



Groupe de Recherche
en Physique
des Hautes Energies
UPRES EA 3438



N° d'ordre : 04MULH0777

THESE

présentée pour obtenir le titre de

DOCTEUR de l'UNIVERSITE de HAUTE-ALSACE

Spécialité: *Physique des particules*

par

Jean-Laurent AGRAM

Mesure de la section efficace inclusive de production de jets en fonction de leur impulsion transverse dans l'expérience DØ au Fermilab

soutenue publiquement le

17 décembre 2004

Composition du jury :

M. François CHARLES	<i>directeur de thèse</i>
M. Robert PESCHANSKI	
M. Christophe ROYON	
M. Gérard SAJOT	<i>rapporteur</i>
M. Guy SCHULTZ	<i>président du jury</i>
M. John WOMERSLEY	<i>rapporteur</i>

Remerciements

Tout d'abord merci à René Blaes qui m'a accueilli dans son laboratoire.

Je remercie ensuite François Charles, mon directeur de thèse qui a veillé à son bon déroulement. Merci à Christophe Royon qui a encadré mon travail sur l'expérience DØ, je le remercie du temps qu'il m'a consacré et pour sa disponibilité. J'ai bénéficié de sa compétence scientifique et de sa place au sein de l'expérience DØ.

Je remercie spécialement John Womersley et Gérard Sajot d'avoir accepté d'être mes rapporteurs, de l'intérêt qu'ils ont apporté à la lecture de ma thèse et pour leurs remarques pertinentes. Je remercie également Robi Peschanski et Guy Schultz d'avoir accepté de faire partie de mon jury de thèse.

Je remercie les collègues internationaux du groupe QCD : Markus Wobisch qui s'occupait du groupe avec Christophe, Pavel Demine et Alexander Kupco avec lesquels j'ai travaillé et qui ont réalisé beaucoup de travail en amont du mien. Je remercie les membres du groupe JES : Ia Iashvili et Nirmalya Parua qui en dirigeaient les travaux, Sarosh Fatakia dont j'ai utilisé des codes.

Je n'oublie pas Jean-Charles Fontaine avec qui j'ai travaillé les premiers mois de ma thèse sur l'expérience CMS. Il m'a initié au monde de la physique des accélérateurs et de l'enseignement supérieur. Je n'oublie pas non plus Jean-Pierre Ernenwein, soutien de tous les jours. Il a toujours été là pour m'aider dans mes petits ou gros problèmes d'informatique, de physique et administratifs.

Je remercie les membres de la petite équipe de recherche qu'est le GRPHE, dans laquelle j'ai réalisé ma thèse, ainsi que l'équipe DØ de l'IReS dans laquelle j'étais intégré.

Je remercie les habitués du café, pour ces moments de détente et de discussion : Laurent, Sophie, Thierry, Arnaud, Doriane, Fred ...

Je remercie également pour leur sympathie les collègues de l'IUT de Mulhouse

où j'ai enseigné : Michel, Michèle, Samira.

Je tiens à remercier pour leur constant soutien et leur compréhension ma famille, Aurélie et mes amis.

Table des matières

Introduction	1
1 QCD et tests expérimentaux	3
1.1 QCD: aspects théoriques	3
1.1.1 Structure du proton	4
1.1.2 Aspects spécifiques de QCD	6
1.1.3 Programmes de calcul au NLO	13
1.2 Densités de partons: détermination expérimentale	15
1.2.1 Bref historique	15
1.2.2 Expériences de DIS	16
1.2.3 Les collisions hadroniques	18
1.2.4 Analyse globale des PDF et incertitudes	20
1.2.5 Evolution des PDF	22
1.2.6 Les PDF et leurs incertitudes	24
1.2.7 Mesure de la section efficace des jets à DØ Run II	26
2 Le Tevatron et le détecteur DØ	29
2.1 Le complexe d'accélération	29
2.1.1 Les protons	29
2.1.2 L'injecteur principal	30
2.1.3 Les antiprotons	31
2.1.4 Le Tevatron	31
2.2 Le détecteur DØ	33
2.2.1 Le détecteur central de traces	34
2.2.2 Les détecteurs de pieds de gerbe	37
2.2.3 Le calorimètre	38
2.2.4 Le détecteur de muons	42
2.2.5 Le système de déclenchement	44
3 Les jets dans l'expérience DØ	47
3.1 Reconstruction des jets	47
3.1.1 L'algorithme du cône du Run II	50

3.1.2	L'algorithme du K_T	54
3.2	Correction de l'énergie des jets (JES)	56
3.2.1	L'offset	56
3.2.2	La réponse du calorimètre	57
3.2.3	Le showering	62
3.2.4	Physique hors du cône	68
3.2.5	Corrections JES	68
3.3	Résolution en impulsion transverse du jet	73
4	Mesure de la section efficace de production des jets	79
4.1	Présélection des données	79
4.2	Déclenchement	80
4.3	Sélection des "runs"	81
4.4	Efficacité des triggers	84
4.5	Sélection des événements	90
4.5.1	Vertex	90
4.5.2	Energie manquante	91
4.6	Sélection des jets	92
4.6.1	Fraction hadronique extérieure	93
4.6.2	Fraction électromagnétique	94
4.6.3	$L1SE_T$	95
4.7	Efficacités des coupures de sélection	97
4.7.1	Calcul des efficacités et de leurs erreurs	97
4.7.2	Efficacité de la sélection des jets	97
4.7.3	Efficacité de la sélection des événements	101
4.8	Contrôle des distribution des variables cinématiques	106
4.9	Déconvolution des effets du détecteur dans la mesure	108
4.10	Résultats	116
	Conclusion	127
	A Showering	129
	B Résolution	135
	C Courbes de "turn-on"	139
	D Efficacités des coupures	147

Introduction

Le travail présenté dans cette thèse a été effectué au sein de la collaboration internationale DØ. Le détecteur utilisé par la collaboration est installé sur l'accélérateur Tevatron au Fermilab (proche de Chicago, USA). Cet accélérateur fournit des faisceaux de protons et anti-protons qui se croisent au niveau des détecteurs des collaborations DØ et CDF. Les collisions provenant du croisement des faisceaux se font avec une énergie dans le centre de masse de 1.96 TeV. L'accélérateur est actuellement le plus puissant au monde, avant la mise en fonctionnement du LHC à l'horizon 2007. Ce sont les particules produites lors de la collision qui sont mesurées et étudiées par les deux expériences. L'analyse des événements de collision permet à la communauté scientifique d'approfondir les connaissances en physique des particules. Cette thèse s'intéresse plus particulièrement à l'étude des jets et à la mesure de leur section efficace en fonction de leur impulsion transverse et dans plusieurs intervalles en rapidité. Les jets sont la manifestation expérimentale des quarks et des gluons, composants du proton, émis lors d'une interaction à haute énergie.

Des excès dans la section efficace mesurée à grande impulsion transverse par rapport aux prédictions théoriques pourraient être dus à des processus physiques non prédits par le Modèle Standard. Un autre intérêt de la mesure est présenté plus particulièrement dans cette thèse. Il s'agit d'apporter des contraintes pour la détermination des fonctions de distribution des partons dans le proton, notamment celle du gluon pour la région des grandes fractions de quantité de mouvement. La section efficace y est plus particulièrement sensible à grande rapidité et grande impulsion transverse.

Le contexte théorique sur la physique des hadrons est présenté dans le premier chapitre, ainsi que le contexte expérimental sur la détermination des fonctions de distribution des partons. Après avoir décrit l'intérêt de la mesure de la section efficace, le complexe expérimental permettant la mesure sera détaillé. Il comprend la chaîne d'accélération permettant les collisions et le détecteur DØ utilisé pour la détection et la reconstruction des événements physiques. La troisième partie a pour but de présenter les aspects particuliers de la mesure des jets dans le détecteur. Il s'agit en premier lieu de la reconstruction des jets à partir des mesures d'énergie déposée dans le détecteur, au moyen d'un algorithme. Après reconstruction, l'impulsion transverse des jets doit être corrigée de différents effets liés au détecteur. La correction de ces

effets sera détaillée. La détermination de la résolution en impulsion transverse sera également présentée. Pour finir, la mesure de la section efficace est exposée : les différentes sélections utilisées ainsi que le calcul de leurs efficacités sont décrits, la correction de l'effet de la résolution du détecteur sur la mesure de la section efficace est étudiée. Le résultat de l'analyse est finalement exposé pour les quatre intervalles en rapidité dans lesquels la mesure a été réalisée. Les erreurs systématiques sont étudiées et la section efficace est comparée aux prédictions théoriques.

Chapitre 1

QCD et tests expérimentaux

1.1 QCD : aspects théoriques

Le paradigme actuel décrivant la physique de l'univers est appelé *Modèle Standard*. Selon ce modèle la matière est faite de composants élémentaires, dont les interactions peuvent être décrites au moyen de quatre forces : les forces gravitationnelle, électromagnétique, faible et forte. Les constituants élémentaires du proton : quarks et gluons, seuls constituants soumis à l'interaction forte, vont être l'objet du reste de ce document. Les caractéristiques des six quarks constituant la matière sont résumées dans le tableau 1.1 par ordre de masse croissante. On distingue les quarks légers (u,d,s) et les quarks lourds (c,b,t) Les quarks *u* et *d* sont ceux qui forment la matière ordinaire, les autres n'apparaissent que lors de réactions impliquant une énergie importante comme dans les expériences sur collisionneurs. Les gluons quant à eux sont les vecteurs de l'interaction forte et sont de masse nulle. La théorie intégrée au Modèle Standard qui décrit l'interaction forte est la Chromodynamique Quantique (QCD).

quark	symbole	masse	charge électrique
up	u	1.5 - 4 MeV	2/3
down	d	4 - 8 MeV	-1/3
strange	s	80 - 130 MeV	-1/3
charm	c	1.15 - 1.35 GeV	2/3
bottom	b	4.1 - 4.4 GeV	-1/3
top	t	174 ± 5 GeV	2/3

TAB. 1.1 – *Tableau donnant la masse et la charge électrique des quarks découverts expérimentalement. [1]*

1.1.1 Structure du proton

Les expériences de diffusion élastique, électron e^- sur proton p , ont montré que le proton n'est pas une particule ponctuelle, mais que celui-ci a une sous-structure. Le nom générique donné à ses constituants est *parton*. Le *modèle des partons* a été élaboré pour décrire les constituants du proton qui se sont avérés être les quarks notés q et les gluons : g . Une des caractéristiques phénoménologiques de ce modèle permettant de décrire les observations expérimentales est le fait que les partons ne peuvent être observés individuellement, ils se regroupent pour former des baryons (trois quarks) ou des mésons (quark et antiquark). Le proton (uud) et le neutron (udd) par exemple sont des baryons. Pour expliquer le confinement des partons au sein des hadrons¹, la force d'interaction forte qui lie les partons a été envisagée avec une charge différente de celle caractérisant l'interaction électromagnétique. Elle est appelée couleur, d'où le nom de QCD. Il existe trois charges de couleur symboliquement appelées : rouge r , bleu b , et vert v , complétées par trois anti-couleurs \bar{r} , \bar{b} et \bar{v} . Une règle empirique explique le fait que les quarks ne sont pas observables individuellement, il s'agit du *principe du confinement*. Selon celui-ci seules les particules de couleur neutre (c'est-à-dire blanche) peuvent être observées directement. Les deux possibilités de particules de couleur neutre sont les baryons avec un quark de chaque couleur ($r + b + v = \text{blanc}$), et les mésons composés d'un quark et d'un antiquark avec une couleur et son anti-couleur ($r + \bar{r} = \text{blanc}$). Les quarks sont liés entre eux par l'échange de gluons qui sont les bosons vecteurs de l'interaction forte. Les gluons portent eux aussi une charge de couleur, combinant une couleur et une anti-couleur. De ce fait deux gluons peuvent interagir ensemble, c'est ce qui est traduit par le caractère non-abélien du formalisme mathématique. Ce formalisme est basé sur la théorie des groupes. Les gluons correspondent aux 8 générateurs du groupe de symétrie $SU(3)$ dont la représentation fondamentale est un triplet correspondant aux 3 couleurs possibles des quarks. Le fait que le médiateur de la force puisse interagir avec lui-même est la particularité de l'interaction forte, cela permet d'expliquer le confinement des quarks. En effet, les charges de couleur de deux quarks distants sont anti-écrantées par des gluons du vide qui interagissent entre eux, ce qui engendre une augmentation de la charge et donc de la force d'interaction forte avec la distance. A grande distance il devient plus facile énergétiquement de créer une nouvelle paire quark-antiquark, qui vont chacun se recombinaison pour former des hadrons, que de s'opposer à la force. Paradoxalement les quarks sont vus par les expériences de diffusion comme des particules libres à l'intérieur du proton et n'interagissant donc pas ensemble. Cette propriété est appelée *liberté asymptotique*. L'explication mathématique de ce comportement sera donnée dans le paragraphe traitant de la constante de couplage.

1. Les hadrons sont les particules soumises à l'interaction forte et formées de partons, ils regroupent les mésons ($q\bar{q}$) et les baryons (qqq).

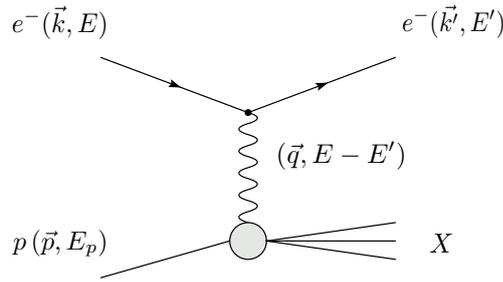


FIG. 1.1 – *Schéma représentant la diffusion profondément inélastique d'un électron sur un proton, par l'échange d'un photon.*

Modèle des partons La structure des protons a été démontrée à partir des expériences de diffusion profondément inélastique (Deep Inelastic Scattering, DIS), c'est-à-dire avec un grand moment transféré q , comme par exemple $e^-p \rightarrow e^-X$, où X représente l'état hadronique final formé par les débris du proton. Une telle diffusion est représentée dans la figure 1.1, avec les symboles utilisés pour les moments et énergies des états initiaux et finaux de la réaction. Si le proton était une particule ponctuelle, la diffusion serait élastique (état de la particule diffusante non-changé) et la section efficace serait donnée par l'expression de Mott. Celle-ci est obtenue en modifiant la section efficace de Rutherford pour tenir compte des effets de spin de l'électron et du proton :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott} = \cos^2 \frac{\theta}{2} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Rutherford} = \frac{4\alpha^2 E'^2}{q^4} \cos^2 \frac{\theta}{2} \quad (1.1)$$

où E' est l'énergie de l'électron après diffusion. Expérimentalement, c'est au moins la direction et l'énergie des électrons diffusés qui sont mesurées.

Dans les expériences de DIS avec des leptons chargés, la déviation par rapport à la distribution des électrons attendue en $1/q^4$ pour une particule ponctuelle est décrite par des fonctions de structure électromagnétiques W_1 et W_2 . La section efficace doublement différentielle en angle et en énergie peut être exprimée ainsi :

$$\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'}\right) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott} \left(W_2(\nu, Q^2) + W_1(\nu, Q^2) \tan^2 \frac{\theta}{2}\right) \quad (1.2)$$

où W_1 et W_2 sont les fonctions de structures correspondant aux deux états de polarisation, magnétique et électrique, du photon transféré. Elles dépendent des variables $Q^2 = -q^2$ et $\nu = \frac{pq}{M} = E - E'$ où ν représente l'énergie transférée, et M la masse du proton.

Dans les diffusions profondément inélastiques et donc à grand Q^2 , la diffusion inélastique de l'électron sur le proton est équivalente à une diffusion élastique de l'électron sur un quark libre. Les fonctions de structure deviennent en première approximation indépendantes de Q^2 pour x fixé, où $x = \frac{Q^2}{2pq}$ est la fraction d'impulsion

du proton portée par le parton. Cette indépendance par rapport à Q^2 est appelé “loi d’échelle de Bjorken”. Les partons sont considérés comme libres, l’échelle de temps de l’interaction est beaucoup plus courte que le temps de recombinaison avec un autre parton. Les fonctions de structure doivent prendre en compte les différents quarks du proton, et elles deviennent :

$$MW_1(\nu, Q^2) \rightarrow F_1(x) = \frac{1}{2x} F_2(x) \quad (1.3)$$

$$\nu W_2(\nu, Q^2) \rightarrow F_2(x) = \sum_i e_i^2 x f_i(x) \quad (1.4)$$

où e_i est la charge électrique du quark et $f_i(x)$ la probabilité d’interagir avec un quark i portant une fraction x du moment du proton. En généralisant à tous les partons, $f_i(x)$ est la distribution du moment du parton i (Parton Distribution Fonction, PDF). En sommant sur les quarks, la relation $\sum_i \int x f_i(x) dx = 1 - \epsilon_g$ doit être vérifiée, où ϵ_g est la fraction de moment portée par les gluons. Celle-ci n’est pas négligeable puisqu’elle est de l’ordre de 50%.

