemble de processeurs FPGA²² situés sur les cartes de déclenchement compare la position des coups dans les 8 couches de fibres avec celle qu'aurait dû laisser une particule chargée d'impulsion différente. Si une série de dépôts d'énergie est compatible avec une trace d'impulsion supérieure à un certain seuil, le déclenchement est réalisé. Pour chaque intervalle en P_T ($[1.5,3]$, $[3,5]$, $[5,11]$ et $[11,1000]$), 4 termes sont stockés : le nombre de traces candidates, le nombre de traces isolées, le nombre de traces associées avec un dépôt d'énergie dans le CPS et le nombre de traces isolées avec un dépôt d'énergie dans le CPS. Le nombre de traces candidates est limité à 6 par secteur.

Ces données de déclenchement sont ensuite comparées à celles du système à muons, afin de définir les candidats "muon" à partir de l'impulsion transverse, la charge, la coordonnée azimutale sur la dernière couche du CFT, la présence d'énergie dans le CPS et l'isolement de la particule.

Pour la région $1.4 \leq |\eta| \leq 2.5$, le FPS contribue au déclenchement sur les électrons et les photons. Des "pseudo-traces" sont reconstruites à partir d'impacts situés dans les couches de part et d'autre du FPS.

2.8.0.2 Le niveau L2

La prise de décision du second niveau du système de déclenchement (L2) fonctionne en 2 étapes.

D'abord, les informations du niveau L1 sont acheminées jusqu'à une ferme de processeurs (digital alpha). Le niveau L2 a ainsi les données provenant des détecteurs utilisés par le L1. Ensuite les processeurs reconstruisent des "pré-objets" de physique :

- objets électromagnétiques, jets et quantités globales à partir des données du calorimètre
- muons, en combinant les informations des détecteurs internes de traces et celles du spectromètre à muons
- dépôts d'énergie dans les détecteurs de pied de gerbe
- traces reconstruites à partir de l'information provenant de l'association du CFT avec le SMT ou avec le CPS.

Le temps de calcul par événement alloué aux algorithmes utilisés par le niveau L2 est limité à 50 μs .

²²Field Programmable Gate Array ou réseau de portes programmable

Ensuite, un processeur établit les corrélations entre les “pré-objets” (séparation angulaire, masse invariante) à partir de leurs caractéristiques et les informations des différents sous-détecteurs. Il réduit le taux d’événements de 10 kHz en entrée, à 1 kHz en sortie en appliquant des critères de qualité. Le temps de calcul par événement est compris entre 50 et $75\text{ }\mu\text{s}$.

2.8.0.3 Le niveau L3

Le niveau L3 du système de déclenchement est conçu pour filtrer les événements en utilisant les informations de l’ensemble du détecteur. Lorsqu’un déclenchement du niveau L2 a eu lieu, le niveau L3 initie la lecture complète du détecteur et transfère vers une ferme de processeurs qui assurent la reconstruction partielle des événements.

La complexité des algorithmes est seulement limitée par le temps de calcul par événement. En effet, le niveau L3 réduit ce taux de 1000 Hz à 50 Hz . La décision doit être prise en moins de 50 ms .

A la différence des niveaux L1 et L2 qui sont limités à 128 termes de déclenchement chacun, le nombre de termes (ou filtres) pour le niveau L3 n’a pas de limite. La totalité des événements qui passent les 2 premiers niveaux est analysée par l’ensemble des filtres du L3. Si l’un des filtres du L3 est franchi, cet événement est stocké sur bande magnétique au format “raw data” et sera traité ultérieurement par des algorithmes de reconstruction d’objets de physique utilisables pour les analyses.

Chapitre 3

La phénoménologie des collisions hadroniques

Pour décrire une collision proton-antiproton, on définit des variables cinématiques pour les partons, les particules ou les objets reconstruits.

3.1 Les variables cinématiques

Pour définir ces variables, un système de coordonnées est nécessaire.

3.1.1 Le système de coordonnées

Le repère direct (x,y,z) est défini comme suit :

- x est l'axe horizontal, radial et dirigé vers l'extérieur du Tevatron
- y est l'axe vertical et dirigé vers le haut
- z est l'axe colinéaire au faisceau de protons (rotation dans le sens horaire).

La position du point d'interaction sur l'axe z est distribuée selon une gaussienne centrée à l'origine et d'écart-type $\sigma = 25 \text{ cm}$.

Du fait de la symétrie du détecteur, nous pouvons définir un référentiel cylindrique :

- φ est l'angle azimutal dans le plan transverse xOy et $\varphi = 0$ dans la direction de l'axe x. Son domaine de définition est $0 \leq \varphi < 2\pi$.
- θ est l'angle polaire avec $\theta = 0$ le long de l'axe z et il est défini sur $-\pi \leq \theta \leq \pi$
- r désigne la distance à l'axe z dans le plan transverse (x,y).

Etant donné que l'angle polaire θ n'est pas invariant sous une transformation de Lorentz suivant l'axe z, nous préférons utiliser la rapidité y .

3.1.2 La rapidité

La rapidité y pour une particule est définie comme suit :

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

où

- E est l'énergie de cette particule
- p_z est la composante de l'impulsion de cette particule selon l'axe z

Le développement limité de la rapidité s'écrit :

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{\cos^2(\theta/2) + m^2/4p^2 + \dots}{\sin^2(\theta/2) + m^2/4p^2 + \dots} \quad (3.1)$$

3.1.3 La pseudo-rapidité

La pseudo-rapidité η est définie comme étant la rapidité y dans la limite ultra-relativiste $p \gg m$. L'équation Eq (3.1) devient donc :

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

Par conséquent, il est préférable d'utiliser η à la place de l'angle polaire. Ainsi, le référentiel du détecteur est habituellement (r, φ, η) .

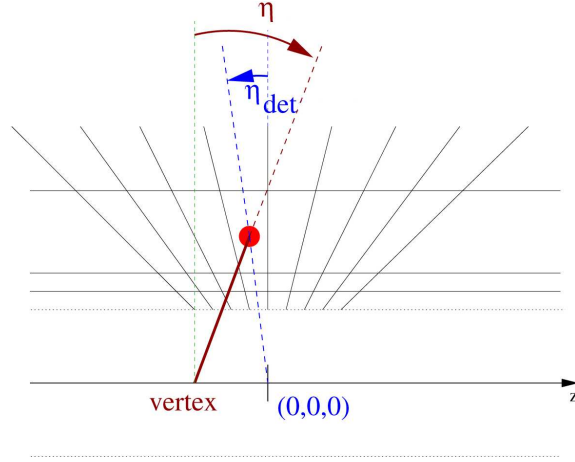
Du fait que la coordonnée z du vertex suit une grande dispersion, la pseudo-rapidité peut être calculée de 2 façons : par rapport au vertex principal et indépendamment du détecteur (définition précédente) ou par rapport au centre du détecteur (η_{det}). Si la collision se produit exactement au centre du détecteur, η et η_{det} sont équivalents. La différence entre ces 2 variables est représentée sur la figure 3.1.

3.1.4 L'énergie dans le centre de masse parton-parton

Dans une collision proton-antiproton, les particules interagissent par le biais de paires de partons, dont chacun emporte une fraction de l'impulsion de ces particules : x_1 et x_2 avec $0 \leq x_i \leq 1$ initiales.

$$\vec{P}(proton) = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ P_z = -0.98 \text{ TeV} \end{pmatrix}, \quad \vec{P}(antiproton) = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ P_z = 0.98 \text{ TeV} \end{pmatrix},$$

$$\vec{P}(parton \ 1) = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ x_1 \cdot P(proton) \end{pmatrix}, \quad \vec{P}(parton \ 2) = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ x_2 \cdot P(antiproton) \end{pmatrix}.$$

FIG. 3.1 – Différence entre η et η_{det}

En général, pour un événement donné, les fractions x_1 et x_2 sont différentes et leur valeur est inconnue. Ceci implique que P_z , la somme des impulsions longitudinales des partons qui subissent la collision dure n'est pas nulle et que sa valeur est inaccessible. Malgré la conservation de l'impulsion selon z , P_z ne peut pas être utilisé.

L'énergie dans le centre de masse de la collision parton-parton est donnée par la relation suivante : $\sqrt{\hat{s}} = x_1 x_2 \sqrt{s}$.

3.1.5 L'impulsion transverse

L'impulsion transverse est définie comme la projection de l'impulsion dans le plan (x,y) perpendiculaire à l'axe des faisceaux.

$$\vec{P}_T = \begin{pmatrix} P_x \\ P_y \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad P_T = P \cdot \sin\theta$$

Cette quantité est conservée vectoriellement au cours de l'interaction. Les particules initiales ayant généralement une impulsion transverse négligeable, la somme vectorielle des impulsions transverses des particules dans l'état final doit être nulle.

3.1.6 L'énergie transverse manquante

Les particules échappant à la détection (les neutrinos et les particules en dehors de l'angle solide couvert par le détecteur) ou ayant une énergie mal mesurée contribuent à l'énergie transverse manquante.

Comme l'énergie dans le centre de masse de la collision parton-parton et la composante longitudinale de l'impulsion ne sont pas connues, les lois de conservation ne

peuvent pas être utilisées. En revanche, nous pouvons nous servir de la conservation de l'impulsion transverse pour définir l'énergie transverse manquante :

$$\vec{P}_T + \vec{\cancel{E}}_T = \vec{0}$$

L'énergie transverse manquante est un vecteur :

$$\vec{\cancel{E}}_T = \begin{pmatrix} \cancel{E}_x \\ \cancel{E}_y \end{pmatrix}$$

Dans l'expérience DØ, les composantes $\cancel{E}_x$ et $\cancel{E}_y$ sont calculées à partir de l'énergie E déposée dans chacune des cellules du calorimètre, auxquelles l'impulsion des muons a été soustraite :

$$\begin{aligned} \cancel{E}_x &= - \sum_i E_i \sin \theta_i \cos \varphi_i - \sum_j P_x^j \\ \cancel{E}_y &= - \sum_i E_i \sin \theta_i \sin \varphi_i - \sum_j P_y^j \end{aligned}$$

i et j sont respectivement l'indice de la cellule du calorimètre et celui du muon. Les angles θ et φ sont définis à partir du vertex primaire de l'événement.

Toutes les cellules du calorimètre ne sont pas sommées. Trois jeux de coupures existent pour définir les 3 estimateurs suivant de l'énergie transverse manquante :

- METMET : l'énergie contenue dans les cellules doit dépasser 100 MeV
- METNE : l'énergie contenue dans les tours du calorimètre doit dépasser 200 MeV et l'énergie des cellules doit être positive
- METWE : même coupure que METNE ; de plus, les cellules doivent appartenir à la région $|\eta_{det}| < 3.3$

Dans le reste de l'exposé, l'énergie transverse manquante sera notée $\cancel{E}_T$ et vaudra la norme de ce vecteur.

$$\cancel{E}_T = |\vec{\cancel{E}}_T| = \sqrt{\cancel{E}_x^2 + \cancel{E}_y^2}$$

3.2 La phénoménologie des collisions proton-antiproton

Les interactions proton-antiproton peuvent être séparées en 2 catégories : les processus élastiques et inélastiques. Les collisions inélastiques regroupent les processus "durs" (non-diffractifs) et diffractifs.

Les processus diffractifs regroupent les événements simplement ou doublement diffractifs mais également ceux avec un double échange de pomérons.

Au Tevatron, les événements élastiques ont une grande pseudo-rapacité et sont essentiellement détectés par les FPD (cf. section 2.7). De plus, leur contribution à la section efficace totale est moins importante que celle des événements inélastiques. Les processus inélastiques sont essentiellement des événements de QCD à faible ou grande impulsion transverse.

Tandis que les événements inélastiques à grand P_T sont des processus du modèle standard comme par exemple $Z \rightarrow e^+e^-$ ou des processus supposés appartenir à ce modèle ($H \rightarrow b\bar{b}$) ou à des extensions : production de particules supersymétriques.

A titre d'indication, les sections efficaces et l'acceptance du détecteur DØ pour différents processus inélastiques, mesurées lors du Run I, sont récapitulés dans le tableau 3.1.

Processus	Section efficace (mb)	Acceptance
Inélastique	57.55 ± 1.56	0.90 ± 0.01
Non-diffractif (dur)	46.69 ± 1.63	0.97 ± 0.02
Diffractif simple	9.57 ± 0.43	0.15 ± 0.05
Doublement diffractif	$6.32 \pm 0.03 \pm 1.7$	0.72 ± 0.03

TAB. 3.1 – Section efficace et acceptance du détecteur pour les différents processus inélastiques, mesurées lors du Run I

3.2.1 Les événements sans biais

Les événements sans biais (ZeroBias) sont définis à partir du système de déclenchement (ALiveBX) acceptant tout croisement $p\bar{p}$ sans se soucier s'il contient ou non une collision pendant cet intervalle de temps. Ils sont sélectionnés en fonction de l'horloge propre du Tevatron et non par une condition dépendante du détecteur DØ, à l'inverse de tous les autres systèmes de déclenchement.

3.2.2 Les événements de biais minimum

Tous les processus physiques ou instrumentaux autres que la collision dure $p\bar{p}$ contribuent aux événements de biais minimum. Ils sont sélectionnés par un système de déclenchement basé sur des dépôts d'énergie en coïncidence dans les 2 luminomètres : Afastz.

Chapitre 4

L'identification des objets reconstruits

Pour les données, l'ensemble des informations délivrées par l'électronique de lecture de chaque détecteur est stockée sous le format *Raw Data*. Il est nécessaire de convertir cette information brute en objets physiques (électron, jet, vertex primaire, ...) directement utilisable pour les analyses de physique. Cette reconstruction est effectuée par le programme *DØReco* regroupant plusieurs algorithmes. Il est également utilisé pour la reconstruction des événements Monte-Carlo générés et simulés (cf. annexe B).

Les événements reconstruits par *DØReco* et ceux transcrits aux formats d'analyse (ROOT [35] ou thumbnails [36]) sont stockés dans une banque de données SAM¹ afin d'être accessibles à toute la collaboration.

4.1 Les traces centrales chargées

La reconstruction des traces des particules chargées se fait grâce aux informations provenant des détecteurs centraux, c'est-à-dire le SMT et le CFT. Elle dépend de la région en η_{det} . Le détecteur est fractionné en 3 parties :

- Dans la région centrale $|\eta_{det}| \leq 1.7$, la particule chargée traverse les 8 couches du CFT
- Dans la région sur l'avant $|\eta_{det}| > 2$, seuls les disques H du SMT sont traversés par les particules chargées
- Dans la région de recouvrement comprise entre $1.7 < |\eta_{det}| < 2$, les particules traversent à la fois des couches du CFT et des disques H du SMT.

Dans la région centrale, l'algorithme reconstruit un chemin en partant des impacts dans la couche externe du CFT et remonte jusqu'à la zone d'interaction. Un ajustement de Kalman permet de choisir les impacts à inclure au chemin en construction. Pour que

¹Sequential data Access via Meta-data ou accès séquentiel aux données par Meta-data

le segment de trace dans le CFT soit conservé, il faut un impact dans chaque couche et une impulsion transverse d'au moins 0.5 GeV . Ce segment est ensuite extrapolé au SMT. Un nouvel ajustement est réalisé.

Les critères de sélection sur le nombre d'impacts sont adaptés aux 2 autres régions. Dans la région de recouvrement, seulement 3 impacts dans le CFT sont pris en considération. Dans la région sur l'avant, les traces sont reconstruites avec seulement des impacts dans le SMT. Le principe de l'algorithme reste inchangé.

4.2 Le vertex primaire

Le vertex primaire est le point d'interaction de la collision dure. Le nombre moyen d'interactions par croisement de faisceaux sera de 2.5 pour une luminosité instantanée de l'ordre de $10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

La reconstruction des vertex primaires se fait à partir des traces dont le paramètre d'impact² est faible. Seules les traces dont le paramètre d'impact dans le plan transverse n'excède pas une valeur seuil de 5σ (où σ est l'erreur sur la position de la trace par rapport à l'axe du point d'impact), sont prise en considération. Toutefois, l'ensemble des traces provenant des vertex secondaires ne pourront être exclus. La détermination du point de concours des traces se fait par extrapolation de celles-ci et par ajustements successifs. De plus, les coordonnées transverses des vertex reconstruits sont supposées nulles et seule la coordonnée z des vertex est reconstruite.

4.3 Les particules électromagnétiques

Les objets électromagnétiques sont reconstruits à partir des dépôts énergétiques dans le calorimètre. Tandis que les traces chargées reconstruites permettent l'identification et la séparation des électrons, des photons et des principales sources de bruit de fond (hadrons chargés et neutres).

La reconstruction des objets électromagnétiques isolés de haute énergie est réalisée par un algorithme de cône à taille fixe, EMReco.

Un cône de rayon $\mathcal{R} = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\varphi^2} = 0.4$ est défini autour d'une tour dont l'énergie transverse dépasse 0.5 GeV .

Pour être sélectionné, l'objet électromagnétique doit satisfaire 4 critères :

- La somme de l'énergie transverse contenue dans le cône doit être d'au moins 1.5 GeV
- La fraction électromagnétique f_{EM} c'est-à-dire le rapport entre la quantité d'énergie déposée dans la partie électromagnétique située à l'intérieur du cône (E_{EM}) et celle déposée dans la totalité du cône E_{tot} doit être élevée :

²Le paramètre d'impact correspond à la distance minimale entre la trace reconstruite et l'axe du faisceau.

$$f_{EM} = \frac{E_{EM}}{E_{tot}} > 0.9$$

La figure 4.1 montre les distributions de la fraction électromagnétique f_{EM} pour des candidats $Z \rightarrow e^+e^-$ et pour des faux électrons³ reconstruits dans des données sélectionnées en ligne avec plusieurs jets dans la partie centrale du calorimètre. Cette coupure $f_{EM} > 0.9$ ne réduit pas significativement l'acceptance pour des électrons réels tandis qu'elle supprime une large fraction de faux électrons.

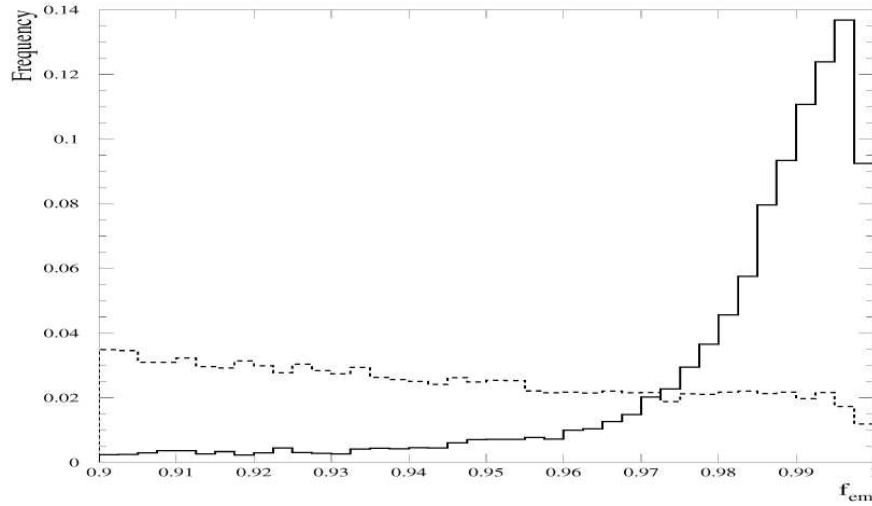


FIG. 4.1 – Distributions de la fraction électromagnétique f_{em} pour des électrons dans des événements candidats $Z \rightarrow e^+e^-$ (trait plein) et pour des faux électrons reconstruits dans des données sélectionnées en ligne avec plusieurs jets (pointillés) (pour la partie centrale du calorimètre).

- L'isolation f_{iso} est définie à partir de l'énergie totale E_{tot} contenue dans un cône de rayon $\mathcal{R} = 0.4$ et l'énergie électromagnétique E_{EM} contenue dans un cône de rayon $\mathcal{R} = 0.2$

$$f_{iso} = \frac{E_{tot}(\mathcal{R} < 0.4) - E_{EM}(\mathcal{R} < 0.2)}{E_{EM}(\mathcal{R} < 0.2)}$$

La figure 4.2 illustre la définition de l'isolation.

Les distributions de l'isolation f_{iso} pour des électrons dans des événements candidats $Z \rightarrow e^+e^-$ et pour des faux électrons reconstruits dans des données sélectionnées en ligne avec plusieurs jets (pour la partie centrale du calorimètre) sont représentées sur la figure 4.3.

³Ce sont essentiellement des jets provenant d'une fragmentation majoritairement électromagnétique.

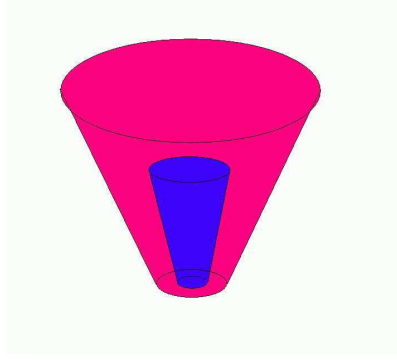


FIG. 4.2 – Définition de l'isolation.

- La forme de la gerbe est définie à partir d'une matrice covariante 8×8 . Les 8 observables corrélées sont la fraction d'énergie dans chaque couche du calorimètre électromagnétique, l'énergie électromagnétique totale, la position selon z du vertex et la largeur de la gerbe selon φ et r . Cette matrice covariante M mesure la similitude de cette gerbe avec des gerbes d'électrons simulées sur une large gamme d'énergie (de 10 jusqu'à 150 GeV). Pour 2 variables x_i et x_j , elle est définie comme :

$$M_{ij} = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N (x_i^n - \langle x_i \rangle)(x_j^n - \langle x_j \rangle)$$

où la somme est réalisée pour N électrons de l'échantillon. Ce test est important parce que de petites fluctuations dans la forme de la gerbe entre les électrons Monte-Carlo et réels peuvent engendrer de grandes variations dans la matrice de corrélation.

Cette ressemblance est calculée à partir du χ^2 de cette matrice :

$$\chi_{hm}^2 = \sum_{i,j=1}^8 (x_i^k - \langle x_i \rangle) H_{ij} (x_j^k - \langle x_j \rangle)$$

où H est l'inverse de la matrice covariante M .

Pour sélectionner des particules électromagnétiques, χ^2 doit être inférieur à 20.

Les distributions du χ_{hm}^2 pour un faisceau test d'électrons, de faisceaux tests de pions et d'électrons provenant d'événements $W^\pm \rightarrow e^\pm \nu_e$ sont représentées sur la figure 4.4. Tandis que la figure 4.5 montre les distributions du χ_{hm}^2 pour des électrons dans des événements candidats $Z \rightarrow e^+ e^-$ et pour des faux électrons reconstruits dans des données sélectionnées en ligne avec plusieurs jets.

Les composantes du quadri-vecteur énergie-impulsion des objets électromagnétiques sélectionnés sont calculées grâce aux informations sur la position et à la fraction d'énergie

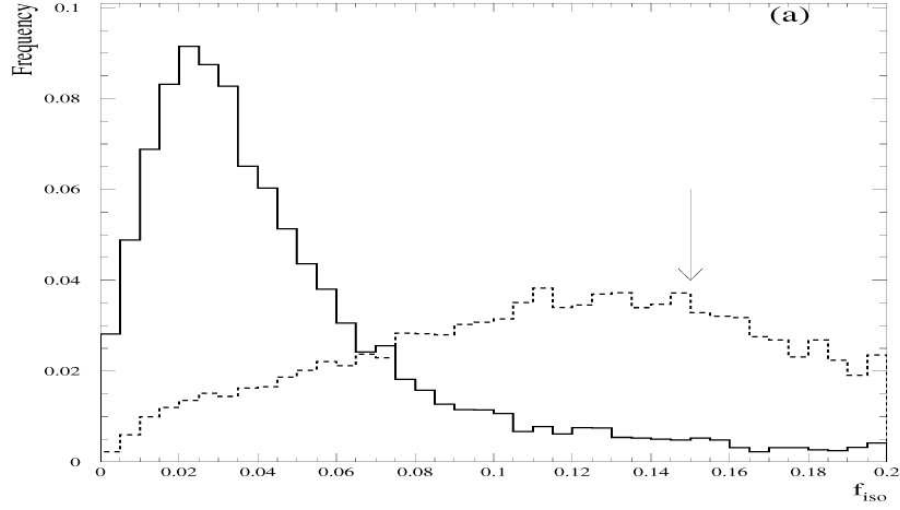


FIG. 4.3 – Distributions de l'isolation f_{iso} pour des électrons dans des événements candidats $Z \rightarrow e^+e^-$ (trait plein) et pour des faux électrons reconstruits dans des données sélectionnées en ligne avec plusieurs jets (pointillés) (pour la partie centrale du calorimètre).

déposée sur la couche EM3 associées à la position du vertex primaire. Les objets électromagnétiques sont considérés avec une masse nulle.

Si une trace chargée reconstruite est à l'intérieur d'un cône $\sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\varphi^2} = 0.1 \times 0.1$ autour de la direction (η, φ) de l'objet électromagnétique, l'impulsion de l'objet est déterminée par rapport à l'impulsion de cette trace chargée.

Si l'objet électromagnétique sélectionné est associé à une trace, il est identifié comme étant un électron, sinon comme un photon.

Un algorithme *SEMReco* est dédié à la reconstruction des électrons non-isolés de faible impulsion. Cet algorithme de chemin comprend les étapes suivantes :

- Chaque trace chargée reconstruite est extrapolée à l'intérieur du calorimètre
- La liste des cellules appartenant au chemin est déterminée couche après couche
- L'énergie transverse contenue sur le chemin est sommée pour chaque couche.

L'algorithme *SEMReco* entreprend la reconstruction du chemin uniquement pour des traces chargées dont l'impulsion est supérieure à $1.5 \text{ GeV}/c$. Il est requis qu'une tour proche de l'extrapolation de la trace au milieu de la troisième couche ait au moins 0.5 GeV d'énergie transverse ainsi qu'une fraction électromagnétique f_{EM} d'au moins 85%.

Les critères d'identification reposant sur les dépôts d'énergie pour chaque couche du chemin ne font pas partie de l'algorithme. Ils dépendent du processus physique à étudier.

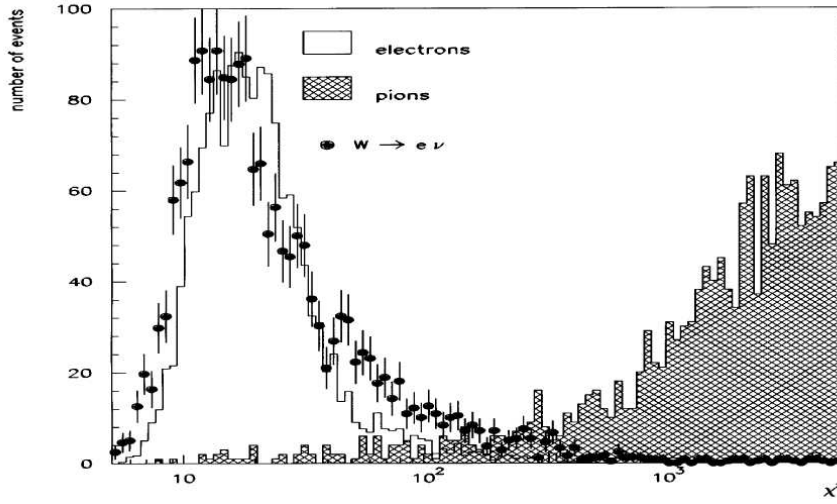


FIG. 4.4 – Distributions du χ^2_{hm} pour un faisceau test d'électrons, de faisceaux tests de pions et d'électrons provenant d'événements $W^\pm \longrightarrow e^\pm \nu_e$.

4.4 Les muons

Les muons sont reconstruits à l'aide du spectromètre et du détecteur central de traces. Le calorimètre n'est utilisé que pour mesurer l'efficacité de la reconstruction. Pour être sélectionnée, une trace locale de muon doit avoir :

- au moins 1 impact dans les chambres à dérive du segment A
- au moins 1 impact dans les scintillateurs du segment A
- au moins 2 impacts dans les chambres à dérive du segment BC
- au moins un impact dans les scintillateurs du segment BC

Tout d'abord, les impacts enregistrés dans les chambres à dérive sont combinés pour former des segments. Ce processus itératif construit des segments les plus longs possibles. Les segments des couches B et C sont associés entre eux avant d'être prolongés vers les couches de scintillateurs. Enfin, les segments des couches A et BC sont regroupés.

Ces traces locales sont ensuite extrapolées jusqu'au point le plus proche de l'axe des z . Si une trace centrale dont les angles polaire et azimutal sont à moins d'un radian de cette trace extrapolée, un ajustement global est effectué entre ces 2 traces. Cet ajustement permet une mesure plus précise de l'impulsion du muon.

4.5 Les jets hadroniques

Avant d'aborder la reconstruction des jets dans l'expérience DØ, nous allons définir ces objets.

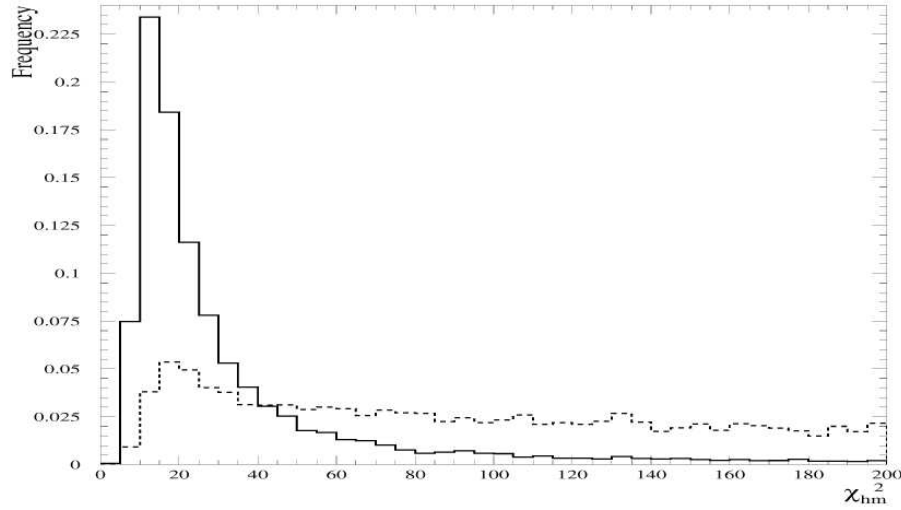


FIG. 4.5 – Distributions du χ^2_{hm} pour des électrons dans des événements candidats $Z \rightarrow e^+e^-$ (trait plein) et pour des faux électrons reconstruits dans des données sélectionnées en ligne avec plusieurs jets (pointillés) (pour la partie centrale du calorimètre).

4.5.1 La définition d'un jet

La collision inélastique entre un proton et un antiproton est considérée comme dure quand les particules produites ont une grande impulsion transverse P_T .

Un parton (quark ou gluon) issu de cette collision dure, va se fragmenter en de nombreuses particules ($\pi^0, \pi^\pm, n^0, K^0, K^\pm, \dots$). Ces particules déposent par interaction de l'énergie dans le calorimètre comme l'illustre la figure 4.6.

Le jet dans le calorimètre est défini comme un ensemble de cellules appartenant à un cône de taille finie. Pour reconstruire les jets dans le calorimètre, un algorithme itératif est utilisé.

4.5.2 L'algorithme de reconstruction

Dans l'expérience DØ, cet algorithme de reconstruction a été développé à partir d'une méthode générale.

4.5.2.1 La méthode générale

Le jet est défini [37] comme un agrégat de partons, de particules ou de cellules du calorimètre contenu dans un cône d'angle solide $\mathcal{R}$. Pour tous les objets de coordonnées (η_i, φ_i) d'un événement, une distance au jet de direction $(\eta_{jet}, \varphi_{jet})$ définie par :

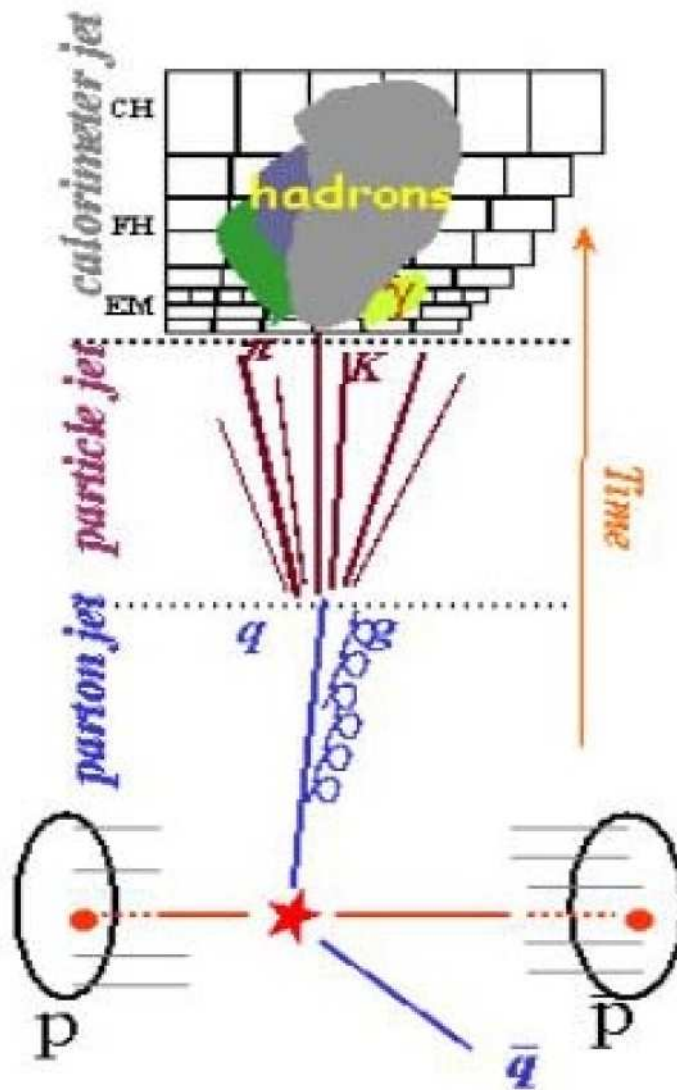


FIG. 4.6 – Différents niveaux de reconstruction des jets.

$$\mathcal{R}_i \equiv \sqrt{(\eta_i - \eta_{jet})^2 + (\varphi_i - \varphi_{jet})^2}$$

Si $\mathcal{R}_i \leq \mathcal{R}$, les objets appartiennent au jet.

L'énergie transverse E_T du jet est donnée par :

$$E_T = \sum_{i \in \mathcal{R}_i \leq \mathcal{R}} E_T^i$$

où i est l'index du i^{eme} parton, i^{eme} particule ou de la i^{eme} cellule du calorimètre.

La direction du jet est déterminée par :

$$\begin{aligned} \eta_{jet} &= \frac{1}{E_T} \sum_{i \in \mathcal{R}_i \leq \mathcal{R}} E_T^i \eta^i \\ \varphi_{jet} &= \frac{1}{E_T} \sum_{i \in \mathcal{R}_i \leq \mathcal{R}} E_T^i \varphi^i \end{aligned}$$

Un algorithme est également proposé pour trouver les jets :

1. Déterminer la liste des cellules initiatrices (CI) de jet avec leurs coordonnées $(\eta_{CI}, \varphi_{CI})$.
2. Déterminer la liste des objets pouvant initier un jet (OI) avec leurs coordonnées $(\eta_{OI}, \varphi_{OI})$. Elles seront utilisées par ordre décroissant de leur énergie.
3. Former un cône dont la direction est $(\eta_{CI}, \varphi_{CI})$,
4. Recalculer E_T et la direction du proto-jet,
5. Recommencer les étapes 2 et 3 jusqu'à obtenir une direction stable pour le jet.

Néanmoins, aucune information n'est fournie sur la définition des cellules initiatrices. Au niveau des partons, nous pouvons utiliser des partons, des points situés entre 2 partons ou un jeu de points pris aléatoirement dans l'espace (η, φ) .

Expérimentalement, les cellules initiatrices peuvent être des cellules dont l'énergie transverse est au-dessus d'un certain seuil, un ensemble ou la totalité des cellules du calorimètre.

4.5.2.2 L'algorithme de jet pour le Run I de DØ

Lors du Run I, les jets dans le calorimètre étaient définis en 5 étapes [38] :

1. Si l'énergie transverse d'une tour carrée de 2 cellules de côté dépassait le seuil de 1 GeV, alors elle était considérée comme une tour initiatrice pour l'algorithme de reconstruction. Après avoir déterminé toutes les tours initiatrices du calorimètre, l'algorithme les utilisait par ordre décroissant de leur E_T . La tour initiatrice et ses tours voisines inutilisées sont rassemblées pour former un "cluster",

2. La direction est calculée avec les équations de la méthode générale pour l'énergie déposée à l'intérieur d'un cône fixe de taille $\mathcal{R}$ centré sur ce cluster.
3. L'énergie située dans le cône de taille $\mathcal{R}$ autour de l'axe du jet est additionnée et la direction du jet $(\eta_{jet}, \varphi_{jet})$ est recalculée en utilisant l'algorithme de la méthode générale
4. L'étape 3 est reconduite jusqu'à obtenir une direction stable ce qui est généralement atteinte en 2 ou 3 itérations.
5. Seuls les jets dont l'énergie transverse dépasse 8 GeV sont retenus.
6. Quand 2 jets d'énergie $E_T^{jet1} > E_T^{jet2}$ se chevauchent, l'énergie transverse contenue dans la région commune E_T^C est calculée. Si cette énergie est supérieure à 50% de l'énergie transverse du jet le moins énergétique $E_T^C > \frac{E_T^{jet2}}{2}$, les 2 jets sont regroupés pour n'en former plus qu'un. Dans le cas contraire, les jets sont séparés et l'énergie de chacune des cellules de cette zone commune est assignée au jet le plus proche.