Le proton qui est un baryon est composé de trois quarks dits de valence $u_v u_v d_v$ qui fixent les nombres quantiques du proton². Mais il y a d’autres quarks dans le proton. Du fait du principe d’incertitude d’Heisenberg, des paires de quark-antiquark virtuelles peuvent émerger de l’énergie du vide. Ce sont les paires de quarks de la mer : $u_s \bar{u}_s, d_s \bar{d}_s, s_s \bar{s}_s \dots$ Comme les nombres quantiques du proton doivent être ceux correspondant à l’addition de 2 quarks u et un quark d , on a les “règles de somme” suivantes :

$$\int_0^1 [u(x) - \bar{u}(x)] dx = 2 \quad (1.5)$$

$$\int_0^1 [d(x) - \bar{d}(x)] dx = 1 \quad (1.6)$$

$$\int_0^1 [s(x) - \bar{s}(x)] dx = 0 \quad (1.7)$$

avec pour chaque saveur de quark q : $f_q(x) \equiv q(x) = q_v(x) + q_s(x)$. La distribution de la mer est la même en première approximation pour toutes les saveurs $q_s(x) \equiv S(x)$. Ici seules les saveurs légères ont été considérées. La forme des PDF ($u(x), d(x), s(x), g(x)$) est représentée dans la figure 1.2 pour deux échelles d’énergie.

1.1.2 Aspects spécifiques de QCD

Dans cette partie, après une brève introduction à l’intérêt des diagrammes de Feynman dans les calculs perturbatifs, les aspects spécifiques de la QCD perturbative seront présentés.

2. Pour le spin du proton, il faut aussi tenir compte des spins des gluons et des quarks de la mer

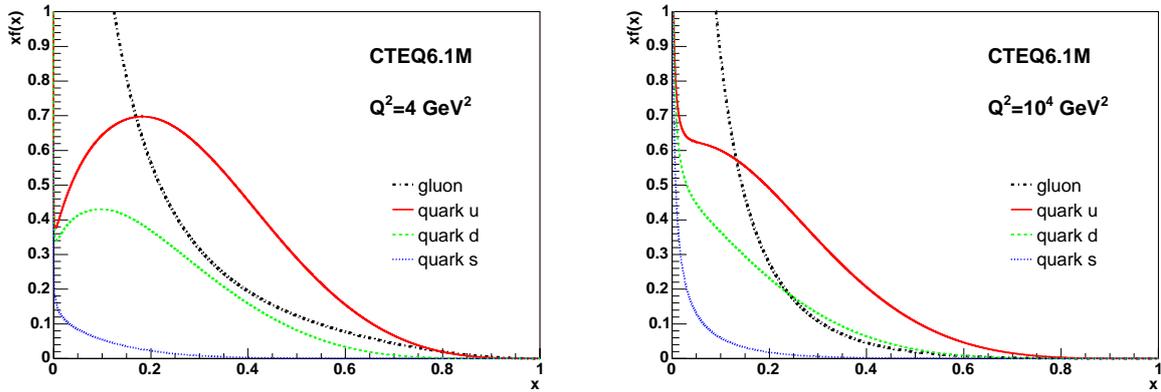


FIG. 1.2 – *Représentation des PDF. Version CTEQ6.1M des PDF [15].*

Développements perturbatifs et diagrammes de Feynman En QCD lorsque l'énergie transférée pendant l'interaction entre deux particules est grande, les observables physiques peuvent être calculées dans le cadre de développements perturbatifs (théorie quantique des champs). Une fois les états initiaux et finaux déterminés, il faut prendre en compte toutes les possibilités d'interaction menant à l'état final. Les diagrammes de Feynman formalisent cette théorie, ils permettent de schématiser les différentes possibilités en tenant compte des lois de conservation des nombres quantiques. Les diagrammes les plus simples correspondent aux ordres les plus bas du développement perturbatif. Dans la QCD perturbative (pQCD), le diagramme le plus simple pour l'interaction entre un quark et un antiquark est représenté dans la figure 1.3.

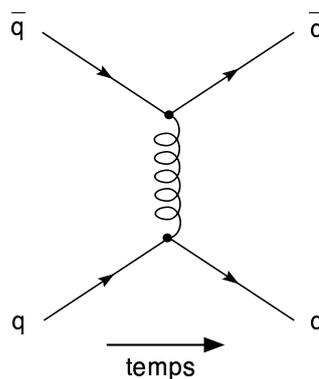


FIG. 1.3 – *Diagramme de Feynman le plus simple pour la réaction entre deux quarks. Le sens de l'écoulement du temps dans ce type de schéma est de gauche à droite.*

Dans cette représentation le temps s'écoule de gauche à droite, pour passer de

l'état initial à l'état final. Ce schéma représente l'échange d'un gluon entre un quark et un antiquark, l'état final est donc composé d'un quark et d'un antiquark. Dans les diagrammes les lignes continues correspondent toujours à des particules de matière (ici des quarks), les lignes bouclées représentent des gluons. Ici le gluon est virtuel car sa ligne représentative est jointe par les deux extrémités. La jonction de plusieurs lignes est appelée vertex. Plus on avance dans le développement perturbatif plus le nombre de vertex est important. Les diagrammes permettent en utilisant les règles de calcul adéquates de calculer les contributions correspondant aux différentes possibilités. Ainsi au premier ordre du développement (leading order LO), les diagrammes ont seulement deux vertex et l'ordre du calcul est $\mathcal{O}(\alpha_s)$, car chaque vertex est proportionnel mathématiquement à $\sqrt{\alpha_s}$, où α_s est la constante de couplage de l'interaction forte. Les observables physiques se calculent donc en séries perturbatives de puissances de la constante de couplage. Lorsque le couplage de l'interaction forte devient trop important, on sort du cadre perturbatif et les calculs en graphes sont plus difficiles. Une méthode numérique existe, il s'agit du calcul QCD sur réseau. Pour l'essentiel l'approche consiste à discrétiser l'espace-temps.

Renormalisation Le calcul des diagrammes comportant des boucles (cf. figure 1.4) est confronté à celui d'intégrales divergentes. Ces divergences ont lieu pour des grands transferts d'énergie Q^2 et sont appelées divergence ultra-violette (UV). Une technique permet néanmoins de calculer la contribution finie des diagrammes comportants des boucles. Pour ceci un paramètre doit être introduit, l'échelle de renormalisation μ_r . L'échelle est utilisée comme limite supérieure pour le calcul des intégrales. La choix de l'échelle est réglé le plus souvent par le "schéma de la soustraction minimale modifiée" (\overline{MS}). Dans ce schéma l'échelle utilisée est la même pour toutes les intégrales divergentes à calculer. De manière générale l'échelle de renormalisation est choisie de manière à être de l'ordre de l'échelle d'énergie de l'interaction $\mu_r \sim Q$.

Comme les grandeurs mesurées, par exemple une section efficace $\sigma(p)$ avec p la quadri-impulsion des particules mises en jeu, sont finies un calcul complet $\sigma(p, \mu_r)$ doit être indépendant du choix de l'échelle de renormalisation μ_r . "L'équation du groupe de renormalisation" doit être satisfaite :

$$\mu_r \frac{d}{d\mu_r} \sigma(p, \mu_r) = 0 \quad (1.8)$$

Cependant l'évaluation d'une grandeur se fait à un ordre fini du développement perturbatif, et la solution sera donc une approximation qui dépendra de l'échelle utilisée. Le choix de l'échelle $\mu_r \sim Q$ permet de limiter la dépendance.

Constante de couplage mobile Nous avons précédemment parlé du principe du confinement des partons dans les hadrons, il s'explique mathématiquement avec

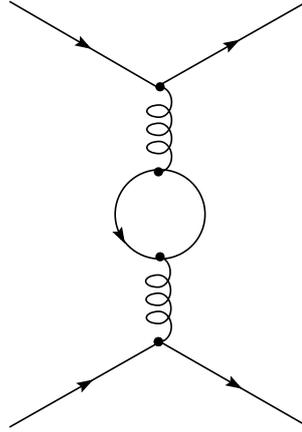


FIG. 1.4 – *Exemple de diagramme avec une boucle, dont le calcul donnera lieu à une divergence UV.*

la variation de la constante de couplage α_s avec la distance (ou de manière inverse avec l'énergie). Le nom de constante est historique, et α_s est appelée constante de couplage mobile, du fait de sa variation. Cette variation découle mathématiquement du calcul de renormalisation. Comme cela a été évoqué plus haut, dans le cadre de la théorie des champs une observable physique R se calcule comme une série perturbative de puissances de la constante de couplage. Les divergences de certains termes de la série sont éliminées par la procédure de renormalisation. La renormalisation introduit une échelle en énergie à laquelle on s'arrête dans les calculs. Si l'observable R dépend de l'échelle d'énergie Q , alors après renormalisation elle dépendra de l'échelle de renormalisation à la fois explicitement et implicitement à travers la constante de couplage renormalisée ($R = R(\mu_r^2/Q^2, \alpha_s(\mu_r^2))$). Le fait que cette quantité ne doit pas dépendre d'une échelle arbitraire mène au travers de l'équation du groupe de renormalisation à :

$$\frac{\mu_r^2}{\alpha_s(\mu_r^2)} \frac{d\alpha_s(\mu_r^2)}{d\mu_r^2} = -\beta_0 \frac{\alpha_s(\mu_r^2)}{4\pi} - \beta_1 \left(\frac{\alpha_s(\mu_r^2)}{4\pi} \right)^2 - \dots \quad (1.9)$$

où

$$\beta_0 = 11 - \frac{2}{3}n_s \quad (1.10)$$

avec n_s représentant le nombre de saveurs de quarks possibles, qui est égale à 6 dans le Modèle Standard actuel, mais dans certains calculs les saveurs lourdes sont négligées. Au premier ordre la solution de cette équation différentielle est la suivante :

$$\alpha_s(\mu_r^2) = \frac{\alpha_s(\mu_0^2)}{1 + \alpha_s(\mu_0^2) \frac{\beta_0}{4\pi} \ln(\mu_r^2/\mu_0^2)} \quad (1.11)$$

où $\alpha_s(\mu_0^2)$ donne la condition aux limites de la solution. Dans cette forme la fonction dépend de $\alpha_s(\mu_0^2)$ et μ_0^2 . L'équation (1.9) met en évidence le fait que la constante de

couplage est dépendante de l'échelle d'énergie à laquelle elle est mesurée. La relation (1.11) obtenue lie les constantes de couplage à deux échelles d'énergie différentes. Elle donne l'évolution de la constante sans donner de valeur absolue. Pour cela il faut mesurer expérimentalement une solution particulière. La valeur de référence utilisée généralement est la valeur de la constante à l'échelle de la masse M_Z du Z. Ceci est pratique, car la masse du Z est connue précisément et elle est suffisamment grande pour être sûr de se trouver en régime perturbatif, c'est-à-dire $\alpha_s(M_Z^2) \ll 1$. Mais historiquement ces deux paramètres ($\alpha_s(\mu_0^2)$ et μ_0^2) ont été réduits à un seul Λ en transformant l'expression de la manière suivante :

$$\alpha_s(\mu_r^2) = \frac{4\pi}{\beta_0 \ln(\mu_r^2/\Lambda^2)} \quad (1.12)$$

où

$$\Lambda = \mu_0 \exp \frac{-1}{2\pi\alpha_s(\mu_0^2)} \quad (1.13)$$

La valeur $\alpha_s(M_Z)$ a été mesurée par de nombreuses expériences, sa valeur moyenne actuelle est $\alpha_s(M_Z) = 0.1187 \pm 0.0020$ avec la masse du Z $M_Z = 91.1876 \pm 0.0021 \text{ GeV}$, ce qui correspond à $\Lambda = 217 \pm 25 \text{ MeV}$ [1].

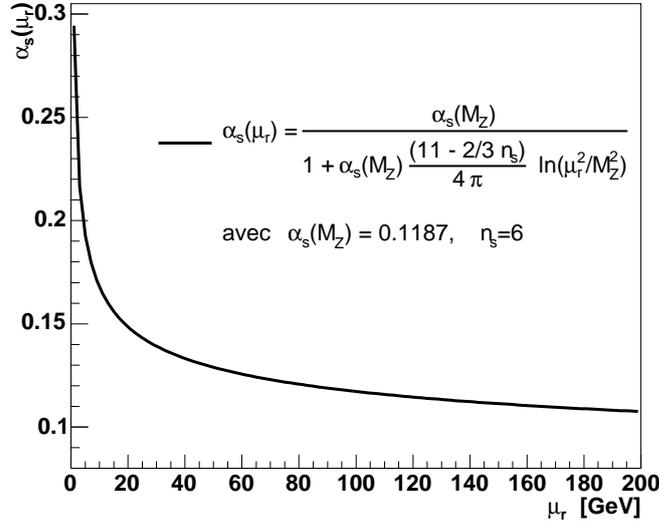


FIG. 1.5 – *Représentation de la constante de couplage au premier ordre.*

L'évolution de $\alpha_s(\mu_r)$ est représentée dans la figure 1.5. A courte distance et donc à grande énergie la valeur de la constante est faible. Dans cette région l'interaction est plus faible, les quarks sont quasiment libres et du fait de la forme de la courbe on parle de liberté asymptotique. Par contre à grande distance (faible énergie), la valeur de la constante est importante, l'intensité de l'interaction forte empêche les quarks de s'échapper du hadron, ils y sont confinés.

Divergence Infra-Rouge et factorisation De la même manière que des divergences peuvent intervenir dans le calcul de grandeurs pour des grands Q^2 , des divergences peuvent apparaître à bas Q^2 . Ces singularités Infra-Rouge (IR) correspondent à des émissions softs (de faible énergie) ou colinéaires de partons. Étonnamment le calcul de sections efficaces inclusives, par exemple au moins 3 jets sont produits dans les événements, ne présente pas de singularités IR, par contre celui d'événements à exactement trois jets par exemple fait intervenir des divergences. Dans la limite où un des jets possède une énergie nulle (émission soft), et donc où l'événement tend vers 2 jets seulement une divergence apparaît. Deux techniques permettent de l'éliminer. La première est appelée *resommation*, elle consiste à réorganiser les termes du développement perturbatif pour contrôler les grandes contributions.

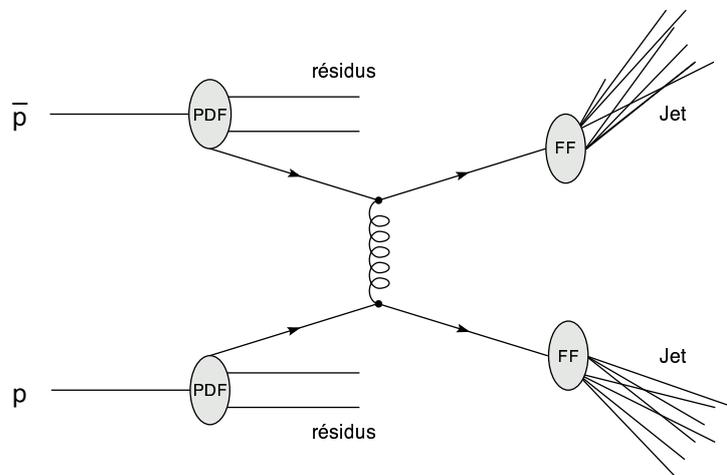


FIG. 1.6 – *Schéma représentant une collision proton-antiproton. Le diagramme de Feynman illustre la partie perturbative de la collision.*

La deuxième est la *factorisation*, aspect essentiel de la QCD. La factorisation consiste à séparer en deux parties le calcul des observables. La première partie correspond aux interactions à grande énergie (courte distance), elle ne présente pas de divergence IR et elle est calculable en pQCD. La deuxième partie correspond aux interactions softs (à longue distance). Elle comprend entre autre les termes avec une singularité IR et n'est pas calculable. Elle est universelle, c'est-à-dire qu'elle ne dépend pas des processus en jeu. La factorisation permet de généraliser les sections efficaces partoniques (calculables analytiquement) aux sections efficaces hadroniques (mesurables). Une échelle d'énergie, *l'échelle de factorisation* μ_f , donne la limite en énergie entre les deux termes. Pour rester dans l'approximation permettant le calcul perturbatif, l'échelle de factorisation est en général de l'ordre de celle de l'interaction dure $\mu_f \simeq Q$, comme pour la renormalisation (μ_r). Dans un calcul complet, les résultats après factorisation ne dépendraient pas de l'échelle de factorisation, même si chaque facteur pris indépendamment en dépend. Cependant les calculs étant

faits à un ordre fini, les grandeurs calculées peuvent dépendre un peu de cette échelle. Les facteurs non-calculables sont par contre accessibles expérimentalement. On peut distinguer les fonctions de distribution des partons (PDF) (déjà évoquées dans le modèle des partons) et les fonctions de fragmentation (FF). Les PDF donnent la distribution de la probabilité de trouver un quark ou un gluon avec une certaine fraction x du moment du proton, ou autre hadron. Les PDF permettent d'absorber les singularités colinéaires et soft rencontrées dans le calcul des fonctions de structure partoniques. Une fois mesurées expérimentalement elle peuvent être utilisées pour le calcul d'autres sections efficaces. Les FF donnent la manière dont les partons de l'état final vont évoluer et émettre des gluons pour former des gerbes de hadrons appelés jets. La figure 1.6 illustre la séparation de la partie perturbative (diagramme de Feynman) et des parties non-perturbatives (PDF, FF) dans une collision proton-antiproton.