L'algorithme de jet pour le Run I calcule la direction finale du jet différemment de la méthode précédente. η_{jet} et φ_{jet} sont définis par :

$$\begin{aligned}\theta_{jet} &= \arctan \left[\frac{\sqrt{(\sum_i E_x^i)^2 + (\sum_i E_y^i)^2}}{(\sum_i E_y^i)^2} \right] \\ \varphi_{jet} &= \arctan \left(\frac{\sum_i E_y^i}{\sum_i E_x^i} \right) \\ \eta_{jet} &= -\ln \left[\tan \left(\frac{\theta_{jet}}{2} \right) \right]\end{aligned}$$

où i est l'indice de la i^{eme} tour située dans le cône de rayon $\mathcal{R}$,
 $E_x^i = E_i \sin \theta_i \cos \varphi_i$, $E_y^i = E_i \sin \theta_i \sin \varphi_i$ et $E_z^i = E_i \cos \theta_i$.

L'application du seuil de 8 GeV sur l'énergie transverse du jet avant la séparation ou le rassemblement entraîne 2 importantes conséquences :

- 2 jets dont $E_T < 8 GeV$ ne pourront pas être rassemblés
- Des jets qui ont été séparés peuvent avoir $E_T < 8 GeV$

4.5.2.3 L'algorithme de jet pour le Run II de DØ

L'algorithme de reconstruction des jets est différent de celui du Run I. Il utilise désormais les quadrvecteurs énergie-impulsion, défini à partir des cellules du calorimètre, pour déterminer l'impulsion et la direction du jet [39]. Ceci permet une meilleure comparaison entre les résultats expérimentaux et les prédictions théoriques notamment sur les section efficaces calculées au-delà de l'ordre de l'arbre.

La reconstruction débute par la recherche d'une tour carrée de 2 cellules de côté dont l'énergie transverse dépasse le seuil de 1 GeV . Autour de cette tour initiatrice de coordonnées $(\eta_{ti}, \varphi_{ti})$, nous définissons un cône d'angle solide $\mathcal{R}$. Les valeurs utilisées pour $\mathcal{R}$ sont 0.5 et 0.7. L'ensemble des cellules contenues dans ce cône est un "proto-jet" (pj). La direction primaire du proto-jet $(\eta_{pj}, \varphi_{pj})$ est identique à celle de la tour initiatrice.

Pour toutes les cellules du calorimètre de coordonnées (η_i, φ_i) d'un événement, nous pouvons définir une distance au proto-jet :

$$\mathcal{R}_i \equiv \sqrt{(\eta_i - \eta_{pj})^2 + (\varphi_i - \varphi_{pj})^2}$$

Si $\mathcal{R}_i \leq \mathcal{R}$, les cellules appartiennent au proto-jet.

Les variables cinématiques de ce proto-jet sont calculées par les formules suivantes :

$$\begin{aligned} P^{pj} &= (E^{pj}, p^{pj}) = \sum_{\mathcal{R}_i \leq \mathcal{R}} (E^i, p_x^i, p_y^i, p_z^i) \\ y^{pj} &= \frac{1}{2} \ln \frac{E^{pj} + p_z^{pj}}{E^{pj} - p_z^{pj}} \\ \varphi^{pj} &= \arctan \frac{p_y^{pj}}{p_x^{pj}} \end{aligned}$$

où

- P^{pj} est le quadrivecteur énergie-impulsion du proto-jet
- y^{pj} sa rapidité
- φ^{pj} son angle azimutal.

Si la différence angulaire entre la nouvelle et l'ancienne direction du proto-jet est supérieure à une valeur critique, alors un nouveau cône est défini autour de cette nouvelle direction. Les variables sont recalculées jusqu'à obtenir une direction stable. Il faut en général 3 itérations pour déterminer la direction d'un "candidat-jet".

4.5.3 Les critères de sélection

Des critères de qualité sont appliqués afin d'identifier les jets (provenant de partons) et de les distinguer d'électrons et de photons durs isolés ou de cellules chaudes.

- le candidat-jet doit posséder une énergie transverse supérieure à 8 GeV .
- la fraction d'énergie déposée par le jet dans les dernières couches du calorimètre hadronique (Coarse Hadronic) ne doit pas dépasser 40% : $CHF < 0.4$
- la fraction d'énergie déposée par le jet dans le calorimètre électromagnétique doit être comprise entre 5% et 95%
- le rapport entre les énergies transverses de 2 cellules les plus énergétiques doit être inférieur à 10

- 90 % de l'énergie transverse d'un jet ne peuvent être contenus dans une seule tour ($n90 > 1$).
- Le rapport $f90$ entre le $n90$ et le nombre de total de tours dans un jet ($Nitm$) doit :

$$f90 = \frac{n90}{Nitm} < -0.5 \cdot CHF + 0.8$$

Depuis le mois de juillet 2003, cette coupure a été remplacée par :

- $f90 < 0.5$ ou $CHF < 0.15$

Cette nouvelle condition n'a pas été utilisée dans les études présentées dans partie II de ce mémoire.

Pour la majorité des analyses de physique, nous utilisons les caractéristiques du jet de particules pour ne pas être dépendant des effets du calorimètre (figure 4.6). Ces caractéristiques sont obtenues en appliquant des corrections aux variables cinématiques du jet reconstruit à partir des cellules du calorimètre.

4.6 L'étiquetage des jets de quark b

L'identification des jets issus d'un quark b utilise des propriétés des hadrons *beaux* :

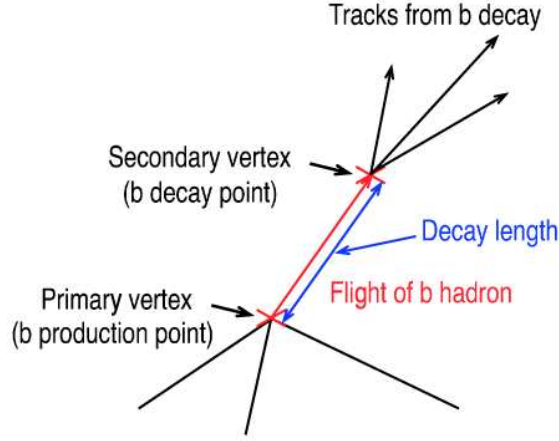
- La durée de vie des hadrons *beaux* est d'environ 1.6 *ps*. Grâce à leur énergie qui est typiquement de l'ordre de quelques dizaines de *GeV*, ils parcourent une distance de quelques millimètres dans le détecteur avant de se désintégrer.
- La masse des hadrons *beaux* est plus importante que celle des autres hadrons. Leurs produits de désintégration ont une plus grande impulsion transverse relative à leur direction de vol que les autres hadrons.
- La fragmentation est dure, c'est-à-dire que les hadrons *beaux* emportent une grande fraction de l'énergie du jet.
- La probabilité pour un hadron *beau* de se désintégrer en électron ou en muon est d'environ 10 % pour chaque saveur.

Une representation schématique de la désintégration du hadron *beau* est proposée en figure 4.7.

La distance de vol parcourue est la principale propriété utilisée pour étiqueter un jet de b . Deux méthodes font appel à cette caractéristique.

La première méthode utilise les vertex reconstruits de l'événement. Le jet est identifié comme un jet de b s'il contient au moins un vertex distinct du vertex primaire. Pour cela, la longueur de désintégration significative est définie comme étant :

$$L_{desint}/\sigma_{L_{desint}} = \frac{(x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2}{\sqrt{(x_1 - x_2)^2(\sigma_{x_1}^2 + \sigma_{x_2}^2) + (y_1 - y_2)^2(\sigma_{y_1}^2 + \sigma_{y_2}^2)}}$$

FIG. 4.7 – Représentation schématique de la désintégration du hadron *beau*.

où (x_1, y_1) et (x_2, y_2) sont les coordonnées du vertex primaire et d'un second vertex.

Si $L_{desint}/\sigma_{L_{desint}} > 3$ par rapport au vertex primaire, le second vertex est considéré comme un vertex secondaire. Sinon, il n'est pas dissocié du vertex primaire.

Le vertex secondaire reconstruit doit contenir au moins 2 traces avec $P_T > 1.5 \text{ GeV}/c$.

Cette méthode requiert une excellente reconstruction des traces chargées et des vertex pour être efficace.

Dans la seconde méthode, la reconstruction de tous les vertex n'est pas nécessaire. Les traces inconsistantes avec le vertex primaire sont repérées par leur paramètre d'impact. Cette variable est définie comme étant la distance la plus courte entre le vertex primaire reconstruit et la trajectoire de la trace.

La figure 4.8 illustre cette définition du paramètre d'impact.

La désintégration d'une particule à long temps de vie produit des traces avec un grand paramètre d'impact. Ce n'est pas le cas des particules issues du vertex primaire. Le paramètre d'impact est de l'ordre $c\tau \approx 400 \mu\text{m}$. Cette valeur doit être comparée à la résolution σ expérimentale du système interne de trajectographie de DØ.

La résolution sur le paramètre d'impact dans le plan transverse au faisceau est de $\sigma = 41 \mu\text{m}$ comme le montre la figure 4.9 tandis que celle le long du faisceau est légèrement plus mauvaise.

Bien que le paramètre d'impact soit généralement défini dans les 3 dimensions de l'espace, seules les projections sur les plans $r\varphi$ et rz sont utilisées pour l'étiquetage des jets de b . La raison principale de cette séparation est que la mesure de la trajectoire de la particule est réalisée indépendamment dans ces 2 plans avec des précisions différentes. La géométrie du SMT ainsi que la grande imprécision dans la reconstruction de vertex sur l'axe des z motivent ce choix.

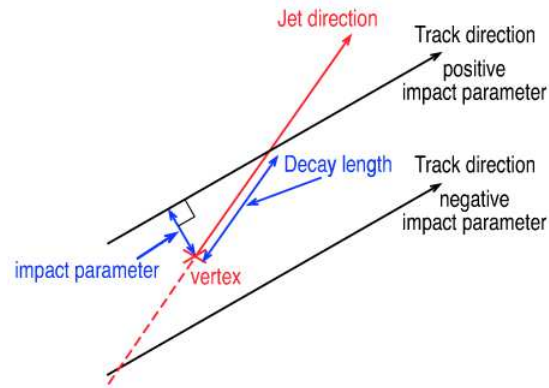


FIG. 4.8 – Schéma illustrant le paramètre d'impact.

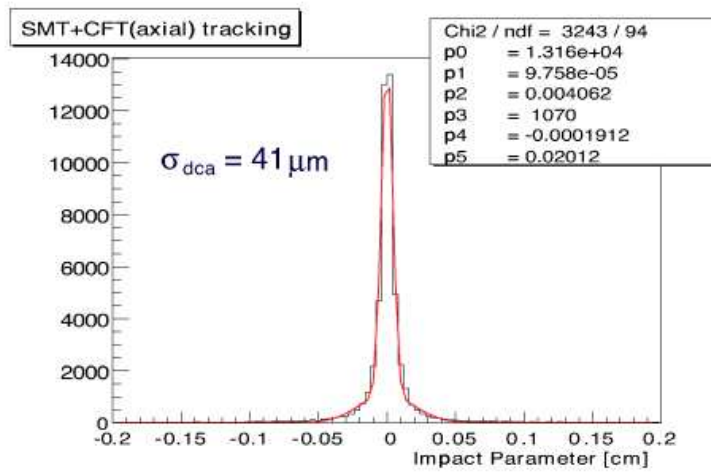


FIG. 4.9 – Résolution sur le paramètre d'impact dans le plan transverse.

L'identification avec les muons s'appuie sur la propriété des hadrons *beaux* à se désintégrer semi-leptoniquement. Un muon à grande impulsion transverse est émis dans un jet de particules.

Un muon est associé à un jet en particulier s'il est à l'intérieur d'un cône défini autour de la direction du jet et dont de rayon est $\Delta\mathcal{R}(jet, \mu) = \sqrt{\Delta\varphi^2 + \Delta\eta^2} < 0.5$.

L'impulsion transverse relative du muon ($\vec{P}_T^{rel}$) est définie à partir de la projection de $\vec{P}_{TR}$ (impulsion du muon) sur la direction de l'impulsion de la combinaison muon+jet ($\vec{P}_B + \vec{P}_{TR}$). Cette définition est illustrée par la figure 4.10.

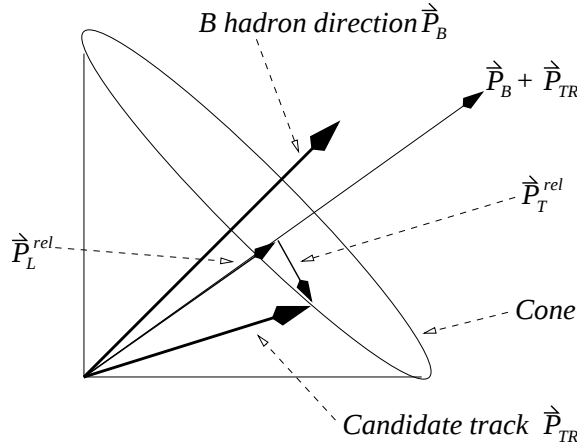


FIG. 4.10 – Définition du P_T^{rel} en fonction de l'impulsion du muon P_{TR} et du jet issu d'un quark b P_B .

La différence de masse du quark b par rapport au quark c et aux quarks de saveur légère u, d et s engendre une différence de $\vec{P}_T^{rel}$ non négligeable. La figure 4.11 montre la distribution du $\vec{P}_T^{rel}$ pour différents types d'événements Monte-Carlo.

Cette variable est un bon moyen de distinguer les jets de b des autres saveurs. Elle a déjà été utilisée au cours du Run I entre autres pour mesurer la section efficace de production des jets de b . De meilleurs résultats sont attendus pour le Run II grâce aux améliorations apportées aux trajectographes et au détecteur de muons.

Cette méthode est applicable également pour les électrons. Cependant, des modifications des coupures sont faites afin de détecter les électrons "mous".

La méthode par maximum de vraisemblance est également employée au sein de la collaboration DØ pour étiqueter les jets de quark b . Elle utilise une combinaison de variables discriminantes. La méthode, les variables utilisées et les performances atteintes sont décrites en détail dans [40].

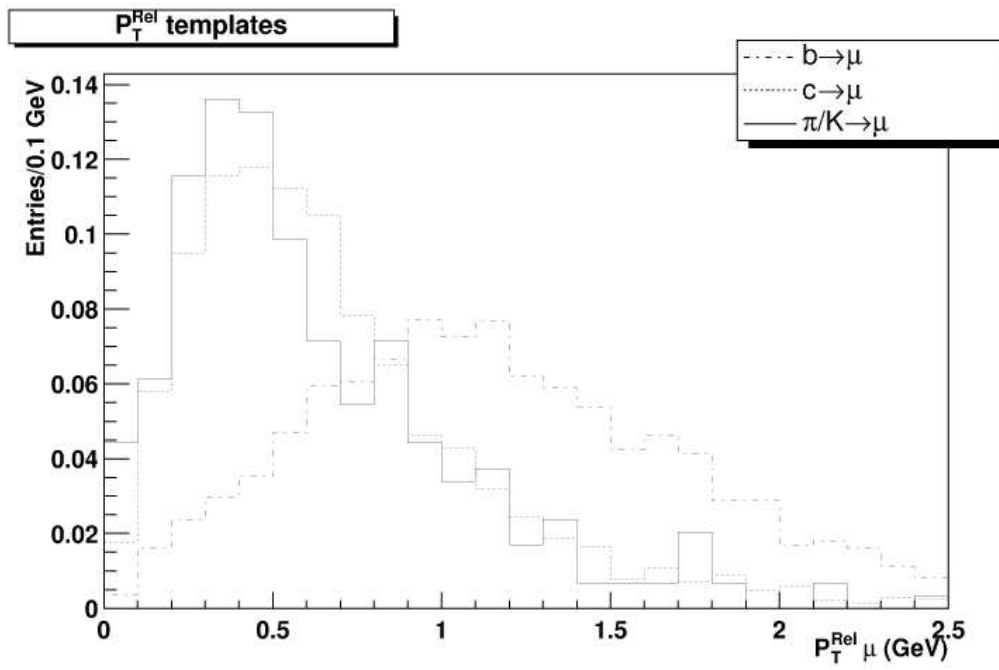


FIG. 4.11 – Distribution du P_{Trel} pour le muon dans 3 jeux d'événements Monte-Carlo

Deuxième partie

L'étalonnage de l'énergie des jets

Chapitre 5

Les corrections indépendantes de la saveur des jets

Après la reconstruction des jets à partir des dépôts dans le calorimètre, des corrections sont nécessaires pour diminuer les biais expérimentaux. Une nouvelle échelle d'énergie des jets est ainsi obtenue et la résolution sur l'énergie des jets est meilleure. Après correction de tous les jets d'un événement, l'énergie transverse est recalculée. Sa résolution est également améliorée.

Cette correction a pour but de déterminer l'énergie du jet de particules E_{jet}^{part} avant son entrée dans le calorimètre en fonction de l'énergie déposée par le jet dans le calorimètre E_{jet}^{calo} [41, 42].

Dans le cas général, c'est-à-dire indépendant de la saveur des jets, la relation est :

$$E_{jet}^{part} = \frac{E_{jet}^{calo} - E_{SJ}(\mathcal{R}, \eta_{det}, \mathcal{L})}{\mathcal{R}_{jet}(\mathcal{R}, \eta_{det}) \times \mathcal{F}_S(\mathcal{R}, \eta_\varphi, E)}$$

où

- $E_{SJ}(\mathcal{R}, \eta_{det}, \mathcal{L})$ est l'énergie ne provenant pas de la collision dure ou l'énergie sous-jacente
- $\mathcal{R}_{jet}(\mathcal{R}, \eta_{det})$ est la réponse du calorimètre pour les particules constituant le jet,
- $\mathcal{F}_S(\mathcal{R}, \eta_\varphi, E)$ est la fraction d'énergie du jet contenue dans le cône utilisé par l'algorithme pour la reconstruction du jet.

Dans cette formule, η_{det} et η_φ sont respectivement la pseudo-rapacité calculée à partir du centre du détecteur et à partir du point de collision, $\mathcal{R}$ est la taille du cône, $\mathcal{L}$ la luminosité instantanée et E l'énergie dans le centre de masse.

Toutes ces corrections sont implémentées dans le programme **JetCorr** utilisé pour toutes les analyses de données de l'expérience DØ dans les topologies : $jet(s) + X$ et $jet(s) + \cancel{E}_T + X$.

5.1 L'énergie sous-jacente

La correction d'énergie sous-jacente a pour but de soustraire l'énergie qui n'est pas associée aux interactions à grande impulsion transverse entre partons. Cet excès d'énergie provient de 4 sources distinctes :

1. Les interactions multiples $p\bar{p}$ lors du même croisement de paquets que la collision dure étudiée (interactions multiples ou MI)
2. Les interactions $p\bar{p}$ ayant eu lieu lors des croisements de paquets précédents (empilement d'événements ou pile-up), résultant d'une mise en forme lente du signal électronique des cellules du calorimètre
3. Le bruit dû à la radioactivité naturelle de l'uranium et à l'électronique du calorimètre (bruit)
4. Les interactions des partons spectateurs lors de la collision $p\bar{p}$ ("Underlying Events" ou UE)

Les 2 premières causes dépendent de la luminosité instantanée tandis que la dernière dépend de l'énergie dans le centre de masse. L'énergie sous-jacente augmente avec la taille du cône utilisé dans l'algorithme de reconstruction des jets. Elle est également dépendante de la pseudo-rapacité, η_ϕ mesurée à partir du vertex primaire de l'interaction (coordonnées physiques).

Un événement sélectionné par un système de déclenchement basé sur une grande impulsion transverse peut être modélisé par la somme d'une interaction partonique dure et d'un événement sans biais à la même luminosité.

Le nombre moyen d'interactions dures $\langle N \rangle$ dans un événement à grand P_T s'écrit :

$$\langle N \rangle = 1 + \langle N_{ZB} \rangle$$

où $\langle N_{ZB} \rangle$ est le nombre moyen d'interactions dures dans un événement sans biais. Cette valeur s'exprime en fonction de la probabilité $P(n)$ d'avoir n interactions dures à une luminosité donnée.

$$\langle N_{ZB} \rangle = \sum_{n=0}^{\infty} n P(n)$$

La probabilité $P(n)$ suit une distribution de Poisson. La correction totale de l'énergie sous-jacente peut être présentée comme une somme de toutes ces contributions :

$$E_{SJ} = (1 + \langle N_{ZB} \rangle) E_{UE} + E_{bruit} + E_{pile-up} \quad (5.1)$$

$$= E_{UE} + \langle N_{ZB} \rangle E_{UE} + E_{bruit} + E_{pile-up} \quad (5.2)$$

où

- E_{UE} est l'énergie associée aux interactions des partons spectateurs
- $< N_{ZB} > E_{UE}$ est l'énergie associée aux interactions multiples
- E_{bruit} est l'énergie due au bruit
- $E_{pile-up}$ est l'énergie provenant de l'empilement des événements.

5.1.1 Le calcul de l'énergie sous-jacente pendant le Run I

Au cours du Run I, les 3 derniers termes étaient combinés. L'énergie sous-jacente s'écrivait donc :

$$E_{SJ} = E_{UE} + E_{\Theta}$$

Energie associée aux interactions des partons spectateurs

L'énergie provenant des partons spectateurs était mesurée dans des événements avec un biais minimum à faible luminosité ($\mathcal{L} = 0.1 \times 10^{30} cm^{-2} s^{-1}$). La densité d'énergie transverse par unité $\Delta\eta \times \Delta\varphi$ due aux interactions des partons spectateurs, au bruit et à l'empilement est notée D_{MB} . Cependant, la contribution du bruit et de l'empilement était mesurée dans des événements sans biais à faible luminosité avec la condition supplémentaire de ne pas avoir d'interactions dures. Cette densité d'énergie transverse est notée $D_{ZB}^{no\ HC}$.

Par conséquent, la densité d'énergie associée aux interactions des partons spectateurs, D_{UE} , est obtenue par la différence de ces 2 quantités :

$$D_{UE} = D_{MB} - D_{ZB}^{no\ HC}$$

L'énergie E_{UE} à soustraire à un jet est :

$$E_{UE} = D_{UE} \times A_{\eta,\varphi}$$

où $A_{\eta,\varphi}$ est l'angle solide (surface angulaire) du jet dans l'espace $\eta \times \varphi$.

La figure 5.1 montre la dépendance en η_{det} de D_{UE} pour 2 valeurs de l'énergie dans le centre de masse ($\sqrt{s} = 630\ GeV$ et $\sqrt{s} = 1800\ GeV$). Parce que les interactions des partons spectateurs sont associés aux interactions molles (soft) dans les collisions $p\bar{p}$, ils sont indépendants de la luminosité et du nombre d'interactions $p\bar{p}$ dans l'événement.

Autres contributions

Le bruit, l'empilement et les interactions multiples D_{Θ} contribuent également à la densité d'énergie transverse dans des événements sans biais. L'évolution de cette densité D_{Θ} en fonction de la pseudo-rapacité et de la luminosité est présentée sur la figure 5.2.

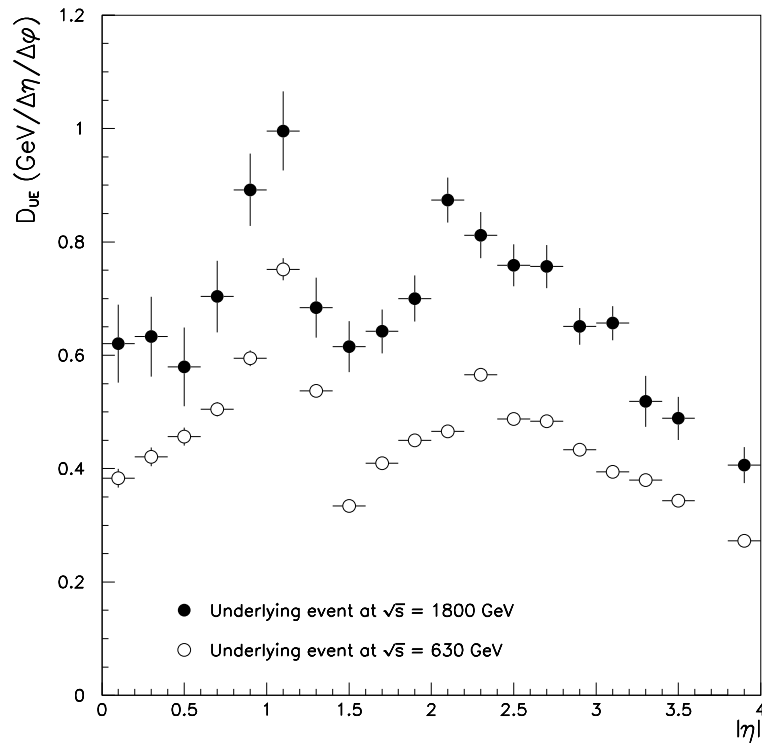


FIG. 5.1 – Densité d'énergie transverse associée aux interactions des partons spectateurs (D_{UE}) en fonction de η_{det} pour différentes valeurs de l'énergie dans le centre de masse ($\sqrt{s}$) pendant le Run I

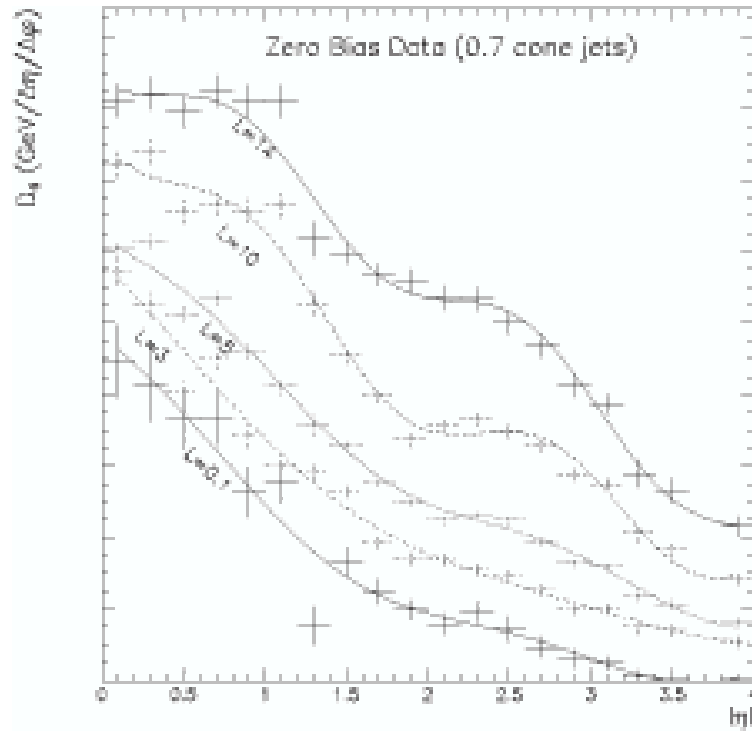


FIG. 5.2 – Densité d'énergie transverse associée au bruit, à l'empilement et aux interactions multiples (D_{Θ}) en fonction de η_{det} pour différentes valeurs de la luminosité au cours du Run I

D_Θ dépend du taux d’occupation des cellules du calorimètre c’est-à-dire le nombre de cellules du calorimètre qui ont été lues après suppression de zéros divisé par le nombre total cellule dans le jet. Par conséquent, D_Θ déterminée avec des données sans biais doit être extrapolée à une valeur compatible avec le taux d’occupation moyen pour un jet dans les données. La différence du taux d’occupation domine les incertitudes sur la correction de l’énergie sous-jacente. Elle contribue à une incertitude systématique de $\pm 0.25 \text{ GeV}$.

En combinant les erreurs statistiques et systématiques sur l’ajustement des données, l’incertitude totale était approximativement de 8 % [42].

5.1.2 Le calcul de l’énergie sous-jacente au cours du Run II

Au début du Run IIa, la luminosité instantanée était trop faible pour pouvoir étudier l’impact des interactions multiples sur l’énergie sous-jacente. La formule 5.2 devient :

$$E_{SJ} = E_{UE} + E_{bruit} + E_{pile-up}$$

Dans cette approximation, la densité d’énergie transverse mesurée dans des événements avec biais minimum (D_{MB}) est un bon estimateur de l’énergie sous-jacente.

$$E_{SJ} = D_{MB} \times A_{\eta,\varphi}$$

Le changement d’estimateur ainsi que les modifications de la chaîne de lecture du calorimètre impliquent que les résultats obtenus lors du Run I ne pourront pas être comparés à ceux du Run II.

5.1.2.1 L’échantillon de données

Pour notre étude, les événements sont collectés lors de prises de données spécifiques ou “runs spéciaux”. Un système de déclenchement pour les événements avec biais minimum et un autre pour les événements sans biais sont utilisés. Ces événements récoltés par ces systèmes de déclenchement ont été décrits plus précisément dans les sections 3.2.1 et 3.2.2.

5.1.2.2 Le contrôle de la qualité des données

Lors de la prise de données, l’algorithme NADA (cf. annexe A) fonctionne en mode passif, c’est-à-dire qu’il identifie les cellules du calorimètre dont le dépôt d’énergie est anormal, mais ne les supprime pas automatiquement.

Pour notre étude, nous utilisons le premier jeu de paramètres (voir tableau A.1 en annexe A) comme le préconise le groupe Jet/MET¹.

Les événements dans lesquels NADA a identifié au moins une cellule problématique sont rejetés. De ce fait, la statistique est réduite de quelques pourcents mais ceci augmente la qualité des données.

Les cellules avec de l'énergie négative après soustraction des pedestaux et suppression de zéros sont prises en compte comme lors de la mesure de l'énergie des jets, sinon les données seraient biaisées par les grandes densités d'énergie transverse.

5.1.2.3 La densité d'énergie transverse

Un bon estimateur de l'énergie sous-jacente est la densité d'énergie transverse calculée dans des événements avec un biais minimum. Cette variable est définie pour un anneau par :

$$\mathcal{D}_{E_T}(|\eta_i|) = \frac{\Delta E_T}{\Delta\eta\Delta\varphi} = \frac{\sum_{j=1}^{N_{evt}} \sum_{i=1}^{N_{i,j}} E_{Tj}(|\eta_i|)}{2 \times S \times N_{evt}}$$

où :

- E_{Tj} est l'énergie transverse de la cellule j appartenant à cet anneau
- N_i est le nombre de cellules dans l'anneau
- η_i est la pseudorapacité de l'anneau considéré
- S est la surface de l'anneau de largeur $\Delta\eta = 0.2$ soit $S = 2\pi \times 0.2$.
- N_{evt} est le nombre d'événements sélectionnés
- Un coefficient 2 au dénominateur est ajouté parce que nous ne faisons pas de différence entre les parties Nord et Sud du calorimètre.

Les informations sur les cellules (énergie et coordonnées) proviennent des objets "Cal-DataChunk" du programme *DØReco*.

5.1.2.4 L'erreur statistique sur la densité d'énergie transverse

Nous définissons l'erreur statistique sur la densité d'énergie transverse comme suit :

$$\sigma_{\mathcal{D}_{E_T}}(|\eta_i|) = \frac{\sigma_{E_T}(|\eta_i|)}{2 \times S \times \sqrt{N_{evt}}}$$

où σ_{E_T} est l'écart-type de la distribution de l'énergie transverse des tours appartenant à l'anneau considéré pour tous les événements sélectionnés.

¹groupe de travail sur l'identification des jet et sur la mesure de l'énergie transverse manquante

Numéro	132139	132144
Date (2001)	25 sept	25 sept
Durée (h)	0.54	3.60
Luminosité délivrée (nb^{-1})	13.76	80.41
Nombre d'événements	26119	134194

TAB. 5.1 – Principales caractéristiques des runs spéciaux 132139 et 132144

5.1.2.5 L'ajustement de la densité

La distribution de la densité d'énergie transverse est ajustée avec un jeu de fonctions afin de la rendre un peu plus homogène. Ces fonctions sont choisies pour reproduire les variations de cette distribution.

Les erreurs statistiques sont calculées à partir des incertitudes sur les paramètres de l'ajustement en supposant qu'ils ne sont pas corrélés.

5.1.3 L'évolution de la correction d'énergie sous-jacente

L'étude de l'énergie sous-jacente pour le Run II de DØ a commencé en octobre 2001. Pour chaque version du programme **JetCorr**, une paramétrisation de la densité d'énergie en fonction de η_{det} est fournie pour les données et pour les événements Monte-Carlo. Une première paramétrisation a été utilisée uniquement sur les données dans la version 1.1.2 du programme **JetCorr**.

5.1.3.1 La version 1.1.2

Données

Les événements ont été collectés lors de runs spéciaux avec un biais minimum (runs 132139 et 132144). Ils ont été reconstruits avec la version p10.07.01 du programme **DØReco**. Leurs principales caractéristiques sont résumées dans le tableau 5.1. La suppression de zéros était à 2.5σ .

En ce début d'étude, la compréhension de la région intercryostat était incomplète notamment ses coefficients de pondération pour la reconstruction de l'énergie. Nous avons séparé le domaine ajustable en 2 régions : centrale et sur l'avant.

Le meilleur ajustement pour la densité d'énergie est obtenu avec un polynôme du 4ème degré pour la partie sur l'avant ($1.5 < |\eta_{det}| < 4.8$). Nous attendions une homogénéité dans la partie centrale. Nous avons donc ajusté la densité d'énergie avec une fonction affine. Les ajustements sont reportés sur la figure 5.3.

Dans la version 1.1.2 du programme **JetCorr** [43], les paramétrisations obtenues par ajustement sont utilisées pour la partie centrale et pour la partie sur l'avant. Dans ces régions, l'erreur statistique basée sur la dispersion des points est égal à 0.3 GeV . En

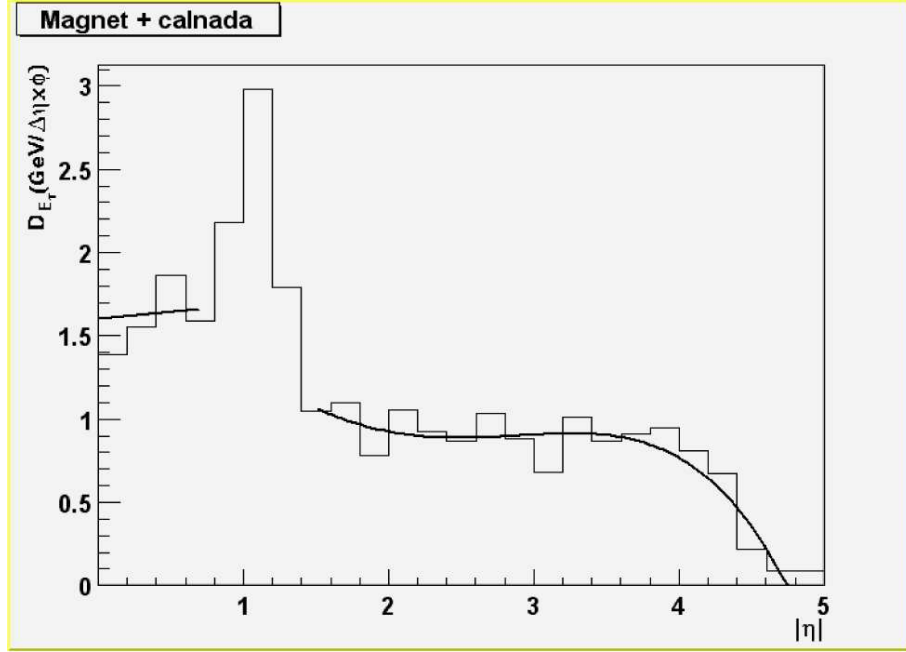


FIG. 5.3 – Ajustement de la distribution d'énergie transverse en fonction de η_{det} implémentée dans JetCorr 1.1.2 pour les données

revanche aucune incertitude systématique n'est assignée pour ces régions. Pour la région intercryostat ($0.8 < |\eta_{det}| < 1.4$), la correction est faite à partir d'une interpolation entre les points $|\eta_{det}| = 0.8$ et $|\eta_{det}| = 1.4$. A cause de la variation rapide de la densité d'énergie dans cette région, nous avons joint une incertitude systématique très conservatrice de 1.5 GeV qui est la différence entre ces 2 points et le maximum du pic.

Monte-Carlo

Dans la simulation Monte-Carlo, les événements de biais minimum sont un mélange de processus de QCD à faible impulsion transverse et d'événements à simple et à double diffractions. La contribution des partons spectateurs est intégrée dès la génération avec Pythia 6.2. Tandis que les interactions multiples $p\bar{p}$ sont ajoutées en superposant des événements avec un biais minimum issus des données.

Les paramètres du modèle ont été accordés avec les données du Run I de CDF (événements avec un biais minimum et avec des jets "mous"). Cet accord a été obtenu avec Pythia 6.115 et les fonctions de structures *CTEQ4L* du programme PDFLIB. Cette configuration a permis d'ajuster correctement les données du Run II de CDF avec Pythia 6.2 et les fonctions de structures *CTEQ5L*.