Equation d'évolution de QCD Les PDF ne sont pas calculables mais leur évolution est donnée par les équations d'évolution de QCD. Dans le modèle des partons et donc dans la limite de Bjorken (énergie et moment transféré importants) la fonction de structure ne dépendait pas de Q^2 . Cette propriété découle de l'approximation dans laquelle le moment transverse des partons est petit. Cependant en QCD la radiation de gluons durs par les quarks viole la loi d'échelle de Bjorken, particulièrement à petit x . La radiation des gluons produit une dépendance selon Q^2 des fonctions de structure (F_2) et donc aussi des PDF. Quand Q^2 augmente, de plus en plus de gluons sont émis, qui vont donner ensuite des paires $q\bar{q}$. Cela tend à diminuer la fraction de moment du quark initial et à augmenter la densité de gluons et de paires de la mer alors que x diminue. Ce processus est décrit par les équations DGLAP (Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi) qui permettent de décrire la dépendance des PDF avec l'échelle d'énergie. Elles quantifient la probabilité qu'un parton émette un autre parton, c'est-à-dire la probabilité de perdre une partie de son énergie. A l'ordre dominant :

$$\frac{\partial}{\partial \ln \mu^2} q_i(x, \mu^2) = \frac{\alpha_s(\mu^2)}{2\pi} \int_x^1 \left[P_{qq}\left(\frac{x}{y}\right) q_i(y, Q^2) + P_{qg}\left(\frac{x}{y}\right) g(y, Q^2) \right] \frac{dy}{y} \quad (1.14)$$

$$\frac{\partial}{\partial \ln \mu^2} g(x, \mu^2) = \frac{\alpha_s(\mu^2)}{2\pi} \int_x^1 \left[P_{gg}\left(\frac{x}{y}\right) g(y, Q^2) + P_{gq}\left(\frac{x}{y}\right) \sum_i^{n_s=3} q_i(y, Q^2) \right] \frac{dy}{y} \quad (1.15)$$

Dans ces équations les distributions des partons dépendent de x et de Q . Par exemple $q(x, \mu^2)$ correspond, pour un x fixé, à la densité de quarks dans le proton intégrée sur les moments transverses k_T jusqu'à μ qui est l'échelle d'observation. $P_{ij}(x/y)$ représente les rapports de branchement, c'est-à-dire la probabilité qu'un parton i de fraction de moment x provienne d'un parton j , possédant une fraction de moment y plus importante, qui aurait émis un parton.

Dans l'équation (1.14), q_i est la PDF d'un quark ou antiquark de saveur i faisant partie des saveurs légères (u,d,s), si les équations sont construites dans l'approximation de partons sans masse. Les équations décrivent bien les données pour $Q^2 \gtrsim 1 \text{ GeV}^2$. La violation de la loi d'échelle prédite par pQCD est clairement visible dans les données (cf. figure 1.7). Comme attendu les pentes $\partial F_2 / \partial \ln Q^2$ sont négatives à grand x et positives à petit x . Excepté à grand x , la variation de F_2 en fonction de Q^2 est sensible au gluon.

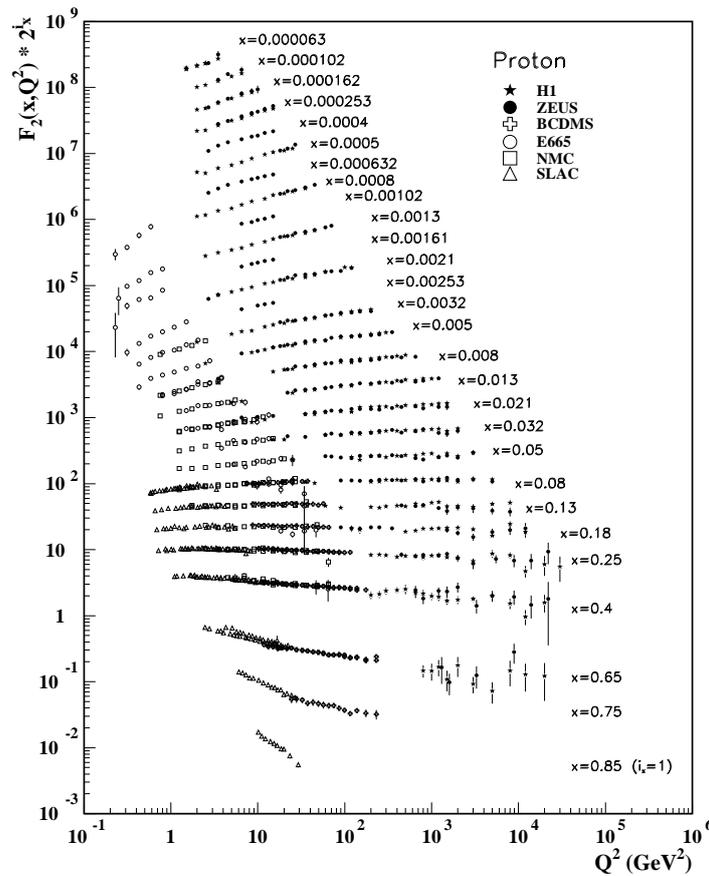


FIG. 1.7 – *Fonction de structure F_2 du proton, en fonction de Q^2 pour x fixé, mesurée dans différentes expériences. [1]*

1.1.3 Programmes de calcul au NLO

Nous avons vu le calcul de la constante de couplage à l'ordre dominant (LO). Pour gagner en précision les calculs en QCD perturbative peuvent être faits à l'ordre suivant l'ordre dominant (NLO - Next to Leading Order). Les calculs de grandeurs relatives aux jets (notamment de section efficace) sont trop complexes au NLO

pour être analytiques. C'est pourquoi des programmes Monte-Carlo qui utilisent des calculs probabilistes sont utilisés. La renormalisation doit néanmoins être appliquée pour corriger les intégrales divergentes. Le programme le plus précis à l'heure actuelle est NLOJET++ [2][3]. Il permet de calculer les grandeurs relatives aux événements ayant jusqu'à trois jets avec une précision du NLO. Le calcul au NLO apporte une correction de l'ordre de 25% au calcul fait au LO et une plus faible dépendance vis-à-vis des échelles de renormalisation et de factorisation. L'ordre suivant le NLO est appelé NNLO (Next to Next Leading Order). Le calcul d'observable au NNLO n'est pas entièrement possible à l'heure actuelle, seuls des éléments des calculs sont disponibles. Il devrait apporter une faible correction par rapport au calcul au NLO et améliorer un peu plus la stabilité de la prédiction par rapport aux échelles utilisées. Les paramètres intervenant dans les prédictions sont les échelles de renormalisation et factorisation qui ont déjà été évoquées et un dernier paramètre : R_{sep} , il définit la distance de séparation pour des jets proches en-dessous de laquelle ils sont considérés comme un seul jet (cf. chapitre 3).

1.2 Densités de partons : détermination expérimentale

Les fonctions de distribution des partons (PDF) ne sont pas calculables mais peuvent être déterminées à partir des données de plusieurs types d'expériences : diffusion profondément inélastique de leptons sur hadrons et processus de collisions dures de hadrons. Les domaines cinématiques (x, Q^2) des expériences sur cibles fixes et sur collisionneurs sont complémentaires (cf. figure 1.8), ce qui permet la détermination des PDF sur un grand domaine³ en x et Q^2 . De plus la sensibilité à certains partons peut changer selon les expériences.

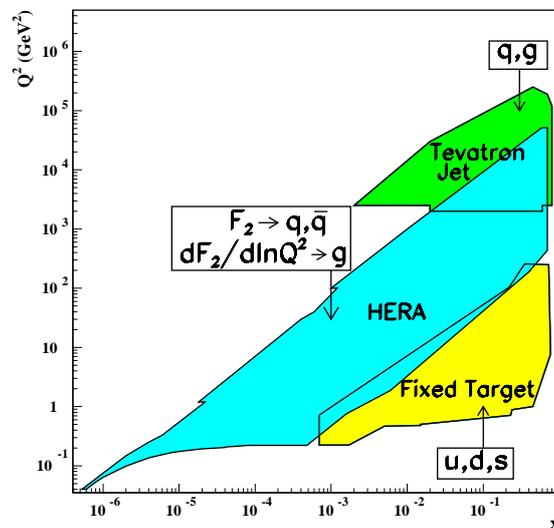


FIG. 1.8 – *Domaines cinématiques en x et Q^2 atteints par les expériences sur cibles fixes et collisionneurs.* [1]

1.2.1 Bref historique

Les premières expériences permettant l'analyse des PDF ont été les expériences de diffusion profondément inélastique (DIS) de leptons chargés sur hadrons réalisées sur cible fixe. Elles ont permis d'établir les premières déterminations des distributions des quarks u et d ainsi qu'une connaissance du comportement général de la distribution du gluon.

Par la suite la production de paires de leptons dans des collisions de hadrons (production Drell-Yan) a confirmé l'universalité des PDF et apporté des contraintes sur les distributions des quarks de la mer \bar{u} et \bar{d} . La contribution des quarks de valence a

3. Pour les domaines qui ne sont pas atteints par ces expériences, les PDF peuvent être extrapolées au moyen des équations d'évolution.

ainsi pu être isolée dans les distributions totales. Plusieurs générations d'expériences de DIS avec une variété de faisceaux de leptons ($e^\pm, \mu^\pm, \nu, \bar{\nu}$) et de cibles de hadrons (p , deutérium (D), noyaux (A)) ont permis une meilleure séparation des quarks u et d , et des quarks de valence de ceux de la mer. La différence ($\bar{d} - \bar{u}$) a été trouvée non-nulle, la distribution des quarks de la mer n'est donc pas la même pour toutes les saveurs comme dans l'approximation faite dans le modèle des partons. Ceci a été mis en évidence plus précisément en faisant le rapport des sections efficaces des productions Drell-Yan dans les collisions pD et pp . Ce rapport de section efficace permet d'extraire le rapport \bar{d}/\bar{u} des fonctions de distribution. De manière similaire la mesure de l'asymétrie avant-arrière en rapidité des leptons dans la production de W au Tevatron a permis de contraindre le rapport d/u .

Les expériences de collisions $e^\pm p$ à HERA (H1 [4], ZEUS [5]) ont grandement étendu le domaine cinématique de mesure des PDF par rapport aux expériences sur cibles fixes (cf figure 1.8). Elles ont permis d'étendre les mesures à petit x , tout en améliorant les PDF dans les autres domaines en x . Les distributions des quarks ont été améliorées avec un grand degré de précision et la distribution du gluon aussi à travers l'amélioration de la mesure de la dépendance en Q des PDF. Pour finir, les contraintes directes apportées par la mesure de la production inclusive de jets dans les collisionneurs hadroniques (CDF [6] et DØ [7], Run I) à moyen et grand x , ont apporté une meilleure connaissance de la distribution du gluon. Cependant son incertitude relative reste encore grande, surtout à grand x comparée à celle des quarks.

Je ne parlerai pas de la détermination des PDF des autres saveurs s, c, b, t . Par la suite, je me concentrerai sur la détermination des PDF des quarks u, d et du gluon.

1.2.2 Expériences de DIS

Les expériences de DIS ont permis de découvrir la sous-structure du proton, ce sont aussi les expériences les plus précises pour la détermination des PDF. En DIS il n'y a pas d'incertitude venant de la fragmentation, car c'est la production inclusive finale de leptons qui est mesurée et l'échelle (l'énergie transférée Q^2) est bien définie. Le modèle des partons et le concept de factorisation permettent d'exprimer la section efficace de diffusion lepton-hadron comme la diffusion incohérente du lepton sur les partons, c'est-à-dire mathématiquement la convolution de la section efficace de diffusion dure du lepton sur les partons convoluée avec la fonction de distribution des partons. Ce qui s'écrit :

$$\sigma(lh \rightarrow l'X) = \sum_a f_{a/h} \otimes \hat{\sigma}(la \rightarrow l'X) \quad (1.16)$$

où $f_{a/h}$ est la fonction de distribution du parton a dans le hadron h et $\hat{\sigma}$ la section efficace de la diffusion dure du lepton sur le parton. Les sections efficaces dures sont

calculées dans le cadre de la théorie perturbative et la section efficace hadronique $\sigma(lh \rightarrow l'X)$ est mesurée. Ainsi les PDF peuvent être extraites. Dans les expériences sur cible fixe la mesure de l'énergie finale E' du lepton et la mesure de son angle de diffusion θ suffisent à connaître Q^2 et x , M étant la masse du hadron :

$$Q^2 = -q^2 = 4EE' \sin^2(\theta/2) \quad x = \frac{Q^2}{2pq} = \frac{2EE' \sin^2(\theta/2)}{M(E - E')} \quad (1.17)$$

Les mesures des fonctions de structure pour différentes valeurs de x et Q^2 permettent de tester la validité des équations d'évolution DGLAP. Les résultats de l'expérience H1 sont montrés dans la figure 1.9. Les courbes ajustées sur les domaines sont obtenues grâce aux équations d'évolution. On observe ainsi que l'allure des fonctions de structure est bien décrite par ces équations.

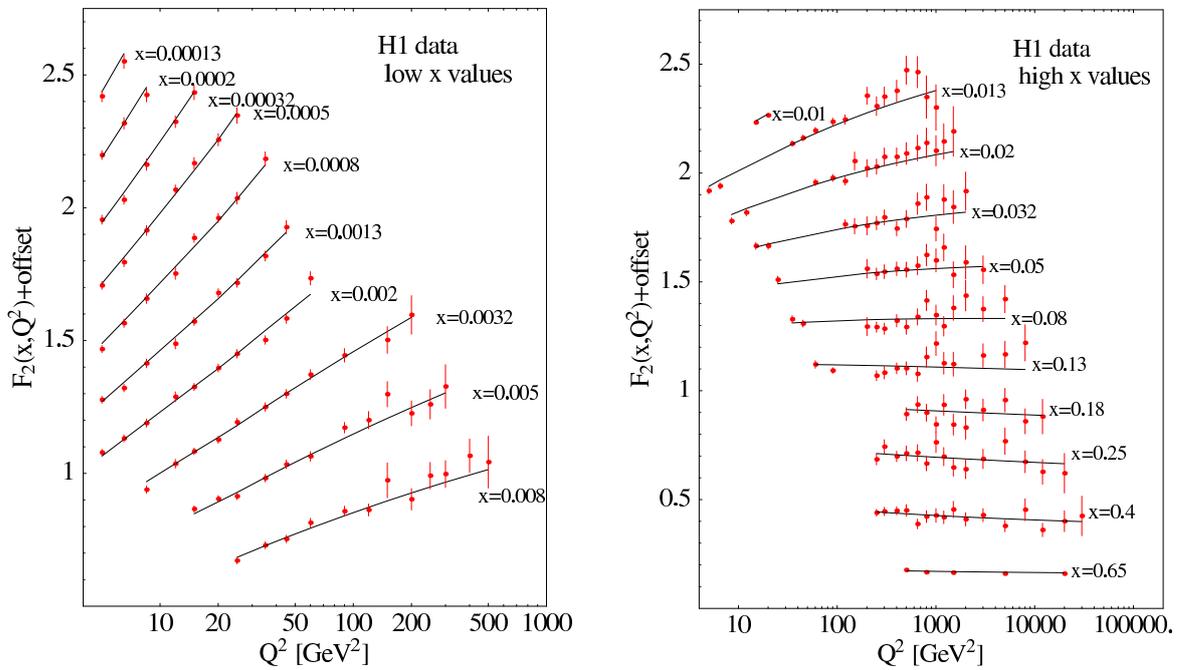


FIG. 1.9 – *Ajustement des fonctions de structures F_2 obtenues par l'expérience H1 avec les PDF de CTEQ. [14]*

Expériences sur cible fixe Les expériences de DIS peuvent être divisées en deux catégories : celles avec des faisceaux de leptons chargés (e , μ) et celles avec des leptons neutres (ν_e , ν_μ). Il faut distinguer aussi les expériences sur cibles fixes et celles sur collisionneurs. Les expériences sur cibles fixes les plus récentes sont :

- BCDMS [8] (Bologna, CERN, Dubna, Munich, Saclay) qui utilise un faisceau de muons d'une énergie variant entre 100 et 280 GeV. Elle était installée au CERN (Genève) et s'est terminée en 1985. Les noyaux qui ont été utilisés dans les cibles sont : D, C, N, Fe.

- NMC [9] (New Muon Collaboration) localisée au CERN et terminée en 1989. Elle a utilisée des types variés de cibles : D, He, Li, C, Ca.
- E665 [10] (faisceau de muons) à Fermilab (Chicago) utilisant comme cibles : H, D, Xe.
- les expériences de SLAC [11], qui utilisent un faisceau d'électron.
- CCFR [12] (Chicago, Columbia, Fermilab, Rochester) située à Fermilab qui utilise un faisceau de neutrinos et une cible en fer.

Les expériences de DIS sur cible fixe mesurent la distribution des quarks de manière très précise sur un large domaine x ($\sim 0.001 - 0.8$) jusqu'à des échelles de l'ordre $Q^2 \sim 200 \text{ GeV}^2$. Dans des expériences utilisant des faisceaux de neutrinos comme CCFR, la cible ne peut pas être de l'hydrogène ou du deutérium du fait de la trop faible probabilité d'interaction du neutrino. Ce sont donc exclusivement des cibles de noyaux plus lourds comme le Fer qui sont utilisées. L'extraction des fonctions de structure des nucléons est alors plus compliquée, les effets nucléaires étant encore mal maîtrisés.

Expériences sur collisionneur Les résultats des expériences sur collisionneur lepton-hadron sont plus récents que ceux des expériences sur cible fixe. Le collisionneur ep HERA à DESY (Hambourg) permet de prendre des données depuis 1992. Ses deux expériences associées (H1 et ZEUS) ont permis d'étendre le domaine en x à de très petites valeurs $x \gtrsim 10^{-5}$ et celui en Q^2 jusqu'à de très grandes valeurs $Q^2 \lesssim 30000 \text{ GeV}^2$. A grandes valeurs de Q^2 comme à HERA, les contributions électro-faibles des bosons W et Z dans la section efficace ep ne peuvent pas être négligées. La section efficace de courant neutre doit être modifiée pour inclure l'échange de Z et la section efficace de courant chargé doit être introduite (pour $ep \rightarrow \nu X$).

Les expériences de diffusion profondément inélastique sont les plus précises pour déterminer les distributions des quarks (u et d), mais il n'y a pas de couplage direct entre leptons et gluons (qui ne portent pas de charge électrique). Les processus de DIS ne sont sensibles au gluon qu'au NLO et indirectement à travers l'évolution des PDF avec Q^2 . Il est donc important de mesurer leur PDF dans d'autres processus.

1.2.3 Les collisions hadroniques

Comme dans les expériences de DIS, les sections efficaces dans les collisions hadroniques peuvent s'exprimer en utilisant la section efficace partonique calculable en pQCD $\hat{\sigma}(ab \rightarrow X)$ et les fonctions de distribution de la fraction d'impulsion des partons dans les hadrons. La différence avec les sections efficaces en DIS est qu'il faut tenir compte des PDF f_{a/h_1} et f_{b/h_2} pour chacun des partons participant à

l'interaction dure :

$$\sigma(h_1 h_2 \rightarrow X) = \sum_{a,b} \int_0^1 \int_0^1 f_{a/h_1}(x_{h_1}) f_{b/h_2}(x_{h_2}) \hat{\sigma}(ab \rightarrow X) dx_{h_1} dx_{h_2} \quad (1.18)$$

Production Drell-Yan Dans les collisions e^+e^- une paire $q\bar{q}$ peut-être générée par production d'un photon virtuel. L'inverse est aussi possible, c'est-à-dire la production de paires de leptons dans des collisions de hadrons (cf. figure 1.10). L'état final détecté peut-être soit une paire d'électrons soit une paire de muons. Ce type de processus est appelé processus Drell-Yan. Les premières expériences étaient des expériences sur cibles fixes avec des faisceaux incidents de pions ou de nucléons (E605, E866 (FNAL), NA51 (CERN)). Les expériences les plus récentes sur collisionneur sont CDF et DØ sur l'accélérateur Tevatron à Fermilab ($p\bar{p}$). Le moment transverse de la paire de leptons produite donne une information sur la distribution du moment transverse des quarks par rapport à la direction du hadron parent. Ce type de données apporte une contrainte supplémentaire à celle des DIS sur les distributions des quarks de la mer. Les données de processus Drell-Yan proviennent en effet de l'interaction au LO de quarks de valence ou de la mer avec les antiquarks de la mer : $q_{val}\bar{q}_{mer} \rightarrow \gamma^*$ et contraignent, particulièrement à grand x , le comportement des distributions des quarks de la mer.

Dans le cas des collisions de haute énergie comme au Tevatron, l'interaction d'une paire $q\bar{q}$ peut se faire par l'intermédiaire d'un boson Z ou W, et être différenciée des processus Drell-Yan par échange de photon. La distribution de la rapidité des leptons chargés provenant de ces productions impose des contraintes fortes sur les distributions u et d.

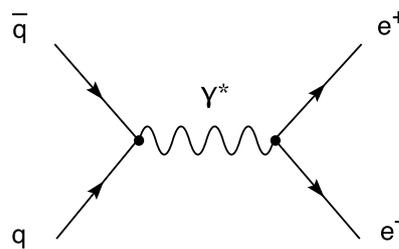


FIG. 1.10 – *Diagramme de Feynman représentant la production Drell-Yan au LO d'une paire d'électrons.*

Production de photons directs La production de photons directs est un autre moyen d'étudier les PDF. L'état final détecté correspond à un photon plus un jet. Les deux sous-processus principaux sont $gq \rightarrow \gamma q$ et $q\bar{q} \rightarrow \gamma g$. L'intérêt de ce type de production est sa sensibilité à la PDF du gluon à l'ordre dominant, alors que

la contribution du gluon aux fonctions de structure n'apparaît en DIS qu'au NLO. De plus ce type de données donne accès à la distribution du gluon à grand x . Là encore, on peut distinguer les expériences sur cible fixe (WA70 au CERN, E706 au Fermilab) et les expériences sur collisionneur (UA2 au CERN, DØ et CDF au Fermilab). Un inconvénient majeur lors de la mesure de la section efficace est la contribution des processus de bremsstrahlung. En effet un quark de l'état final peut émettre un photon dans le processus d'hadronisation. Cette contribution peut être prise en compte dans la fonction de fragmentation du quark en photon. Elle donne la densité de probabilité pour un parton d'émettre un photon avec une certaine fraction du moment de ce parton. Les photons bénéficient d'une mesure plus précise que les jets dans les détecteurs. Malheureusement la mesure de la production de photons directs souffre d'un important bruit de fond. Sa plus grande part provient de jets dont une grande fraction du moment est portée par un π^0 . Sa décroissance donne deux photons proches qui peuvent être détectés comme un photon unique. Ce fond peut être estimé à partir des observations expérimentales.

Production de jets dans les collisions hadroniques Les jets sont la signature expérimentale des quarks et des gluons. Un parton de l'état final, par radiation de gluons et recombinaisons, tend à former une gerbe de particules dont la direction moyenne est celle du parton. Ces particules sont proches les unes des autres et le flux de particules ainsi formé est appelé *jet*. Dans les collisions hadron-hadron les interactions ont lieu entre quarks et/ou gluons des hadrons. La section efficace des jets est donc sensible aux distributions de la fraction d'impulsion des partons dans les hadrons. Elle s'écrit de la manière suivante :

$$\sigma(p\bar{p} \rightarrow jet + X) = \sum_{a,b,c} \int_0^1 \int_0^1 f_{a/p}(x_p) f_{b/\bar{p}}(x_{\bar{p}}) \hat{\sigma}(ab \rightarrow c + X) dx_p dx_{\bar{p}} \quad (1.19)$$

La première mesure de section efficace inclusive des jets a été réalisée par les expériences UA1 et UA2 sur l'accélérateur SPS au CERN avec une énergie dans le centre de masse de 540 GeV, puis 630 GeV. La mesure a même été étendue à grande rapidité ($|\eta|$ jusqu'à 2.0). Pour cette mesure les jets ont été reconstruits comme des cônes de particules provenant de la fragmentation des partons finaux. Cette section efficace a été mesurée plus récemment pour une énergie de 1.8 TeV au Tevatron pendant la phase de prise de données appelée "Run I". L'ajustement des données de DØ obtenu avec les dernières PDF de CTEQ est représenté dans la figure 1.11.

1.2.4 Analyse globale des PDF et incertitudes

L'analyse globale des PDF utilise les données expérimentales de différents types de processus physiques et les équations d'évolution pour extraire les PDF qui donneront la meilleure description des données. Elle utilise un programme numérique

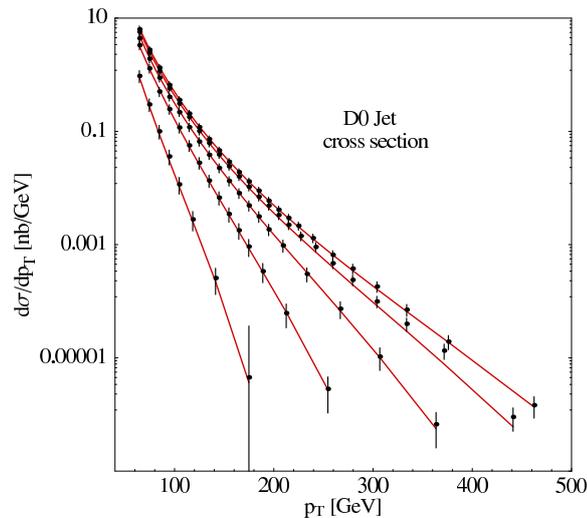


FIG. 1.11 – *Ajustement des données de DØ du Run I [7] avec les PDF de CTEQ. [14]*

pour résoudre les équations d'évolution. Pour ajuster les sections efficaces théoriques (dépendant des PDF) ou les fonctions de structures sur les données, le choix du schéma de renormalisation et l'ordre auquel les calculs sont effectués sont importants. Les PDF sont extraites en utilisant des calculs au NLO, plus récemment au NNLO [16]. Le schéma de renormalisation habituellement utilisé est le schéma \overline{MS} (cf. 1.1.2) mais cela peut être aussi un schéma propre au DIS. Les analyses doivent se limiter aux domaines où les calculs théoriques sont valables : $Q \gtrsim 2 \text{ GeV}$ et $W \gtrsim 4 \text{ GeV}$ en DIS, et pour la production inclusive, à des jets d'impulsion transverse suffisamment grande ($p_T > 50 \text{ GeV}/c$) pour avoir des jets bien définis.

Principalement deux collaborations, CTEQ [14] [15] et MRST [16], s'occupent de la détermination des PDF à partir de données de nombreuses expériences. Les différences entre les PDF obtenues par les deux groupes viennent essentiellement de traitements différents de l'ajustement des données. Tout d'abord, le lot de données n'est pas complètement identique. Ensuite, les paramétrisations des PDF ne sont pas les mêmes, ainsi que certaines approximations théoriques (approximation des quarks de masse nulle, ...).

Le lot de données Les principaux types d'expériences utilisées pour extraire les PDF ont déjà été cités précédemment. Les expériences de DIS sont la principale source de données du fait de leur grande statistique. Il faut distinguer les expériences sur cibles fixes et celles sur collisionneurs qui permettent de tester la région des petit x ($x \leq 10^{-3}$). Les productions Drell-Yan de paires de leptons et la production de photons directs avec grand moment transverse fournissent une information complémentaire sur les distributions des antiquarks et du gluon. Mais

du fait des trop grandes erreurs théoriques et de l'inconsistance des données entre deux expériences (WA70 et E706), les données de production de photons ne sont pas utilisées dans les analyses globales actuelles. Il en est de même avec les sections efficaces de quarks lourds qui sont trop éloignées des prédictions. Le dernier type de données utilisées est la production de jets dans les collisions hadroniques, elles étendent les mesures à grand x et grand Q^2 .

Paramétrisation des PDF Avant d'ajuster un modèle sur les données, il faut choisir une paramétrisation pour une certaine échelle en énergie Q_0 , en général prise à 1 GeV. La paramétrisation doit permettre de décrire toutes les dépendances en x possibles et le nombre de paramètres doit être limité pour permettre une procédure d'ajustement réalisable informatiquement. Celle qui est généralement utilisée a la forme suivante :

$$f(x, Q_0) = A_0 x^{A_1} (1-x)^{A_2} P(x) \quad (1.20)$$

où $P(x)$ est une fonction de lissage de type polynomiale. La partie de la fonction x^{A_1} domine à petit x et celle $(1-x)^{A_2}$ détermine le comportement à grand x . Le choix de la fonction $P(x)$ est propre à chaque collaboration.

Minimisation du χ^2 Les données sont ajustées en minimisant un χ^2 dont l'expression la plus simple est $\chi_g^2 = \sum_n \chi_n^2$, c'est-à-dire la somme quadratique des χ^2 des données de chaque expérience qui peuvent être éventuellement pondérées d'un coefficient représentant la confiance sur la validité des résultats. Les erreurs statistiques et systématiques doivent être prises en compte dans le calcul du χ^2 . Lorsqu'une information sur la corrélation des erreurs existe, celle-ci est prise en compte dans la dernière version de PDF de CTEQ, ce qui donne un meilleur sens statistique au χ^2 . Après minimisation, les paramètres des PDF pour l'échelle en énergie choisie pour la paramétrisation sont obtenus. Au lieu d'intégrer laborieusement les équations DGLAP à chaque fois que les PDF sont requises pour une certaine échelle, une approximation analytique est faite pour décrire les PDF dans le domaine utile (x, Q^2) . C'est cette approximation qui est utilisée par la suite.

1.2.5 Evolution des PDF

Les distributions des quarks u et d Les premières déterminations de PDF ont été réalisées par les expériences de DIS sur cible fixe. Puis l'apport des données des expériences à HERA depuis le milieu des années 90 a permis de contraindre davantage les PDF, surtout à petit x . C'est ce qui peut être vu sur la figure 1.12 où différentes versions de PDF sont représentées, on y voit l'évolution dans le temps des PDF. Dans cette région des petits x les valeurs des PDF ont été augmentées. Les données de bonne précision des expériences sur cible fixe et à HERA couvrent un large domaine en x , grossièrement de 10^{-5} à 0.75. Les distributions des quarks u

et d sont maintenant bien déterminées et stables. Il demeure encore des incertitudes notoires à grand x et particulièrement sur le rapport d/u . La différence entre ces deux PDF peut-être étudiée en comparant les expériences de DIS et de production Drell-Yan pour des protons et du deutérium. L'intérêt du deutérium est son neutron (udd) composé de deux quarks d . La discrimination entre les deux saveurs u et d est limitée par la méconnaissance des effets nucléaires associée à la nécessité d'utiliser des cibles de deutérium.

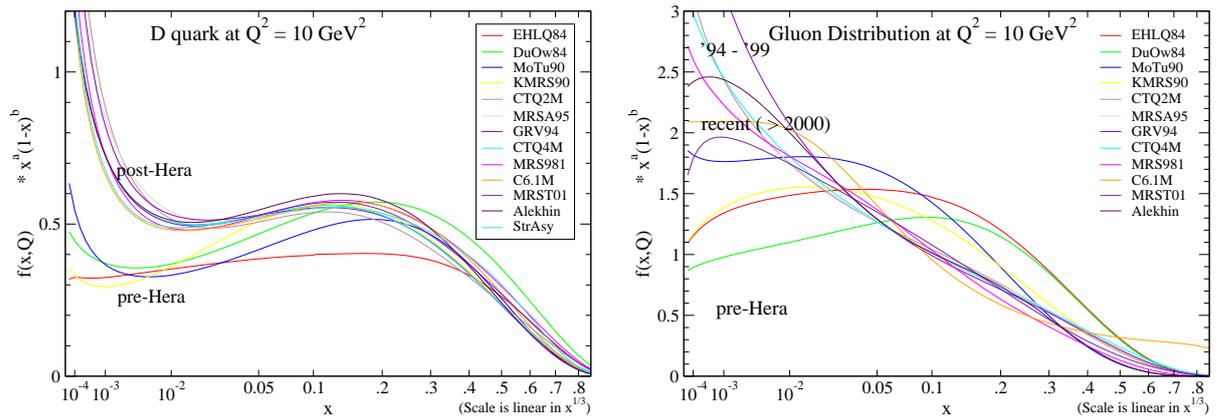


FIG. 1.12 – *Evolution des PDF.* [13]

La distribution du gluon Les contraintes expérimentales sont moins grandes sur le gluon que sur les quarks u et d . Les fonctions de structure obtenues par les expériences de diffusion profondément inélastique permettent d'accéder directement aux distributions des quarks de valence et de la mer, mais l'information sur la distribution du gluon est moins directe. La règle de la somme des moments indique que le gluon porte un peu moins de 50% du moment du proton. En outre, à petit x , l'évolution de la fonction de structure du proton est dominée par le terme du gluon. Donc si F_2 mesure les quarks, sa dérivée selon Q^2 mesure le gluon. Comme pour les quarks, les données de HERA ont forcé une augmentation de la PDF du gluon à petit x . Cependant les analyses les plus récentes des PDF (cf. figure 1.12) tendent à modérer cette augmentation. Dans certains cas, une chute à très petit x (région soumise à des incertitudes expérimentales) est observée. Ceci est essentiellement dû à l'effet indirect des données de production inclusive des jets au Tevatron. Ces données favorisent une augmentation de la distribution du gluon à grand x ce qui tend à diminuer les gluons à petit x à cause des règles de sommation des moments. Du fait de l'augmentation de la densité du gluon à petit x , on peut s'attendre à un phénomène de saturation à très petit x . Ce phénomène de saturation ferait se recombinaison les gluons à très petits x pour donner des gluons de x moyen. Dans les régions extrêmes en x , les données ont encore besoin d'être contraintes. Actuellement ce sont les

expériences de HERA qui apportent des informations sur les PDF à petit x et l'étude des jets au Tevatron qui renseigne sur la région à grand x . Rappelons que la région cinématique couverte par le Tevatron est $0.002 < x < 0.8$ et $50 < Q < 500 \text{ GeV}$. Du fait que les données de production de photons directs et celles de quarks lourds ne sont pas utilisées dans les analyses globales, ce sont celles des jets qui apportent seules les informations sur la PDF du gluon à grand x . La connaissance de la région $x > 0.3$ est importante pour les prédictions au Tevatron et au LHC.