Le nombre événements avec un biais minimum rajoutés suit une distribution de poisson de valeur moyenne $\langle n \rangle$.

Pour la luminosité actuelle, les interactions multiples sont simulées en superposant

Numéro	149206
Date (2002)	21 mars
Durée (h)	0.98
Luminosité délivrée (nb^{-1})	9.71
Luminosité enregistrée (nb^{-1})	9.31
Nombre d'événements	101990
Déclenchement L3 (fréquence en Hz)	Afastz (12.87)

TAB. 5.2 – Principales caractéristiques du run spécial 149206

en moyenne $\langle n \rangle = 0.8$ événements.

Dans le même temps, les études sur le Monte-Carlo n'ont pas reproduit les variations des données. Les corrections de l'énergie sous-jacente déterminées sur les données avec les erreurs statistique et systématique sont appliquées pour corriger les jets dans la simulation Monte-Carlo. En outre, une erreur systématique de $1 \text{ GeV}/(\Delta\eta \times \Delta\varphi)$ a été rajoutée afin de rester le plus conservatif possible.

5.1.3.2 La version 2.0

Données

Les événements avec un biais minimum ont été collectés lors du run 149206. Ils ont été reconstruits avec la version p10.15.01. Depuis p10.07.01, les poids des différentes couches du calorimètre électromagnétique ont été modifiés. Les caractéristiques de ce run sont récapitulées dans le tableau 5.2

La densité d'énergie transverse pour les données est ajustée avec un jeu de 2 droites ($|\eta_{det}| < 0.8$ et $1.2 < |\eta_{det}| < 4.0$). La zone intercryostat n'a toujours pas été prise en considération.

Dans le programme **JetCorr**, la densité d'énergie sous-jacente est définie comme le minimum entre ces 2 fonctions affines. La figure 5.4 montre cette paramétrisation [44].

Monte-Carlo

Quatre mille événements Monte-Carlo ont été générés avec Pythia et reconstruit avec p10.11.00. Dans les événements simulés, le nombre de cellules avec un dépôt d'énergie après suppression de zéros et soustraction des piédestaux est plus grand que dans les données à cause d'une différence dans les seuils appliqués pour la suppression de zéros. Ces seuils sont de 1.5σ pour les cellules du calorimètre électromagnétique et de 2.0σ pour le calorimètre hadronique.

La distribution obtenue est également ajustée avec 2 fonctions affines : une pour la région : $0 < |\eta_{det}| < 2.3$ et une autre pour région : $2.3 < |\eta_{det}| < 4.0$. Le pic de la région IC n'a pas contribué à l'ajustement.

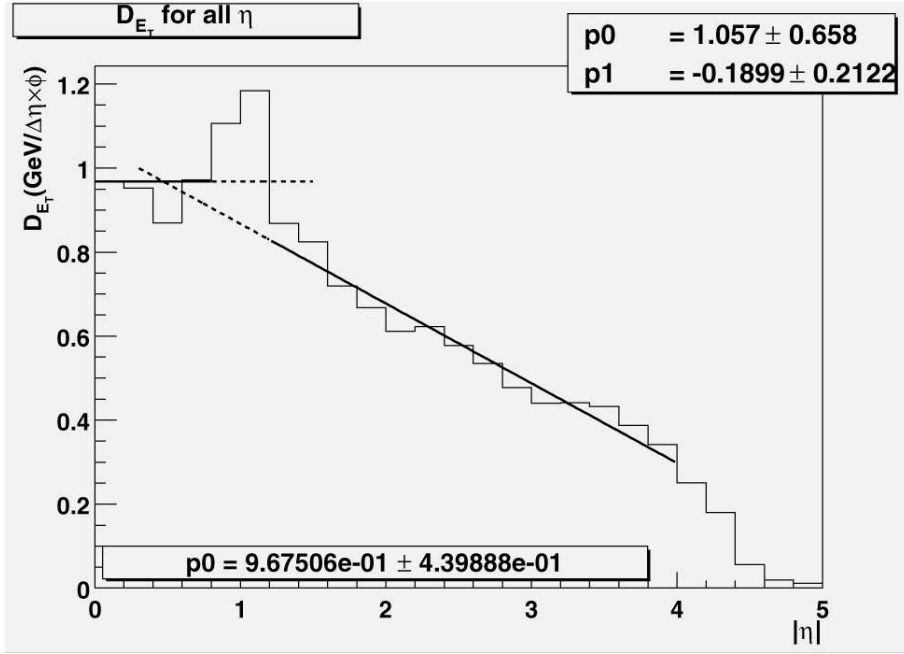


FIG. 5.4 – Ajustement de la distribution d'énergie transverse en fonction de η_{det} implémentée dans **JetCorr** 2.0 pour les données.

Cette paramétrisation est représentée sur la figure 5.5.

A cause de la dispersion des points, l'erreur systématique dans les données est égale à 2 *GeV* et elle estimée à 1 *GeV* dans le Monte-Carlo.

Pour les données et le Monte-Carlo, une erreur systématique de 0.4 *GeV* est rajoutée de façon *ad hoc* pour la région inter-cryostat $0.7 < |\eta_{det}| < 1.5$.

5.1.3.3 La version 3.0

Données

Les événements avec un biais minimum du run 164448, ont été reconstruits avec la version p11.12.01. Le seuil pour la suppression de zéros était toujours de 2.5σ . La correction de non-linéarité est appliquée. Les caractéristiques de ce run sont résumées dans le tableau 5.3.

La distribution de la densité d'énergie transverse en fonction de η_{det} est interpolée avec un jeu de 3 fonctions : une hyperbole dans la région $|\eta| < 0.9$, la somme d'une gaussienne et d'une exponentielle pour $0.9 < |\eta| < 2.7$ et une droite pour la zone $2.7 < |\eta| < 4.0$ [45]. Une meilleure compréhension des calorimètres inter-cryostats, nous a permis d'inclure cette région dans l'ajustement. Les ajustements, ainsi obtenus sont présentés sur la figure 5.6.

Une erreur systématique de 40 % a été estimée dans les événements de ce run spécial

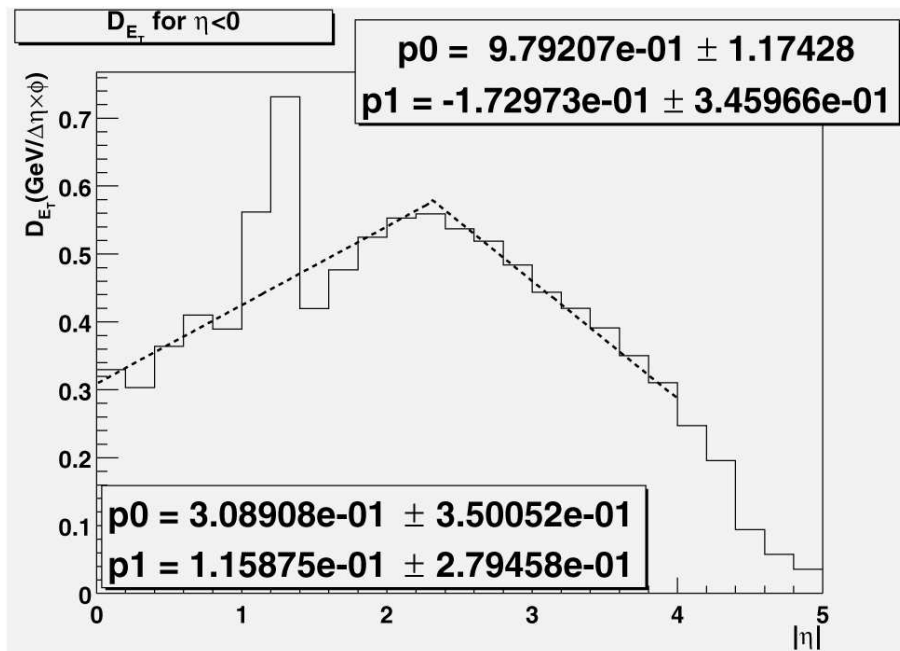


FIG. 5.5 – Ajustement de la distribution d'énergie transverse en fonction de η_{det} implémentée dans JetCorr 2.0 pour le Monte-Carlo.

Numéro	164448
Date (2002)	21 septembre
Durée (h)	0.32
Luminosité délivrée (nb^{-1})	25.37
Luminosité enregistrée (nb^{-1})	24.24
Nombre d'événements	53893
Déclenchement L3	Afastz
(fréquence en Hz)	23.25

TAB. 5.3 – Principales caractéristiques du run spécial 164448

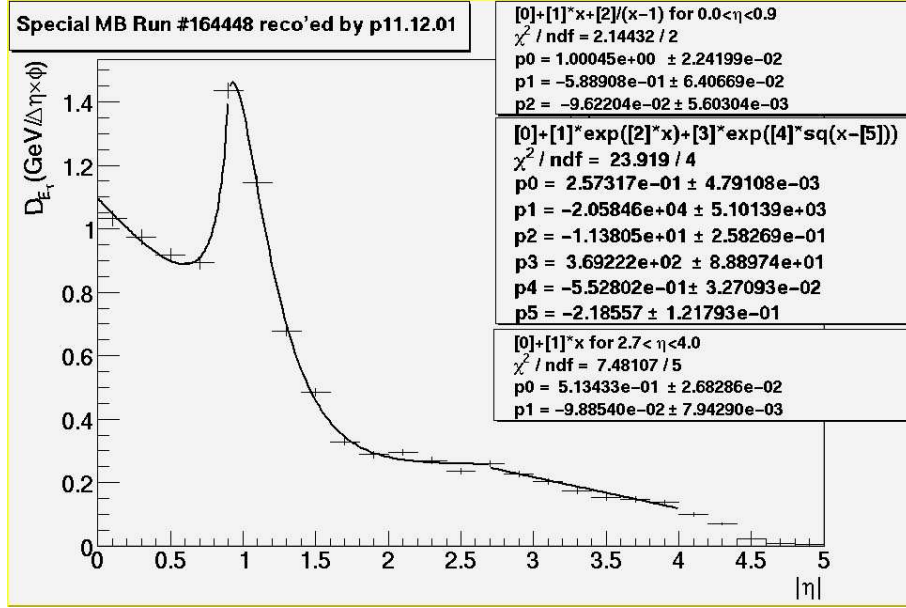


FIG. 5.6 – Ajustement de la distribution d'énergie transverse en fonction de η_{det} implémentée dans JetCorr 3.0 pour les données.

afin de prendre en compte les effets de la suppression de zéros sur le nombre de cellule lues dans le calorimètre.

Une erreur sur le système de déclenchement a été faite. Au lieu de sélectionner des événements avec un biais minimum, tous les événements appartenant à ce run ont contribué à cette densité. De ce fait, la densité d'énergie a été sous-estimée de 10 % dans les régions centrale et inter-cryostat et entre 50 et 90 % dans la région sur l'avant.

Monte-Carlo

En l'absence d'une nouvelle production d'événements Monte-Carlo, aucune étude n'a pu être réalisée. Les résultats de la version précédente ont donc été conservés.

5.1.3.4 La version 4.0

Données

Le run précédent a été reconstruit avec la version p13.02.00. Aucune modification significative a été apportée sur la reconstruction des objets.

La densité d'énergie a été ajustée dans la région $|\eta_{det}| < 2.7$ par une fonction gaussienne ajoutée à un polynôme de 3ème degré et dans la région $2.7 < |\eta_{det}| < 4.0$ par une fonction affine. Ces courbes sont représentées sur la figure 5.7.

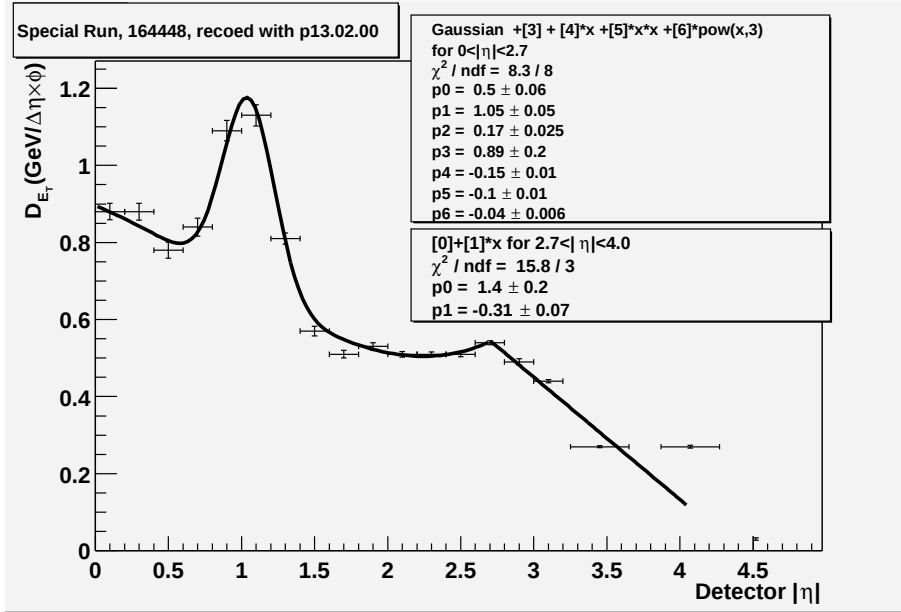


FIG. 5.7 – Ajustement de la distribution d'énergie transverse en fonction de η_{det} implémentée dans JetCorr 4.0 pour les données.

Monte-Carlo

Aucun événement Monte-Carlo n'a été produits, l'ajustement de JetCorr est toujours utilisé.

5.1.3.5 La version 4.2

Notre code a été adaptée par le groupe Jet Energy Scale au nouveau format de données : thumbnails.

Données

Trois runs spéciaux de biais minimum ont été pris avec des luminosités instantanées différentes : $11.5 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, $19.5 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ et $32.5 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Ces runs spéciaux ont été reconstruits avec p13.06. Les densités d'énergie transverse mesurées sont représentées sur la figure 5.8. Le run avec la luminosité intermédiaire a servi comme correction nominale pour le programme JetCorr 4.2.

La différence entre les densités mesurées pour les données de faible et de haute luminosités et la densité par rapport à la luminosité intermédiaire a été utilisée pour déterminer une erreur systématique liée à la luminosité : 20 % pour $|\eta_{det}| < 1.5$ et 10 % pour $|\eta_{det}| > 1.5$ (figure 5.9).

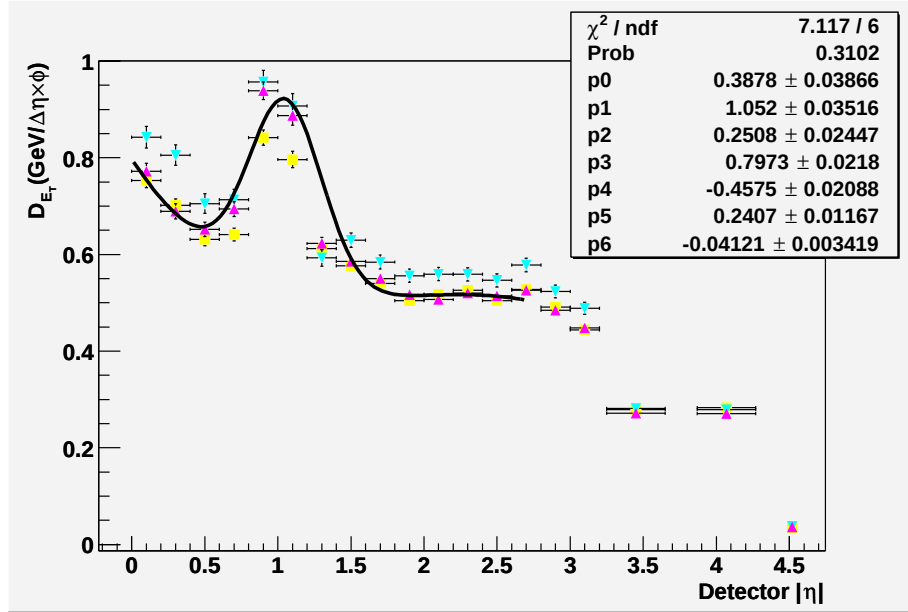


FIG. 5.8 – Densité d'énergie transverse par unité $\eta \times \phi$ en fonction de $|\eta_{det}|$ pour les 3 valeurs de la luminosité : faible (carré jaune $\square$), intermédiaire (triangle rose $\triangle$) et haute (triangle bleu ∇)

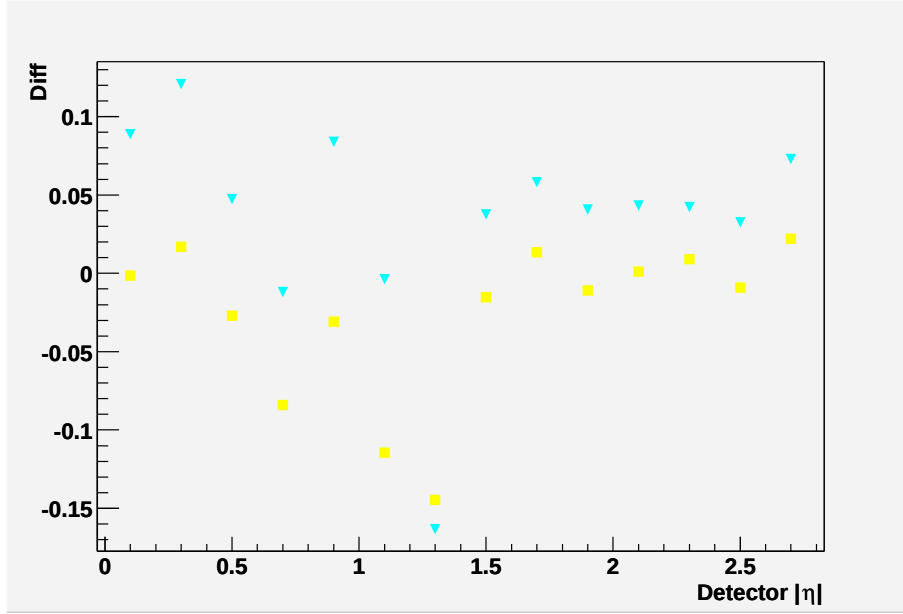
Monte-Carlo

Des événements Monte-Carlo ont été produits avec la version p13.08. De nombreuses modifications ont été apportées au programme de reconstruction depuis p10.11.00 notamment sur les détecteurs de la région intercryostat (MG et ICD) et la simulation de l'empilement. De plus, la correction de la non-linéarité est utilisable pour les productions Monte-Carlo.

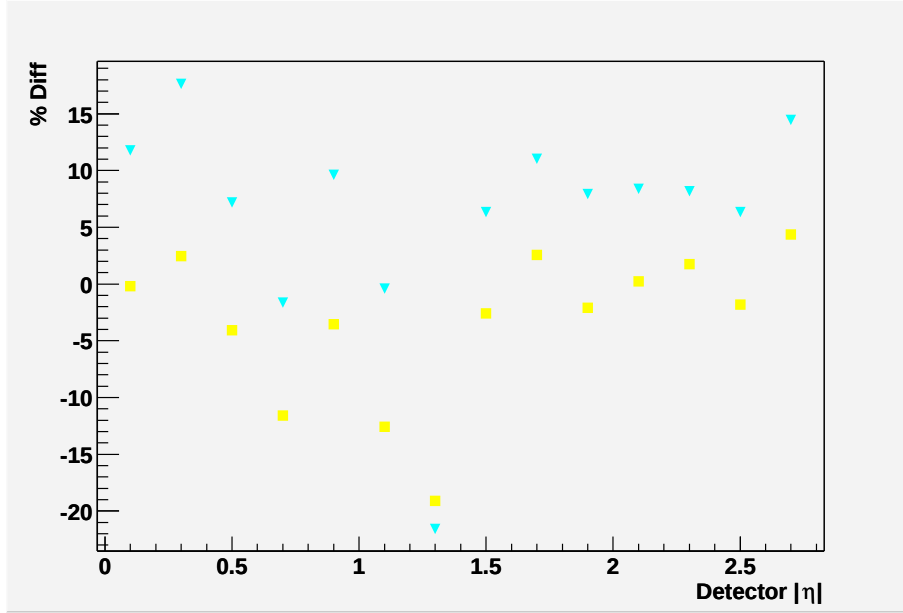
La densité d'énergie transverse ainsi obtenue a été ajustée avec une fonction gaussienne ajoutée à un polynôme de 3ème degré dans la région $0 < |\eta_{det}| < 2.6$. La figure 5.10 montre l'ajustement ainsi obtenu.

5.1.4 L'optimisation de la sélection des événements

La difficulté de cette étude réside dans le fait que la densité d'énergie transverse est une variable globale et qu'elle est sensible au moindre défaut de fonctionnement du calorimètre. Nous devrions prendre en considération les cellules problématiques (cellules non traitées par NADA) pour sélectionner les événements. Ainsi, nous avons proposé une nouvelle méthode de sélection.



(a)



(b)

FIG. 5.9 – Différences absolue (a) et relative (b) de la densité d'énergie transverse par unité $\eta \times \varphi$ entre les données avec la plus faible luminosité (carré jaune $\square$) et la plus haute luminosité (triangle bleu ∇) et l'ajustement de la densité sur les données de luminosité intermédiaire

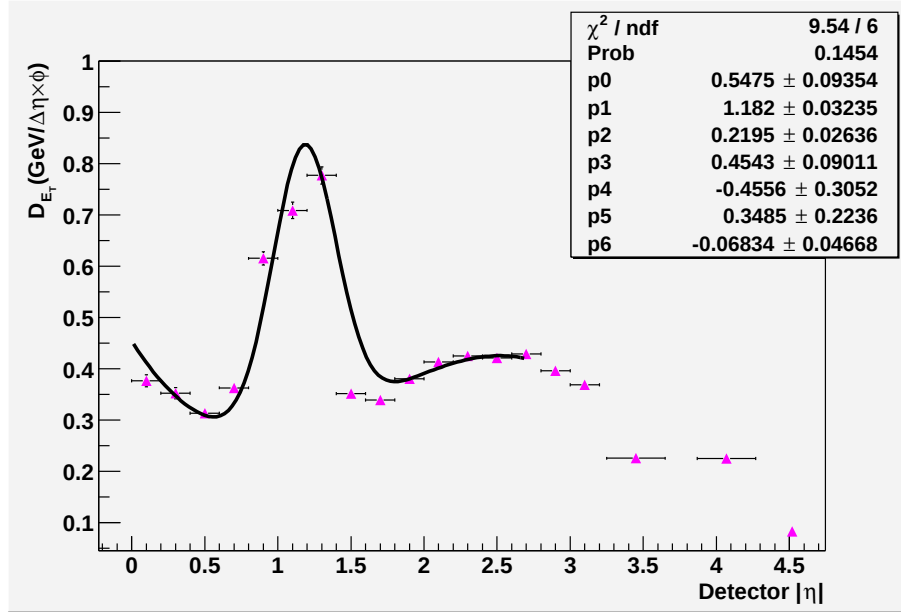


FIG. 5.10 – Ajustement de la densité d'énergie transverse pour des événements Monte-Carlo

5.1.4.1 L'échantillon de données

Pour la mise au point de cette nouvelle méthode, nous avons étudiés 6 runs spéciaux.

Les systèmes de déclenchement utilisés ont été au nombre de 3 :

- Min_bias_and_NOT : Lors d'un croisement de faisceau, le système se déclenche quand 2 dépôts d'énergie se font en coïncidence dans les luminomètres Nord et Sud tandis que toutes les conditions des autres déclenchement ne sont pas réalisées (Veto sur tous les autres déclenchements). Dans ce cas, seul des événements avec un biais minimum sont enregistrés
- zero_bias_only : Seul des événements sans biais sont collectés
- global_CalMuon : Configuration normale pour les prises de données de physique dans l'expérience DØ . Le système de déclenchement est basé sur les tours calorimétriques entières ou seulement électromagnétiques et sur les muons (scintillateurs centraux et sur l'avant). Les systèmes de déclenchement pour les événements sans biais (ALiveBX) et avec un biais minimum (Afastz) sont également disponibles

La luminosité délivrée pendant ces runs spéciaux va de 4.46 jusqu'à 69.02 nb^{-1} . Ces données ont été reconstruites avec 2 versions différentes p10.15.01 et p11.12.01. Le run avec un biais minimum 149206 a même été reconstruit avec les 2 versions. Les principales caractéristiques de ces runs spéciaux sont récapitulées dans les tableaux 5.4 et 5.5.

Numéro	148443	148444	149206	149209
Date (2002)	10 mars	10 mars	21 mars	21 mars
Durée (h)	4.40	1.92	0.98	0.49
Configuration	global_CalMuon-4.20	global_CalMuon-4.20	MinBias_and_NOT-1.00	zero_bias_only-1.3
Luminosité délivrée (nb^{-1})	69.02	25.37	9.71	4.46
Luminosité enregistrée (nb^{-1})	68.68	21.05	9.31	4.39
Nombre d'événements	264037	117450	101990	51082
Déclenchement L3	Afastz (0.52)	Afastz (0.60)	Afastz 12.87	zero_bias_1.3 (24.76)
(fréquence en Hz)	ALiveBX (0.41)	ALiveBX (0.30)	Afastz VETO (14.26)	

TAB. 5.4 – Principales caractéristiques des runs spéciaux reconstruits avec la version p10.15.01

Numéro	149206	164448	164640
Date (2002)	21 mars	21 septembre	24 septembre
Durée (h)	0.98	0.32	0.43
Configuration	MinBias_and_NOT-1.00	MinBias_and_NOT-1.10	MinBias_and_NOT-1.10
Luminosité délivrée (nb^{-1})	9.71	25.37	16.14
Luminosité enregistrée (nb^{-1})	9.31	24.24	15.84
Nombre d'événements	101990	53893	70100
Déclenchement L3	Afastz (12.87)	Afastz VETO (23.25)	Afastz (18.94)
(fréquence en Hz)	Afastz VETO (14.26)		Afastz VETO (25.86)

TAB. 5.5 – Principales caractéristiques des runs spéciaux reconstruits avec la version p11.12.01

5.1.4.2 L'utilisation de NADA

Comme précédemment, nous avons rejeté tout événement contenant des cellules identifiées par NADA. Une première distribution de la densité d'énergie transverse est ainsi obtenue. La figure 5.11(a) représente cette distribution pour le run 164448.

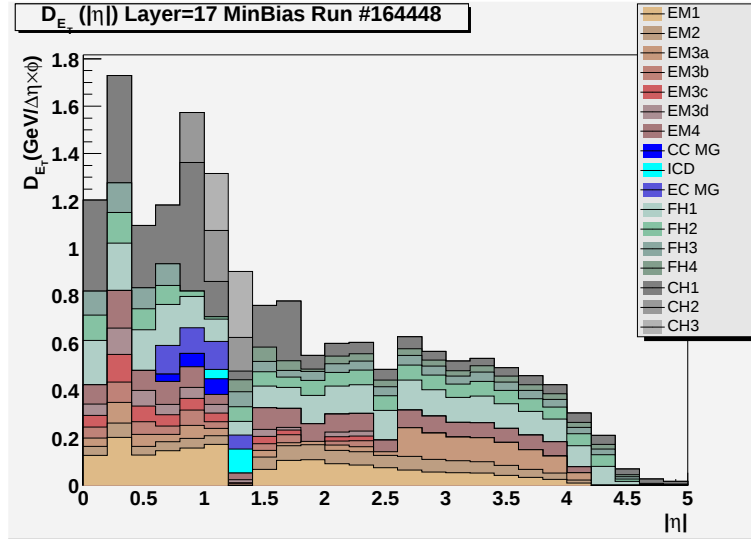


FIG. 5.11 – Distribution de la densité d'énergie transverse pour le run 164448 reconstruit avec p11.12.01

La carte de l'énergie transverse de la tour de coordonnées (η, φ) a été obtenue en sommant les différents dépôts dans toutes les couches du calorimètre. La figure 5.12 représente cette carte en énergie transverse pour ce run spécial.

L'énergie transverse pour ce run est uniformément répartie dans le plan (η, φ) sauf à quelques endroits de coordonnées $(-25, 54)$, $(-19, 49)$, $(3, 39)$ et $(18, 44)$.

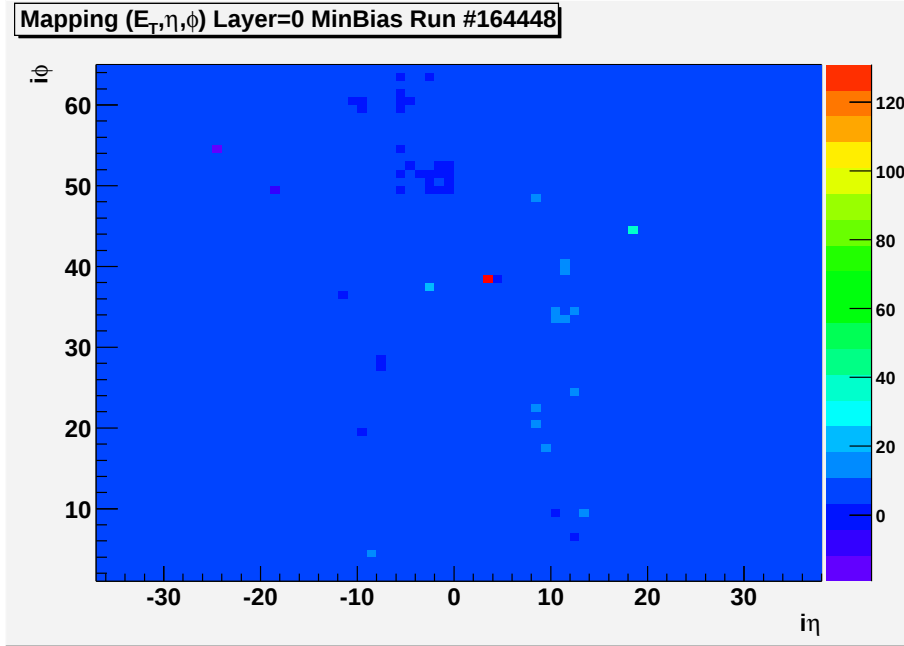
Ensuite, des cartes de l'énergie (figure 5.13(a)) et du taux d'occupation (figure 5.13(b)) pour les tours de coordonnées (η, φ) sont établies pour ce même run.

Dans le cas où les anomalies apparaissent seulement sur la carte de l'énergie, les tours seront définies comme chaudes quand l'énergie déposée est positive et de tours froides pour une énergie négative. En revanche, les dépôts anormaux en coïncidence entre les 2 cartes seront considérées comme des tours bruyantes.

Dans notre nomenclature, la tour $(3, 39)$ apparaît comme bruyante, les tours $(-25, 54)$ et $(-19, 49)$ sont froides et la tour $(18, 44)$ comme chaude.

5.1.4.3 Le traitement des tours et des cellules problématiques restantes

D'une part, le programme NADA ne traite pas toutes les couches du calorimètre et ne peut pas identifier des cellules anormales si elles ne sont pas isolées. D'autre part,

FIG. 5.12 – Energie transverse par unité $\eta \times \varphi$ pour le run 164448

la compréhension du calorimètre n'est pas encore parfaite : bruits piqué ou corrélé, cartes ADC inversées, "ring of fire". Pour éviter que ces lacunes engendrent un biais sur la densité d'énergie transverse (surestimation), nous calculons la valeur moyenne $\langle E_T \rangle$ et l'écart-type σ_{E_T} de la distribution de l'énergie transverse déposée par tour. Un exemple de cette distribution pour le run 164448 est proposée sur la figure 5.14.

Puis, nous définissons les tours problématiques de rang n comme des tours dont l'énergie transverse E_T^{tour} n'est pas située dans une fenêtre de n fois l'écart-type (σ_{E_T}) autour de la valeur moyenne de l'énergie transverse ($\langle E_T \rangle$) :

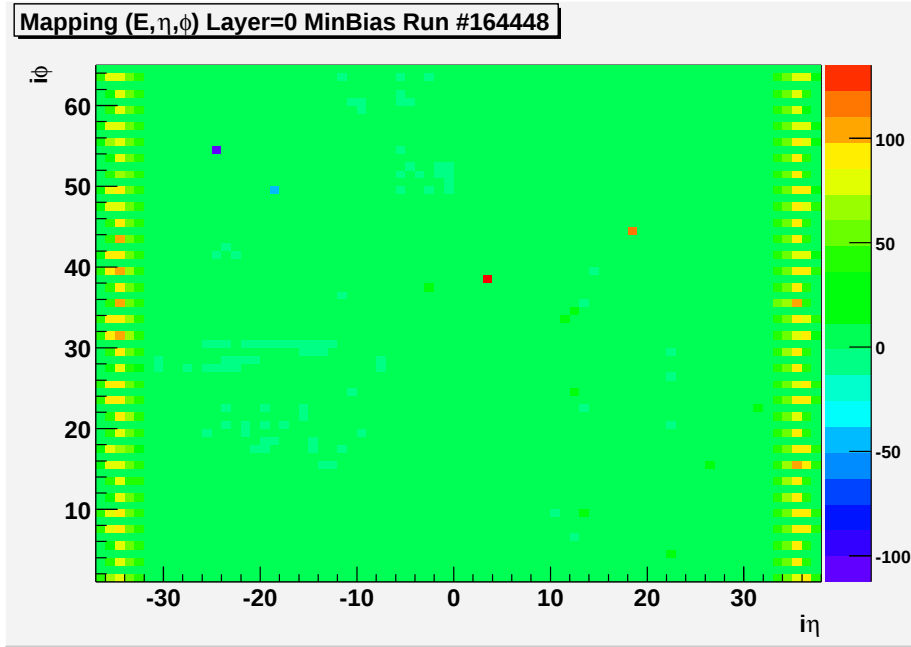
$$| \langle E_T \rangle - E_T^{tour} | \geq n \times \sigma_{E_T}$$

Pour chacune de ces tours problématiques, nous regardons plus précisément la répartition de l'énergie transverse pour chaque couche du calorimètre.

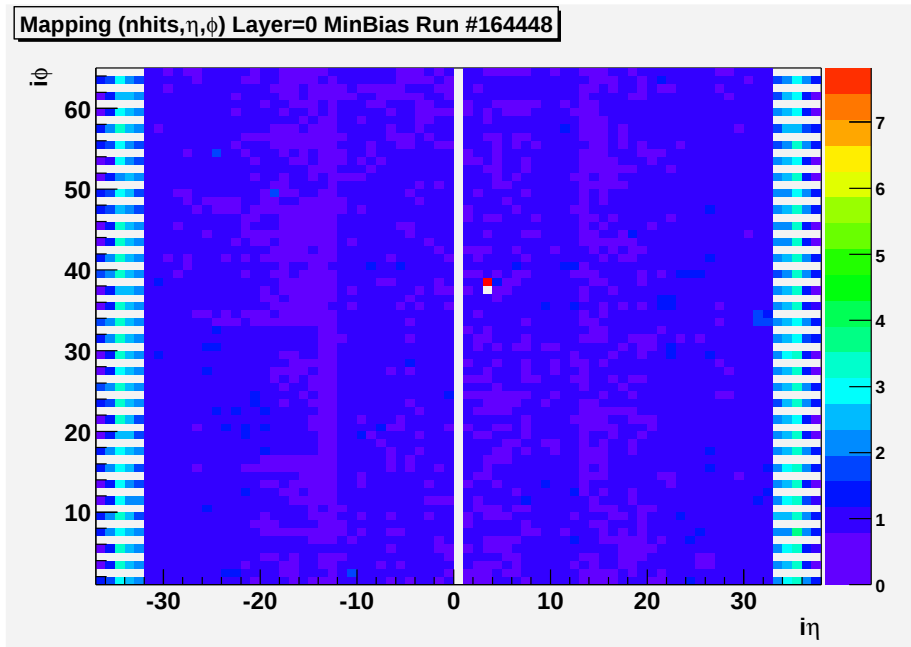
Pour chaque cellule de la tour, nous déterminons à combien d'écarts-types de la moyenne de sa couche, son énergie transverse se situe.

Si elle se trouve à n fois écart-type de la moyenne de la couche, elle est considérée comme problématique.

Dans le cas où le nombre de cellules problématiques à l'intérieur d'une tour est inférieur à 5, ces cellules seront supprimées individuellement ; sinon, ce sera toute la tour qui ne sera pas prise en considération.



(a)



(b)

FIG. 5.13 – Energie (a) et taux d'occupation (b) par unité $\eta \times \phi$ pour le run 164448

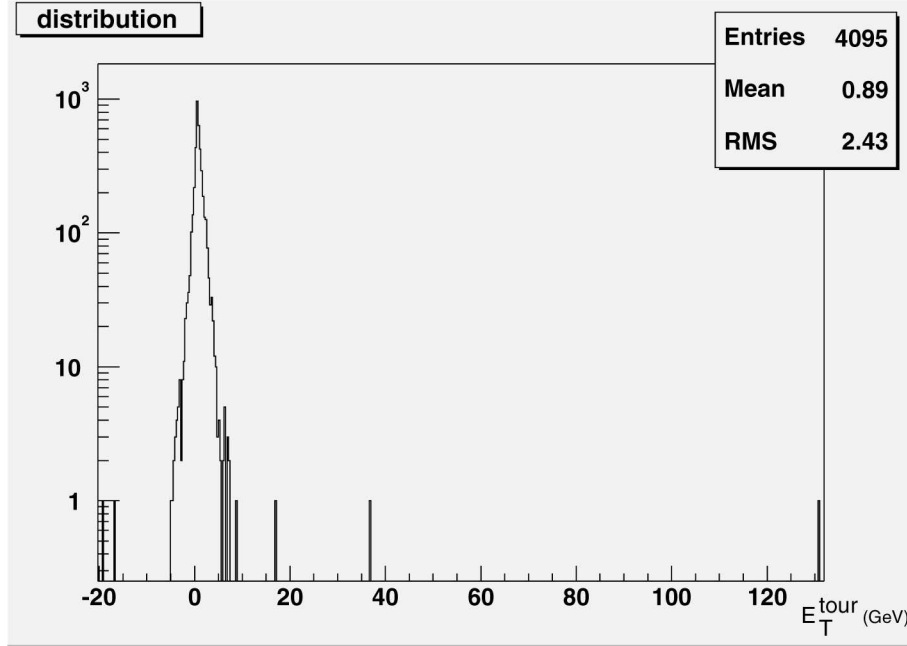


FIG. 5.14 – Distribution de l'énergie transverse des tours pour le run 164448

Les tableaux 5.6 et 5.7 récapitulent toutes les valeurs caractéristiques de ces distributions et le nombre de tour appartenant au rang n .