1.2.6 Les PDF et leurs incertitudes

La figure 1.13 représente la paramétrisation CTEQ6.1M des PDF des quarks légers et du gluon obtenues pour deux échelles d'énergie différentes, la deuxième, de 100 GeV, se trouve dans le domaine couvert par le Tevatron. On peut remarquer que le domaine à petit x est dominé par le gluon, et que la forme des PDF dépend de l'échelle d'énergie. Dans la figure 1.14 les paramétrisations CTEQ6.1M et MRST2004 du gluon sont comparées. Les distributions des quarks légers produites par les deux collaborations sont très semblables, leur comparaison n'est pas montrée. La distribution du gluon est représentée avec deux systèmes d'échelle différents pour mettre en valeur les faibles écarts entre les PDF. Les deux paramétrisations prennent en compte les données de production des jets et sont très proches, surtout pour des grandes valeurs de Q^2 .

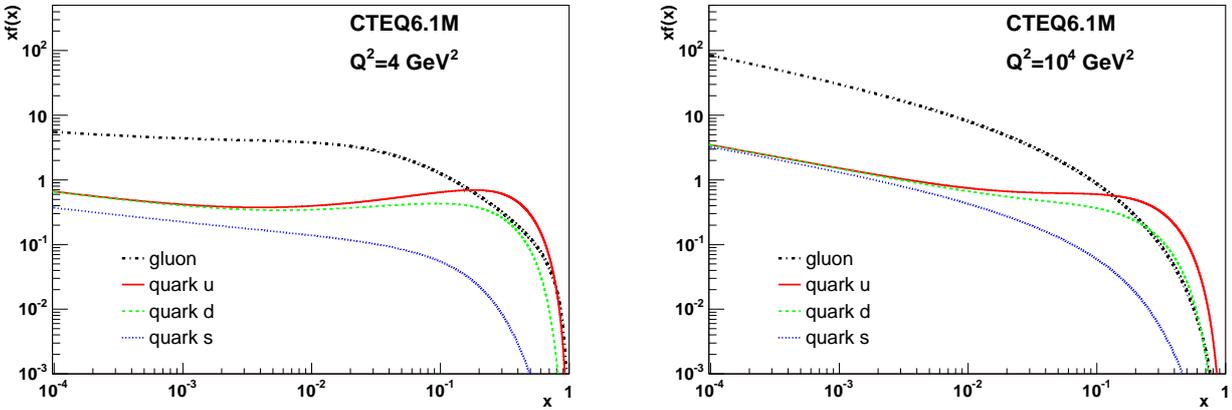


FIG. 1.13 – *Représentation des PDF avec la paramétrisation CTEQ6.1M pour deux échelles d'énergie différentes.*

Pour donner une estimation mathématique des incertitudes sur les PDF, l'approche hessienne (matrice d'erreur) est en général utilisée. La matrice hessienne donne le comportement du χ^2 au voisinage du minimum. Elle s'écrit :

$$H_{ij} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \chi^2}{\partial \alpha_i \partial \alpha_j} \quad (1.21)$$

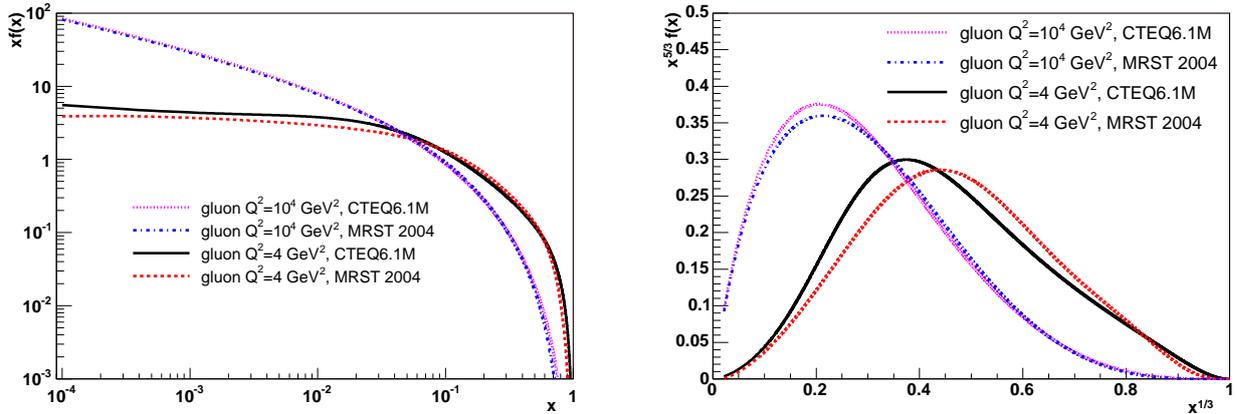


FIG. 1.14 – *Comparaison de la distribution du gluon obtenue avec les paramétrisations CTEQ6.1M et MRST2004.*

où α_i sont les paramètres utilisés dans l'ajustement. Cette matrice est calculée par une méthode itérative. L'incertitude sur l'observable est obtenue en effectuant de petits écarts dans l'espace des paramètres par rapport à la position du minimum obtenu après convergence. La matrice hessienne qui est reliée aux paramètres de l'ajustement permet de propager l'écart du χ^2 pour obtenir l'écart résultant sur l'observable étudiée X (ici les PDF) :

$$(\Delta X)^2 = \Delta\chi^2 \sum_{i,j} (H)_{ij}^{-1} \frac{\partial X}{\partial \alpha_i} \frac{\partial X}{\partial \alpha_j} \quad (1.22)$$

Cette méthode devient problématique pour les analyses comportant un grand nombre de paramètres. Le problème est traité en se limitant aux 20 paramètres les plus sensibles et en diagonalisant la matrice. Les vecteurs propres de la matrice sont ensuite utilisés pour effectuer de petits écarts autour du χ^2 minimum selon leur direction, avec une tolérance T de 10 par CTEQ, c'est-à-dire une variation $\Delta\chi^2 = T^2 = 100$. Cette procédure donne, en plus des valeurs des paramètres correspondant au meilleur ajustement, 40 ensembles de valeurs S_i^\pm correspondant aux écarts faits dans les deux sens des directions des vecteurs propres dans l'espace des paramètres :

$$(\Delta X)^2 = \sum_{i=1}^{20} \left(\frac{X(S_i^+) - X(S_i^-)}{2} \right)^2 \quad (1.23)$$

Normalement les écarts par rapport au minimum dans des sens opposés devraient donner des résultats symétriques, comme ce n'est pas complètement le cas ils sont moyennés.

Les PDF correspondant à ces écarts dans l'espace des paramètres sont représentés dans la figure 1.15 pour les distributions du quark u et du gluon. Comme le montre

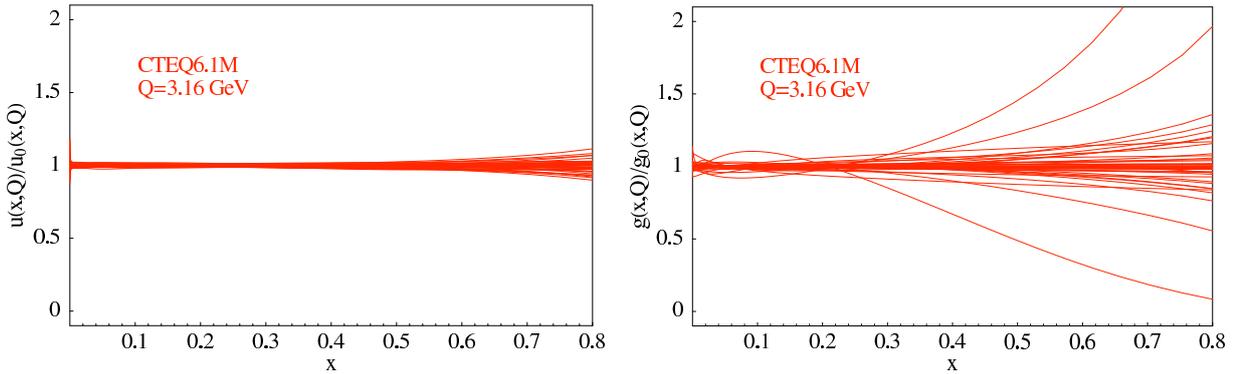


FIG. 1.15 – *Incertainces des PDF du quark u et du gluon.* [15] Les courbes représentent le rapport entre les PDF établies au voisinage du minimum du χ^2 et la PDF obtenue après convergence de l'ajustement.

la figure, l'incertitude relative sur la distribution du gluon reste très grande à grand x où les contraintes expérimentales sont encore insuffisantes.

Bien que beaucoup de progrès aient été réalisés au cours des vingt dernières années, des incertitudes subsistent sur plusieurs points : la différence entre les PDF des quarks u et d , la différence entre les PDF des quarks de la mer, la détermination des PDF des saveurs lourdes et du quark s . Le point qui m'intéresse plus particulièrement est l'incertitude sur la distribution du gluon. Celle-ci a un comportement encore insuffisamment connu à petit et grand x . La mesure de la section efficace inclusive des jets au Tevatron est utile pour l'amélioration de la connaissance de la PDF du gluon.

1.2.7 Mesure de la section efficace des jets à DØ Run II

Mesure de la section efficace des jets La section efficace inclusive⁴ des jets a été mesurée au Tevatron Run I pour une énergie dans le centre de masse de 1.8 TeV. Les deux expériences CDF [6] et DØ [7] ont contribué à l'amélioration de la connaissance des PDF, particulièrement celle du gluon à grand x . La mesure de CDF au Run I a été réalisée pour la région centrale en rapidité. Cette mesure montre un excès de la production des jets à grande énergie transverse par rapport aux prédictions obtenues avec la connaissance des PDF au moment de cette mesure. Un excès à grande impulsion transverse dans la région centrale pourrait être la conséquence d'une physique au-delà du Modèle Standard, comme l'existence de particules supersymétriques pour les quarks et les gluons ou encore une structure des quarks. Par contre la mesure de DØ ne montre pas un tel excès. Les deux mesures ne sont pas incompatibles en tenant compte de leurs erreurs. La mesure de DØ a été étendue à grande rapidité : un désaccord dû à une méconnaissance des PDF doit en effet

4. tous les jets sont comptés quel que soit le type de production

se répercuter sur tous les domaines en rapidité. Les analyses globales qui utilisent maintenant les données de ces mesures ont permis d'expliquer le désaccord entre les sections efficace du Run I et les prédictions par une augmentation des valeurs de la distribution du gluon à grand x . L'accord entre les données et les prédictions a ainsi été amélioré, et la section efficace de CDF est compatible dans les barres d'erreur avec les nouvelles prédictions. Ces données sont à l'heure actuelle celles qui apportent la plus grande contrainte sur le gluon à grand x .

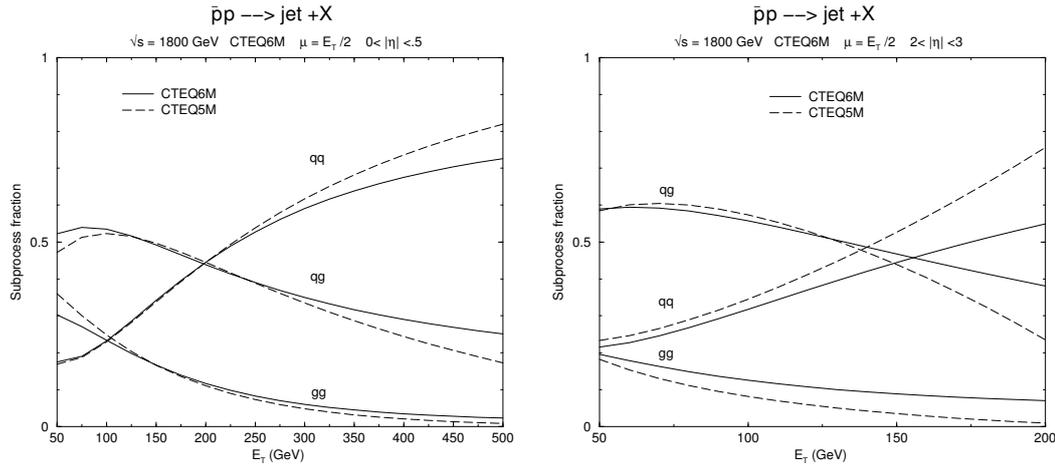


FIG. 1.16 – *Contribution des sous-processus de production des jets dans la région centrale et la région avant en rapidité. [15]*

Sensibilité au gluon à grand x Lors de l'interaction des protons et antiprotons, deux partons interagissent. Ils peuvent être des quarks (ou antiquarks) ou des gluons. La part de chaque sous-processus qq , qg et gg , où q représente un quark ou un antiquark, est montrée dans la figure 1.16 en fonction de l'énergie transverse des jets et pour deux régions en rapidité. On peut remarquer que la part des processus où intervient au moins un gluon est plus importante à grande E_T pour les grandes rapidités. A grande rapidité la mesure de la section efficace est donc plus sensible au gluon pour les grandes énergies transverses. D'autre part, pour la production de deux partons au premier ordre, la fraction d'impulsion des deux partons émis peut être exprimée en fonction de leur impulsion transverse et de leur rapidité de la manière suivante [15] :

$$x_1 = \frac{p_T}{\sqrt{s}}(e^{y_1} + e^{y_2}) \quad (1.24)$$

$$x_2 = \frac{p_T}{\sqrt{s}}(e^{-y_1} + e^{-y_2}) \quad (1.25)$$

On note ainsi que pour avoir des partons émis avec une grande fraction d'impulsion il faut qu'ils aient un grand moment transverse et une grande rapidité. On comprend

donc l'intérêt de mesurer la section efficace à grande rapidité et d'observer de près son comportement à grande énergie transverse. C'est dans ces domaines qu'elle est la plus sensible au gluon à grand x . Bien que les mesures du Run I aient déjà apporté une importante contribution à la détermination de la distribution du gluon, l'incertitude sur celle-ci demeure encore importante à grand x , d'où l'intérêt d'affiner cette mesure au Run II.

Mesure au Run II Au Run II, l'énergie dans le centre de masse passe de 1.8 TeV à 1.96 TeV. Cette augmentation accroît la section efficace comme cela est montré sur la figure 1.17. La luminosité est aussi accrue et donc la statistique utilisée pour la mesure sera plus importante au Run II⁵. Le domaine cinématique pourra ainsi être étendu et la PDF du gluon sondée à plus grand x . Ce sont les arguments qui motivent l'analyse présentée dans cette thèse : la mesure de la section efficace inclusive des jets sur l'expérience DØ au Run II. La section efficace à grande impulsion transverse serait d'autre part sensible à des phénomènes liés à la physique au-delà du Modèle Standard, ou des sous-structure du quark. Ils se manifesteraient par un excès de la section efficace à grand p_T non expliqué par un effet des PDF.

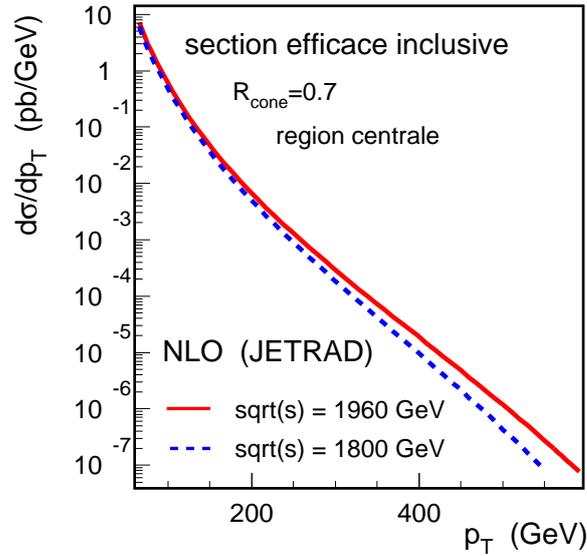


FIG. 1.17 – *Section efficace inclusive des jets pour $\sqrt{s} = 1.8\text{TeV}$ et 1.96TeV . La section efficace est calculée au NLO avec le programme JETRAD pour la région $|\eta| < 0.5$.*

5. La luminosité intégrée au Run I est de l'ordre de 90 pb^{-1} , celle utilisée pour l'analyse dans cette thèse est de 143 pb^{-1} . Le Run II n'est pas fini, à terme au moins 2 fb^{-1} sont attendus. Mais même si la statistique est meilleure, la précision de la mesure du Run I n'est pas encore atteinte.