Les figures 5.15 représentent les cartes en énergie transverse par unité $\eta \times \varphi$ pour le run 164448 pour une coupure allant de 1 à $9\sigma_{E_T}$.

Lorsque la coupure sur les cellules problématiques est trop sévère la structure du calorimètre devient apparente. Nous pouvons comparer la carte de l'énergie transverse dans le run 164448 pour une coupure de 1σ (figure 5.16(a)) et une représentation schématique de l'emplacement des différents crates du calorimètre (figure 5.16(b)).

L'évolution de la densité d'énergie transverse pour différentes valeurs de n est représentée en fonction de la valeur absolue de η_{det} sur la figure 5.17(a) et en fonction de η_{det} sur la figure 5.17(b).

Nous constatons une asymétrie entre les parties sud et nord du calorimètre, c'est-à-dire entre η positif et négatif. Cette asymétrie se retrouve également dans le bruit du calorimètre après soustraction des pedestaux et suppression de zéros (figure 5.18).

Nous pouvons regarder les conséquences de ces coupures sur les distributions de l'énergie transverse manquante et de ses projections sur les axes des x et y , ainsi que la somme scalaire de l'énergie transverse (H_T) définie par :

$$H_T = \sum_{i=1}^{N_{cell}} E_T^i$$

Numéro	148443	148444	149206
Borne inférieure	-74.78	-3.56	-0.24
Borne supérieure	14.97	6.19	3.85
Moyenne	2.68	0.93	0.85
Ecart-Type	1.86	0.55	0.45
σ_{E_T}	707	878	982
$2\sigma_{E_T}$	36	174	218
$3\sigma_{E_T}$	3	55	50
$4\sigma_{E_T}$	3	20	14
$5\sigma_{E_T}$	2	13	2
$6\sigma_{E_T}$	2	6	1
$7\sigma_{E_T}$	1	5	0
$8\sigma_{E_T}$	1	2	0
$9\sigma_{E_T}$	1	1	0

TAB. 5.6 – Valeurs caractéristiques des distributions en énergie transverse et le nombre de tour appartenant au rang n pour les runs spéciaux reconstruits avec la version p10.15.01

Numéro	149206	164448	164640
Borne inférieure	-0.77	-19.28	-82.78
Borne supérieure	5.62	130.95	236.39
Moyenne	1.29	0.85	0.36
Ecart-Type	0.76	1.33	1.80
σ_{E_T}	914	693	303
$2\sigma_{E_T}$	205	159	75
$3\sigma_{E_T}$	58	44	32
$4\sigma_{E_T}$	18	18	16
$5\sigma_{E_T}$	3	6	9
$6\sigma_{E_T}$	0	5	7
$7\sigma_{E_T}$	0	5	4
$8\sigma_{E_T}$	0	5	4
$9\sigma_{E_T}$	0	5	3

TAB. 5.7 – Valeurs caractéristiques des distributions en énergie transverse et le nombre de tour appartenant au rang n pour les runs spéciaux reconstruits avec la version p11.12.01

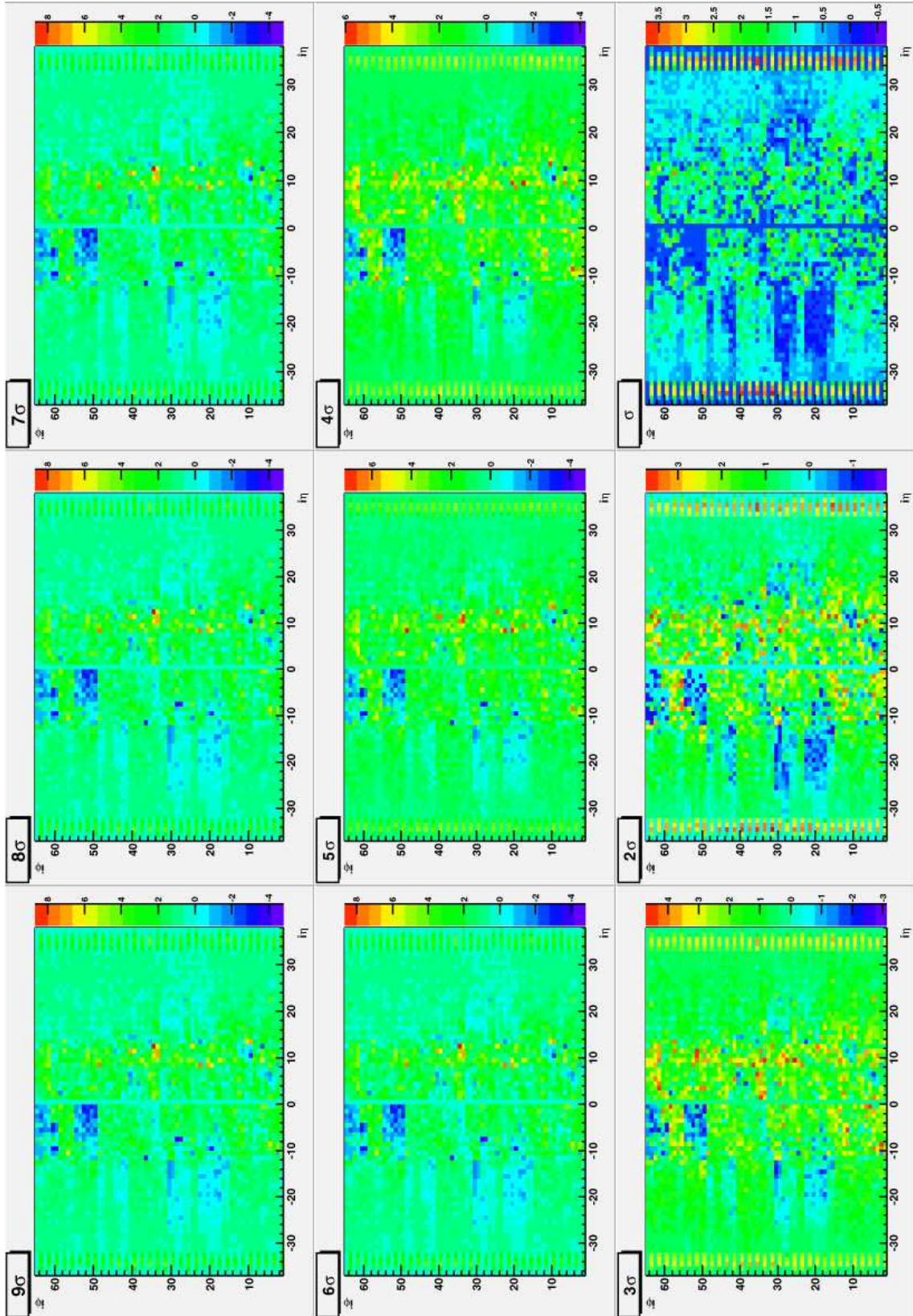
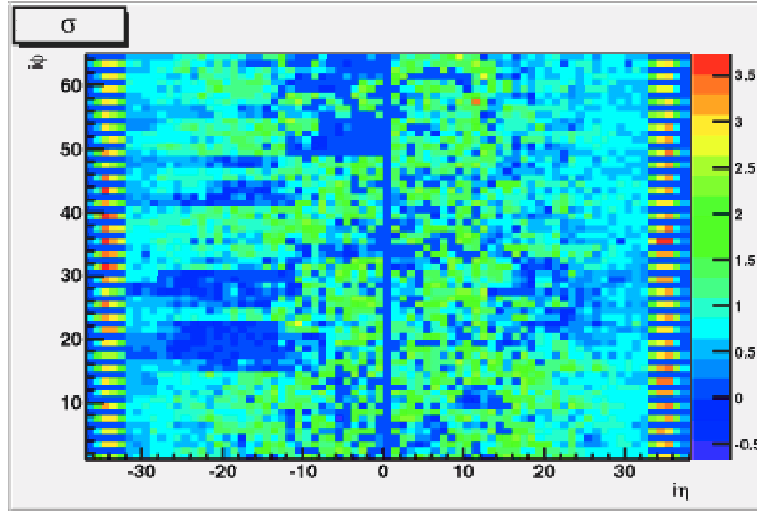
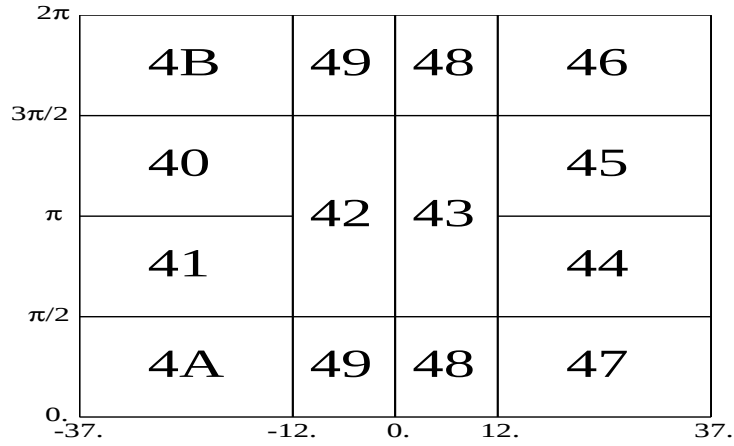


FIG. 5.15 – Energie transverse par unité $\eta \times \varphi$ pour le run 164448 pour une coupure allant de 1 à $9\sigma_{E_T}$



(a)



(b)

FIG. 5.16 – Carte de l'énergie transverse dans le run 164448 pour une coupure de 1σ dans le plan (η, φ) et l'emplacement des différents crates du calorimètre (b).

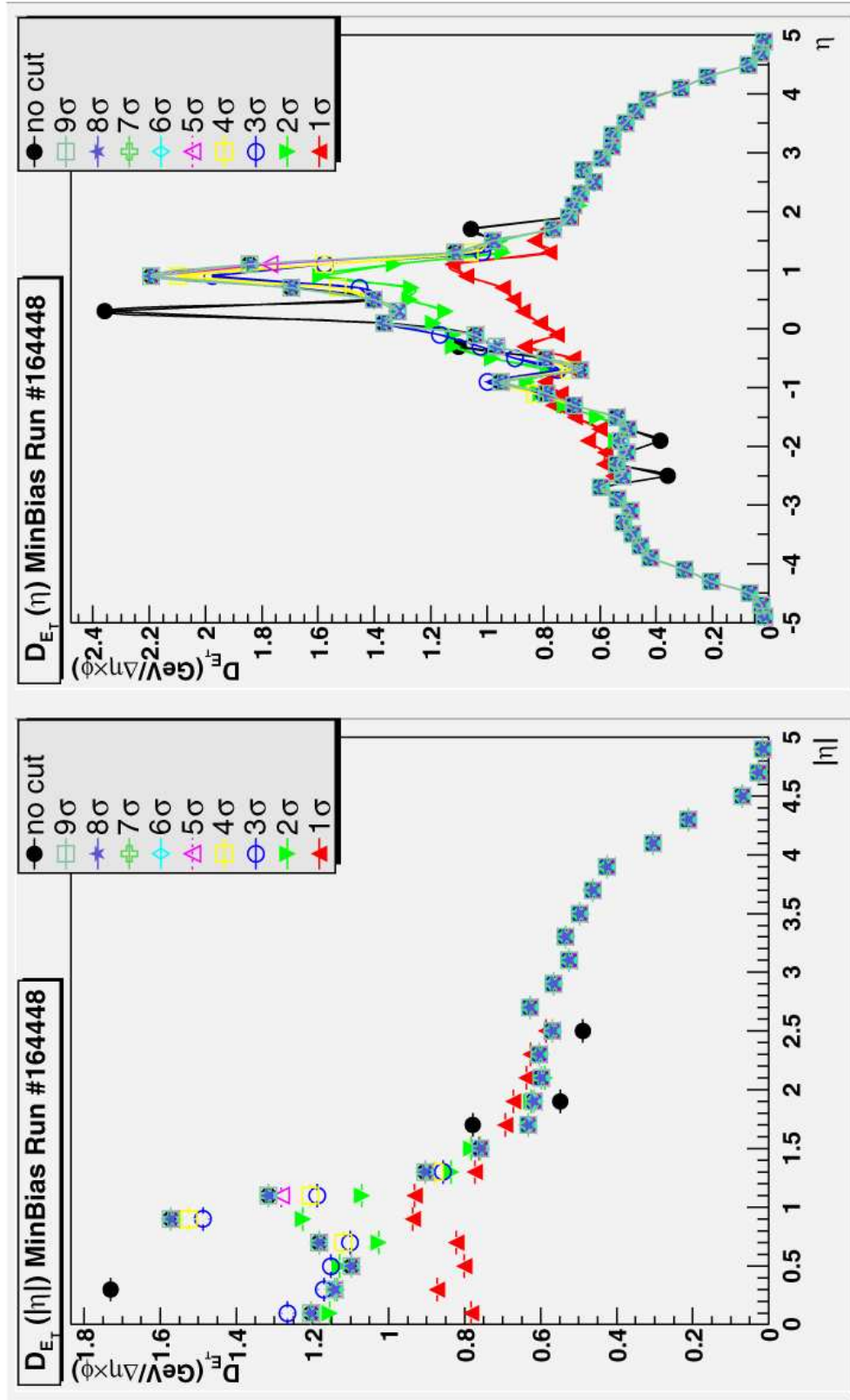


FIG. 5.17 – Evolution de la densité d'énergie transverse en fonction de la coupure pour la valeur absolue de η_{det} (a) et pour η_{det} (b)

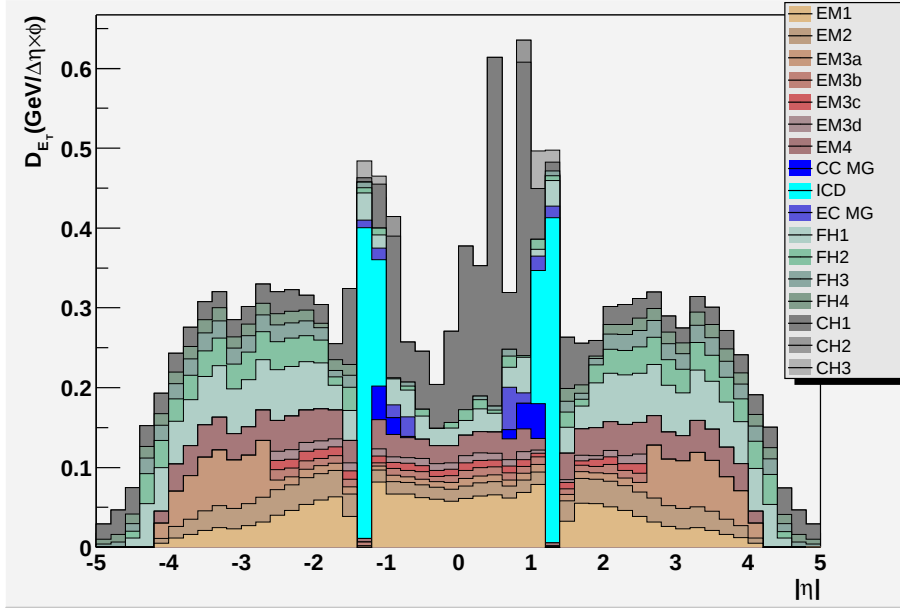


FIG. 5.18 – Distribution de la densité d'énergie du bruit utilisé dans la génération d'événements Monte-Carlo p14.03.00

Le maximum de ces distributions se rapproche de zéro quand le nombre d'écart-type σ utilisé pour la coupure diminue comme l'atteste les figures 5.19.

Le critère retenu afin d'éliminer les tours problématiques sera $n \geq 4$.

La distribution obtenue avec ce critère est présentée sur la figure 5.20(b). Le code de couleur permet d'identifier plus facilement la contribution de chacune des couches du calorimètre. Nous pouvons constater une amélioration de la forme de cette distribution de l'énergie transverse qui présente une meilleure homogénéité par rapport à la sélection sans coupure sur les tours problématiques (figure 5.20(a)).

5.2 La réponse du calorimètre pour les particules constituant le jet

Dans le cas idéal c'est-à-dire en l'absence d'énergie sous-jacente et d'effets de la fraction d'énergie du jet dans le cône, la réponse du calorimètre ($\mathcal{R}$) est définie par le rapport de l'énergie transverse mesurée du jet calorimétrique (E_{Tjet}^{calo}) et celle du jets de particule (E_{Tjet}^{part}) :

$$\mathcal{R}_{recul} = E_{Tjet}^{calo} / E_{Tjet}^{part}$$

Cette réponse dépend de l'énergie de ces jets après soustraction de l'énergie sous-

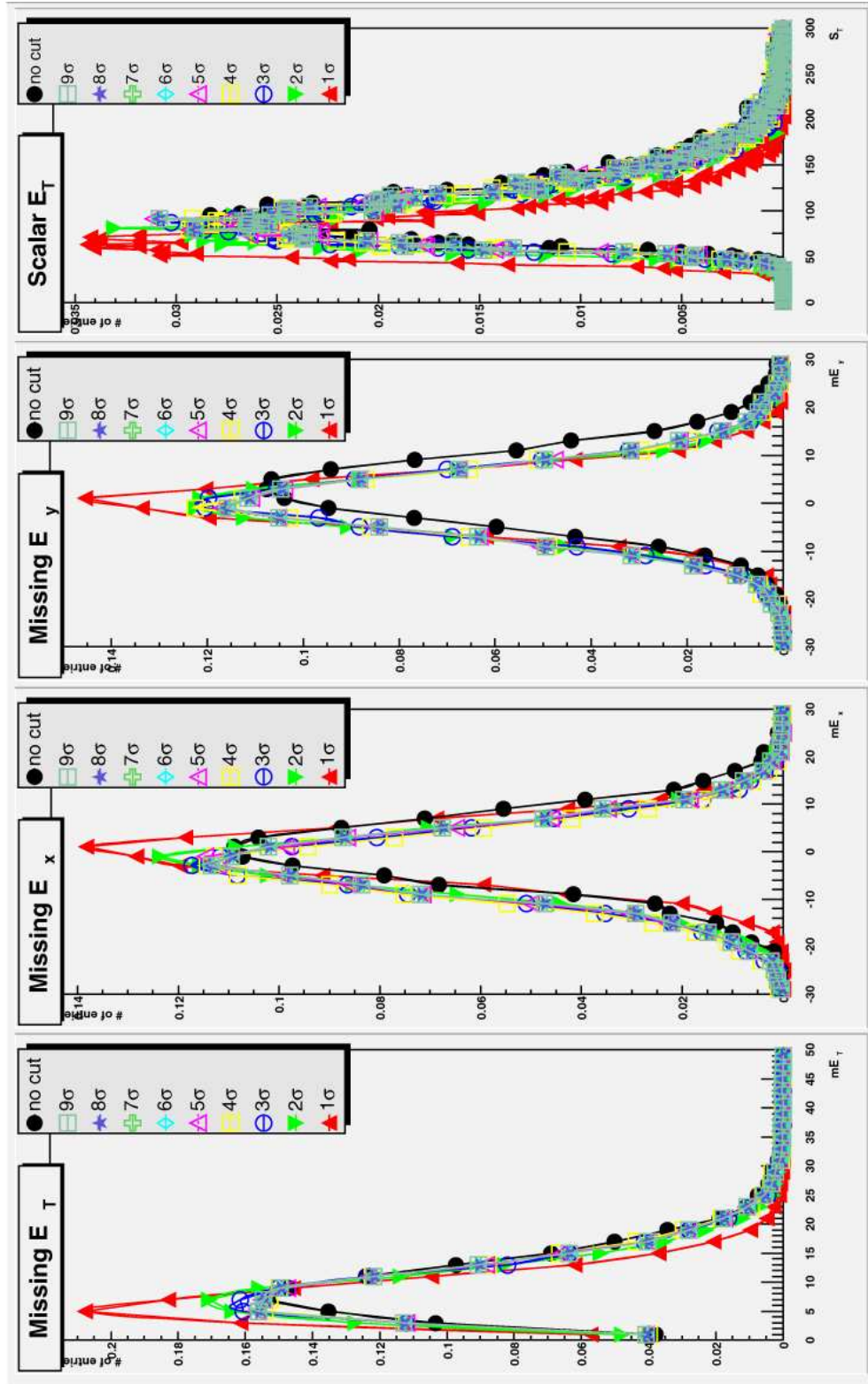
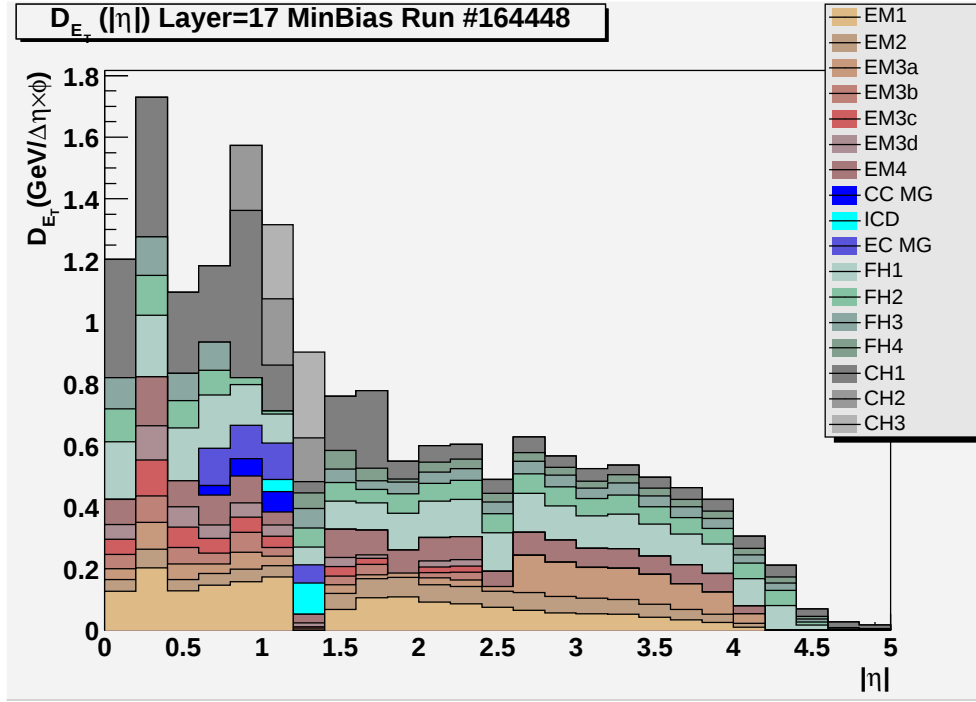
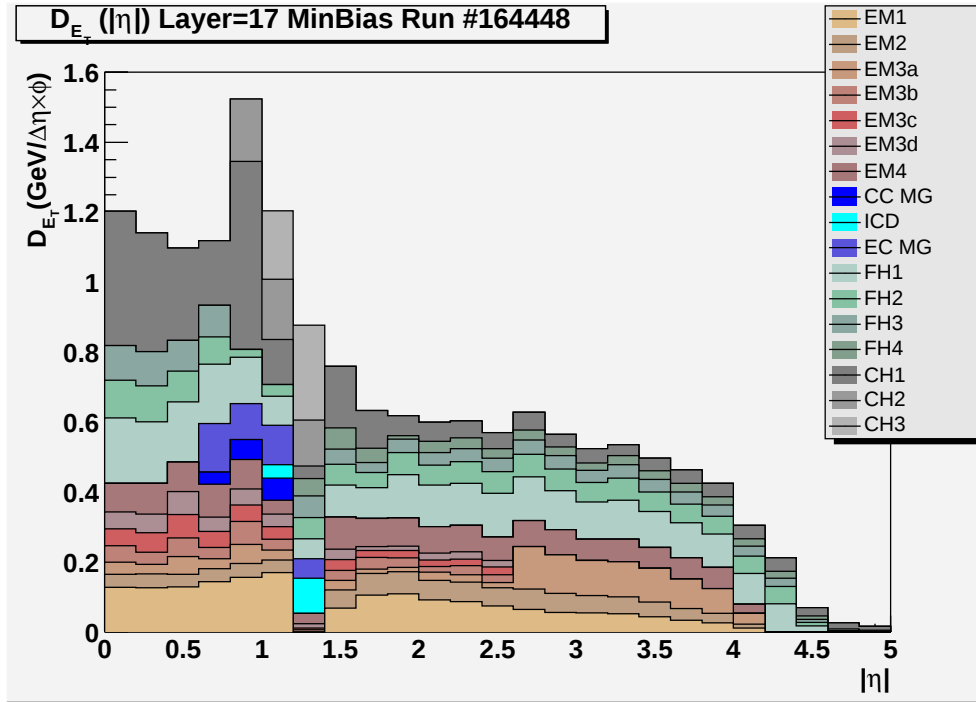


FIG. 5.19 – Distributions de l'énergie transverse manquante et de sa projection sur les axes des x et y



(a)



(b)

FIG. 5.20 – Distribution de la densité d'énergie transverse pour le run 164448 sans coupure (a) et avec une coupure à $n \geq 4$ (b). Le code de couleur permet de visualiser la contribution de chacune des couches du calorimètre.

jacente. De plus, elle est dépendante de la pseudo-rapidité dans le repère du détecteur (l'origine est le centre géométrique du détecteur et non le vertex de l'interaction) parce que les différents éléments du détecteur ne sont pas identiques.

La résolution de l'énergie mesurée des jets est dégradée à cause de la réponse du calorimètre pour les particules qui constituent le jet. Dans ce cas, une correspondance est établie entre l'énergie du jet et les charges collectées dans l'argon liquide. En réalité, la réponse du calorimètre est typiquement inférieure à l'unité à cause de la perte d'énergie dans les régions non-instrumentées, de la compensation imparfaite du calorimètre ($e/h > 1$) (cf section 2.3) et de l'inhomogénéité entre les modules. De plus, cette réponse est non-linéaire en énergie.

Une méthode MPF² a été développée pour mesurer la réponse calorimétrique des jets dans les données reconstruites.

Dans l'expérience DØ, la réponse en énergie du jet est mesurée directement en utilisant la conservation de l'impulsion transverse P_T dans des événements *photon + jet*. Ces événements sont composés d'un photon dur et isolé (ces critères seront développés par la suite) et d'au moins un jet. Ils sont produits par annihilation $q\bar{q}$ (figure 5.21(a)) et par diffusion Compton de la QCD (figure 5.21(b)) [46].

Dans un calorimètre idéal, le fait que la valeur $\cancel{E}_T$ soit non nulle indique la présence de particules qui n'ont pas déposé toute leur énergie dans le calorimètre, comme par exemple les neutrinos ou les muons à grande impulsion transverse.

Pour des événements *photon + jet* dans un détecteur réel, la présence d'énergie transverse manquante implique une différence de réponse du calorimètre entre les photons et les jets. Cette propriété peut être utilisée pour mesurer la réponse du calorimètre des jets $\mathcal{R}_{jet}$ relative à la réponse pour les photons.

Dans les événements *photon + jet* détectés par un appareillage idéal, l'énergie transverse du photon $E_{T\gamma}$ et l'énergie transverse de recul du jet $E_{T\text{ recul}}$ satisfont à la relation suivante :

$$\vec{E}_{T\gamma} + \vec{E}_{T\text{ recul}} = \vec{0}$$

Cette relation vectorielle est représentée sur la figure 5.22.

En revanche, dans un calorimètre réel, la réponse pour le photon ($\mathcal{R}_{em}$) et pour le jet ($\mathcal{R}_{recul}$) sont toutes les 2 inférieures à l'unité et l'égalité précédente est modifiée :

$$\vec{E}_{T\gamma}^{calo} + \vec{E}_{T\text{ recul}}^{calo} = -\vec{\cancel{E}}_T^{calo}$$

où $\vec{E}_{T\gamma}^{calo} = \mathcal{R}_{em} \vec{E}_{T\gamma}$ et $\vec{E}_{T\text{ recul}}^{calo} = \mathcal{R}_{recul} \vec{E}_{T\text{ recul}}$. La figure 5.23 illustre cette relation.

²Missing E_T Projection Fraction Method ou méthode utilisant la fraction projetée de l'énergie transverse manquante

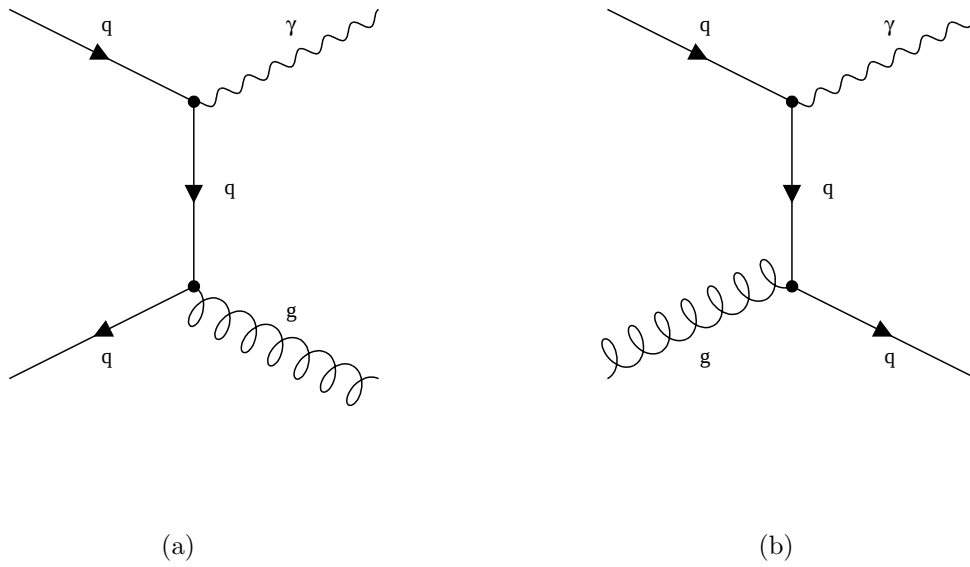


FIG. 5.21 – Diagramme de production d'événements *photon + jet* par annihilation (a) ou diffusion Compton de la QCD (b).

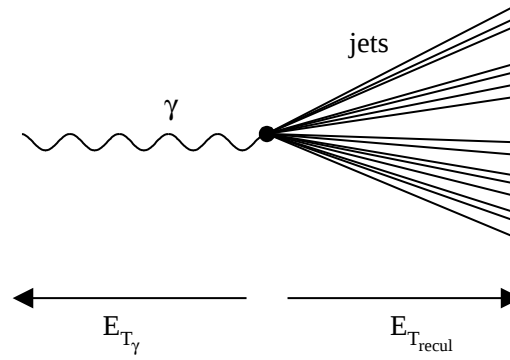


FIG. 5.22 – Événements *photon + jet* détectés par un appareillage idéal

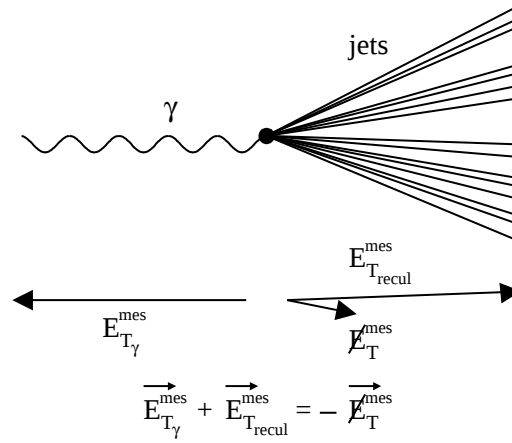


FIG. 5.23 – Événements *photon + jet* dans un calorimètre réel

L'échelle absolue d'énergie pour les particules électromagnétiques est déterminée à partir des événements $Z \longrightarrow e^+e^-$, $J/\Psi \longrightarrow e^+e^-$ et $\pi^0 \longrightarrow \gamma\gamma$ dont la masse de résonance est précisément connue. Si $\vec{E}_{T\gamma}^{calo}$ est corrigée dans les données *photon + jet*, l'équation précédente devient :

$$\begin{aligned}\vec{E}_{T\gamma} + \mathcal{R}_{recul} \vec{E}_{T\ recul} &= -\vec{\cancel{E}}_T \\ 1 + \mathcal{R}_{recul} \frac{\vec{n}_{T\gamma} \cdot \vec{E}_{T\ recul}}{E_{T\gamma}} &= -\frac{\vec{n}_{T\gamma} \cdot \vec{\cancel{E}}_T}{E_{T\gamma}}\end{aligned}$$

où :

- $\vec{n}_{T\gamma} = \vec{E}_{T\gamma} / |\vec{E}_{T\gamma}|$
- $\vec{\cancel{E}}_T$ est l'énergie transverse manquante recalculée après avoir corrigé de l'étalonnage de l'énergie du photon

L'équation peut s'écrire :

$$E_{T\gamma} = -\vec{n}_{T\gamma} \cdot \vec{E}_{T\ recul}$$

avec

$$\mathcal{R}_{recul} = 1 + \frac{\vec{\cancel{E}}_T \cdot \vec{n}_{T\gamma}}{E_{T\gamma}}$$

5.2.1 L'estimateur de l'énergie du jet

La réponse en énergie du calorimètre pour un jet ($\mathcal{R}_{jet}$) est mesurée dans l'expérience DØ comme étant la valeur de $\mathcal{R}_{recul}$ dans des événements *photon + jet*. Cependant, la réponse est dépendante de l'énergie du jet plutôt que de la composante transverse, parce que le rapport e/π (cf section 2.3) et la composition d'un jet en particules dépendent de l'énergie.

Mesurer $\mathcal{R}_{jet}$ directement en fonction de E_{jet}^{calo} est problématique. Des résolutions en énergies finies pour les photons et les jets, des seuils de déclenchement et de reconstruction et la topologie des événements constituent des biais qui doivent être supprimés. La majorité de ces biais sont réduits à des niveaux négligeables en découplant la réponse non pas en E_{jet}^{calo} , mais en intervalles d'une quantité mesurée mieux adaptée qui est fortement corrélée à E_{jet}^{part} . Pour cette quantité, l'estimateur d'énergie du jet E' a été choisi. Il est défini à partir de l'impulsion transverse du photon ($E_{T\gamma}$) et de la pseudo-rapacité du jet (η_{jet}) comme suit :

$$E' = E_{T\gamma} \cdot \cosh(\eta_{jet})$$

où $E_{T\gamma}$ inclut les corrections d'échelle électromagnétique.

$E_{T\gamma}$ et η_{jet} sont mesurées toutes les 2 avec une grande précision par rapport à E_{jet}^{calo} . Après avoir découpé en intervalles la réponse en termes de E' , la dépendance de $\mathcal{R}_{jet}$ en E_{jet}^{calo} est obtenue en mesurant pour chacun des intervalles, la moyenne de E_{jet}^{calo} . La figure 5.24 illustre la procédure pour obtenir $\mathcal{R}_{jet}$ en fonction de E_{jet}^{calo} en passant l'estimateur de l'énergie E' .

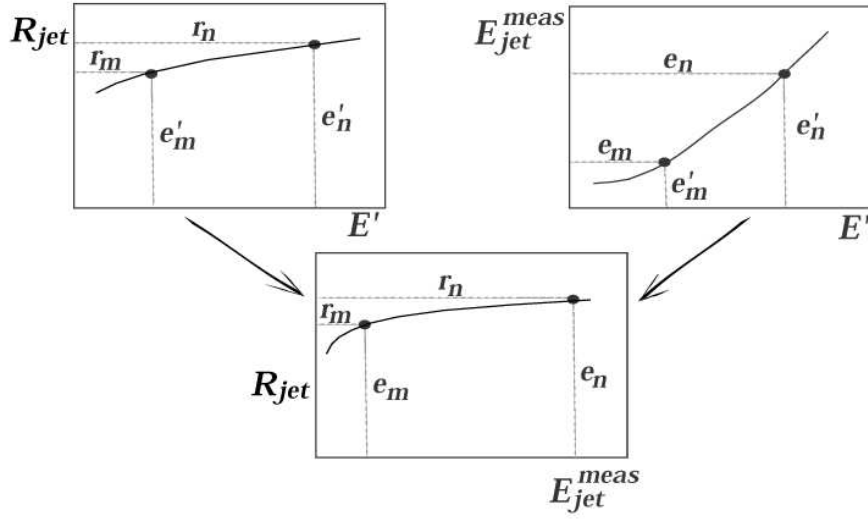


FIG. 5.24 – Dérivation de $\mathcal{R}_{jet}$ en fonction de E_{jet}^{calo} en utilisant l'estimateur de l'énergie E'

Mais dans le cas moins idéal où il y a de l'énergie sous-jacente et une perte de précision due au cône, $\mathcal{R}_{recoil}$ devient la réponse du calorimètre pour les jets $\mathcal{R}_{jet}$. Ce jet est le plus énergétique de l'événement. C'est une bonne approximation si la différence angulaire azimutale entre le photon et ce jet est proche de 180° .

5.2.2 L'échantillon de données

Pour cette étude, les événements sont collectés en utilisant un système de déclenchement basé au niveau L1 sur l'énergie transverse contenue dans une tour du calorimètre électromagnétique : $E_T > 5 \text{ GeV}$ pour CEM5 et EM_LO, $E_T > 10 \text{ GeV}$ pour EM_HI et $E_T > 15 \text{ GeV}$ pour EM_MX.

5.2.3 Les critères de sélection

5.2.3.1 Les critères de sélection du photon

Les critères appliqués pour sélectionner les photons sont les critères officiels certifiés par le groupe EM-ID³ auxquels les coupures suivantes ont été ajoutées :

- Aucune trace ne doit se trouver autour des agrégats électromagnétiques dans un carré de 0.05×0.05 dans le plan (η, φ)
Cette première coupure rejette les électrons.
- Les coupures en φ sont appliquées pour supprimer les zones mortes entre les modules du calorimètre (cf. la figure 2.17 dans la section 2.3)
- Le photon ne doit pas se trouver dans la région intercryostat mais seulement dans la partie centrale $|\eta| < 1.0$ ou dans les bouchons $1.6 < |\eta| < 2.5$
- L'impulsion du photon $p_{T\gamma}$ doit être :

$$p_{T\gamma} > p_{T_{seuil}} + 2\sigma(E)$$

afin d'obtenir la pleine efficacité pour chacun des menus du système de déclenchement.

- De plus, on doit tenir compte des corrections de l'échelle d'énergie électromagnétique.

5.2.3.2 Les critères de sélection pour les jets

Les jets sont reconstruits avec l'algorithme à cône fixe dont la taille est $\mathcal{R} = 0.7$. Les critères officiels certifiés par le groupe Jet/MET (cf. 4.5.3) sont utilisés pour sélectionner les jets se trouvant dans la partie centrale $|\eta| < 0.7$ ou dans les bouchons $1.8 < |\eta| < 2.5$.

5.2.3.3 Les critères topologiques

Une fois les candidats photons et jets identifiés, une sélection sur la topologie des événements *photon + jet* est requise :

- L'événement doit avoir au moins un vertex primaire reconstruit avec 5 traces. La position du vertex selon l'axe des z doit être à moins de 50 *cm* du centre du détecteur
- L'événement doit contenir au moins un candidat photon. Son énergie transverse est notée $E_{T\gamma 1}$
- Tandis que l'énergie transverse du second candidat électromagnétique doit vérifier

$$E_{T\gamma 2} < 0.15 \times E_{T\gamma 1}$$

- L'événement doit contenir au moins un jet sélectionné

³groupe de travail sur l'identification des particules électromagnétiques

- Tous les jets de l'événement doivent avoir passé les sélections précédentes
- Si le jet principal est sur l'avant, son impulsion transverse du photon doit être supérieure à 25 GeV
- La différence d'angle azimutal entre le jet principal (jet_1) dont l'énergie transverse est la plus grande et le photon doit satisfaire la condition suivante :

$$\Delta\phi(jet_1, \gamma) > 2.8 \text{ rad}$$

Cette différence angulaire est illustrée par la figure 5.25.

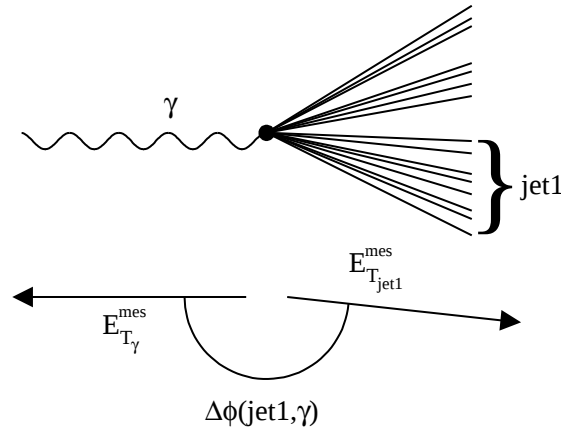


FIG. 5.25 – Définition de la différence d'angle azimutal entre le jet principal (jet_1) et le photon

- Le rapport entre l'énergie transverse manquante $\cancel{E}_T$ et l'impulsion transverse du photon $p_{T\gamma}$ doit satisfaire les relations suivantes :

$$\frac{\cancel{E}_T}{p_{T\gamma}} < 2.0 \quad \text{si} \quad p_{T\gamma} < 15 \text{ GeV}$$

$$\frac{\cancel{E}_T}{p_{T\gamma}} < 1.2 \quad \text{si} \quad 15 < p_{T\gamma} < 25 \text{ GeV}$$

$$\frac{E_T}{p_{T\gamma}} < 1.1 \quad \text{si} \quad p_{T\gamma} > 25 \text{ GeV}$$

Ces coupures sont prévues pour supprimer les événements $W^\pm(+jets) \longrightarrow e^\pm \nu_e + X$, dans ce cas l'énergie transverse manquante provient du neutrino non détecté.

5.2.4 L'étude de la réponse du calorimètre pour les jets

Dans les événements *photon + jets* simulés, la réponse du calorimètre $\mathcal{R}_{jet}$ est alors calculée sur différents intervalles de l'estimateur E' . Les résultats sont montrés sur les figures 5.26 et 5.27 pour la partie centrale du calorimètre (CC) et sur les figures 5.28 pour les bouchons (EC).

Un facteur de correction pour le cryostat, F_{cry} est défini à partir de la réponse des jets ($\mathcal{R}_{jet}$) dans la partie centrale (CC) et dans les bouchons (EC) :

$$F_{cry} = \frac{\mathcal{R}_{jet}^{EC}}{\mathcal{R}_{jet}^{CC}}$$

L'évolution de ce facteur en fonction de l'estimateur E' est présenté sur les figures 5.29, séparément pour les bouchons : Nord (a) et Sud (b).

La dépendance de $\mathcal{R}_{jet}$ par rapport à E' dans la partie centrale (CC) et dans les bouchons (EC) pour les données est représentée sur la figure 5.30 avant (a) et après correction du facteur du cryostat.

La réponse du calorimètre $\mathcal{R}_{jet}$ dépendant de l'estimateur E' est convertie en une fonction de l'énergie mesurée du jet E_{jet} en utilisant la courbe de corrélation entre E_{jet} et E' montrée sur la figure 5.31.

La figure 5.32 représente la réponse des jets en fonction de l'énergie mesurée du jet dans la partie centrale et les bouchons.

La réponse du calorimètre pour les jets dépend de l'énergie de ces jets après soustraction de l'énergie sous-jacente.

Les résultats présentés dans cette section ont été obtenues avec des données. La même méthode est utilisée pour déterminer les corrections nécessaire aux événements Monte-Carlo (figure 5.33).

5.2.5 Dépendance en η de la réponse des jets

La région intercryostat (ICR), recouvrant $0.8 < |\eta| < 1.6$, est la partie du calorimètre la plus mal instrumentée. L'ICR est une région non-uniforme constituée de différents types de détecteurs. Une fraction de l'énergie est perdue dans les parois du cryostat,

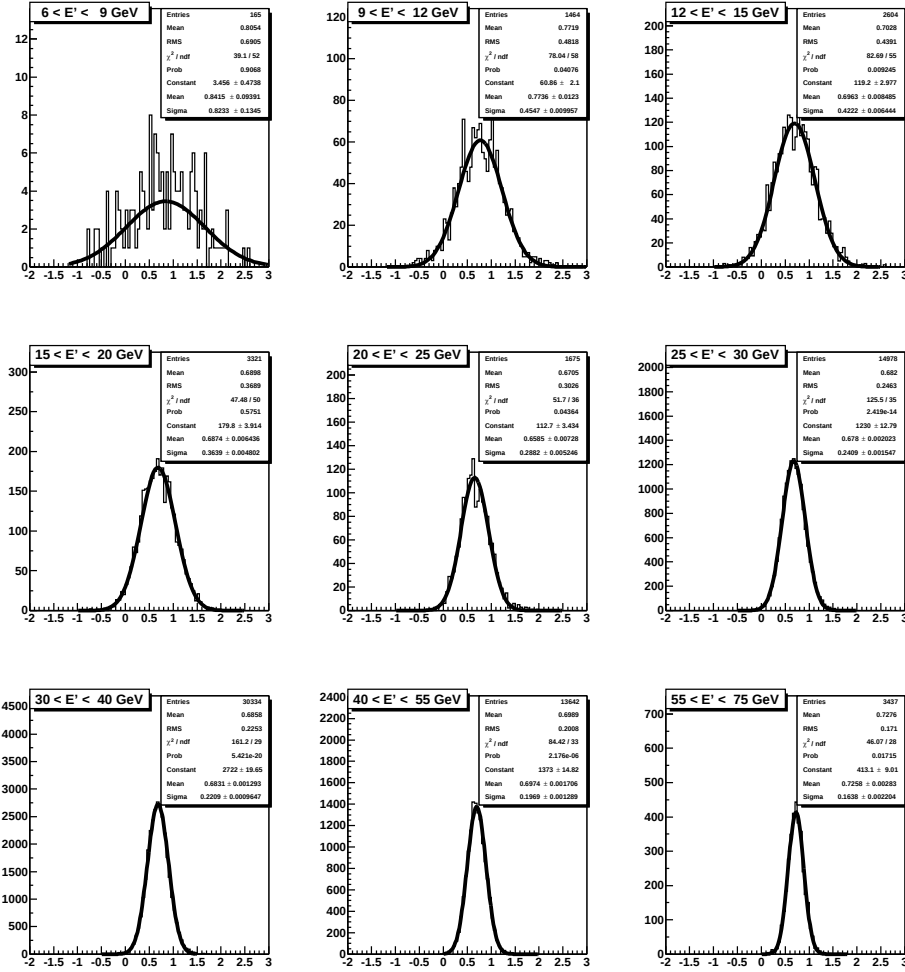


FIG. 5.26 – Réponse du calorimètre $\mathcal{R}_{jet}$ pour différents intervalles de l'estimateur E' dans la partie centrale du calorimètre $|\eta| < 0.7$ dans les données.

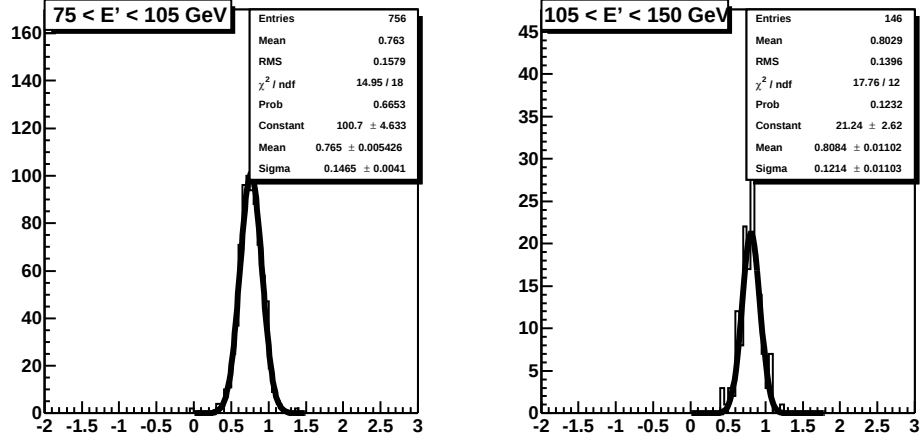


FIG. 5.27 – Réponse du calorimètre $\mathcal{R}_{jet}$ pour différents intervalles de l'estimateur E' dans la partie centrale du calorimètre $|\eta| < 0.7$ dans les données.

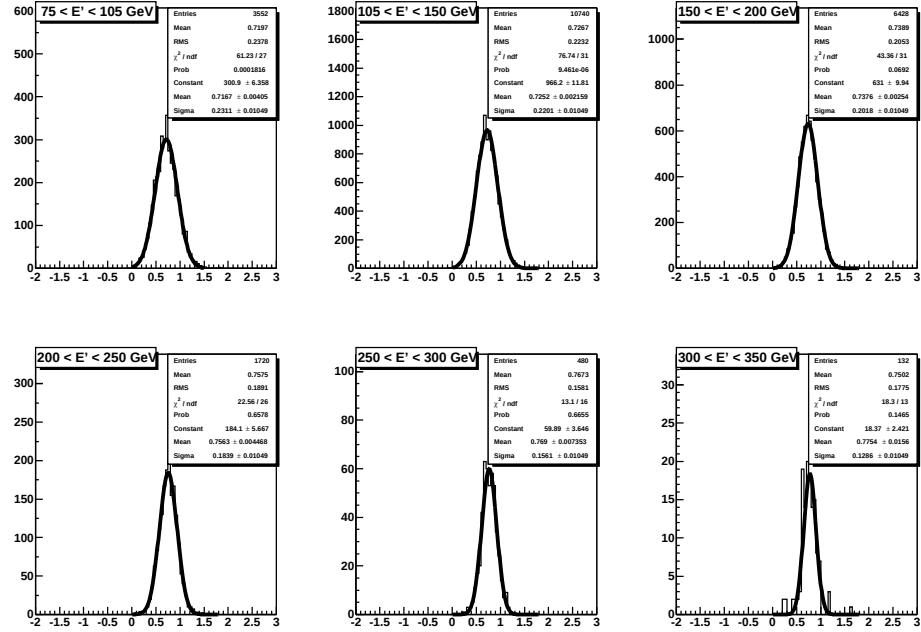


FIG. 5.28 – Réponse du calorimètre $\mathcal{R}_{jet}$ pour différents intervalles de l'estimateur E' dans la partie avant du calorimètre $|\eta| < 0.7$ dans les données.

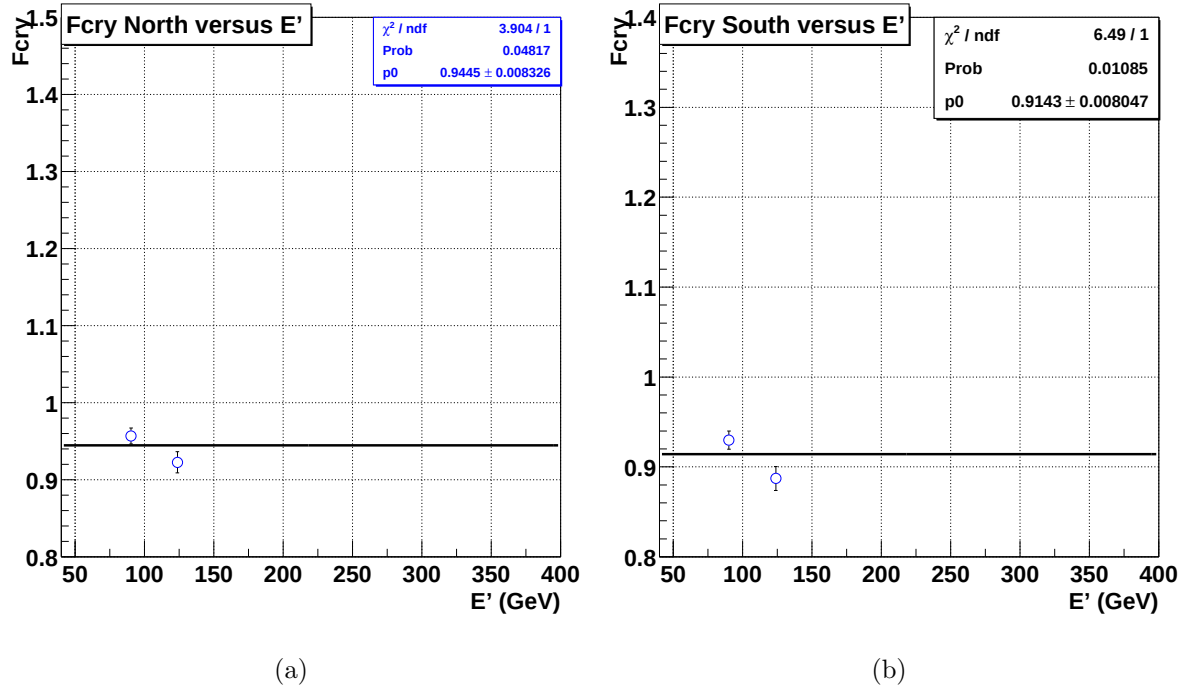
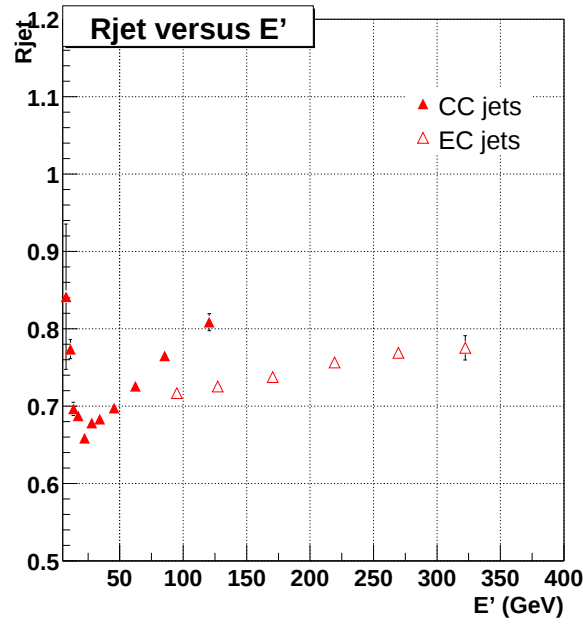
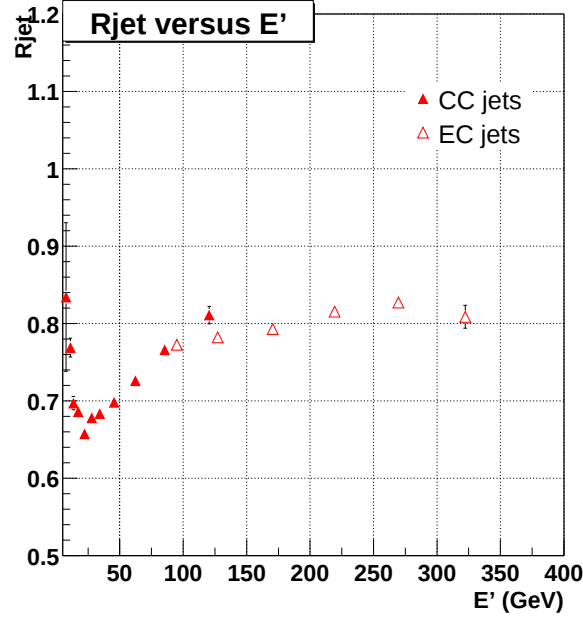


FIG. 5.29 – Evolution du facteur de correction du cryostat en fonction de l'estimateur E' pour les bouchons : Nord (a) et Sud (b) déterminée dans les données ($\mathcal{R} = 0.7$).



(a)



(b)

FIG. 5.30 – Dépendance de $\mathcal{R}_{jet}$ par rapport à E' dans la partie centrale (CC) et dans les bouchons (EC) pour les données, avant (a) et après (b) correction du facteur du cryostat ($\mathcal{R} = 0.7$).

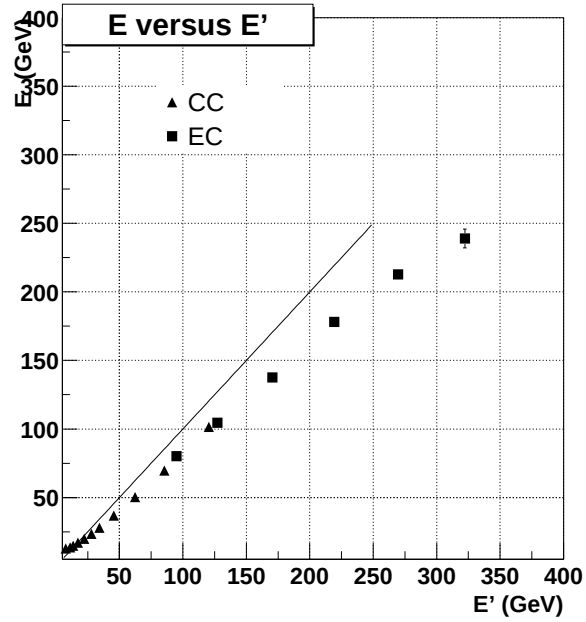


FIG. 5.31 – Corrélation entre E_{jet} et E' dans la partie centrale (CC) et les bouchons (EC) pour les données ($\mathcal{R} = 0.7$).

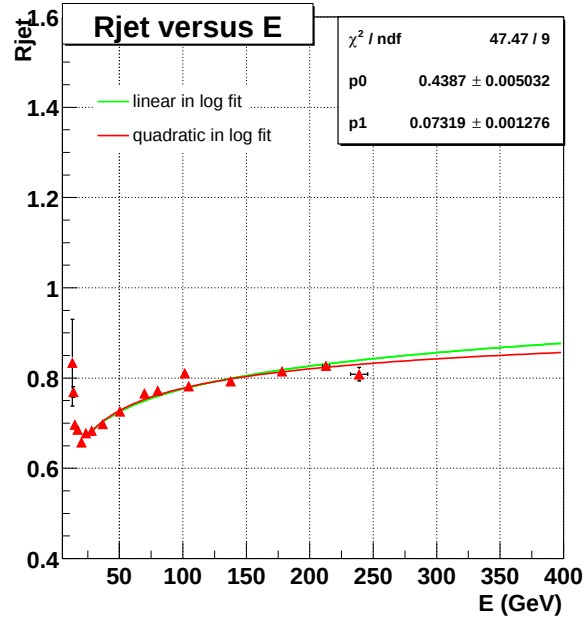


FIG. 5.32 – Réponse des jets en fonction de l'énergie mesurée du jet dans la partie centrale et les bouchons pour les données ($\mathcal{R} = 0.7$).

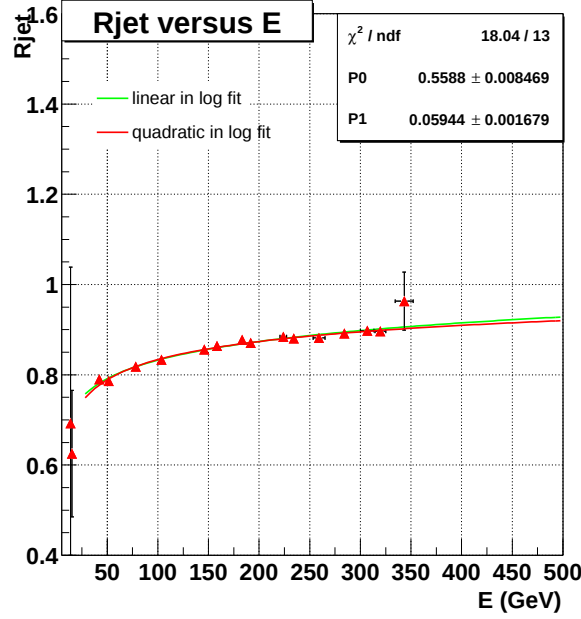


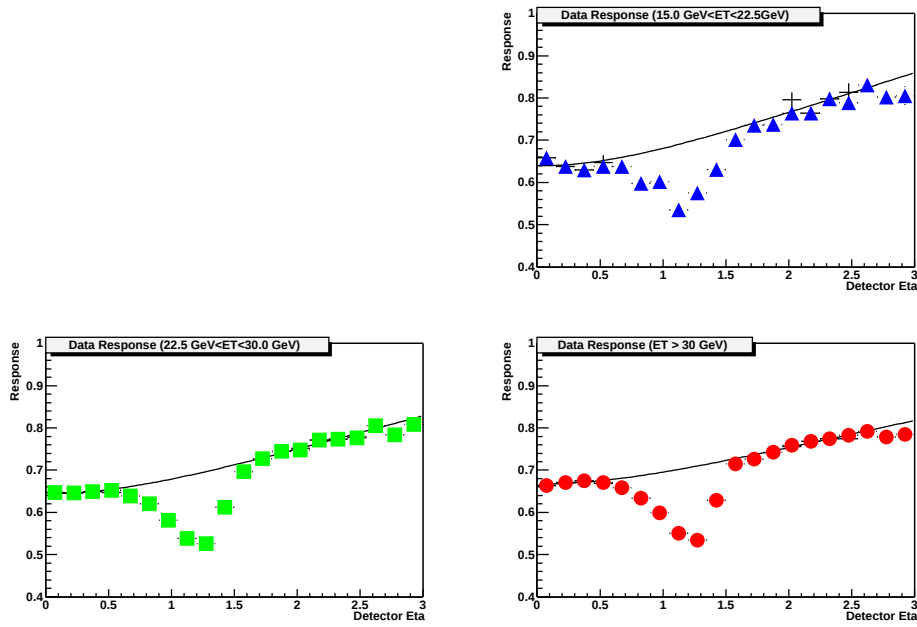
FIG. 5.33 – Réponse des jets en fonction de l'énergie mesurée du jet dans la partie centrale et les bouchons pour des événements Monte-Carlo. ($\mathcal{R} = 0.7$).

dans les bord des modules et dans le chassis du détecteur. Dans la région $1.2 < |\eta| < 1.4$, il n'y a pas de calorimètre électromagnétique. De ce fait, la profondeur du détecteur chute subitement en dessous de 6 longueurs d'interaction. Par conséquence, la réponse est dépendente en η dans cette région.

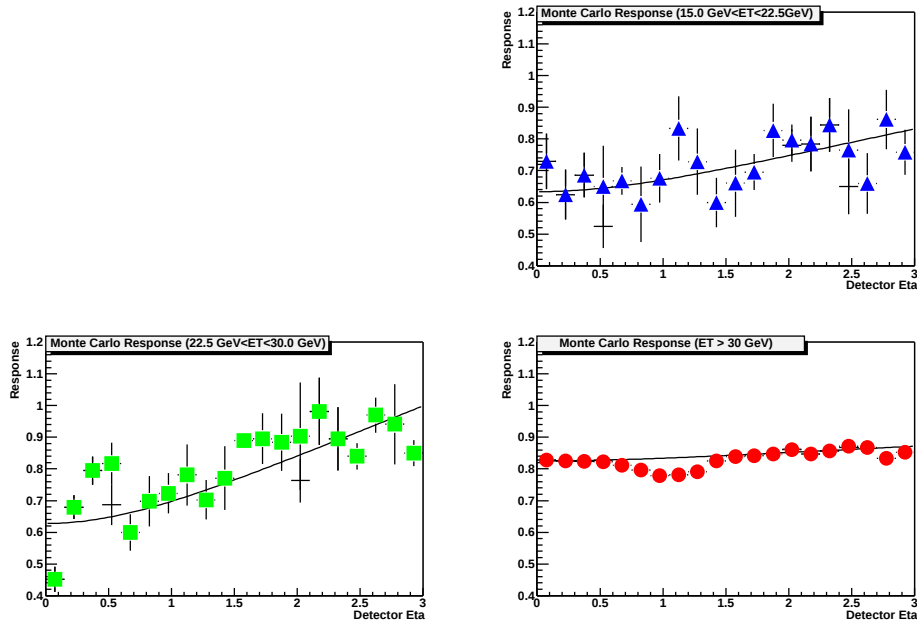
L'évolution de la réponse en fonction de la pseudorapidité est déterminée à partir des mêmes événements *photon + jets* utilisés précédemment pour corriger la réponse en fonction de l'énergie du jet.

La réponse est calculée pour des anneaux dont la largeur est $\Delta\eta = 0.1$. Pour affiner la correction, l'étude est réalisée pour des photons appartenant à 3 intervalles en énergie transverse : $15.0 < E_T < 22.5 \text{ GeV}$, $22.5 < E_T < 30.0 \text{ GeV}$ et $E_T > 30.0 \text{ GeV}$. La dépendence en énergie du jet est corrigée avant de déterminer ces distributions. Elles sont ensuite ajustées dans la partie centrale $|\eta| < 0.5$ et dans les bouchons $2.0 < |\eta| < 2.5$ avec une fonction logarithmique : $R_{jet} = a + b \cdot \ln(\cosh(|\eta_{det}|))$. Les résultats sont présentés sur la figure 5.34(a) pour les données et sur la figure 5.34(b) pour le Monte-Carlo (b).

Le facteur de correction est le rapport entre la réponse et l'ajustement. Les figures 5.35(a) et 5.35(a) présente ces facteurs de correction pour répectivement les données et le Monte-Carlo.

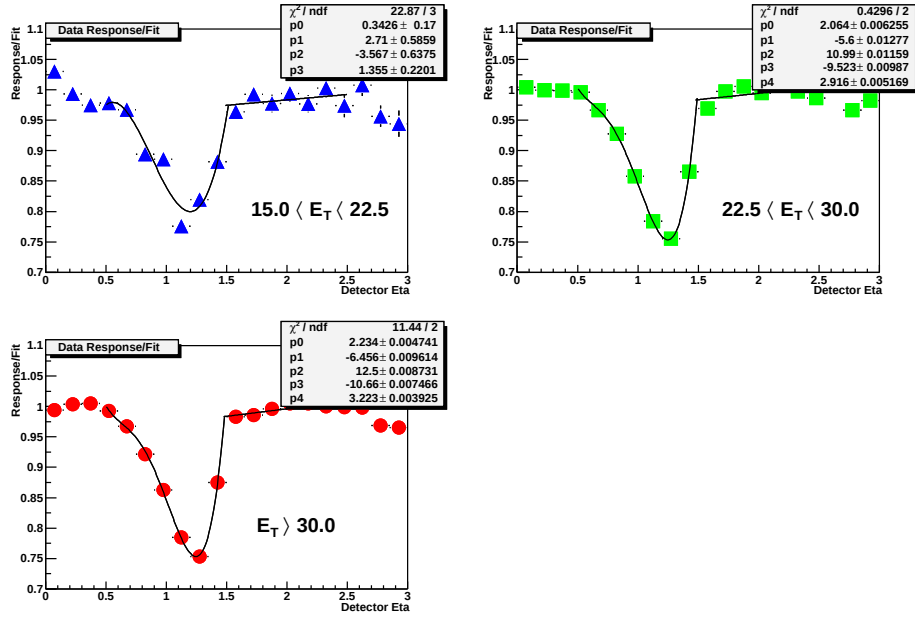


(a)

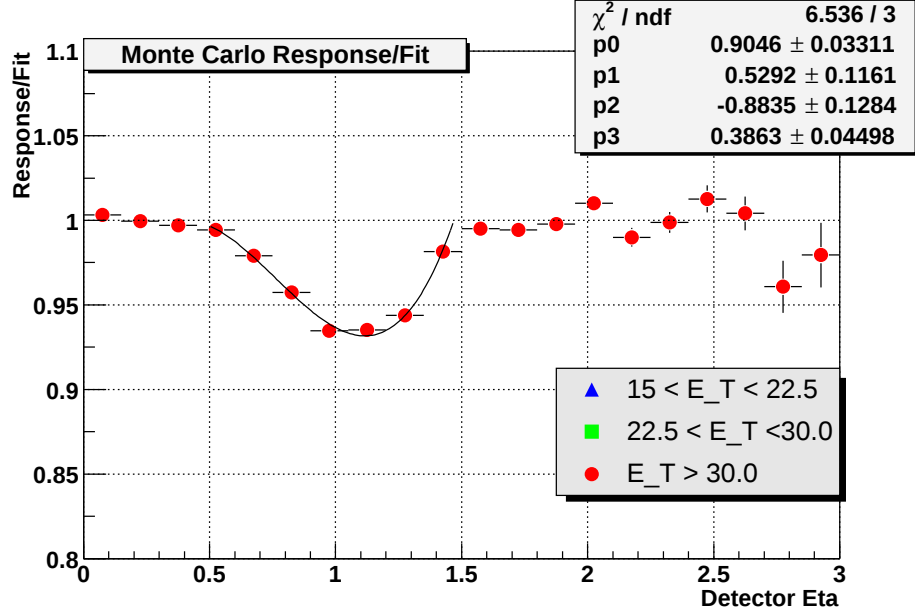


(b)

FIG. 5.34 – Evolution de la réponse en fonction de la $|\eta_{dect}|$ déterminée dans les données pour 3 intervalles de l'énergie du photon, dans les données (a) et le Monte-Carlo (b). L'ajustement est réalisé en utilisant les points de la partie centrale (CC) et des bouchons (EC). La fonction est $R_{jet} = a + b \cdot \ln(\cosh(|\eta_{dect}|))$.



(a)



(b)

FIG. 5.35 – Rapport entre la réponse et l'ajustement en fonction de la pseudorapidité dans les données (a) et le Monte-Carlo (b).

Région	$ \bar{\eta} $ du jet	Limite du jet	$F_S(\mathcal{R} = 0.5)$	$F_S(\mathcal{R} = 0.7)$
$ \eta < 0.7$	0.34	1.0	0.94	0.99
$0.7 < \eta < 1.8$	1.19	1.2	0.90	0.95
$1.8 < \eta < 2.5$	2.10	1.5	0.93	0.99

TAB. 5.8 – Valeur moyenne de la pseudo-rapacité et la valeur “limite du jet” pour les 3 régions

5.3 La fraction d’énergie du jet hors du cône

Cette dernière correction estime l’erreur provenant de la reconstruction des jets avec un algorithme de cône de taille finie.

Elle détermine le flux d’énergie qui traverse la surface latérale du cône pour les gerbes calorimétriques.

En effet, les particules contenues dans le jet interagissent avec le calorimètre produisant une large gerbe de particules secondaires.

Quelques particules appartenant (resp. n’appartenant pas) aux jets déposent une fraction de leur énergie à l’extérieur (intérieur) du cône. Cet effet est dû au fait que le cône soit plus petit que les gerbes et que le champ magnétique ait incurvé la trajectoire des particules chargées.

Il est impossible de déterminer cet effet directement dans les données du calorimètre. Cette correction est mesurée sur des événements Monte-Carlo, *photon + jet* identique à ceux utilisés pour déterminer la réponse du calorimètre pour les jets.

Les coupures pour sélectionner les photons sont légèrement différentes de l’étude précédente :

- Aucun autre candidat électromagnétique est accepté
- L’impulsion du photon $p_{T\gamma}$ doit être supérieure à 15 *GeV*

Tandis que les critères de qualité pour les jets sont identiques. L’impulsion du jet p_{Tjet} doit être supérieure à 15 *GeV*.

Les événements doivent satisfaire les conditions topologiques suivantes :

- Au moins 2 traces doivent être associées au vertex primaire
- La position du vertex selon l’axe des z doit être à moins de 34 *cm* du centre du détecteur
- La différence d’angle azimutal entre le jet et le photon doit être :

$$\Delta\varphi(jet_1, \gamma) > 3.0 \text{ rad}$$

Cette analyse est réalisée pour 3 régions distinctes : la région centrale ($|\eta| < 0.7$), la région intercryostat ($0.7 < |\eta| < 1.8$) et la région sur l’avant ($1.8 < |\eta| < 2.5$). La pseudo-rapacité moyenne des jets pour chaque région est donnée dans le tableau 5.8.

La procédure d’analyse est décrite ci-dessous :

- Définir des anneaux de rayon r_j d'épaisseur 0.1 dans le plan (η, φ) centrés sur la direction du jet.

$$r_{j+1} - r_j = 0.1$$

- Calculer l'énergie E à l'intérieur de chacun de ces anneaux en sommant toutes les cellules du calorimètre dont l'énergie $|E_{cell}| > 0.01 \text{ GeV}$ qui appartiennent à des tours dont $E_{tour} > 0 \text{ GeV}$.

$$E = \sum_{\varphi=1}^{64} E_{tour_\varphi}$$

- La densité d'énergie pour chacun de ces anneaux est définie comme étant le rapport de l'énergie E et de la surface de l'anneau $2\pi \times 0.1$. Les densités énergétiques obtenues sont présentées pour chaque région du calorimètre : centrale (figure 5.36), ICR (figure 5.37) et sur l'avant (figure 5.38).
- Interpolation par une courbe horizontale de ces densités d'énergie sur les 3 points autour de la valeur "limite du jet" permet de déterminer la valeur asymptotique pour les anneaux à grand rayon (Une définition de la limite du jet est donnée plus loin dans le chapitre).
- Soustraire cette valeur asymptotique à la courbe de densité. Les nouveaux graphes sont montrés pour les 3 régions du calorimètre : centrale (figure 5.39), ICR (figure 5.40) et sur l'avant (figure 5.41).
- Enfin, déterminer la fraction d'énergie du jet contenue dans des cônes de rayon $\mathcal{R} = 0.5$ et $\mathcal{R} = 0.7$ dans le plan (η, φ) .