Chapitre 2

Le Tevatron et le détecteur DØ

Le collisionneur Tevatron et le détecteur DØ font partie du centre de recherche Fermilab, situé à Batavia dans la banlieue de Chicago. Ils ont permis la prise des données utilisées pour l'analyse décrite dans cette thèse. Le Tevatron est la dernière étape du système d'accélération. Grâce à cet accélérateur, la collision de protons et d'antiprotons avec une énergie dans le centre de masse de 1.96 TeV peut être réalisée. Les collisions ont lieu à 2 endroits précis de l'anneau, où les détecteurs des collaborations CDF et DØ sont installés. Ces détecteurs rendent possible l'identification des particules produites lors des collisions, ainsi que la mesure de leur énergie et de leur direction. Cet ensemble expérimental a déjà permis la prise de données correspondant à 120 pb^{-1} de luminosité intégrée entre 1989 et 1996, dans la période de fonctionnement appelée Run I. L'énergie dans le centre de masse était alors de 1.8 TeV. Nous sommes actuellement dans le Run II [17], qui a commencé en 2001. Le complexe d'accélération des particules pour le Run II, ainsi que le détecteur DØ sont présentés dans ce chapitre.

2.1 Le complexe d'accélération

Le Tevatron où ont lieu les collisions n'est que la dernière étape de la chaîne de production et d'accélération des protons et antiprotons. Les différentes étapes sont décrites dans ce qui suit. La figure 2.1 donne un aperçu de la localisation des différents accélérateurs utilisés.

2.1.1 Les protons

Production des protons Au début de la chaîne d'accélération a lieu la production des protons à partir d'un gaz d'hydrogène. Ce gaz est introduit dans une chambre où règne un fort champ électrique. Le champ arrache les électrons des atomes d'hydrogène. Les protons libres sont attirés vers la surface d'une cathode en césium, où ils se rechargent en électrons. Lorsqu'ils se chargent de 2 électrons,

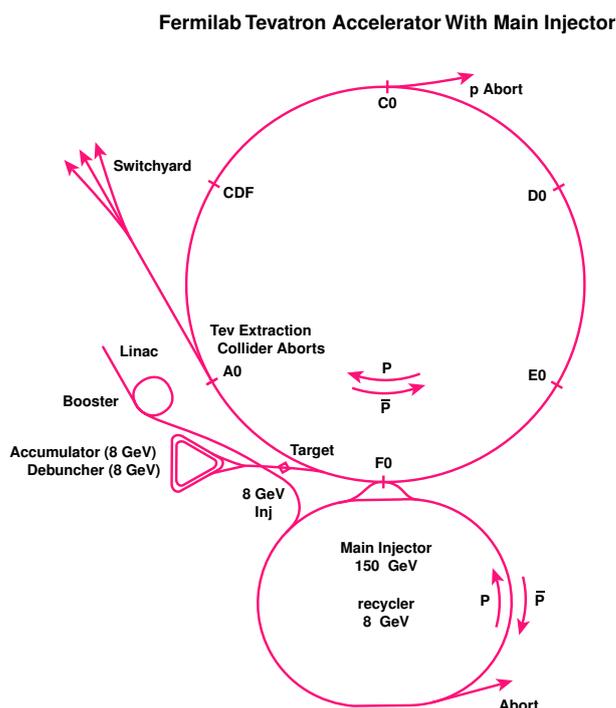


FIG. 2.1 – *Schéma du complexe d'accélération du Tevatron.*

ils deviennent des ions H^- et le champ les expulse de la cavité. Ils sont à ce moment accélérés à une énergie cinétique de 18 keV, puis l'accélération est amplifiée par l'accélérateur électrostatique de Cockroft-Walton qui les propulse jusqu'à une énergie de 750 keV.

Le Linac L'étape suivante est l'accélération dans le *Linac*, un accélérateur linéaire. Il possède des cavités accélératrices radio-fréquence qui ont un pouvoir d'extraction de 3 MeV/m. Les ions passent ainsi d'une énergie de 0.75 à 400 MeV sur 130m.

Le Booster Les électrons sont ensuite arrachés aux ions lors de leur passage à travers une feuille de carbone. Puis les protons entrent dans le *Booster*, un synchrotron de 475m de circonférence. Ses cavités radio-fréquence permettent d'accélérer les protons d'environ 0.5 MeV par tour. Le champ magnétique utilisé pour courber le faisceau et la fréquence des cavités doivent être augmentés à chaque tour. En 25 ms les protons atteignent une énergie de 8 MeV et sortent du *Booster* par paquets d'environ $5 \cdot 10^{10}$ protons.

2.1.2 L'injecteur principal

Le principal changement dans la chaîne d'accélération entre le Run I et le Run II est le remplacement de l'anneau principal (Main Ring) par l'injecteur principal

(Main injector). Il s'agit d'un synchrotron de 1 km de diamètre. A partir du faisceau issu du Booster, il accumule les paquets de protons jusqu'à ce qu'ils forment des paquets d'environ 2.10^{11} protons avant l'injection dans le Tevatron. Son rôle est multiple :

- accélérer des protons jusqu'à 150 GeV avant de les injecter dans le Tevatron,
- accélérer des protons jusqu'à 120 GeV pour la production des antiprotons,
- accélérer des antiprotons également à une énergie de 150 GeV pour les injecter dans le Tevatron,
- décélérer des antiprotons jusqu'à 8 GeV à la fin du cycle de collision, pour les injecter dans le recycleur.

2.1.3 Les antiprotons

Production des antiprotons Les antiprotons sont plus difficiles à produire en grande quantité que les protons. Le faisceau de protons de 120 GeV est envoyé sur une cible de nickel. De nombreuses particules secondaires sont produites, dont des antiprotons. Une lentille magnétique en lithium (la faible densité du lithium limite l'interaction des antiprotons avec la lentille) permet de focaliser les particules produites dans une même direction. Les antiprotons qui sont produits avec une énergie moyenne de 8 GeV, peuvent ensuite être sélectionnés grâce à un dipôle.

Debuncher et accumulateur Les antiprotons sont envoyés dans le *debuncher* puis l'accumulateur qui se trouvent dans un même tunnel de forme triangulaire. Ils utilisent tout deux des cavités radio-fréquences. Dans le debuncher la disparité en énergie des antiprotons est réduite. Selon leur énergie, la trajectoire et l'accélération subie par les particules n'est pas la même. Finalement, un faisceau continu est obtenu avec une faible dispersion en énergie. Puis dans l'accumulateur, les antiprotons sont réarrangés en paquets de structure similaire à celle des protons. L'accumulation d'un nombre suffisant d'antiprotons prend plusieurs heures, ils sont finalement transférés dans l'injecteur principal pour être accélérés à 150 GeV.

Le recycleur Le recycleur est un anneau à aimants permanents situé dans le même tunnel que l'injecteur principal. Il permet un stockage à plus long terme des antiprotons de 8 GeV provenant de l'accumulateur et la récupération des antiprotons non utilisés après une période de collision. Il a été mis en place pour le Run II et ne sera utilisé pour le recyclage des antiprotons qu'à partir de 2005.

2.1.4 Le Tevatron

Le Tevatron est le dernier élément d'accélération. C'est un collisionneur de plus de 6 km de circonférence. Il utilise des aimants supraconducteurs produisant un

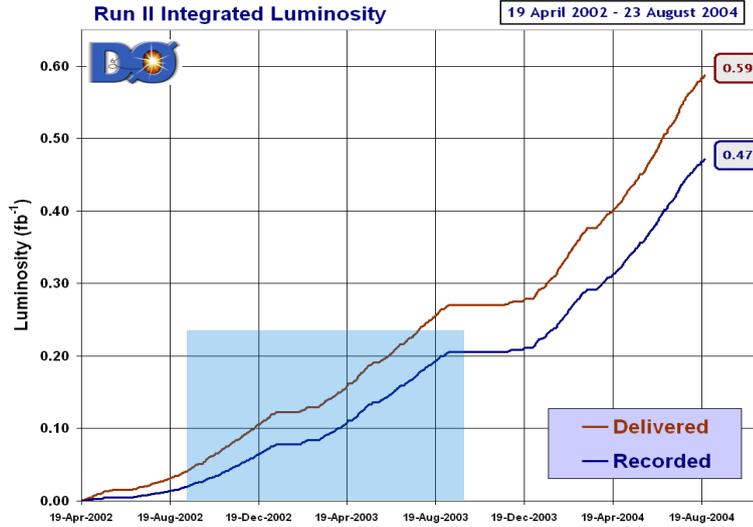


FIG. 2.2 – *Luminosité intégrée délivrée par le Tevatron au Run II. La zone colorée correspond aux données utilisées pour l'analyse présentée dans le chapitre 4.*

caractéristiques des faisceaux	Run II	Run II avec recycleur
nombre de paquets ($p \times \bar{p}$)	36×36	140×103
nombre de protons par paquet	2.7×10^{11}	2.7×10^{11}
nombre d'antiprotons par paquet	3.0×10^{10}	4.0×10^{10}
temps entre les paquets (ns)	396	132
nombre d'interactions par croisements	~ 3	~ 7
luminosité instantanée ($cm^{-2}s^{-1}$)	1.0×10^{32}	2.8×10^{32}

TAB. 2.1 – *Caractéristiques des faisceaux au Run II.*

champ de 4 Tesla pour courber le faisceau. Il permet d'accélérer les faisceaux de protons et d'antiprotons de 150 à 980 GeV. Une fois cette énergie atteinte, des quadrupôles focalisent les faisceaux aux endroits où ont lieu les collisions. Les faisceaux ont en fait une structure en paquets eux-mêmes regroupés en 3 super-paquets. Les super-paquets sont espacés de $2.6 \mu s$ et les paquets de $396 ns$. Les caractéristiques des faisceaux au Run II avec et sans l'utilisation du recycleur sont données dans le tableau 2.1.

Près de $450 pb^{-1}$ de données sont déjà utilisables pour les analyses au Run II. La figure 2.2 représente la luminosité intégrée délivrée par le Tevatron, et en particulier la luminosité utilisée pour l'analyse présentée dans cette thèse qui n'utilise qu'une partie des données actuellement prises.

2.2 Le détecteur DØ

Le détecteur DØ est un détecteur de géométrie cylindrique. Pour la description du détecteur, le système de coordonnées utilisé va d'abord être expliqué. Pour commencer, dans le repère orthonormé utilisé $(O, \vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$, \vec{x} représente la direction radiale au Tevatron et pointant vers l'intérieur de celui-ci, \vec{y} donne la direction verticale pointant vers le haut et pour finir l'axe \vec{z} est dans la direction des faisceaux, ou plus exactement la direction ortho-radiale à l'anneau du Tevatron. Le sens positif en \vec{z} correspond au sud. C'est le sens de circulation des protons dans l'accélérateur. L'origine du repère est le centre du détecteur, lieu de la collision. En réalité la vertex primaire a une distribution dans la direction \vec{z} d'une largeur d'environ 25 cm autour du centre du détecteur. Du fait de la géométrie du détecteur, les coordonnées sphériques (r, θ, Φ) sont également utilisées. L'angle polaire θ est défini en partant de l'axe (Oz) , et l'angle azimuthal Φ donne l'angle dans le plan orthogonal au faisceau. $\Phi = 0$ correspond à l'axe (Ox) et $\Phi = \pi/2$ à l'axe (Oy) . En pratique, c'est plutôt la pseudo-rapacité η qui est utilisée :

$$\eta = -\ln[\tan(\theta/2)] = \text{Argth}(\cos \theta) \quad (2.1)$$

La pseudo-rapacité est une approximation ultra-relativiste de la rapidité y qui est invariante par transformation de Lorentz, contrairement à l'angle θ :

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right) \quad (2.2)$$

où E est l'énergie d'une particule considérée et p_z son impulsion dans la direction du faisceau. On peut se reporter à la figure 2.9 pour observer des valeurs de la pseudo-rapacité superposées à une coupe du calorimètre.

Une coupe latérale du détecteur DØ est présentée sur la figure 2.3. Pour le Run II, des améliorations ont été apportées au détecteur [18]. Il s'agit principalement d'un nouveau système de détection des traces complété par un aimant solénoïdal, des détecteurs de pieds de gerbe et du changement de toute l'électronique de lecture du détecteur et du système d'acquisition. Chaque sous-détecteur est détaillé dans la suite, du centre vers l'extérieur :

- le détecteur de vertex,
- le détecteur de traces,
- les détecteurs de pieds de gerbe,
- le calorimètre,
- le détecteur de muons.

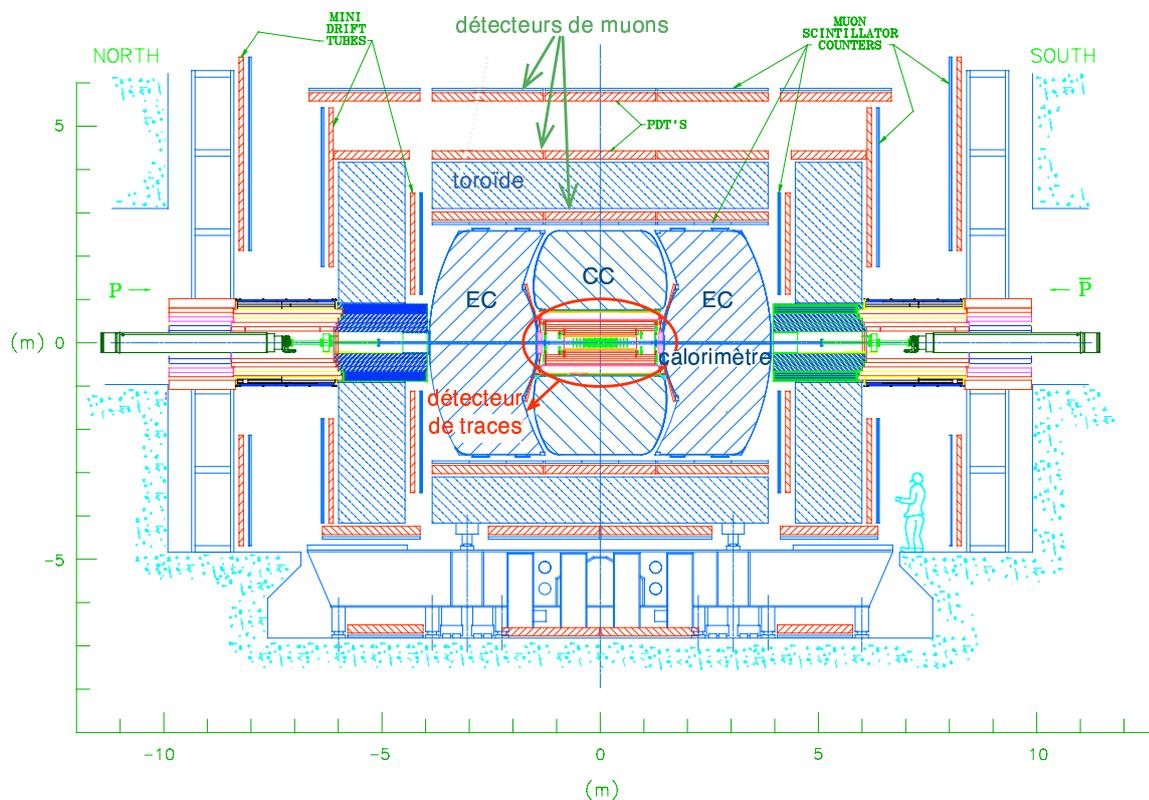


FIG. 2.3 – *Vue transversale globale du détecteur DØ.*

2.2.1 Le détecteur central de traces

Le détecteur central de traces est composé de deux sous-détecteurs : le détecteur de vertex en silicium (Silicon Microstrip Tracker SMT) qui est la partie la plus proche du faisceau, et le détecteur de traces à fibres (Central Fiber Tracker CFT). Ces deux systèmes permettent de reconstruire les traces des particules chargées et de reconstruire les vertex. Le détecteur de traces est entouré par un solénoïde délivrant un champ magnétique de 2 Tesla.

Le détecteur de vertex

Le SMT est composé de plusieurs couches concentriques de détecteurs en silicium entourant le faisceau. A ce dispositif s'ajoute des disques orthogonaux au faisceau qui permettent de mesurer les traces des particules émises vers l'avant. Une vue schématique du détecteur est montrée sur la figure 2.5.