La fraction d'énergie F_S du jet contenue dans un cône de rayon $\mathcal{R}$ est définie par :

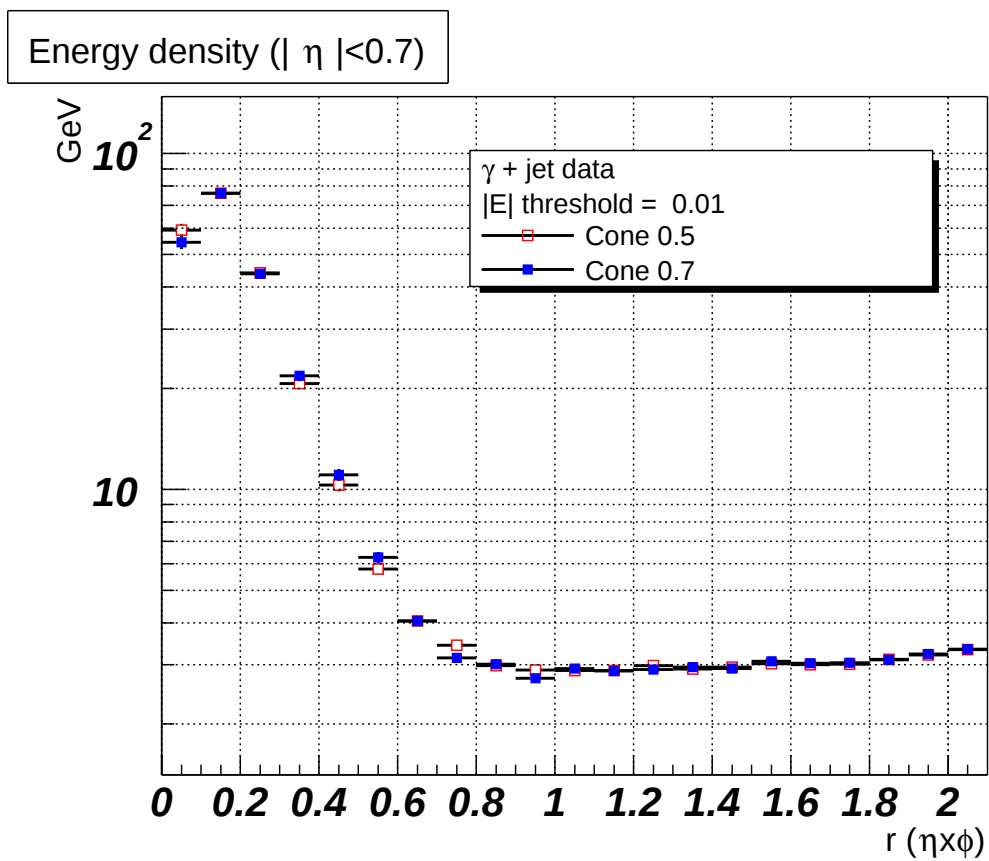
$$F_S = \frac{E_{cone}}{E_{jl}}$$

où

- E_{cone} est l'énergie contenue dans le cône utilisé par l'algorithme de reconstruction des jets. La taille est soit $\mathcal{R} = 0.5$, soit $\mathcal{R} = 0.7$
- E_{jl} est l'énergie mesurée dans un cône de rayon $\mathcal{R}_{jl}$

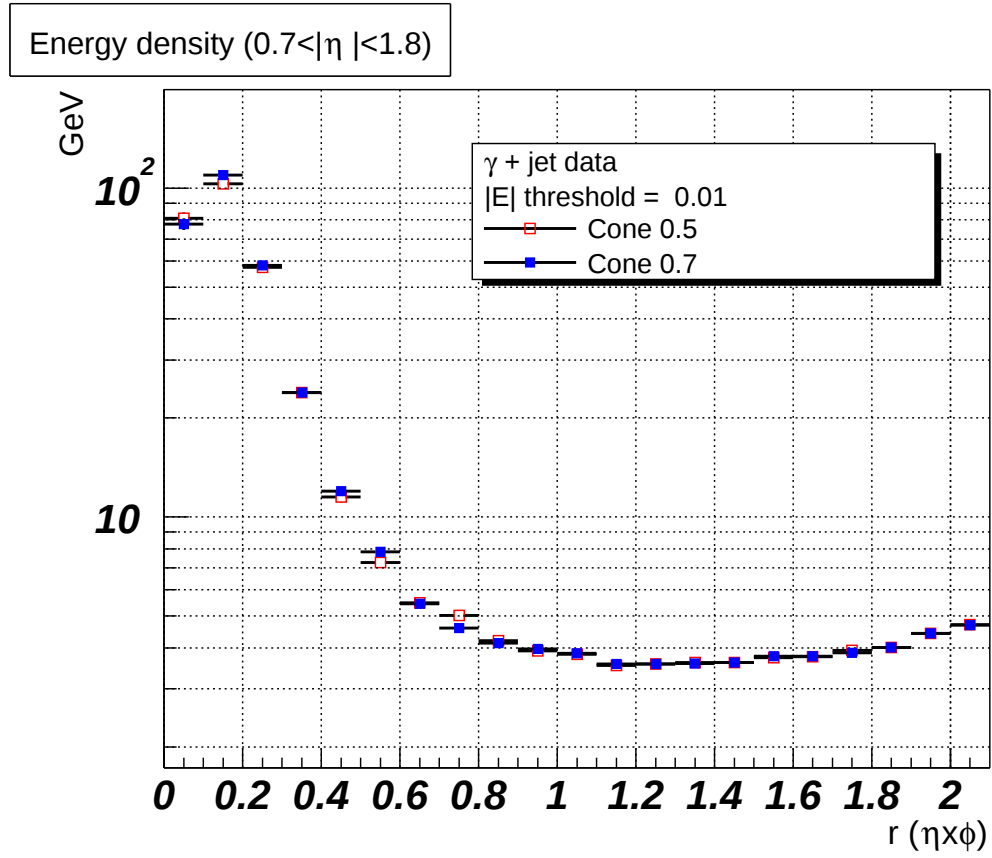
La taille "limite" du jet $\mathcal{R}_{jl}$ est déterminée à partir d'événements de QCD générés avec Herwig et ajustés sur les données du Run I. Elle définit la taille pour laquelle le profil en énergie du jet devient asymptotique.

Cette variable dépend essentiellement de la structure du calorimètre (granularité par exemple) et non de sa chaîne de lecture. De ce fait, cette taille limite peut être utilisée pour le Run II. Ces différentes valeurs en fonction de la région en η sont résumées dans le tableau 5.8.



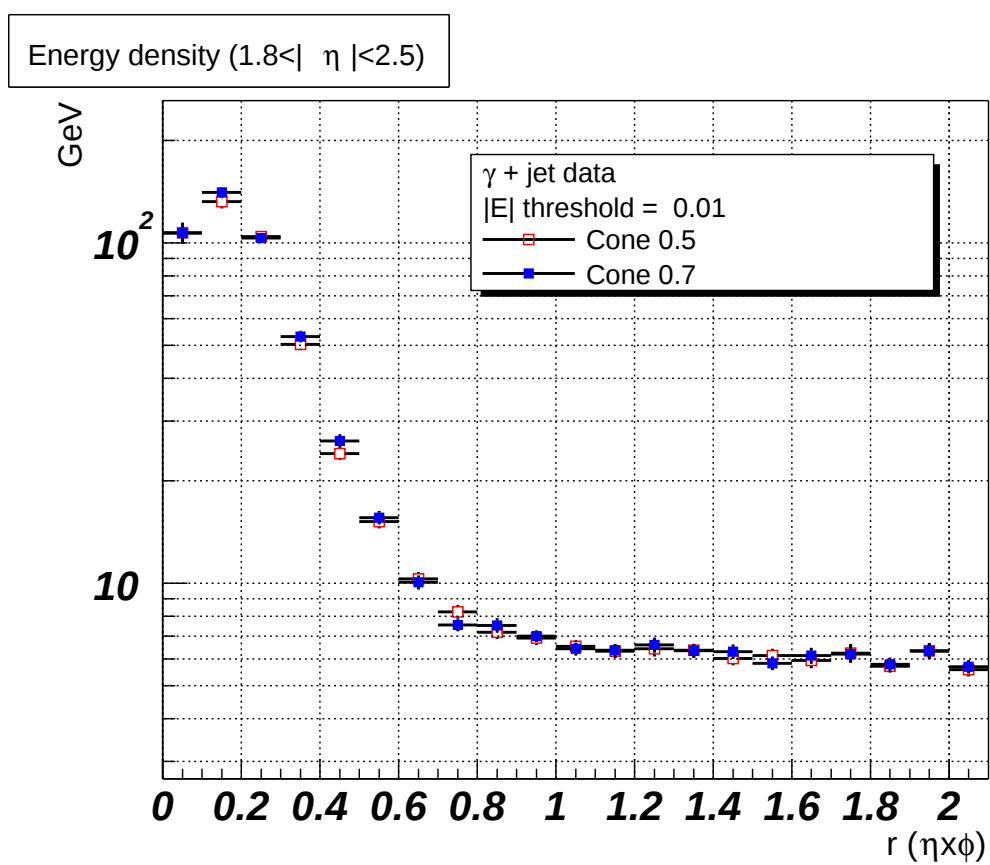
(a)

FIG. 5.36 – Profil en énergie des jets dans la région centrale



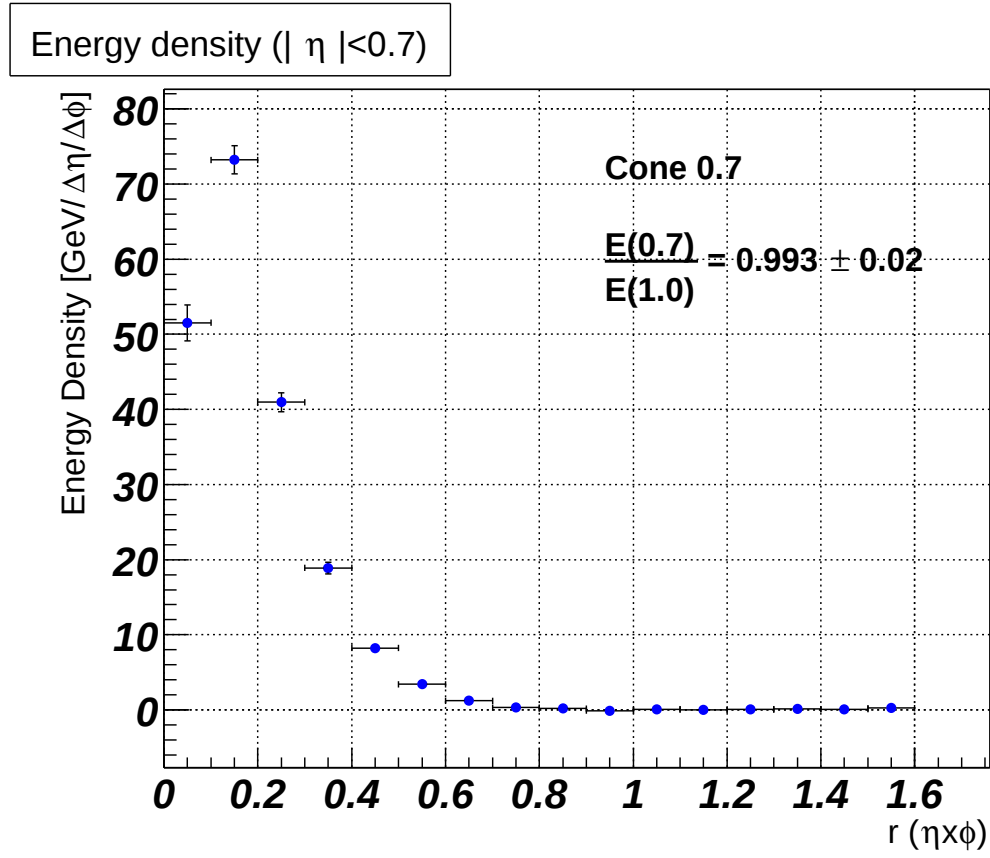
(a)

FIG. 5.37 – Profil en énergie des jets dans la région intercryostat



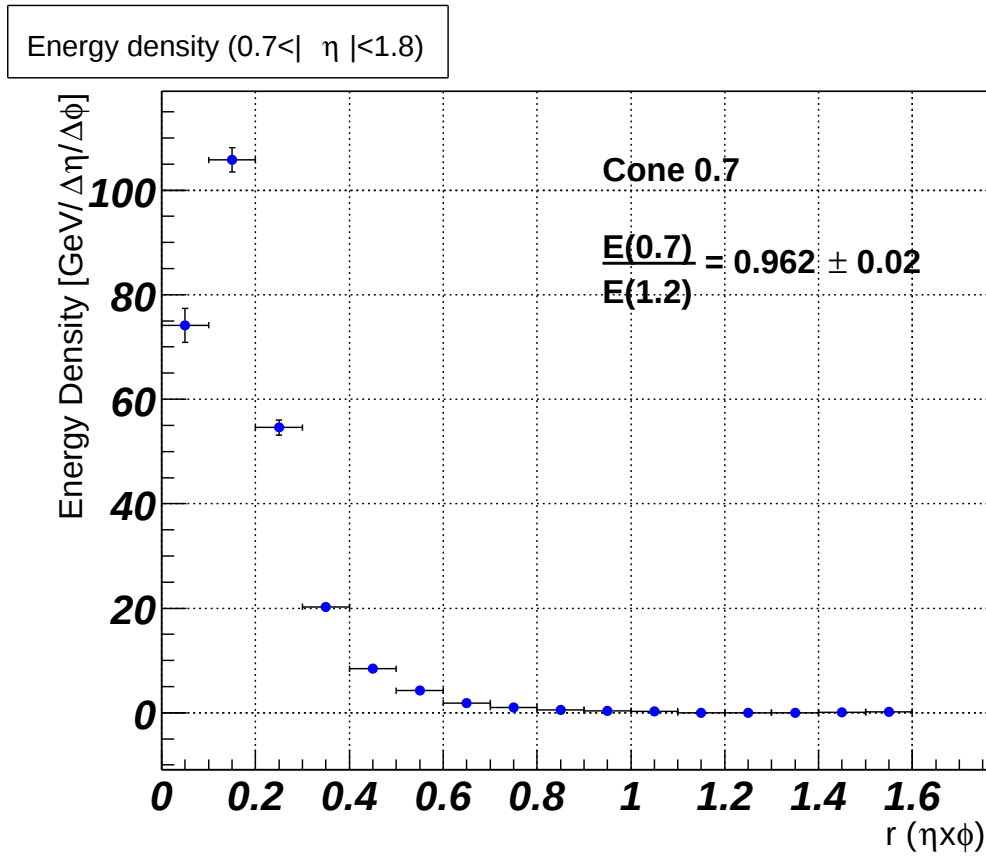
(a)

FIG. 5.38 – Profil en énergie des jets dans les bouchons



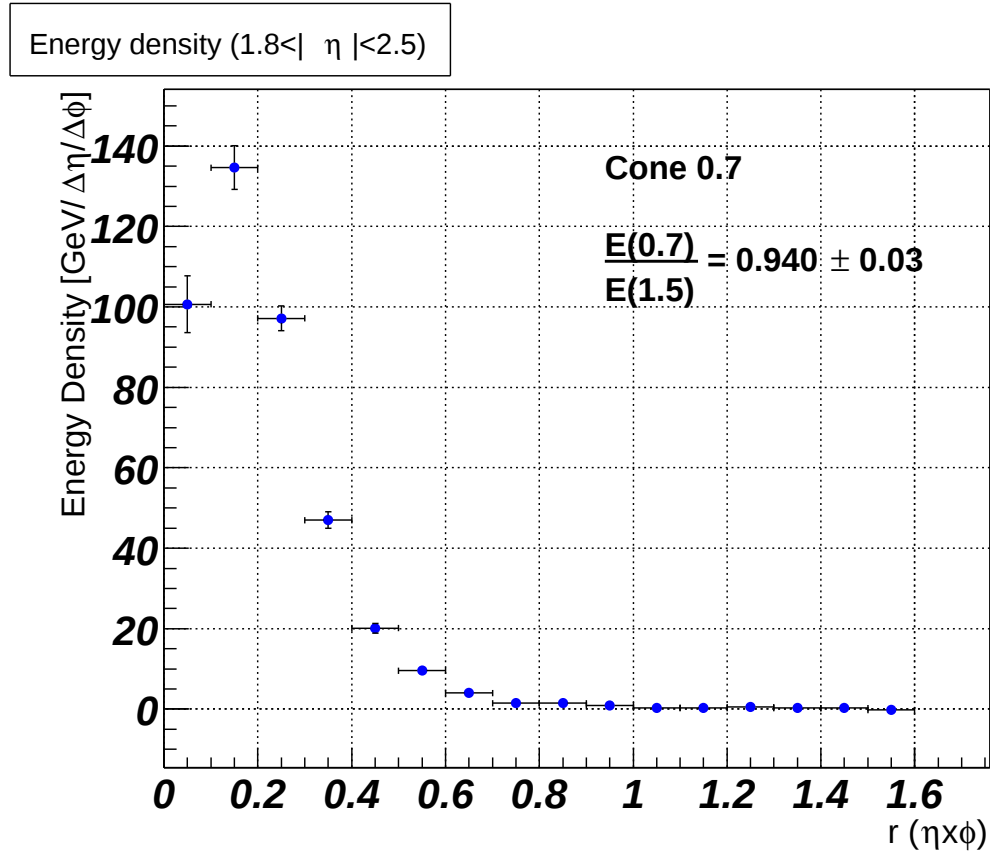
(a)

FIG. 5.39 – Profil en énergie des jets dans la région centrale après soustraction de l'énergie asymptotique et pour un cône de rayon $\mathcal{R} = 0.7$



(a)

FIG. 5.40 – Profil en énergie des jets dans la région intercryostat après soustraction de l'énergie asymptotique et pour un cône de rayon $\mathcal{R} = 0.7$



(a)

FIG. 5.41 – Profil en énergie des jets dans les bouchons après soustraction de l'énergie asymptotique et pour un cône de rayon $\mathcal{R} = 0.7$

Dans le programme de correction de l'énergie des jets **JetCorr**, ces corrections sont interpolées entre les valeurs moyennes de η .

Pour un jet dont l'énergie est supérieure à 15 *GeV* dans la région $|\eta| < 2.5$, les coefficients de correction sont implémentés par le programme **JetCorr**. L'énergie transverse manquante de l'événement est recalculée.

5.4 Conclusion sur l'étalonnage

La figure 5.42 présente l'évolution du facteur de correction totale, pour les données, en fonction de l'énergie non corrigée du jet à $\eta = 0$ (a) et de sa pseudo-rapacité pour un jet de 50 *GeV* (c).

Le facteur de la correction a une décroissance monotone en fonction de l'énergie non-corrigée du jet. Il passe de 1.4 pour 30 *GeV* à 1.15 pour 300 *GeV*. La forme de la courbe en fonction de la pseudo-rapacité est plus complexe. Le pic centré sur 1.2 est dû à la dépendance en pseudo-rapacité de la réponse dans la région intercryostat.

Les incertitudes de chaque contribution : énergie sous-jacente, réponse et énergie hors du cône sont également déterminées en fonction de l'énergie du jet (figure 5.42(b)) et de sa pseudo-rapacité (figure 5.42(c)). L'incertitudes totale est la somme quadratique de toutes les contributions. Ces résultats ont été obtenus pour des cônes de taille $\mathcal{R} = 0.7$.

Pour le Monte-Carlo, l'évolution du facteur de correction totale et de ses incertitudes sont présentés sur la figure 5.43

L'échelle d'énergie des jets est une des principales sources de l'erreur systématique par exemple pour la mesure de la section efficace ou de la masse de particules dans des événements contenant au moins un jet.

A titre d'illustration, lors du Run I, la section efficace de production du quark *top* mesurée était :

$$\sigma(p\bar{p} \rightarrow t\bar{t} \rightarrow \text{multijets}) = 7.1 \pm (\text{stat}) 2.8 \pm (\text{syst}) 1.5 \text{ pb}$$

L'erreur systématique due à l'échelle d'énergie des jets était $\sigma_{JES}(\text{syst}) = 0.42 \text{ pb}$ soit environ 30% [47].

tandis que la masse du quark *top* était :

$$m_{top}(p\bar{p} \rightarrow t\bar{t} \rightarrow 2 \text{ leptons} + \text{jets}) = 168.4 \pm (\text{stat}) 12.3 \pm (\text{syst}) 3.6 \text{ GeV}/c^2$$

L'erreur systématique due à la correction d'échelle d'énergie atteignait les 60% de l'erreur systématique totale, soit $\sigma_{JES}(\text{syst}) = 2.4 \text{ GeV}/c^2$ [48].

En ce début de Run IIa, la masse du quark *top* est de :

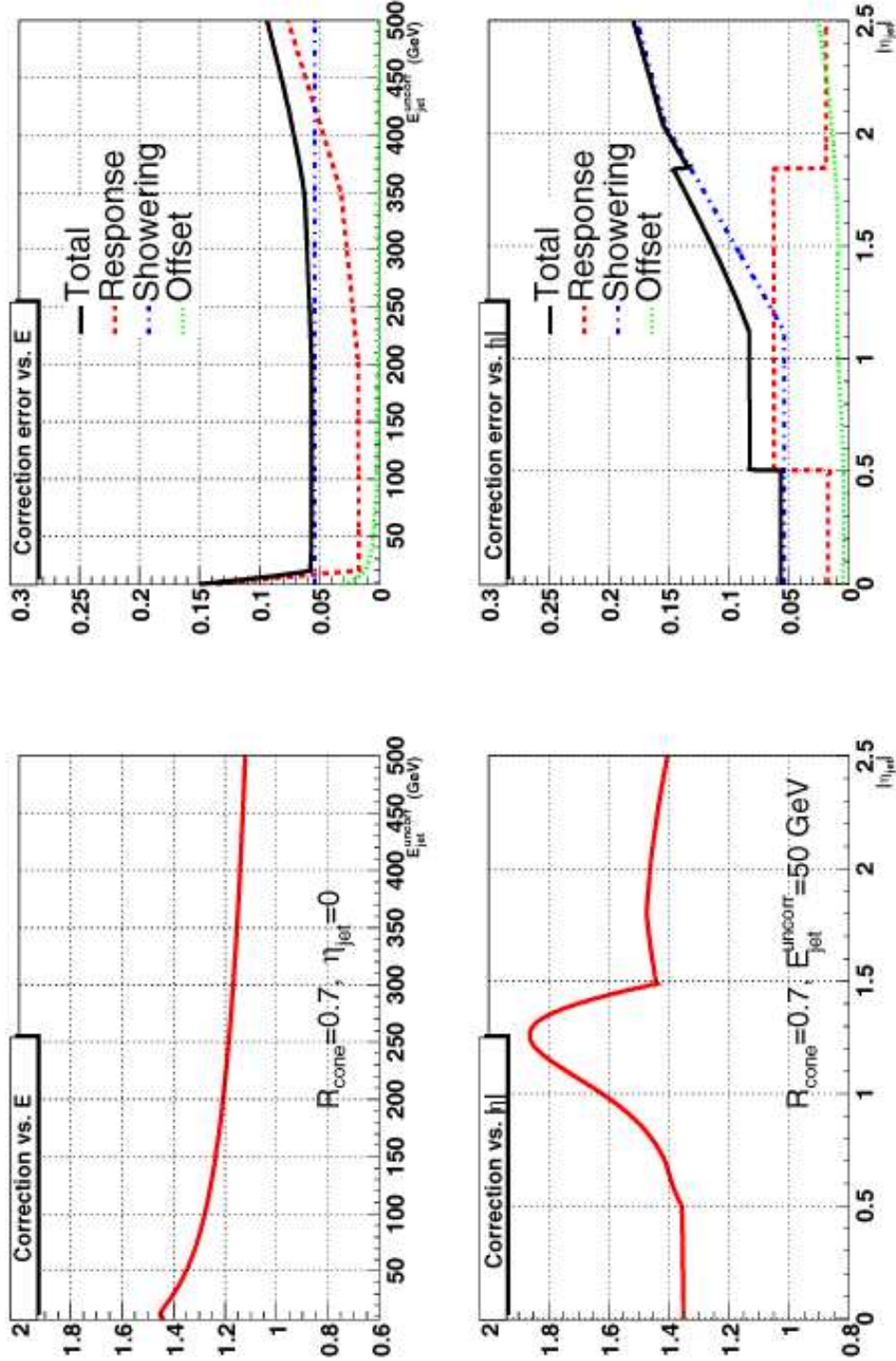


FIG. 5.42 – Correction totale de l'échelle d'énergie des jets et ses incertitudes en fonction de l'énergie du jet à $\eta = 0$ (a et b) et de sa pseudo-rapacité (c et d) pour un jet dont l'énergie est de 50 GeV, dans les données. Sur les graphes b et c, les incertitudes de chaque correction : énergie sous-jacente, réponse et énergie hors du cône, ont été séparées afin d'estimer leur contribution par rapport à l'erreur totale. Les erreurs statistiques et systématiques ont été sommées quadratiquement.

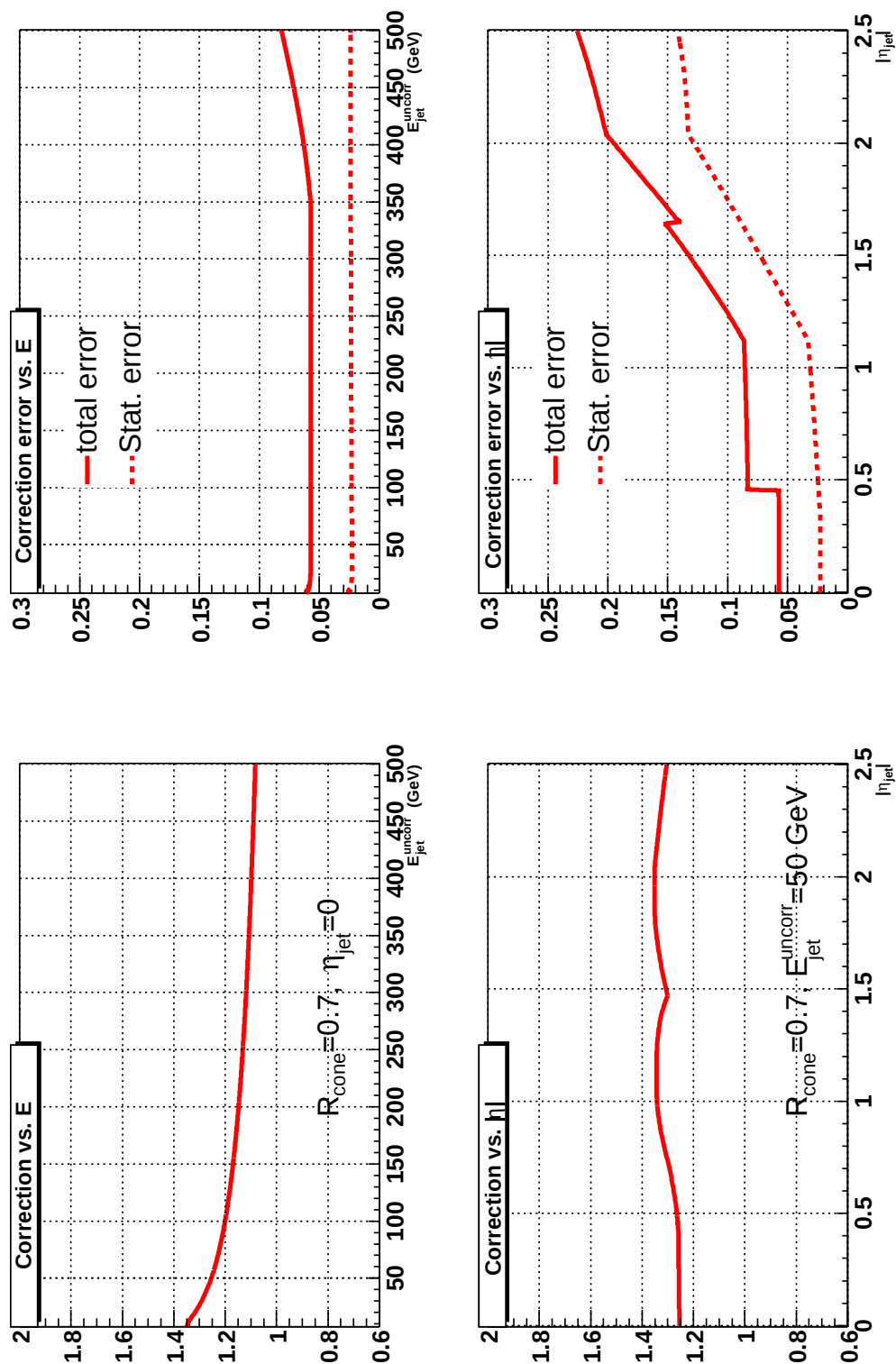


FIG. 5.43 – Correction totale de l'échelle d'énergie des jets et ses incertitudes, en fonction de l'énergie du jet à $\eta = 0$ (a et b) et en fonction de sa pseudo-rapidité (c et d) pour un jet dont l'énergie est de 50 GeV, dans le Monte-Carlo.

$$m_{top}(p\bar{p} \rightarrow t\bar{t} \rightarrow lepton + jets) = 186_{-19.0}^{+55.3}(stat) \pm (syst)14 \text{ GeV}/c^2$$

L'erreur systématique due à la correction d'échelle d'énergie atteint 50% de l'erreur systématique totale, soit $\sigma_{JES}(syst) = 7.0 \text{ GeV}/c^2$ [49].

Chapitre 6

Les corrections spécifiques aux jets de b

Les mesures de précision des observables électrofaibles comme par exemple la détermination de la masse du quark top , exigent une connaissance précise de l'étalonnage de l'énergie des jets issus de quarks b . Il en est de même des recherches de nouvelles particules, notamment en ce qui concerne le boson de *Higgs* du modèle standard, dont les produits de désintégration seront des quarks b sur une partie de la gamme de masse accessible au cours du Run II.

Lorsque la masse invariante du boson Z est reconstruite à partir de l'énergie des jets mesurée dans la calorimètre, un décalage est observé, suivant que l'on utilise toutes les saveurs légères ($q \in \{u, d, s\}$) pour les produits de désintégration ($Z \rightarrow q\bar{q}$) ou que l'on se limite aux hadrons *beaux* ($Z \rightarrow b\bar{b}$). Ce décalage pourrait provenir de la variation de réponse du calorimètre pour des jets issus de différentes saveurs de quarks ainsi que de la fraction d'énergie du jet hors du cône. En effet, pour les jets issus d'un quark b , la multiplicité en hadrons chargés est plus élevée et la fragmentation est plus dure que pour des jets issus de quarks de saveur légère. Ce décalage pourrait également être dû à la correction appliquée à l'énergie des jets de particules pour obtenir l'énergie des jets au niveau des partons : prise en considération des radiations de gluons dans l'état final. En fonction du mode de désintégration du hadron *beau* (semi-leptonique ou hadronique), des corrections particulières seront appliquées.

6.1 La désintégration semi-leptonique

Un jet issu de la fragmentation d'un quark b peut contenir un lepton chargé et un neutrino provenant de la désintégration en mode semi-leptonique du hadron *beau* original [50].

6.1.1 Les corrections pour les désintégrations semi-muoniques

Dans le cas où le lepton chargé est un muon, seule une faible quantité d'énergie E_μ^{calo} est déposée dans le calorimètre dû au fait qu'il le traverse au minimum d'ionisation. Cette énergie est typiquement de l'ordre de 2 GeV. De plus, le neutrino associé au lepton n'est jamais détecté d'où une source d'erreur. Ainsi pour une désintégration semi-muonique, l'énergie du jet de b doit être corrigée par l'énergie du muon réellement mesurée par le spectromètre E_μ^{part} . L'énergie du neutrino $E_{\nu_\mu}^{part}$ associé au muon doit également être prise en considération. La relation entre l'énergie du jet de particules E_{bjet}^{part} avant son entrée dans le calorimètre, en fonction de l'énergie déposée par le jet dans le calorimètre E_{bjet}^{calo} , s'écrit :

$$E_{bjet}^{part} = \frac{E_{bjet}^{calo} - E_{SJ}}{\mathcal{R}_{jet} \times \mathcal{F}_S} - E_\mu^{calo} + E_\mu^{part} + E_{\nu_\mu}^{part}$$

où le premier terme correspond aux corrections générales précédentes.

Les corrections pour les muons et les neutrinos sont calculées à partir d'événements Monte-Carlo $t\bar{t}$.

Le hadron *beau* (" B ") peut se désintégrer directement en mode semi-leptonique : $B \longrightarrow l\nu + jet + C$ ou en cascade : $B \longrightarrow HADRONS + C$ avec $C \longrightarrow l\nu + jet + HADRONS$

Le jet de b issu de cette cascade doit être corrigé de façon similaire. A priori, il n'y aucune raison pour que la correction soit la même pour une désintégration directe ou en cascade.

Pour estimer l'énergie du neutrino, une relation de corrélation est supposée entre l'énergie reconstruite du muon et les énergies au niveau du générateur du muon et de son neutrino associé.

Pour chaque événement, un facteur de corrélation C est défini par :

$$C = \frac{E_\mu^{part} + E_{\nu_\mu}^{part}}{E_\mu^{reco}}$$

où

- E_μ^{part} et E_μ^{reco} sont respectivement l'énergie au niveau du générateur et l'énergie reconstruite du muon
- $E_{\nu_\mu}^{part}$ est l'énergie au niveau du générateur du neutrino

Les distributions de ces coefficients sont réalisés pour des intervalles de 5 GeV de largeur sur l'énergie du muon. Pour tous ces distributions, la médiane sont calculées. Les facteurs ainsi obtenus seront utilisés pour implémenter cette correction.

Ces facteurs ont été calculés en fonction de l'énergie du muon pour des désintégrations inclusives, directes et en cascade. Les corrections ainsi obtenues sont présentées sur la

même figure 6.1 afin d'observer les variations : décroissance du facteur de correction avec l'énergie jusqu'à environ 30 GeV puis valeur stationnaire.

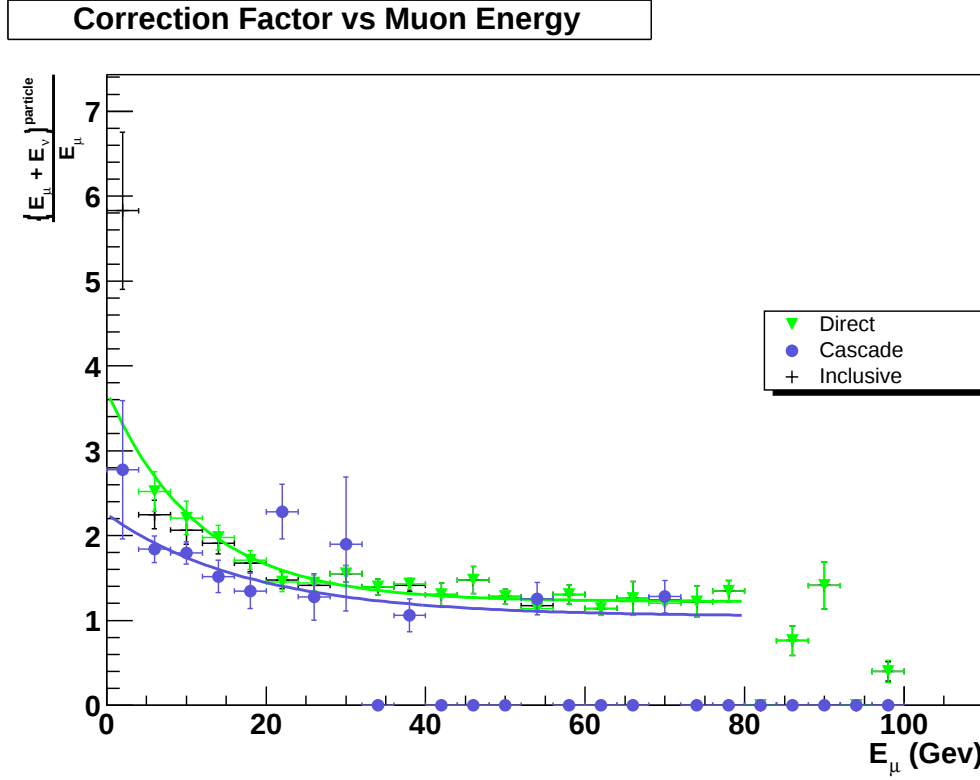


FIG. 6.1 – Facteur de correction en fonction de l'énergie reconstruite du muon pour des désintégrations inclusives, directes et en cascade

Les coefficients pour les désintégrations directes sont légèrement plus importants que pour les désintégrations en cascade, à cause de l'impulsion transverse du muon relative à la direction du jet plus importante dans le cas des quarks b .

6.1.2 Les corrections pour les désintégrations semi-électroniques

Pour les désintégrations semi-électroniques, une étude similaire est réalisée pour établir des corrections. Dans ce cas, le lepton chargé ($e^\pm$) n'est pas isolé et toute son énergie est contenue dans le calorimètre. Son énergie est déterminée grâce à l'algorithme de chemin. Des corrélations entre l'énergie des électrons et des neutrinos sont également établies à partir des événements Monte-Carlo. Actuellement, les corrections où les jets de b se désintègrent semi-électroniquement, ne sont pas implémentées dans **JetCorr**.

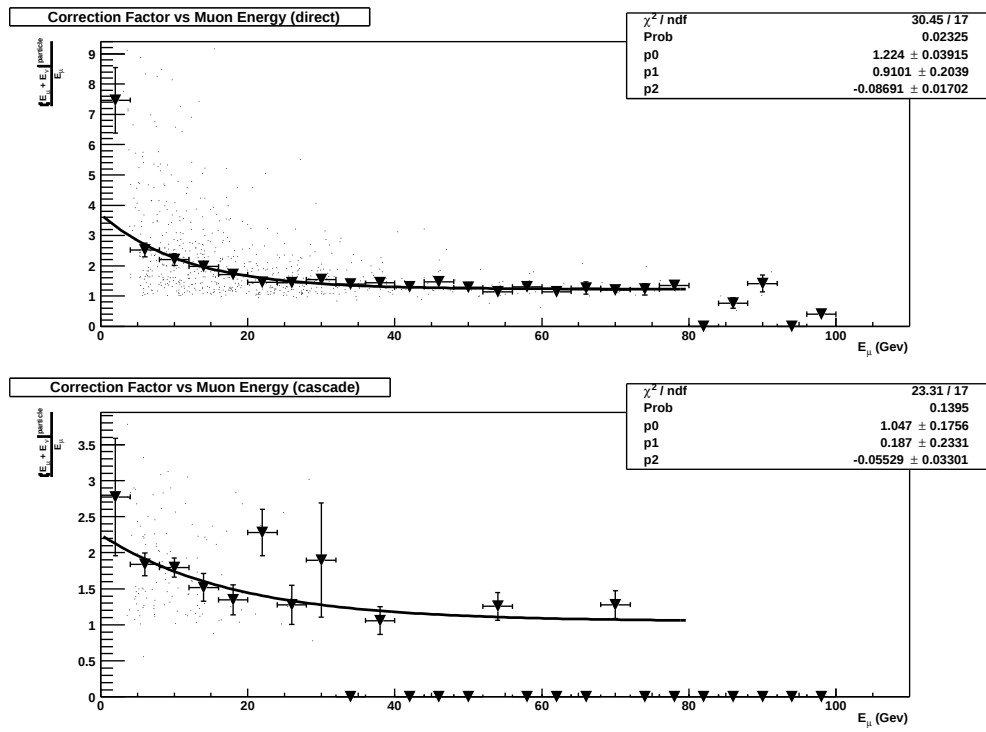


FIG. 6.2 – Ajustement des facteurs de correction en fonction de l'énergie reconstruite du muon pour des désintégrations directes (haut) et en cascade (bas)

6.2 La désintégration hadronique

La désintégration semi-leptonique des hadrons *beaux* représente seulement une faible fraction des événements où le jet a été initié par un quark b . Une étude complémentaire a été initiée par le groupe DØ de Lyon. Elle porte sur la désintégration du quark b en mode hadronique. La méthode est inspirée par l'étude sur la réponse du calorimètre des jets indépendamment de leur saveur, décrite dans la section 5.2.

Pour cette analyse, nous utilisons des événements Monte-Carlo avec un photon et un jet issu d'un quark b (*photon + bjets*) produits par effet Compton de la QCD (cf diagrammes de la figure 5.21(b)). 80000 événements *photon + bjets* répartis sur 5 intervalles en impulsion transverse (supérieur à 20, 40, 80, 160 et 260 GeV) ont été produits avec la version **p14.03** du programme *DØReco*. En moyenne 0.8 événements de biais minimum titrés suivants une distribution de poisson ont été rajoutés pour chaque génération d'événement afin de simuler les interactions multiples.

6.2.1 La sélection des événements

6.2.1.1 Les critères de sélection du photon

Les critères utilisés pour sélectionner les photons sont les critères officiels certifiés par le groupe EM-ID (cf section 4.3). De plus, le photon reconstruit doit être dans la région $|\eta| \leq 1.0$ et ne pas se trouver dans la zone morte entre les modules en φ . La distribution de la pseudo-rapacité des photons reconstruits est présentée sur la figure 6.3(b). Son impulsion transverse doit être supérieure à 6 GeV (figure 6.3(d)). Le photon ne doit pas être dans les zones non-instrumentées en φ . Enfin, aucune trace ne doit être associée au dépôt d'énergie dans le calorimètre.

6.2.1.2 Les critères de sélection des jets de b

Les coupures sur les jets sont les coupures officielles certifiées par groupe Jet/MET (cf 4.5.3). Les figure 6.4 montre la distribution des variables qualitatives de ces jets : f_{EM} (a), CHF (b), $HotF$ (c) et $n90$ (d).

Nous excluons les jets se trouvant dans la région intercryostat en demandant que les jets se trouvent dans les régions $|\eta| \leq 0.7$ ou $1.8 < |\eta| < 2.5$. De plus, nous exigeons que le quark b initiateur du $b - jet$ provienne de la collision dure. Pour les 3 principaux jets, la distribution des variables cinématiques est présentée sur la figure 6.5. Ces jets sont classés dans l'ordre décroissant de leur énergie transverse.

6.2.1.3 Les critères topologiques

L'événement doit posséder un seul photon passant ces sélections pour être conservé et ne pas posséder plus de 5 jets identifiés. D'autres coupures sur la topologie de l'événement sont également appliquées :

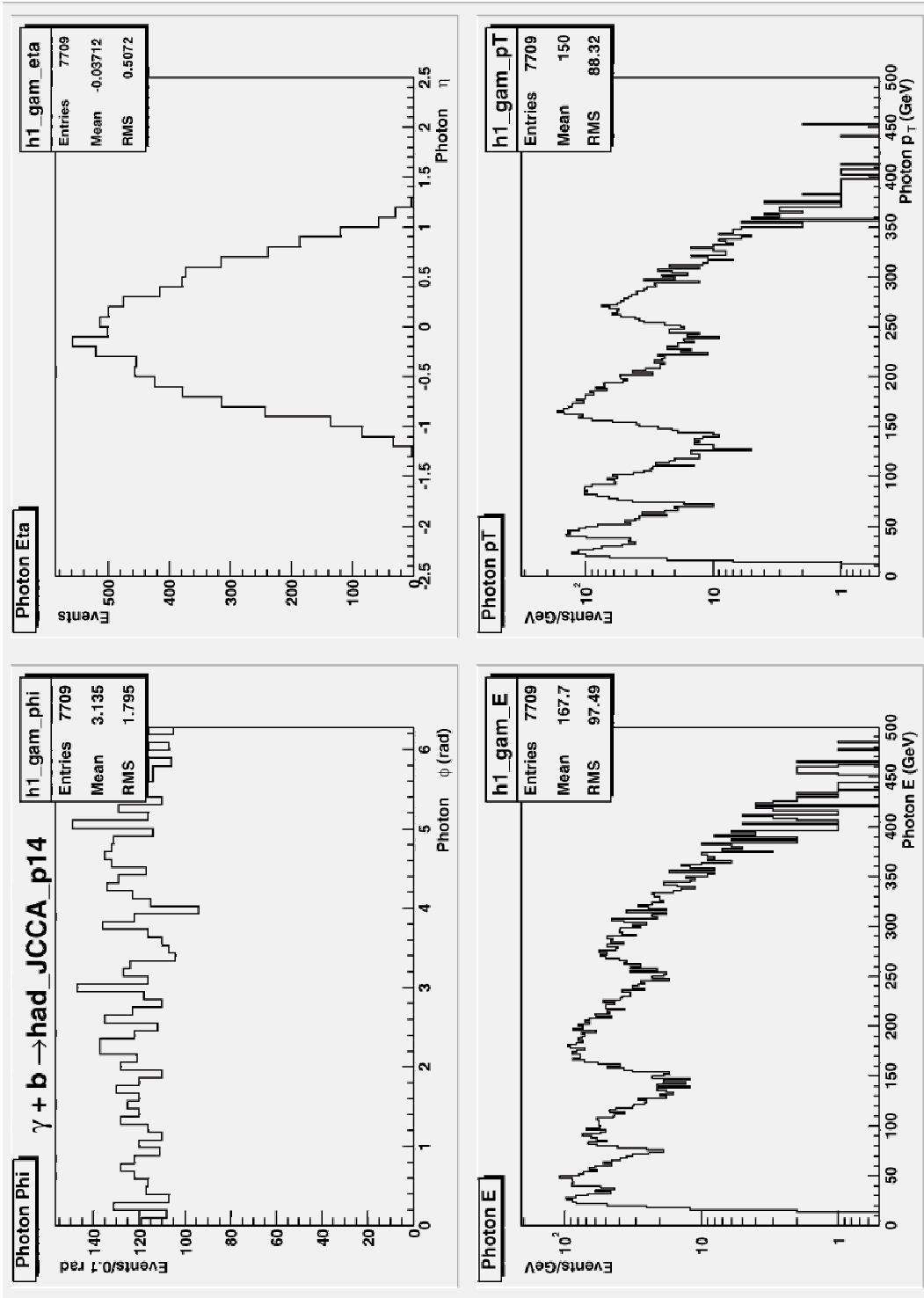


FIG. 6.3 – Variables cinématiques du photon : φ (rad) (a), η_φ (b), E (GeV) (c) et p_T (GeV) (d). Ces distributions ne sont pas normalisées

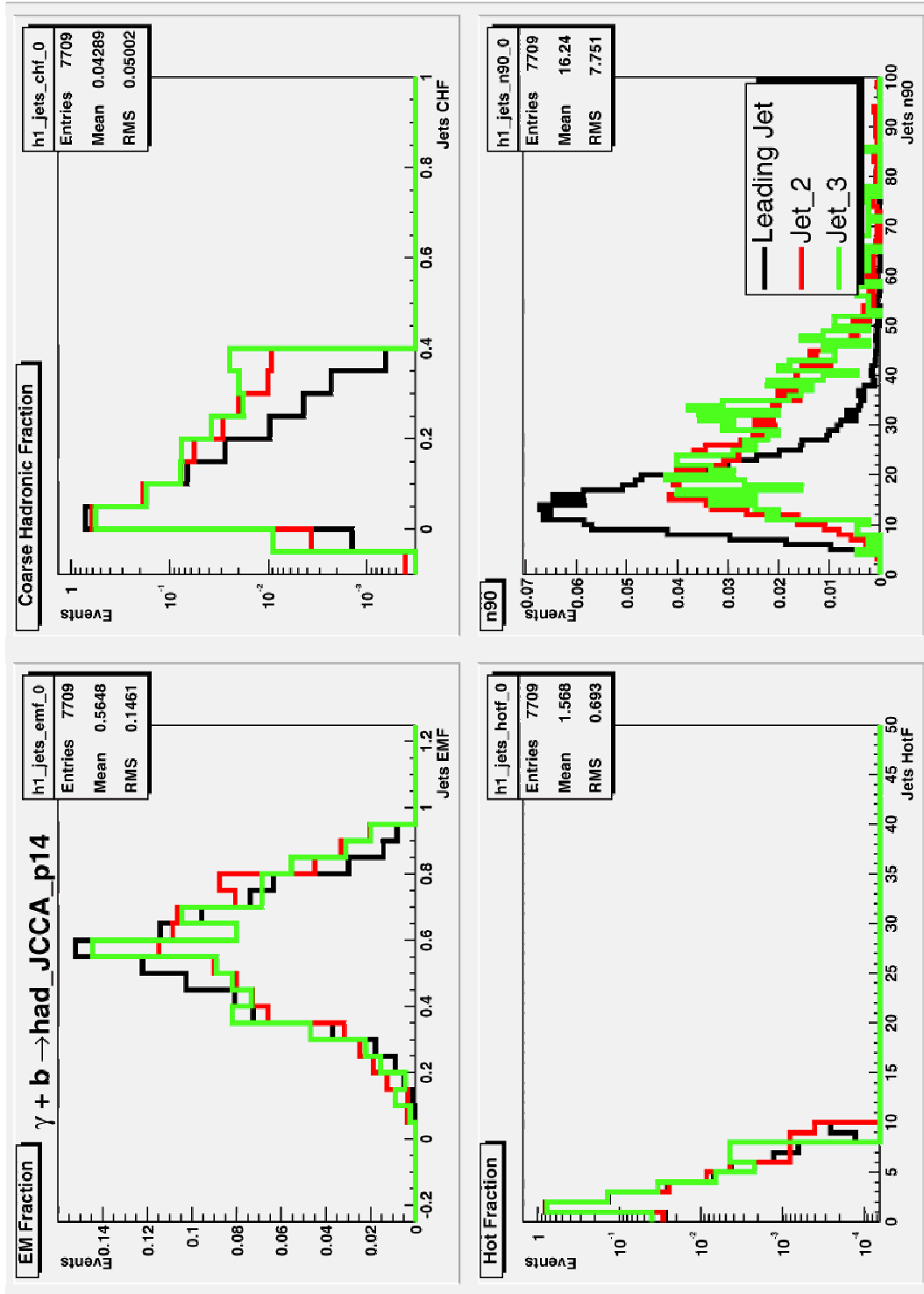


FIG. 6.4 – Variables qualitatives des 3 principaux jets : f_{EM} (a), CHF (b), $HotF$ (c) et $n90$ (d).

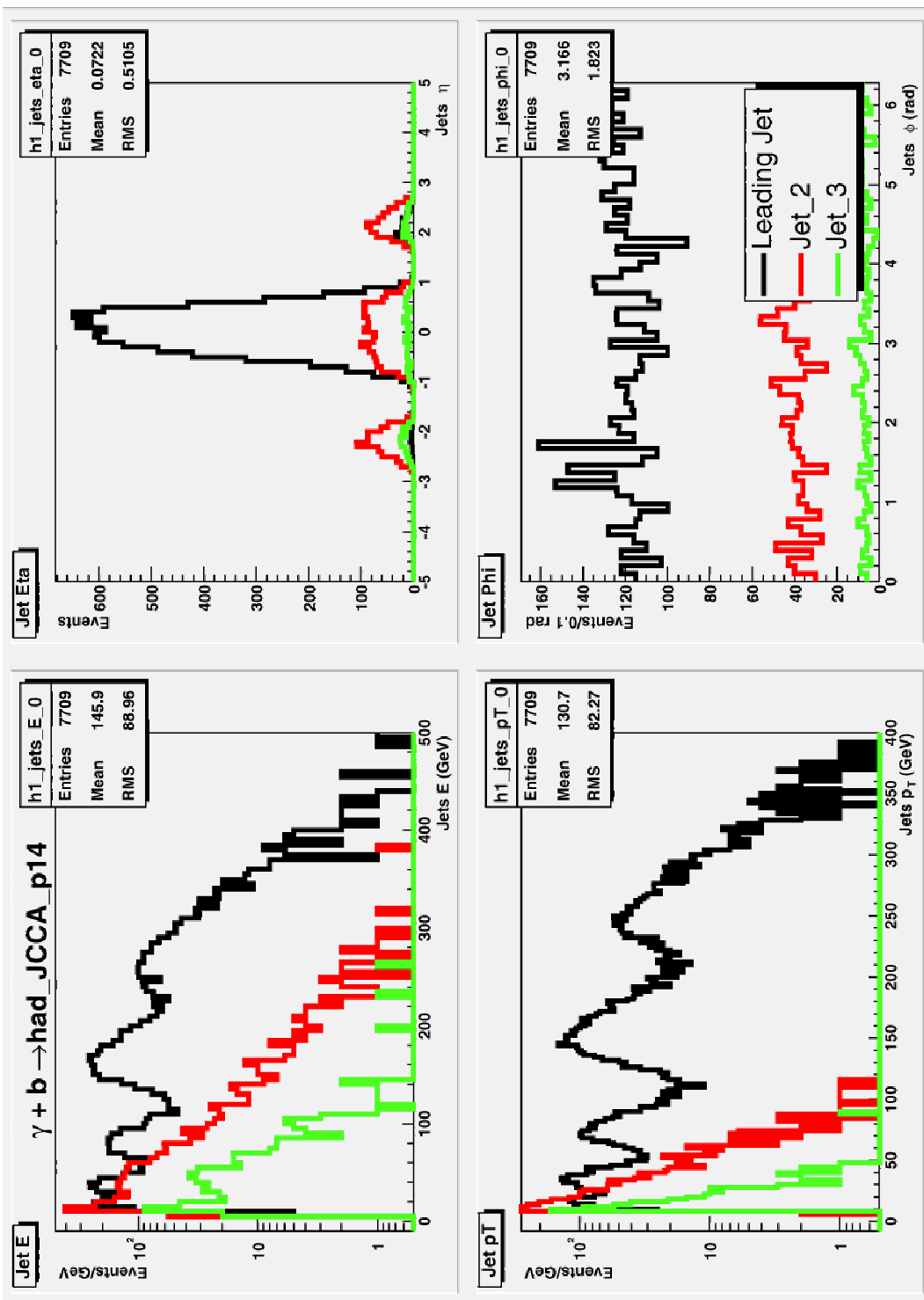


FIG. 6.5 – Variables cinématiques des 3 principaux jets : E (GeV) (a), η_φ (b), P_T (GeV) (c) et φ (d).

- Le vertex primaire doit être à moins de 50 *cm* du centre du détecteur et doit être reconstruit avec au moins 5 traces.
- La différence d'angle azimutal entre le jet principal (jet_1) et le photon doit satisfaire :

$$\Delta\varphi(jet_1, \gamma) > 2.8 \text{ rad}$$

De plus, l'énergie du photon et l'énergie manquante de l'événement sont corrigées.

6.2.2 L'étude de la réponse du calorimètre pour les jets de b

Les distributions de la réponse du calorimètre pour les jets issus de quarks b sont établies sur 15 intervalles de l'estimateur d'énergie E' (*GeV*) : $[0,9]$, $[9,12]$, $[12,15]$, $[15,20]$, $[20,25]$, $[25,30]$, $[30,40]$, $[40,55]$, $[55,75]$, $[75,105]$, $[105,150]$, $[150,200]$, $[200,250]$, $[250,300]$ et $[300,350]$. Pour chacun des intervalles de l'estimateur, la moyenne de la réponse est obtenue en utilisant un ajustement gaussien. La figure 6.6 récapitule toutes ces distributions et leur ajustement.

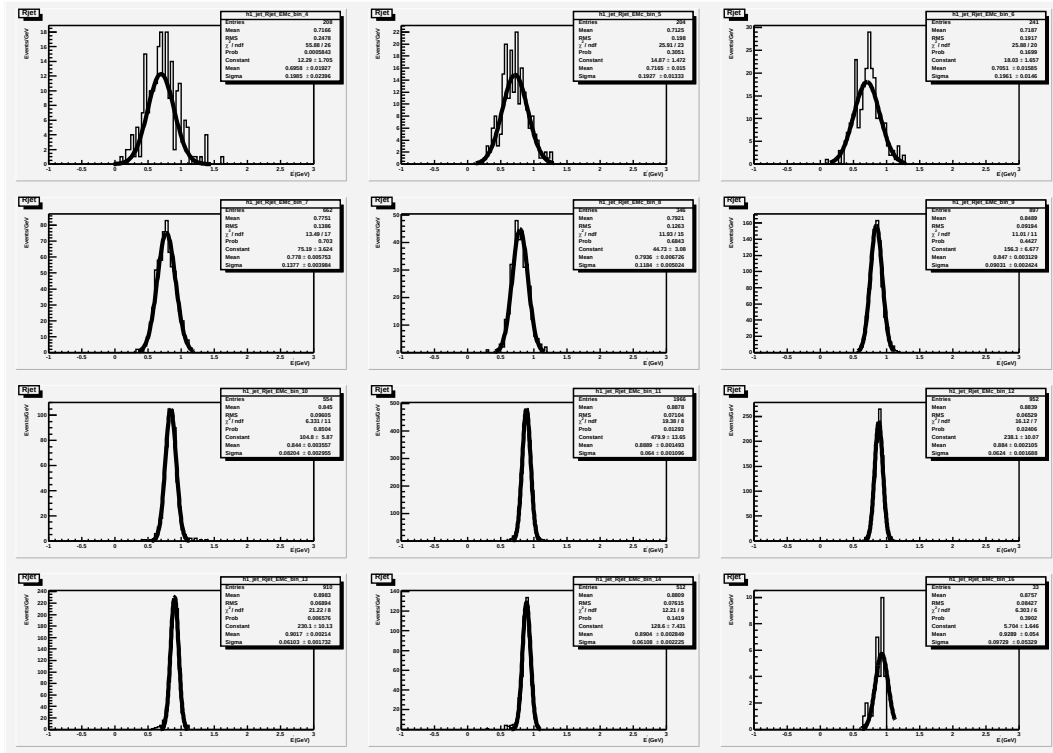


FIG. 6.6 – Réponse du calorimètre en fonction de l'énergie du jet pour les différents intervalles de E' .

Ainsi, nous obtenons une relation entre la réponse (R_{jet}) et l'estimateur de l'énergie du jet (E') (figure 6.7).

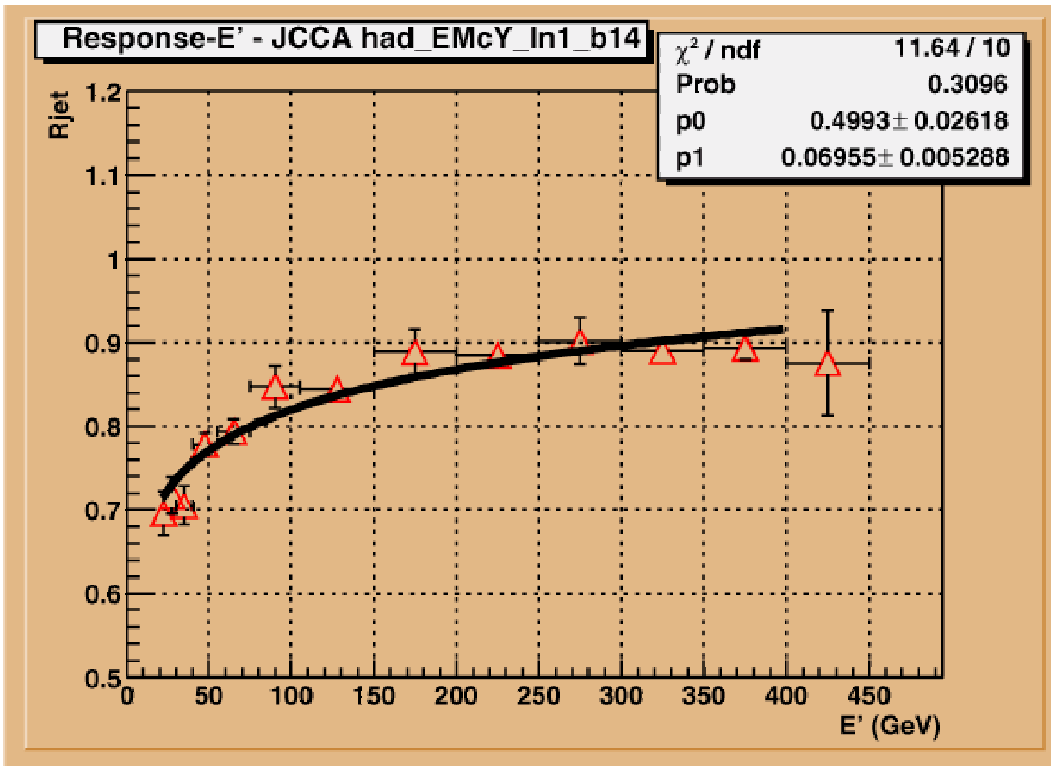


FIG. 6.7 – Dépendance de $\mathcal{R}_{jet}$ par rapport à E' pour des événements $photon + bjet$

Pour chaque intervalle de l'estimateur E' , nous pouvons relier une valeur de l'énergie mesurée du jet (figure 6.8).

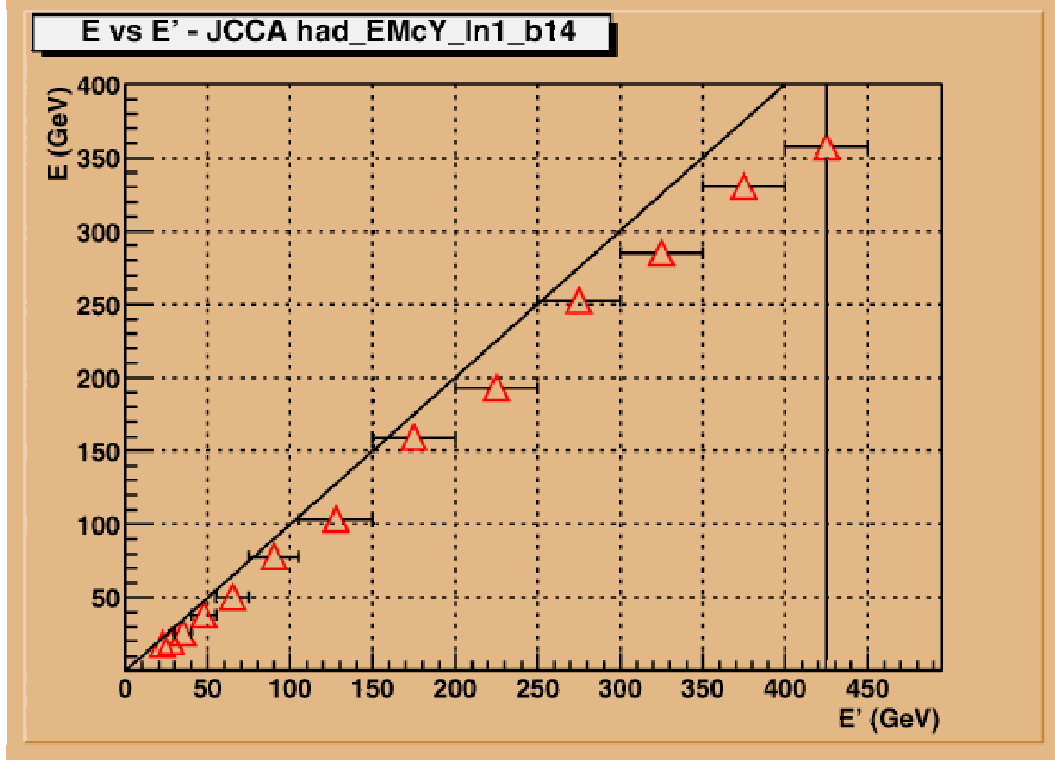


FIG. 6.8 – Corrélation entre E_{jet} et E' pour des événements *photon + bjet*

En utilisant ces 2 dernières courbes, nous établissons la corrélation entre la réponse du calorimètre $\mathcal{R}_{bjet}$ en fonction de l'énergie mesurée du jet E_{bjet} . Cette courbe est représentée sur la figure 6.9. L'ajustement est réalisé avec une fonction logarithmique :

$$\mathcal{R}_{bjet} = a + b \ln(E_{bjet})$$

Nous pouvons comparer la réponse obtenue pour des jets issus d'un quark *b* pour différents modes de désintégration (figure 6.10), en absence de correction sur l'énergie des jets. Nous constatons que la réponse pour le mode hadronique est plus élevée que pour les modes semi-leptoniques. Cette différence vient du fait qu'il n'y a pas de perte d'énergie due au neutrino. La réponse pour le mode semi-électronique est supérieure à celle des autres modes semi-leptoniques parce que l'électron dépose la totalité de son énergie dans le calorimètre.

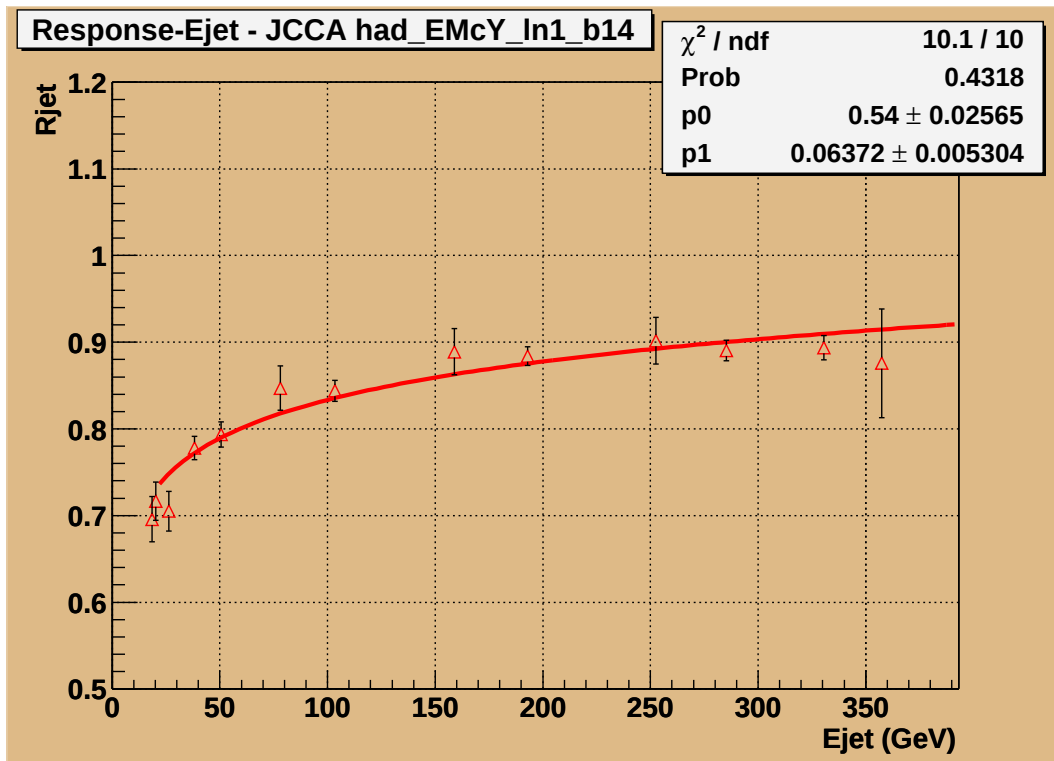


FIG. 6.9 – Réponse en fonction de l'énergie mesurée du jet pour la partie centrale et sur l'avant dans des événements $\text{photon} + b\text{jet}$ (mode hadronique).

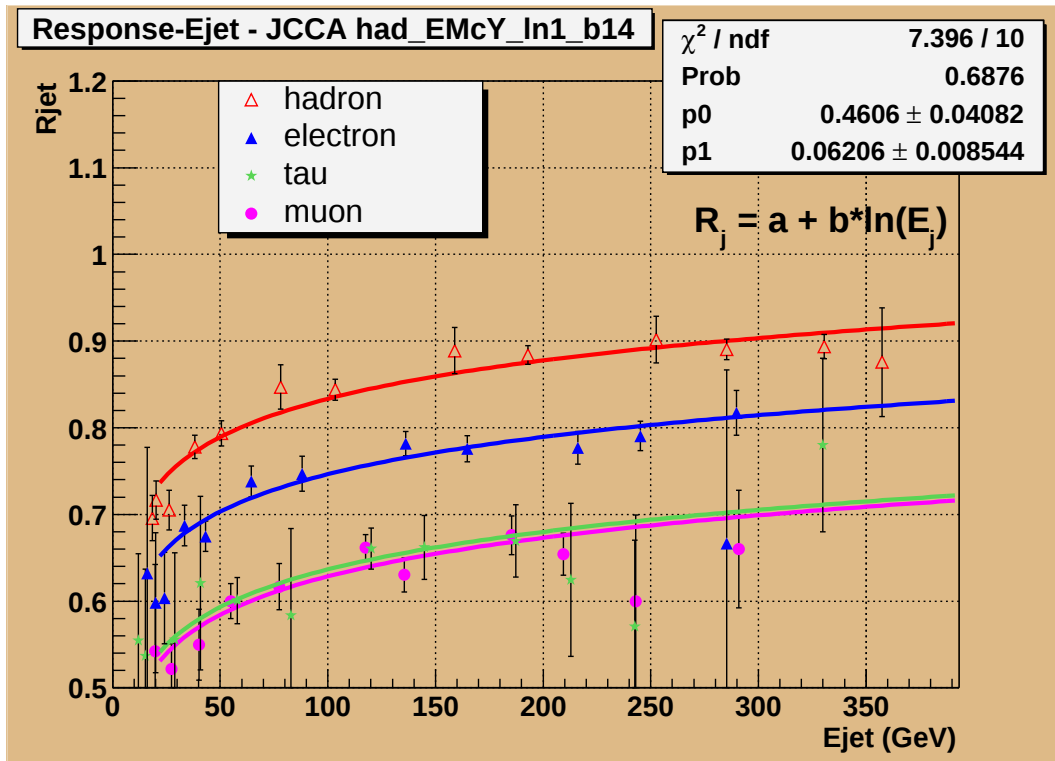


FIG. 6.10 – Réponse en fonction de l'énergie mesurée du jet pour différents modes de désintégration. L'ajustement est fait avec une fonction logarithmique

6.2.3 Conclusion sur les corrections spécifiques aux jets de b

Comme nous l'avons escompté, la réponse pour des jets issus d'un quark b est différente de celle des jets provenant de la fragmentation de quark de saveurs légères. Cet ajustement est représenté sur la figure 6.11. Pour des énergies inférieures à 60 GeV, la différence est de 5-6 %.

Ce résultat laisse envisager une amélioration de la résolution sur la masse des particules dont les produits de désintégration sont des quarks b : bosons Z et de *Higgs* au repos, quark t .

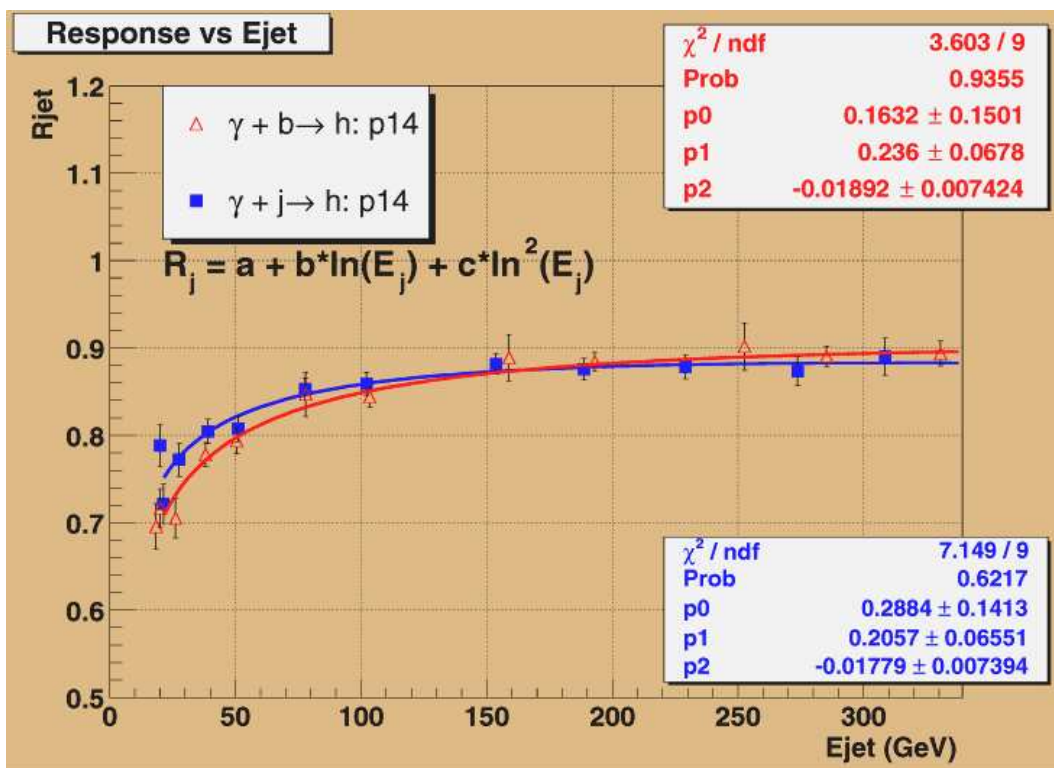


FIG. 6.11 – Réponse en fonction de l'énergie mesurée du jet pour des jets de saveurs légères (courbe foncée) et pour des jets de b (courbe claire).

Conclusions et perspectives

Dans cette thèse, nous avons étudié l'étalonnage de l'énergie des jets.

Nous avons estimé la densité d'énergie sous-jacente à partir d'événements avec un biais minimum. Cette énergie provient du bruit du calorimètre, des collisions multiples proton-antiproton, de l'empilement des collisions dans la chaîne de lecture du calorimètre, des interactions des partons spectateurs. Nos résultats ont été implémentés dans le programme de correction de l'énergie des jets : **JetCorr**. Les corrections de l'échelle d'énergie sont la principale contribution à l'erreur systématique. Dans des événements avec au moins un jet, l'erreur systématique sur la masse ou sur la section efficace due à l'échelle d'énergie atteint 50 % de l'erreur systématique totale. Nous avons également proposé une nouvelle méthode pour sélectionner les données afin de limiter les effets des cellules anormales et non supprimées par NADA. La prochaine étape sera la prise en compte de la luminosité dans la détermination de densité d'énergie sous-jacente.

Sur l'étalonnage des jets issus de la fragmentation d'un quark *bottom*, le groupe DØ de Lyon a initié un travail portant sur la désintégration en mode hadronique du hadron *beau* dans un jet de *b*. Nous avons obtenu une réponse différente selon les modes de désintégration (semi-leptonique ou hadronique) pour des jets dont l'énergie est inférieure à 100 *GeV*. Pour optimiser la recherche de processus dont l'état final est composé de jets de *b*, il est envisageable d'appliquer des nouvelles corrections de la fraction d'énergie en dehors du cône et au niveau des partons.

Annexe A

L'algorithme NADA

Lors de la prise de données, l'algorithme NADA¹ [51] identifie les cellules du calorimètre dont le dépôt d'énergie est anormal. Il peut les supprimer automatiquement ou les étiqueter et laisser l'utilisateur le faire.

Les origines de ces cellules sont variées. Elles peuvent être dues à des problèmes de détecteurs (défaillance technique, bruits, contamination de l'argon liquide) ou relatifs à des processus de physique sans rapport avec l'interaction dure (rayon cosmique, diffusion vers l'arrière des particules intéressant avec le tuyau du faisceau en dehors la zone de collision).