Les couches concentriques sont regroupées en tonneaux. Six tonneaux de 12 cm de long forment la partie centrale du SMT, pour une couverture angulaire de $|\eta_D| < 1.7$.

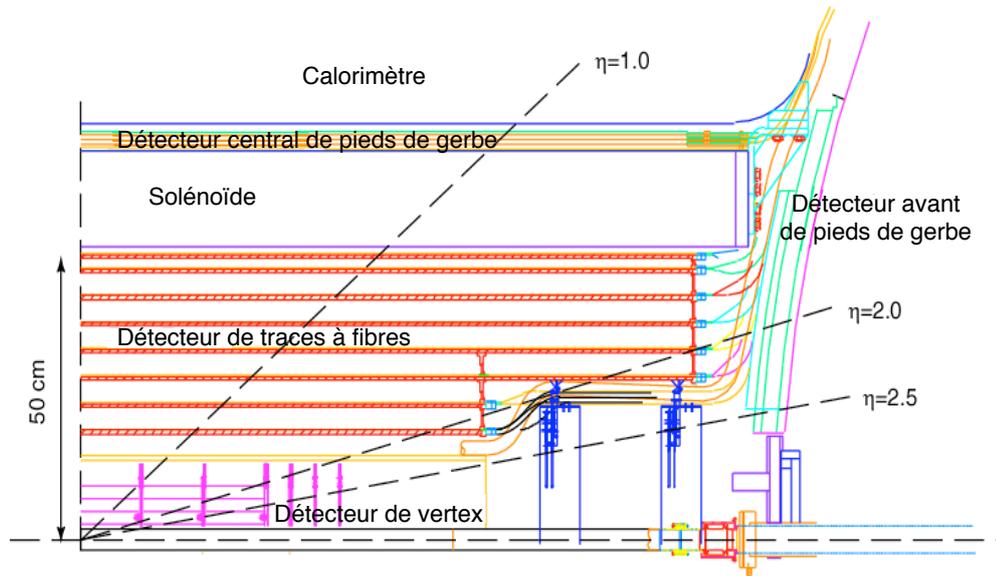


FIG. 2.4 – *Vue transversale de la partie centrale du détecteur.*

chaque tonneau se décompose en 4 couches (cf. figure 2.6) de détecteurs à pistes en silicium, leur rayon s'étalant entre 2.7 et 9.5 cm. La plupart des couches ont deux faces de détecteurs d'épaisseur $300 \mu\text{m}$ dont les pistes forment un angle stéréo pour assurer une reconstruction des traces en 3 dimensions par le SMT. Le pas des pistes varie entre 50 et $150 \mu\text{m}$ selon les faces et les couches. L'addition des disques F et H orthogonaux au faisceau permet d'étendre la couverture du SMT à $|\eta_D| < 3.0$. Ils sont composés également de détecteurs simples et double-faces dont les pistes forment un angle stéréo. En tout, 790000 canaux sont lus par des circuits intégrés. La résolution du SMT sur la position du vertex primaire est de $35 \mu\text{m}$ dans la direction du faisceau.

Le SMT est prévu pour résister à une dose de radiation d'environ 1 Mrad, ce qui correspond à une luminosité intégrée de 2 fb^{-1} . Un système de refroidissement est nécessaire pour maintenir la température entre 5 et $10 \text{ }^\circ\text{C}$, afin de limiter les dommages dus au radiations. En effet, les dommages occasionnés ont tendance à faire augmenter le courant de fuite des détecteur. Pour le refroidissement, un mélange d'eau et de glycol est utilisé, il circule dans le support en béryllium.

Le détecteur de traces à fibres

Le CFT [19] entoure le SMT, il est composé de 8 couches concentriques, ce qui représente environ 70000 fibres scintillantes ($\text{Ø} \approx 0.8 \text{ mm}$) à une distance du faisceau variant entre 20 et 50 cm. L'acceptance géométrique du CFT atteint $|\eta| \approx 1.5$. Chaque couche, supportée par un cylindre en fibre de carbone, est constituée de deux sous-couches : les fibres de la première sont alignées parallèlement au faisceau

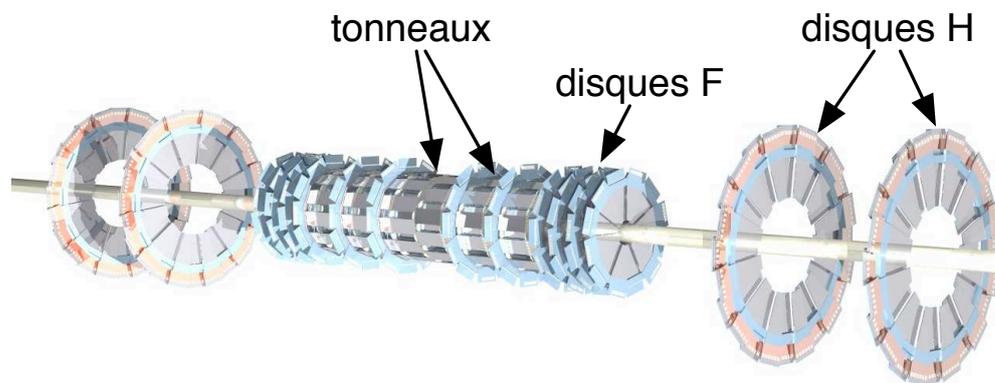


FIG. 2.5 – *Représentation schématique du SMT*

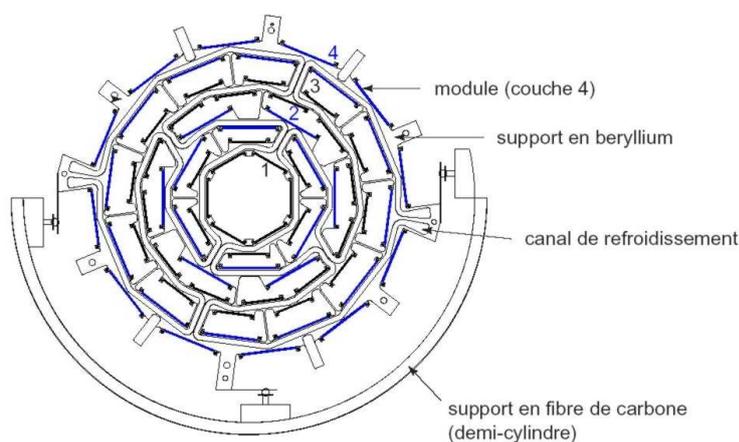


FIG. 2.6 – *Représentation des différentes couches de détecteurs dans un tonneau du SMT.*

et les fibres de la deuxième sont orientées selon un angle stéréo de $\pm 2^\circ$. Chaque sous-couche est composée de 2 monocouches décalées de la moitié du diamètre d'une fibre. Cette configuration compense l'écart entre les fibres adjacentes d'une monocouche (cf. figure 2.7). Les fibres scintillantes sont couplées au moyen de connecteurs à des fibres optiques qui guident la lumière jusqu'aux photo-détecteurs (Visible Light Photo Counter, VLPC). Ces photo-détecteurs sont des diodes à avalanche placées dans un système cryogénique à hélium liquide afin de maintenir la température de fonctionnement à 10K. Le gain des diodes est de 20000 et leur efficacité quantique de 70%. La valeur moyenne du signal à détecter est de 10 photoélectrons, conduisant à une efficacité de détection supérieure à 99%. Du fait de la taille des fibres, la résolution spatiale d'une sous-couche pour une trace est de $100 \mu m$ dans le plan (r, Φ) .

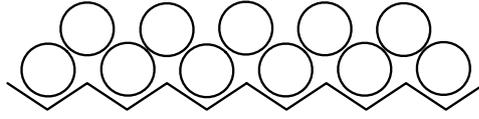


FIG. 2.7 – *Schéma représentant la disposition de 2 monocouches de fibres scintillantes.*

Le solénoïde

Le solénoïde supra-conducteur produit un champ magnétique de 2 Tesla et permet la mesure de l'impulsion des traces chargées. L'aimant équivaut à environ $1 X_0$ ¹ de matière, c'est-à-dire une longueur de radiation. Il est situé à une distance de 60 cm du faisceau. La résolution de reconstruction nominale obtenue grâce à l'ensemble du détecteur central (SMT et CFT) est $\sigma_{p_T}/p_T = \sqrt{0.015^2 + (0.0014 \times p_T)^2}$ [19].

2.2.2 Les détecteurs de pieds de gerbe

Les détecteurs de pieds de gerbe se placent entre le solénoïde et le calorimètre pour le détecteur central (Central PreShower detector CPS) et sur la paroi des bouchons du calorimètre pour le détecteur avant (Forward PreShower detector FPS). Le but d'un détecteur de pieds de gerbe est de mesurer le début des gerbes électromagnétiques qui commencent à se développer avant le calorimètre. Ces deux détecteurs contribuent à l'identification des électrons et à la séparation des photons uniques de photons issus de pions π^0 , aussi bien au niveau du déclenchement qu'au niveau de la reconstruction. Ils apportent à la fois une mesure calorimétrique supplémentaire et une détection des traces. Leur résolution spatiale est de 1.4 mm pour un électron, dans le plan transverse.

Le CPS [20] est un cylindre de 72 cm de rayon qui couvre la région $|\eta| < 1.2$. Il est composé d'une couche d'absorbeur en plomb équivalente à $1 X_0$ qui s'ajoute à la matière du solénoïde, suivie de 3 couches de scintillateurs. Pour la première couche, les scintillateurs sont axial (dans la direction du faisceau). Les deux couches suivantes sont orientées avec un angle de $\pm 23^\circ$. Les scintillateurs ont une section triangulaire de 7 mm de base et une âme de 1 mm de diamètre contenant une fibre optique véhiculant le signal vers les VLPC. La section triangulaire (cf. figure 2.8) permet d'éviter les zones mortes. Le CPS utilise le même système de lecture que le CFT, il représente 7580 canaux.

Le FPS [21], de couverture angulaire $1.5 < |\eta| < 2.5$, est monté sur la face interne des cryostats des bouchons du calorimètre. Il est composé de deux séries de couches de fibres scintillantes entre lesquelles est intercalée une plaque de plomb d'épaisseur 11 mm, soient $2 X_0$. Chaque série est formée de deux couches des mêmes

1. Un X_0 est la distance moyenne pour laquelle l'énergie d'un électron est divisée par e .

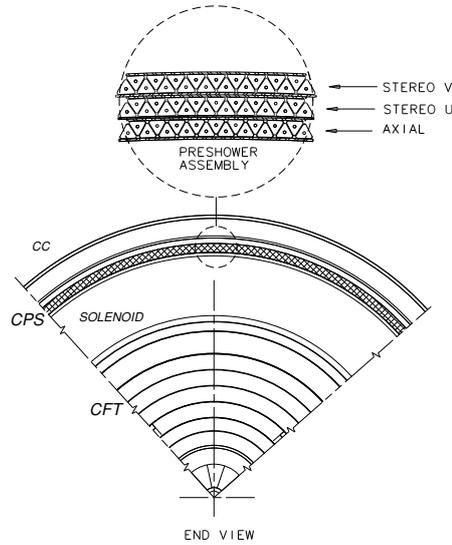


FIG. 2.8 – *Coupe du détecteur central à fibres et du détecteur central de pieds de gerbe. Un agrandissement détaille la section triangulaire des fibres du CPS.*

scintillateurs que ceux constituant le CPS. Ces fibres forment un angle de 22.5° entre elles. Le FPS représente en tout 16000 canaux de lecture.

2.2.3 Le calorimètre

Le calorimètre de DØ est un calorimètre à échantillonnage, le milieu absorbant et le milieu actif sont différents, de ce fait toute l'énergie des particules ne peut être directement mesurée. Il est constitué de couches successives passives d'uranium appauvri, de cuivre ou d'acier, et de couches actives remplies d'argon liquide. L'argon liquide a l'avantage d'assurer une bonne homogénéité et une bonne résistance aux radiations, mais il doit être refroidi à une température de 78K. Le calorimètre bénéficie d'une bonne hermiticité et d'une bonne couverture angulaire grâce à une partie centrale complétée par deux bouchons. Le calorimètre central (CC) a une couverture angulaire $|\eta| \lesssim 1$, les deux calorimètres avant (End-cap Calorimeter, EC) ont une couverture de $0.7 < |\eta| < 4.5$. Dans chacune des parties du calorimètre, on peut distinguer 3 couches principales qui sont, du centre du détecteur vers l'extérieur, la couche électromagnétique (EM), la couche hadronique "fine" (Fine Hadronic, FH) et la couche hadronique "à larges cellules" (Coarse Hadronic, CH). La section EM est composée elle-même de 4 couches différentes et la section FH comporte 3 couches. Les différentes couches sont des cylindres concentriques pour le CC et des disques orthogonaux au faisceau² pour les EC.

2. excepté la dernière couche CH qui est inclinée de 60° .

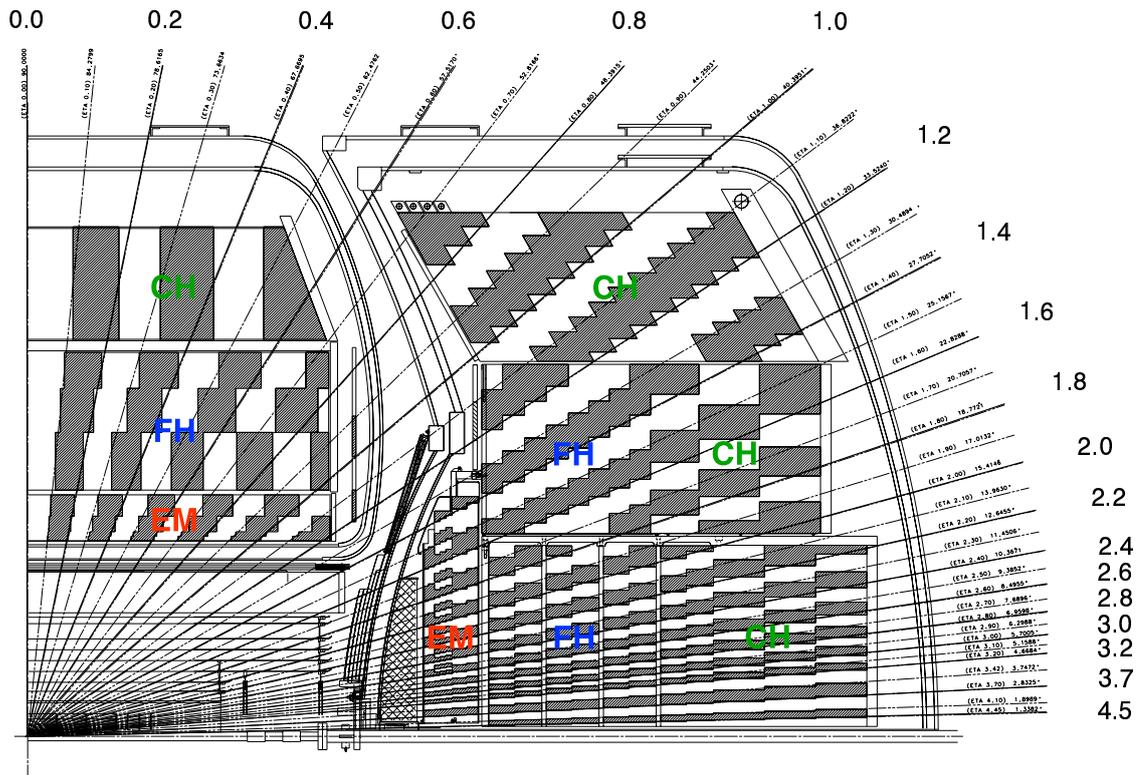


FIG. 2.9 – *Vue latérale du calorimètre et représentation de ses tours. Une graduation en pseudo-rapidité apparaît sur le schéma et une tour sur deux du calorimètre est grisée de manière à les mettre en valeur.*

Cellules et tours Le calorimètre est structuré en cellules dans les différentes couches. Les cellules de même direction (η, Φ) peuvent elles-mêmes être regroupées en tours pseudo-projectives (en marches d'escalier). Ce sont ces tours qui sont utilisées pour la reconstruction des jets. La figure 2.9 illustre la structure en tours du calorimètre. La structure en cellules du détecteur, apporte une granularité fine de 0.1×0.1 en η et Φ . La taille des cellules de la couche EM3 ont une segmentation plus fine de 0.5×0.5 , pour permettre une détermination plus précise du centre de la gerbe EM. Le calorimètre correspond à environ 5000 tours et 55000 voies de lecture.