Dans l'algorithme NADA, une cellule est considérée comme problématique quand elle satisfait les 3 critères suivants :

- Son énergie transverse E_T^{cand} doit comprise entre E_{cand}^{min} et E_{cand}^{max} :

$$E_{cand}^{min} < E_T^{cand} < E_{cand}^{max}$$

L'énergie transverse des cellules est répartie en 4 intervalles grossièrement nommés : énergie négative², énergie faiblement positive, énergie moyennement positive et énergie fortement positive. Ce découpage en intervalle permet une identification des cellules problématiques plus précise en optimisant les jeux de paramètres.

- L'énergie E_{cube} contenue par les plus proches voisines c'est-à-dire dans le cube de 0.3×0.3 dans le plan $\eta \times \varphi$ et de 3 couches en profondeur doit être inférieure à une énergie de seuil E_{cube}^{cut} :

$$E_{cube} < E_{cube}^{cut} \quad avec \quad E_{cube} = \sum_{i=1}^8 E_{cell}^i$$

¹New Anomalous Deposit Algorithm ou nouvel algorithme de recherche de dépôts énergétiques anormaux.

²Les cellules avec une énergie transverse inférieure à 1 GeV sont toujours identifiées comme étant problématiques sans regarder leur isolement

La cellule centrale dont l'énergie est E_T^{cand} et les cellules du cube E_{cell}^i dont l'énergie ne dépasse pas E_{cell}^{cut} , ne sont pas sommées.

Un schéma explicatif est proposé sur la figure A.1.

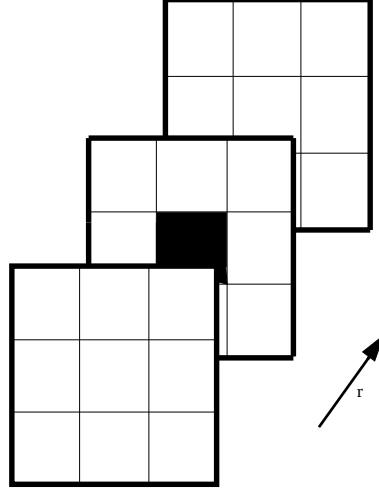


FIG. A.1 – Représentation du cube adjacent à une cellule potentiellement chaude ■

- Aucune de ses proches voisines ne doit avoir une énergie supérieure à $E_T^{cand} \times ParDym$ où *ParDym* est un paramètre dit "dynamique".

Le tableau A.1 récapitule les différents jeux de coupures utilisés par NADA.

Les cellules avec une énergie transverse inférieure à 1 *GeV* sont toujours identifiées comme étant froides sans regarder leur isolement.

Pour des raisons purement géométriques, NADA doit prendre quelques précautions.

La couche EM3 a une segmentation plus fine que ces couches voisines. NADA regroupe donc ses cellules par 4 pour obtenir une granularité 0.1×0.1 comparable à ses voisines.

La première couche du calorimètre électromagnétique (EM1) n'a qu'une seule couche dans son voisinage (EM2). Les couches FH1 et CH1 ont des dépôts d'énergie plus élevés que leurs voisines à cause d'une plus grande longueur d'interaction nucléaire. Les couches du calorimètre comprises entre les cryostats (ICD et Massles gaps) ont de larges zones non-instrumentées.

Pour toutes ces raisons techniques, ces couches ne sont pas utilisées par NADA pour l'identification de cellules chaudes.

Intervalle	Seuil	Jeu 1	Jeu 2	Jeu 3	Jeu 4
énergie négative	E_{cand}^{min}	-1000.0	-	-	-1000.0
	E_{cand}^{max}	-1.0	-	-	-1.0
	E_{cell}^{cut}	1000.0	-	-	1000.0
	E_{cube}^{cut}	1000.0	-	-	1000.0
	ParDym	-	-	-	-
énergie faiblement positive	E_{cand}^{min}	1.0	1.0	-	-
	E_{cand}^{max}	5.0	5.0	-	-
	E_{cell}^{cut}	0.1	0.1	-	-
	E_{cube}^{cut}	0.1	0.1	-	-
	ParDym	-	-	-	-
énergie moyennement positive	E_{cand}^{min}	5.0	5.0	5.0	-
	E_{cand}^{max}	500.0	500.0	500.0	-
	E_{cell}^{cut}	0.0	0.1	0.0	-
	E_{cube}^{cut}	0.0	0.1	0.0	-
	ParDym	0.02	-	0.02	-
énergie fortement positive	E_{cand}^{min}	500.0	500.0	500.0	-
	E_{cand}^{max}	1000.0	1000.0	1000.0	-
	E_{cell}^{cut}	1000.0	0.1	1000.0	-
	E_{cube}^{cut}	1000.0	0.1	1000.0	-
	ParDym	-	-	-	-

TAB. A.1 – tableau récapitulatif des différents jeux de coupure utilisé par NADA. – signifie que cette variable n’est pas définie pour ce jeu de paramètres

Annexe B

La chaîne de simulation

La génération des événements Monte-Carlo dans DØ nécessite une plusieurs étapes. Un schéma de la chaîne de simulation [52] est proposée sur la figure B.1

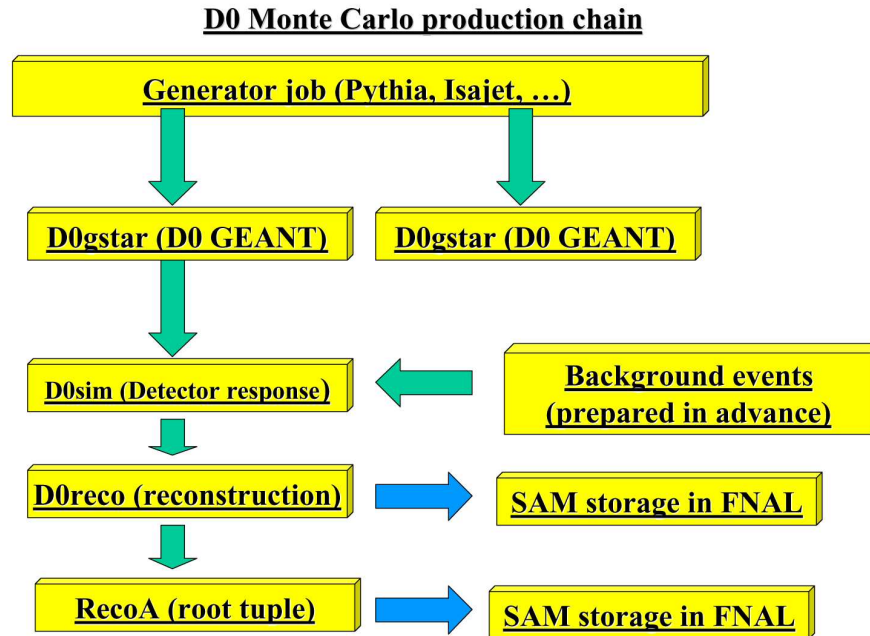


FIG. B.1 – Schéma de la chaîne de simulation des événements Monte-Carlo dans l'expérience DØ.

Les générateurs

La première étape dans la génération événements Monte-Carlo concerne la simulation d'un processus physique, une collision $p\bar{p}$ produisant un état final particulier. Pour

chaque particule, le générateur calcule son quadrivecteur énergie-impulsion. La collaboration DØ utilise plusieurs générateurs comme par exemple : Pythia, Herwig, Isajet ou CompHEP.

La simulation de la réponse du détecteur

Après la simulation de la collision, l'étape suivante est de suivre les particules dans le détecteur, de déterminer où elles traversent des zones actives et simuler leur dépôt d'énergie et leurs interactions secondaires.

Cette étape est effectuée avec le programme *DØgstar*. Ce programme utilise GEANT v3.2.1 pour la géométrie du détecteur et les dépôts d'énergie dans tous les sous-détecteurs à l'exception des gerbes hadroniques qui sont simulées par GEISHA.

Ensuite, le programme *DØsim* convertit les sorties de *DØgstar*. Il a également plusieurs rôles :

- ajouter le bruit du calorimètre (électronique et uranium)
- ajouter des événements de biais minimum qui sont pour l'instant simulés (QCD à faible P_T) mais qui, dans une prochaine phase, proviendront de données réelles
- simuler l'empilement pour le calorimètre
- ajouter le bruit et les inefficacités des sous-détecteurs.

Le fichier de sortie de *DØsim* est au même format que les données provenant du système d'acquisition du détecteur. Il contient en plus les informations sur le Monte-Carlo. Ainsi, il est possible de corréler les informations du détecteur et celles du générateur Monte-Carlo.

La reconstruction des objets

Ensuite, les événements Monte-Carlo générés peuvent être traités par le programme de reconstruction des objets physiques (*DØReco*). Pour faciliter l'analyse des événements, un *root-uple* peut être créé par *Reco-Analyze*. Ainsi les caractéristiques de chaque objet sont directement accessibles dans *ROOT*.

Table des figures

1	Plan du Fermilab.	15
1.1	Luminosité instantanée pour chaque début de cycle de collisions depuis mars 2001.	19
1.2	Luminosité intégrée par semaine nb^{-1} et totale en pb^{-1} depuis le début du Run IIa.	20
1.3	Schémas du complexe d'accélération du Fermilab. La direction des particules est indiquée sur le schéma (a) tandis que leur énergie est notée sur la figure (b).	21
1.4	Schéma de la production d'un faisceau d'ions H^{-} (a) et photographie d'un générateur électrostatique de Cockroft-Walton (b).	22
1.5	Photographie du Linac (a) et schéma de la production de protons à partir d'ions H^{-} (b).	23
1.6	Vues aériennes (a) du Booster (cercle) et de l'Accumulateur (triangle) ainsi que (b) du Main Injector (en bas) et du Tevatron (en haut). . . .	24
1.7	Schéma illustrant la production d'antiprotons à partir d'un faisceau de protons et leur sélection grâce à l'utilisation d'une lentille au lithium. .	25
1.8	Principe de fonctionnement du Debuncher et de l'Accumulateur(a) et différentes trajectoires dans le Debuncher en fonction de l'impulsion (b). .	26
1.9	Illustration du refroidissement stochastique : détection de la dispersion du signal et correction de la trajectoire.	27
1.10	Structure du faisceau d'antiprotons dans le Tevatron.	28
1.11	Prédiction actuelle de la masse du Higgs dans le cadre du modèle standard obtenue à partir des masses mesures du quark <i>top</i> et du boson <i>W</i> comparé avec la prédiction obtenue en supposant une luminosité de $15 fb^{-1}$. L'amélioration attendue de la précision sur la masse de ces particules conduit à une diminution d'environ la moitié de la largeur de cette courbe [12].	30
1.12	Rapport d'embranchement en fonction de la masse du <i>Higgs</i> . La désintégration en paire $b\bar{b}$ est le mode dominant pour les masses inférieures à $135 GeV$. .	32

1.13	Masse du boson de <i>Higgs</i> accessible en fonction de la luminosité intégrée au Tevatron pour les différents niveaux de sensibilité (exclusion à 95 % de niveau de confiance, l'observation d'un signal à 3σ et la découverte à 5σ)	33
2.1	Vue longitudinale et principales modifications apportées au détecteur DØ pour le Run II.	36
2.2	Coupe longitudinale des différents éléments du détecteur central de traces.	37
2.3	Vue tridimensionnelle du détecteur de vertex en silicium.	39
2.4	Coupe transverse d'un segment cylindrique (a) et d'un disque F du SMT (b).	40
2.5	Nombre de coups dans le SMT en fonction de la pseudo-rapacité η	41
2.6	Distribution de la position du vertex selon l'axe des x, des y (a) et des z (b) en centimètre.	42
2.7	Résolution en P_T du détecteur interne (SMT + CFT) en fonction de η pour 3 valeurs de P_T (1, 10 et 100 GeV).	43
2.8	Carte du champ magnétique créé par le solénoïde.	44
2.9	Vue du détecteur de pieds de gerbe central (a) et avant (b).	46
2.10	Vue en perspective du calorimètre et de ses différentes sections.	47
2.11	Réponse du calorimètre pour les composantes électromagnétique (π^0) et non-électromagnétique d'une gerbe hadronique.	48
2.12	Evolution du rapport e/π en fonction de l'énergie du faisceau pour les données du Run I (rond noir) et pour une simulation avec GEANT/GEISHA (carré blanc).	50
2.13	Représentation schématique d'une cellule du calorimètre.	50
2.14	Coupe longitudinale du calorimètre.	51
2.15	Représentation des différentes couches du calorimètre en fonction de η . Le nombre de couches dépend de la position en η	52
2.16	Vue en coupe de la zone morte située entre 2 modules.	53
2.17	Schéma d'un module du détecteur IC. Chaque module contient 12 tuiles scintillantes.	55
2.18	Electronique de lecture du calorimètre	57
2.19	Empilement des 2 événements précédents	59
2.20	Effect de la contamination de l'argon liquide par de l'oxygène	60
2.21	Algorithme du traitement des informations provenant du calorimètre	61
2.22	Schéma du système d'étalonnage	61
2.23	Signal simulé (a) et mesuré (b) par l'électronique de lecture	62
2.24	Réponse ADC en fonction des unités DAC/1000 obtenue pour un canal du gain $\times 8$. Les croix correspondent au bruit ($\times 100$)	63
2.25	Agrandissement de la figure 2.24 dans la région de faible DAC	63

2.26	Distribution des pentes ADC en fonction des DAC pour le gain $\times 8$ pour les différents types de préamplificateurs	64
2.27	Distribution de l'énergie pour un anneau en fonction de φ avant (courbe clair) et après (courbe foncée) correction.	65
2.28	Résolution énergétique en fonction de l'impulsion d'un faisceau test (électrons ou pions) pour la partie centrale (CC) et pour les bouchons (EC). . . .	66
2.29	Vue en coupe transversale du spectromètre central à muons.	67
2.30	Somme des longueurs d'interaction vue par une particule traversant le calorimètre et le toroïde en fonction de son angle polaire d'incidence. .	69
2.31	Résolution sur l'impulsion transverse obtenue avec le spectromètre en fonction de l'énergie du muon. La ligne pointillée représente la résolution du détecteur interne de traces.	70
2.32	Localisation (a) et coupe longitudinale (b) des moniteurs de luminosité.	71
2.33	Evolution de la probabilité en fonction du nombre d'interactions par croisement pour différentes luminosités.	73
2.34	Probabilité d'avoir aucune (rond noir), une (cercle) ou plusieurs (carré noir) interactions en fonction de la luminosité.	73
2.35	Architecture des différents niveaux du système de déclenchement	77
3.1	Différence entre η et η_{det}	83
4.1	Distributions de la fraction électromagnétique f_{em} pour des électrons dans des événements candidats $Z \rightarrow e^+e^-$ (trait plein) et pour des faux électrons reconstruits dans des données sélectionnées en ligne avec plusieurs jets (pointillés) (pour la partie centrale du calorimètre). . . .	89
4.2	Définition de l'isolation.	90
4.3	Distributions de l'isolation f_{iso} pour des électrons dans des événements candidats $Z \rightarrow e^+e^-$ (trait plein) et pour des faux électrons reconstruits dans des données sélectionnées en ligne avec plusieurs jets (pointillés) (pour la partie centrale du calorimètre).	91
4.4	Distributions du χ_{hm}^2 pour un faisceau test d'électrons, de faisceaux tests de pions et d'électrons provenant d'événements $W^\pm \rightarrow e^\pm \nu_e$	92
4.5	Distributions du χ_{hm}^2 pour des électrons dans des événements candidats $Z \rightarrow e^+e^-$ (trait plein) et pour des faux électrons reconstruits dans des données sélectionnées en ligne avec plusieurs jets (pointillés) (pour la partie centrale du calorimètre).	93
4.6	Différents niveaux de reconstruction des jets.	94
4.7	Représentation schématique de la désintégration du hadron <i>beau</i>	99
4.8	Schéma illustrant le paramètre d'impact.	100
4.9	Résolution sur le paramètre d'impact dans le plan transverse.	100
4.10	Définition du P_T^{rel} en fonction de l'impulsion du muon P_{TR} et du jet issu d'un quark b P_B	101

4.11	Distribution du P_{Trel} pour le muon dans 3 jeux événements Monte-Carlo	102
5.1	Densité d'énergie transverse associée aux interactions des partons spectateurs (D_{UE}) en fonction de η_{det} pour différentes valeurs de l'énergie dans le centre de masse ($\sqrt{s}$) pendant le Run I	108
5.2	Densité d'énergie transverse associée au bruit, à l'empilement et aux interactions multiples (D_{Θ}) en fonction de η_{det} pour différentes valeurs de la luminosité au cours du Run I	109
5.3	Ajustement de la distribution d'énergie transverse en fonction de η_{det} implémentée dans JetCorr 1.1.2 pour les données	113
5.4	Ajustement de la distribution d'énergie transverse en fonction de η_{det} implémentée dans JetCorr 2.0 pour les données.	115
5.5	Ajustement de la distribution d'énergie transverse en fonction de η_{det} implémentée dans JetCorr 2.0 pour le Monte-Carlo.	116
5.6	Ajustement de la distribution d'énergie transverse en fonction de η_{det} implémentée dans JetCorr 3.0 pour les données.	117
5.7	Ajustement de la distribution d'énergie transverse en fonction de η_{det} implémentée dans JetCorr 4.0 pour les données.	118
5.8	Densité d'énergie transverse par unité $\eta \times \varphi$ en fonction de $ \eta_{det} $ pour les 3 valeurs de la luminosité : faible (carré jaune $\square$), intermédiaire (triangle rose $\triangle$) et haute (triangle bleu ∇)	119
5.9	Différences absolue (a) et relative (b) de la densité d'énergie transverse par unité $\eta \times \varphi$ entre les données avec la plus faible luminosité (carré jaune $\square$) et la plus haute luminosité (triangle bleu ∇) et l'ajustement de la densité sur les données de luminosité intermédiaire	120
5.10	Ajustement de la densité d'énergie transverse pour des événements Monte-Carlo	121
5.11	Distribution de la densité d'énergie transverse pour le run 164448 reconstituit avec p11.12.01	124
5.12	Energie transverse par unité $\eta \times \varphi$ pour le run 164448	125
5.13	Energie (a) et taux d'occupation (b) par unité $\eta \times \varphi$ pour le run 164448	126
5.14	Distribution de l'énergie transverse des tours pour le run 164448	127
5.15	Energie transverse par unité $\eta \times \varphi$ pour le run 164448 pour une coupure allant de 1 à $9\sigma_{E_T}$	129
5.16	Carte de l'énergie transverse dans le run 164448 pour une coupure de 1σ dans le plan (η, φ) et l'emplacement des différents crates du calorimètre (b).	130
5.17	Evolution de la densité d'énergie transverse en fonction de la coupure pour la valeur absolue de η_{det} (a) et pour η_{det} (b)	131
5.18	Distribution de la densité d'énergie du bruit utilisé dans la génération d'événements Monte-Carlo p14.03.00	132

5.19	Distributions de l'énergie transverse manquante et de sa projection sur les axes des x et y	133
5.20	Distribution de la densité d'énergie transverse pour le run 164448 sans coupure (a) et avec une coupure à $n \geq 4$ (b). Le code de couleur permet de visualiser la contribution de chacune des couches du calorimètre. . .	134
5.21	Diagramme de production d'événements <i>photon + jet</i> par annihilation (a) ou diffusion Compton de la QCD (b).	136
5.22	Evénements <i>photon + jet</i> détectés par un appareillage idéal	137
5.23	Evénements <i>photon + jet</i> dans un calorimètre réel	138
5.24	Dérivation de $\mathcal{R}_{jet}$ en fonction de E_{jet}^{calo} en utilisant l'estimateur de l'énergie E'	140
5.25	Définition de la différence d'angle azimutal entre le jet principal (jet_1) et le photon	142
5.26	Réponse du calorimètre $\mathcal{R}_{jet}$ pour différents intervalles de l'estimateur E' dans la partie centrale du calorimètre $ \eta < 0.7$ dans les données. . .	144
5.27	Réponse du calorimètre $\mathcal{R}_{jet}$ pour différents intervalles de l'estimateur E' dans la partie centrale du calorimètre $ \eta < 0.7$ dans les données. . .	145
5.28	Réponse du calorimètre $\mathcal{R}_{jet}$ pour différents intervalles de l'estimateur E' dans la partie avant du calorimètre $ \eta < 0.7$ dans les données. . . .	145
5.29	Evolution du facteur de correction du cryostat en fonction de l'estimateur E' pour les bouchons : Nord (a) et Sud (b) déterminée dans les données ($\mathcal{R} = 0.7$).	146
5.30	Dépendance de $\mathcal{R}_{jet}$ par rapport à E' dans la partie centrale (CC) et dans les bouchons (EC) pour les données, avant (a) et après (b) correction du facteur du cryostat ($\mathcal{R} = 0.7$).	147
5.31	Corrélation entre E_{jet} et E' dans la partie centrale (CC) et les bouchons (EC) pour les données ($\mathcal{R} = 0.7$).	148
5.32	Réponse des jets en fonction de l'énergie mesurée du jet dans la partie centrale et les bouchons pour les données ($\mathcal{R} = 0.7$).	148
5.33	Réponse des jets en fonction de l'énergie mesurée du jet dans la partie centrale et les bouchons pour des événements Monte-Carlo. ($\mathcal{R} = 0.7$). .	149
5.34	Evolution de la réponse en fonction de la $ \eta_{dect} $ déterminée dans les données pour 3 intervalles de l'énergie du photon, dans les données (a) et le Monte-Carlo (b). L'ajustement est réalisé en utilisant les points de la partie centrale (CC) et des bouchons (EC). La fonction est $R_{jet} = a + b \cdot \ln(\cosh(\eta_{dect}))$	150
5.35	Rapport entre la réponse et l'ajustement en fonction de la pseudorapidité dans les données (a) et le Monte-Carlo (b).	151
5.36	Profil en énergie des jets dans la région centrale	154
5.37	Profil en énergie des jets dans la région intercryostat	155
5.38	Profil en énergie des jets dans les bouchons	156

5.39	Profil en énergie des jets dans la région centrale après soustraction de l'énergie asymptotique et pour un cône de rayon $\mathcal{R} = 0.7$	157
5.40	Profil en énergie des jets dans la région intercryostat après soustraction de l'énergie asymptotique et pour un cône de rayon $\mathcal{R} = 0.7$	158
5.41	Profil en énergie des jets dans les bouchons après soustraction de l'énergie asymptotique et pour un cône de rayon $\mathcal{R} = 0.7$	159
5.42	Correction totale de l'échelle d'énergie des jets et ses incertitudes en fonction de l'énergie du jet à $\eta = 0$ (a et b) et de sa pseudo-rapacité (c et d) pour un jet dont l'énergie est de 50 <i>GeV</i> , dans les données. Sur les graphes b et c, les incertitudes de chaque correction : énergie sous-jacente, réponse et énergie hors du cône, ont été séparées afin d'estimer leur contribution par rapport à l'erreur totale. Les erreurs statistiques et systématiques ont été sommées quadratiquement.	161
5.43	Correction totale de l'échelle d'énergie des jets et ses incertitudes, en fonction de l'énergie du jet à $\eta = 0$ (a et b) et en fonction de sa pseudo-rapacité (c et d) pour un jet dont l'énergie est de 50 <i>GeV</i> , dans le Monte-Carlo.	162
6.1	Facteur de correction en fonction de l'énergie reconstruite du muon pour des désintégrations inclusives, directes et en cascade	167
6.2	Ajustement des facteurs de correction en fonction de l'énergie reconstruite du muon pour des désintégrations directes (haut) et en cascade (bas)	168
6.3	Variables cinématiques du photon : φ (<i>rad</i>) (a), η_φ (b), E (<i>GeV</i>) (c) et P_T (<i>GeV</i>) (d). Ces distributions ne sont pas normalisées	170
6.4	Variables qualitatives des 3 principaux jets : f_{EM} (a), CHF (b), $HotF$ (c) et $n90$ (d).	171
6.5	Variables cinématiques des 3 principaux jets : E (<i>GeV</i>) (a), η_φ (b), P_T (<i>GeV</i>) (c) et φ (d).	172
6.6	Réponse du calorimètre en fonction de l'énergie du jet pour les différents intervalles de E'	173
6.7	Dépendance de $\mathcal{R}_{jet}$ par rapport à E' pour des événements <i>photon + bjet</i>	174
6.8	Corrélation entre E_{jet} et E' pour des événements <i>photon + bjet</i>	175
6.9	Réponse en fonction de l'énergie mesurée du jet pour la partie centrale et sur l'avant dans des événements <i>photon + bjet</i> (mode hadronique).	176
6.10	Réponse en fonction de l'énergie mesurée du jet pour différents modes de désintégration. L'ajustement est fait avec une fonction logarithmique	177
6.11	Réponse en fonction de l'énergie mesurée du jet pour des jets de saveurs légères (courbe foncée) et pour des jets de <i>b</i> (courbe claire).	178
A.1	Représentation du cube adjacent à une cellule potentiellement chaude ■	182

B.1 Schéma de la chaîne de simulation des événements Monte-Carlo dans l'expérience DØ.	185
---	-----

Liste des tableaux

1.1	Principaux paramètres du Tevatron et leur évolution aux cours des différents Runs [9].	29
2.1	Caractéristiques des segments cylindriques et des disques du SMT . . .	39
2.2	Rapport e/h du détecteur DØ et des différentes expériences du LHC. .	49
2.3	Résumé des caractéristiques des différentes parties du calorimètre : Ur = uranium appauvri, CU = cuivre et Inox = acier inoxydable.	56
2.4	Capacité que les préamplificateurs compensent et leur distribution . . .	58
2.5	Résolution des électrons, des pions et des jets pour le Run I dans la partie centrale (CC) et les bouchons (EC) ainsi que celle attendu pour le Run II dans la partie centrale (CC).	67
2.6	Variation de la résolution des jets en fonction de la région en η et de la taille du cône pour les différentes périodes de fonctionnement.	68
3.1	Section efficace et acceptance du détecteur pour les différents processus inélastiques, mesurées lors du Run I	85
5.1	Principales caractéristiques des runs spéciaux 132139 et 132144	112
5.2	Principales caractéristiques du run spécial 149206	114
5.3	Principales caractéristiques du run spécial 164448	116
5.4	Principales caractéristiques des runs spéciaux reconstruits avec la version p10.15.01	122
5.5	Principales caractéristiques des runs spéciaux reconstruits avec la version p11.12.01	123
5.6	Valeurs caractéristiques des distributions en énergie transverse et le nombre de tour appartenant au rang n pour les runs spéciaux reconstruits avec la version p10.15.01	128
5.7	Valeurs caractéristiques des distributions en énergie transverse et le nombre de tour appartenant au rang n pour les runs spéciaux reconstruits avec la version p11.12.01	128
5.8	Valeur moyenne de la pseudo-rapacité et la valeur “limite du jet” pour les 3 régions	152

- A.1 tableau récapitulatif des différents jeux de coupure utilisé par NADA. –
signifie que cette variable n'est pas définie pour ce jeu de paramètres 183

Bibliographie

- [1] S. W. Herb *et al.*, Observation of a Dimuon Resonance at 9.5 GeV in 400-GeV Proton-Nucleus Collisions, *Phys. Rev. Lett.*, **39** (1977) 252-255.
- [2] CDF Collaboration, F. Abe *et al.*, Evidence for top quark production in p-bar p collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV, *Phys. Rev. Lett.*, **73** (1994) 225;
CDF Collaboration, F. Abe *et al.*, Observation of Top Quark Production in $p - \bar{p}$ Collisions with the Collider Detector at Fermilab, *Phys. Rev. Lett.*, **74** (1995) 2626.
- [3] DØ Collaboration, S. Abachi *et al.*, Observation of the top, *Phys. Rev. Lett.*, **74** (1995).
- [4] DONUT Collaboration, B. Baller *et al.*, Direct observation of the tau neutrino, *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **B 98** (2001) 43-47.
- [5] The LHC study group, The Large Hadron Collider, Conceptual Design, **CERN/AC/95-05 (LHC)** (1995).
- [6] M.A. Furman *et al.*, Luminosity, *Handbook of Accelerator Physics and Engineering* (1998);
M. Martens et P. Bagley, Luminosity Distribution During Collider Run II, **note 3970** (2000).
- [7] D.A. Finley, Calculation of Integrated Luminosity for Beams Stored in the Tevatron Collider, *IEEE* (1989).
- [8] H. Montgomery, Physics with the Main Injector, *DPF* (1999).
- [9] Run II Handbook, <http://www-bd.fnal.gov/runII/>.
- [10] M. Withrell, Director's address on Run IIb, *Oklahoma DØ Workshop* (2002).
- [11] K. Riesselmann, Physics Driver, *FermiNews* **21** (2002) 2-5.
- [12] M. Grunewald *et al.*, Report of the Tevatron Higgs Working Group, **hep-ph/011217** (2001).
- [13] A. Heison *et al.*, Single Top Quarks at the Fermilab Tevatron, *Phys. Rev.* **D 56**, (1997)
A. S. Belyaev *et al.*, Search For Single Top Production at DZero Using Neural Networks, *Phys. Lett.* **B 517**, (2001).

- [14] DØ Collaboration, S. Abachi *et al.*, The DØ Detector, *Nucl. Instr. and Meth. A* **338** (1994) 185-253;
M. R. Wayne for the DØ Collaboration, The DØ upgrade, *Nucl. Instr. and Meth. A* **408** (1998) 103-109.
- [15] S. Abachi *et al.*, The DØ Collaboration, The DØ Upgrade **Fermilab-Conf-02/239-E** (1995);
P. Petroff, DØ upgrade for Run II, Mumbai 1999, Hadron collider physic (1999) 384-390.
- [16] M. Demarteau *et al.*, Characteristics of the Layer 1 Silicon Sensors for the Run IIB Silicon Detector, **note 4309** (2003).
- [17] M. Kubantsev *et al.*, H-Disk accuracy and position revisited, **note 3582** (1999).
- [18] E. Kajfasz for the DØ Collaboration, DØ Silicon Microstrip Tracker for Run IIA, como2001'EK (*Singapore : World Scientific*, 2002);
DØ Collaboration, DØ Silicon Tracker Technical Design Report, **note 2169** (1994);
M. T. P. Roco, The Silicon Microstrip Tracker for the DØ Upgrade, **note 3553** (1998).
- [19] D. Adams *et al.*, The DØ Upgrade : Central Fiber Tracker, Technical Design Report **note 4164** (2003).
- [20] DØ Collaboration, The DØ upgrade, the detector and its physics (1996).
- [21] Particle Data Group Review of Particle Physics, Particle Physics, *Phys. Rev. D* **54** (1996).
- [22] M. Adams *et al.*, A detailed study of plastic scintillating strips with axial wavelength shifting fiber and VLPC readout, **note 2554** (1995);
M. Adams *et al.*, A new detector technique using triangular scintillating strips to measure the position of minimum ionizing particles, **note 2873** (1995);
M. Adams *et al.*, Design Report of the Central Preshower Detecteur for the DØ Upgrade, **note 3014** (1996);
K. D. Signore, Central Preshower Detector, (1999).
- [23] DØ Collaboration, The DØ Upgrade, **note 2894** (1996).
- [24] R. Wigmans, *Nucl. Instr. and Meth. A* **259** (1987) 389-429;
R. Wigmans, *Nucl. Instr. and Meth. A* **265** (1988) 273-290;
R. Wigmans, Advances in hadron calorimetry, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **41** (1991) 133-185;
C.W. Fabjan et R. Wigmans, Energy measurement of elementary particles, *Rep. Prog. Phys.* **52** (1989) 1519-1580;
R. Wigmans, *Nucl. Instr. and Meth. A* **315** (1992) 133;
R. Wigmans, Conf. on Calorimetry in High Energy Physics, Tucson, Arizona (*Singapore : World Scientific*, 1998);

- R. Wigmans, Rev. Sci. Instr. **69** (1998) 3723 ;
 R. Wigmans, Calorimetry : energy measurement in particle physics, Oxford Clarendon, 2000.
- [25] J.A. Budagov *et al.*, The e/h ratio of the Atlas Hadronic Tile Calorimeter, **ATL-TILECAL-2001-001** (2001).
- [26] ATLAS Collaboration, ATLAS Detector and Physics Performance Technical design report, **I** (1999).
- [27] RM Barnett *et al.*, Review of particle properties, *Phys. Rev.* **D 54** (1996).
- [28] L. Sawyer *et al.*, Technical Design Report for the Upgrade of the ICD for DØ Run II, **note 2686** (1997).
- [29] E. Gallas et A. White, ICD tile module assembly for the DØ ICD in Run II, **note 3434** (1999).
- [30] L. Groer, DØ Calorimeter Electronics Upgrade, CALOR2000 conference (2000).
- [31] P.-A. Delsart, Etude du signal $H^0/A^0 \rightarrow \tau\mu$ aux collisionneurs hadroniques et intercalibration du calorimetre de DØ au Run II du Tevatron, **Thèse** (2003).
- [32] C. Chyi-Chang et R. Partridge, Study of the Run II luminosity monitor counter design, **note 3319** (1998).
- [33] A.I. Drozhdin et N.V. Mokhov , Beam loss handling at Tevatron : simulations and implementations , *Particle Accelerator Conference* **V1** (1998) 133-135.
- [34] S. H. Ahn *et al.*, DØ luminosity in Run II : Delivered, **note 3970** (2002) ;
 S. H. Ahn *et al.*, DØ luminosity in Run II : Triggered, **note 3971** (2002) ;
 S. H. Ahn *et al.*, DØ luminosity in Run II : Reconstructed, **note 3972** (2002).
- [35] ROOT - An Object Oriented Data Analysis Framework, <http://root.cern.ch/>.
- [36] S. Baffioni *et al.*, ThumbNail : a compact data format, **note 3979** (2002).
- [37] J. Huth *et al.*, *Proceeding of Research Directions for the Decade, Snowmass (Singapore : World Scientific, 1992)*.
- [38] B. Abbott *et al.*, DØ collaboration, *High- P_T Jets in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 630$ and 1800 GeV*, **FERMILAB-PUB-00/216-E** (1991).
- [39] G. C. Blazey *et al.*, *Run II Jet Physics : Proceedings of the Run II QCD and Weak Boson Physics Workshop*, **hep-ex/0005012** (2000).
- [40] P. Demine, *Study of the tri-lepton events in the Run II data of the DØ experiment at the Tevatron (FNAL, USA). Interpretation in the R-parity violating supersymmetry framework (lambda coupling)*, **Thèse** (2002).
- [41] A. Goussiou et J. Krane, *Jet Energy Scale at DZero for $\sqrt{s}=630$ GeV*, **note 3288** (1998) ;
 D. Elvira, *Jet Energy Scale at DØ* , **note 3287** (1997) ;

- B. Kehoe, Hadronic Calibration of DØ Calorimetry, FERMILAB-CONF-96/284-E (1997);*
B. Kehoe, Calibration of DØ Calorimetry, note 3081 (1996).
- [42] *B. Abbott et al., DØ collaboration, Determination of the Absolute Jet Energy Scale in the DØ Calorimeters, Nucl. Instr. and Meth. A 424 (1999) 352-394;*
- [43] *J. Coss et al., JFirst Jet Energy Scale at D0 in Run II (for p10 Data and Monte Carlo) note 4110 (2002).*
- [44] *J. Coss et al., Jet Energy Scale for p11 Data note 4112 (2002).*
- [45] *J. Coss et al., Jet Energy Scale and Resolution for p13 Data and Monte Carlo, note 4115 (2003).*
- [46] *D. V. Bandurin and N. B. Skachkov, 'gamma + jet' process application for setting the absolute scale of jet energy and determining the gluon distribution at the Tevatron in Run II, HEP-EX 0304010 (2003).*
- [47] *Measurement of the Top Quark Pair Production Cross Section in p-pbar Collisions using Multijet Final States, FERMILAB-PUB-99-008-E (1999).*
- [48] *Measurement of the Top Quark Mass Using Dilepton Events, FERMILAB-PUB-97/172-E (1998).*
- [49] *D. Bauer et al., Direct measurement of the top quark mass in the lepton+jets channel using Run II data note 4266 (2003).*
- [50] *G. Davies et al., Energy Correction for Semi-leptonic Decays of b-Jets, using p13 note 4248 (2003).*
- [51] *G. Bernardi et S. Trincas-Duvoid, Improvement of the NADA Algorithm : Hot Cell Killing in DØ Run II Data, note 4057 (2002);*
G. Bernardi et al., NADA : A New Event by Event Hot Cell Killer, note 3687 (1999).
- [52] *DØ Collaboration, DØ Computing and Software Operations and Upgrade Plan Internal collaboration, note 4025 (2002).*

Résumé

Cette thèse a été réalisée au sein du groupe DØ de l'Institut de Physique Nucléaire à Lyon. Le travail a porté sur l'étalonnage en énergie des jets pour l'expérience DØ située sur Tevatron, accélérateur proton-antiproton. Nous avons étudié la contribution de l'énergie sous-jacente sur l'énergie des jets. Nous avons également proposé une nouvelle méthode pour étalonner les jets issus de la fragmentation d'un quark b . Nous avons évalué la réponse de ces jets grâce des événements $photon + b - jets$.

Summary

This thesis have been performed in the DØ group of the Nuclear Physics Institute at Lyon. This work is about the calibration of the jets in the DØ experiment located on the proton-antiproton collider Tevatron. I studied the Jet Offset Correction and we have proposed a new method to calibrate the b-jets. We have calculate the response of the calorimeter for these jets in the $photon + b - jets$ events.