Le détail d'une cellule est présenté dans le schéma 2.10. Une plaque d'absorbeur et une électrode sont séparées par un espace de 2.3 mm rempli d'argon liquide. La plaque d'absorbeur est reliée à la terre et sert de cathode. L'anode, qui est portée à une tension positive de l'ordre de 2-2.5 kV, est constituée d'une âme en cuivre entourée d'un isolant recouvert par une couche résistive d'epoxy. Le temps moyen de dérive des électrons entre les deux électrodes est d'environ 450 ns. Pour les couches EM, les absorbeurs sont des plaques d'uranium appauvri d'une épaisseur de 3 ou 4 mm. Pour la couche FH, il y a 3 ou 4 couches de 6 mm d'un alliage U-Nobium (2%). Les couches CH contiennent des absorbeurs constitués de 46.5 mm de cuivre (CC)

et d'acier (EC). Le budget matière des différentes couches du calorimètre est donné dans le tableau 2.2 en longueurs de radiation (X_0) et en longueurs d'interaction nucléaire (λ_I). La longueur de radiation est la distance nécessaire à un électron de haute énergie pour que son énergie soit divisée par e dans un matériau donné. La longueur d'interaction correspond au libre parcours moyen d'une particule dans un milieu, avant qu'elle interagisse de manière inélastique.

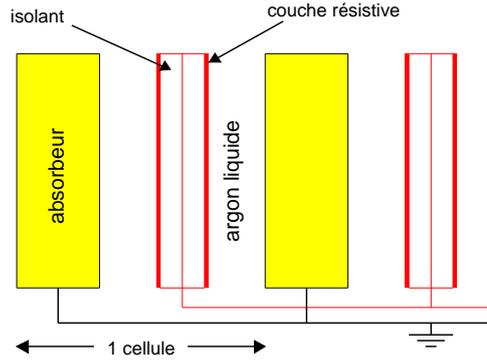


FIG. 2.10 – *Schéma d'une cellule du calorimètre.*

La région inter-cryostat La région inter-cryostat, $0.8 < |\eta| < 1.4$, présente un large espace non-instrumenté³. Afin de corriger l'énergie déposée et non-mesurée dans cette région, deux systèmes sont installés : les “massless gaps” et les détecteurs inter-cryostat. Les “massless gaps” sont des cellules du calorimètre sans absorbeur. Elles sont placées dans l'EC proche des parois du cryostat qui tient lieu d'absorbeur. Elles sont intégrées dans les tours reconstruites. Les détecteurs inter-cryostat (ICD) sont installés devant les bouchons, sur la paroi du cryostat, ils couvrent la région $1.1 < |\eta| < 1.4$. Chacun des ICD est constitué d'un ensemble de tuiles de scintillateurs. Les tuiles sont disposées dans la continuité des tours du calorimètre. Ce détecteur aide à reconstruction des gerbes électromagnétiques.

	EM	FH	CH
CC	2, 2, 7, 10 X_0	1.3, 1.0, 0.9 λ_I	3.2 λ_I
EC	0.3, 2.6, 7.9, 9.3 X_0	1.2, 1.2, 1.2 λ_I	3.6 λ_I

TAB. 2.2 – *Épaisseur des différentes couches du calorimètre.* Les épaisseurs sont données pour les 4 sous-couches EM et les 3 sous-couches FH.

Principe de détection Le calorimètre permet la mesure de l'énergie des objets électromagnétiques (électrons, photons) et hadroniques (pions, jets), ainsi que la

3. Cette espace n'est pas vide, il sert essentiellement à faire passer du câblage.

reconstruction de leur direction. Il permet également la mesure de l'équilibre en énergie transverse d'un événement. L'identification des électrons, des photons et des jets est réalisée grâce à la forme des gerbes. Les objets électromagnétiques interagissent avec l'uranium par deux processus : la production de paires ($\gamma \rightarrow e^+e^-$) et le bremsstrahlung ($e \rightarrow e\gamma$). Pour chaque interaction successive le nombre de particules secondaires augmente alors que leur énergie moyenne diminue. La mesure de cet ensemble de particules secondaires donne une information sur l'énergie de l'objet électromagnétique primaire. Le développement de la gerbe est fonction de l'énergie de la particule primaire et du matériau. Pour les hadrons, les interactions ont lieu avec les noyaux d'uranium à travers la force d'interaction forte. Ces interactions produisent des particules secondaires, dont environ un tiers de pions neutres. Ces pions produisent des photons qui interagissent électromagnétiquement, alors que les autres particules interagissent à nouveau avec les noyaux de l'absorbeur. Les gerbes de ce type de particule tendent à se développer sur une plus grande distance et à être plus larges. Les particules chargées ionisent l'argon liquide en créant une paire électron-ion. Du fait du champ électrique appliqué entre la cathode et l'anode, les électrons sont collectés. Les charges se déposent sur la surface résistive des anodes et induisent une charge équivalente sur l'électrode de lecture par couplage capacitif. Le calorimètre de DØ est compensé. Dans un calorimètre compensé, la proportion entre l'énergie de la particule et l'énergie mesurée est la même pour une particule électromagnétique (électrons) et une particule hadronique (pions). La compensation est importante surtout pour mesurer l'énergie des jets dont la gerbe est composée d'une partie électromagnétique et d'une partie hadronique.

Résolution en énergie La résolution en énergie pour des électrons énergétiques provenant d'événement $Z \rightarrow e^+e^-$ varie entre $(3.73 \pm 0.28)\%$ pour le calorimètre central et $(2.03 \pm 0.59)\%$ pour le calorimètre avant [22]. La résolution du calorimètre peut s'exprimer en fonction de l'énergie incidente en GeV suivant l'équation :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{C^2 + \frac{S^2}{E} + \frac{N^2}{E^2}} \quad (2.3)$$

N représente le terme de bruit, le terme S traduit les fluctuations de l'échantillonnage et le terme C est un terme constant. Pour les particules électromagnétiques dans le calorimètre central les valeurs obtenues [23] sont : $C = 0.007 \pm 0.001$, $S = 0.204 \pm 0.004 \text{ GeV}^{1/2}$, $N = 0.16 \pm 0.07 \text{ GeV}$. La résolution en impulsion transverse obtenue pour les jets sera détaillée dans le chapitre 3, en même temps que l'exposé des algorithmes utilisés pour leur reconstruction.

Lecture du signal et traitement du bruit Le signal récolté par les électrodes des cellules est transmis par câble coaxial hors du cryostat. A ce moment, les signaux qui arrivent groupés pour une même couche du calorimètre sont réorganisés par

tours, puis par 4 tours pour le niveau L1 du trigger. Le signal est ensuite envoyé vers les pré-amplificateurs qui transforment la charge issue des cellules en tension, proportionnelle à la charge. Après cela le signal est divisé et mis en forme de deux manières différentes. Une partie est envoyée vers le niveau L1 du trigger et l'autre est gardée dans une mémoire analogique pour la suite du traitement. Dans le cas du déclenchement du trigger, le signal est conduit au système de soustraction de la ligne de base (BaseLine subtraction System, BLS) situé sous le détecteur. A cause du faible temps entre deux croisements de faisceau (396 ns) et de la largeur du signal en temps⁴, il y a une superposition du signal des événements successifs à la sortie des préamplificateurs. Pour supprimer l'empilement des signaux, la soustraction de la ligne de base est réalisée, c'est-à-dire que le signal mémorisé pour l'événement précédent est soustrait. Finalement, dans le cas d'une réponse positive du trigger au niveau L2, le signal est numérisé.

Le signal dans les canaux électroniques n'est jamais à zéro, même sans signal physique. Sa valeur minimum est appelée piédestal, elle doit être soustraite au signal canal par canal. Les piédestaux sont déterminés expérimentalement dans des runs de calibration. Des événements sont déclenchés aléatoirement et tous les canaux sont lus. Pour chaque canal, la valeur moyenne et son écart-type sont calculés. La valeur moyenne est utilisée pour la soustraction du piédestal. Après soustraction, les cellules peuvent ainsi avoir des valeurs mesurées négatives, ce qui donne des énergies négatives après reconstruction⁵. Cette soustraction est également réalisée par le BLS. L'écart-type est utilisé pour la suppression des cellules dont le signal est situé à moins de 1.5σ en valeur absolue de la distribution du bruit (zero suppression mode). Lors de la reconstruction, seules les cellules au-delà du seuil de 2.5σ sont utilisées.

Deux types de calibration sont effectués. Tout d'abord l'électronique est régulièrement calibrée [24] pour uniformiser la réponse des canaux de l'électronique. Ceci est réalisé à l'aide d'un générateur d'impulsion. La deuxième calibration est réalisée après la prise de données en utilisant celles-ci. Elle a pour but d'établir une échelle absolue en énergie et de corriger notamment les effets des matériaux non-instrumentés. La correction de l'énergie des jets reconstruits est détaillée dans le chapitre 3.

2.2.4 Le détecteur de muons

Les muons sont les seules particules à traverser entièrement le calorimètre sans y perdre toute leur énergie. Le meilleur moyen pour les identifier est donc de placer un détecteur qui englobe le calorimètre. Le système de détection des muons a une forme cubique (cf figure 2.11) et est composé de 2 parties principales. La première partie est le détecteur central de muons (Wide Angle MUon Spectrometer, WAMUS) [25]

4. Le pic du signal est atteint après 320 ns et le retour à 0 se fait après $1.2 \mu\text{s}$ environ.

5. Une énergie négative ne représente pas un signal réel.

qui a une couverture angulaire $|\eta| < 1$, la deuxième est le détecteur avant (Forward Angle MUon Spectrometer, FAMUS) [26] avec une couverture $1 \leq |\eta| \leq 2$. Une dernière partie importante est l'aimant toroïdal produisant un champ de 2 Tesla, grâce auquel l'impulsion des muons peut être mesurée. Leur impulsion peut aussi être mesurée plus précisément en utilisant le détecteur de traces. Les détecteurs à muons sont composés de trois couches appelées A, B et C. L'aimant toroïdal est placé entre les couches A et B.

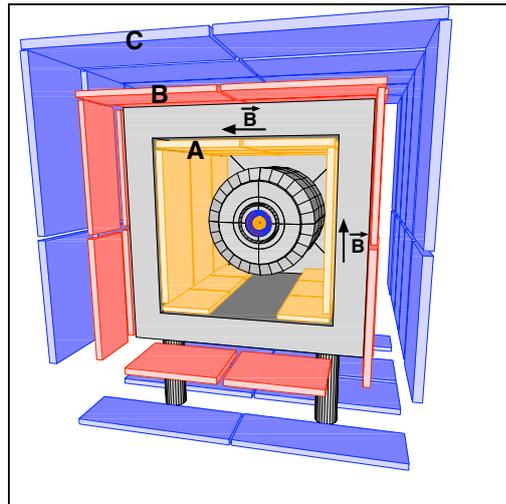


FIG. 2.11 – *Illustration des couches du détecteur à muons et du toroïde entourant le calorimètre.*

Le détecteur central de muons Les différentes couches du détecteur central sont constituées de plusieurs plans de tubes à dérive (Proportionnal Drift Tube, PDT). Ces tubes, de section rectangulaire 5.7×10 cm, sont en aluminium et sont orientés parallèlement au champ magnétique qui est orthogonal à la direction du faisceau. Ils ont une résolution de 1 mm. Deux catégories de scintillateurs viennent s'ajouter aux chambres à fils, essentiellement pour le déclenchement et la réjection des muons cosmiques :

- les *A- ϕ counters*, placés devant la couche A. Ils sont segmentés en plaques de longueur 85 cm dans la direction z et de largeur équivalant à 4.5° en Φ .
- les *Cosmics Caps*, situés après les couches B et C.

Le détecteur avant de muons Pour le détecteur avant, ce sont des mini-tubes à dérive qui sont utilisés (Mini Drift Tube, MDT) accompagnés de scintillateurs à pixels (cf figure 2.12). Les mini-tubes ont une section de 1×1 cm et sont arrangés en octants parallèlement aux axes x et y . Chaque octant est constitué de 300 à 400 tubes. En plus des tubes, chacune des couches est couverte de compteurs en scintillateurs disposés en réseaux de pixels. Les tuiles de scintillateurs ont une taille

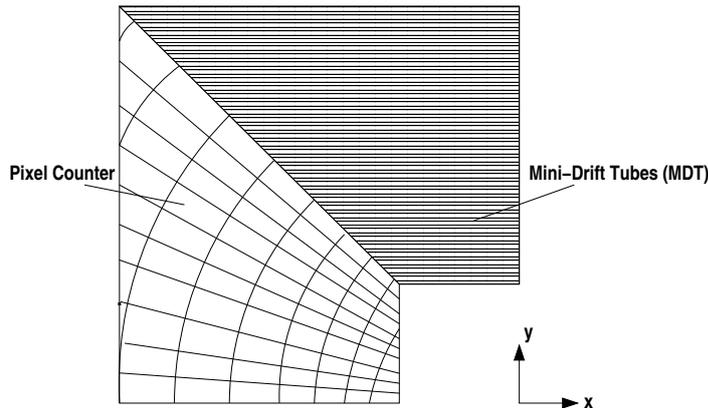


FIG. 2.12 – *Schéma d'un quart de détecteur avant de muons.* Dans une moitié du schéma les MDT sont représentés, dans l'autre ce sont les tuiles de scintillateurs.

de 0.12 en Φ et en η , sauf pour les rangées proches du faisceau où leur segmentation est de 0.07 en η .

2.2.5 Le système de déclenchement

Le système de déclenchement (trigger) a une double utilité. L'intervalle de temps entre deux croisements de faisceaux est de 396 ns, soit un taux d'interaction de 2.5 MHz. La reconstruction de tous les événements prend trop de temps et n'est pas possible. Une partie des événements doit être sélectionnée. Sa deuxième utilité intrinsèque à son fonctionnement est la sélection d'événements physiques classés par catégories. Les triggers qui sélectionnent des événements contenant des jets sont utilisés pour l'analyse et seront détaillés dans le chapitre 4.

Ce système fonctionne sur 3 niveaux :

- le niveau 1 (L1) est entièrement électronique. Il dispose de $4.2 \mu s$ pour prendre la décision de garder un événement. Il se base sur les informations du CFT, du calorimètre et du détecteur de muons. A partir de ses informations il détecte des motifs d'impacts ou de dépôts d'énergie qui puissent révéler le passage de particules à travers le détecteur. Pour fonctionner sans temps mort, chaque sous-détecteur dispose d'une mémoire tampon. Le taux de sortie maximum est de 10 kHz.
- le niveau 2 de déclenchement (L2) est constitué principalement de pré-processeurs. Le système passe au niveau 2 si les conditions fixées au niveau L1 sont satisfaites. Pour ce niveau, l'ensemble du détecteur est lu. Il permet de corrélérer les informations des différents détecteurs. Il dispose de $100 \mu s$ pour retourner une décision son taux de sortie est de 1 kHz.
- le niveau 3 (L3) est constitué d'une ferme de PC qui permet une reconstruction préliminaire de la totalité de l'événement. Des versions simplifiées des

algorithmes de reconstruction sont utilisées. La reconstruction doit être faite en moins de 100 *ms* et le taux de sortie est de 50 Hz. Tous les événements qui passent ce dernier niveau sont enregistrés sur bandes magnétiques afin d'être reconstruits entièrement, puis analysés.

Chapitre 3

Les jets dans l'expérience DØ

Les jets sont la signature expérimentale des partons dont la production est prédite par les calculs de la chromo-dynamique quantique (QCD) perturbative. Du fait du confinement dû à l'interaction de couleur, les partons émis lors d'une diffusion dure tendent à se recombinaison sous forme de hadrons de couleur neutre à travers la radiation de quarks légers et de gluons mous. Ces hadrons emportent une partie de l'impulsion du parton et forment un faisceau peu diffus de particules, appelé jet. Ceci constitue le processus d'hadronisation ou de fragmentation, qui lui ne peut être prédit entièrement par les calculs théoriques, mais peut être modélisé par des programmes Monte-Carlo (cf. chapitre 1). Ces hadrons, essentiellement des pions et des kaons, interagissent dans le détecteur et déposent de l'énergie dans les tours du calorimètre, énergie qui est mesurée expérimentalement ainsi que leurs traces.

3.1 Reconstruction des jets

Afin de reconstruire un jet et ses grandeurs associées (énergie et direction) à partir de l'énergie détectée dans le calorimètre, un algorithme itératif est utilisé. Il permet de regrouper les tours du calorimètre correspondant à un même jet. Il existe plusieurs types d'algorithme de reconstruction des jets, essentiellement deux familles, celle du cône et celle du K_T . Un aspect important de ces algorithmes est qu'ils doivent pouvoir être appliqués aussi bien au niveau des programmes Monte-Carlo utilisés pour les prédictions théoriques, qu'au niveau du détecteur pour les mesures expérimentales de manière à être capable de comparer les deux. Les programmes Monte-Carlo peuvent donner des prédictions à trois niveaux différents : au niveau générateur (partons), au niveau particules et au niveau des objets reconstruits en utilisant une simulation du détecteur. Dans DØ les prédictions sont faites au niveau de la formation des particules et il faudra donc les regrouper dans des jets, alors que expérimentalement il s'agit de tours du calorimètre qu'il faudra traiter. D'autres

caractéristiques importantes d'un algorithme performant sont énumérées ici :

- *être indépendant de l'ordre* auquel il s'applique : comme déjà dit ci-dessus l'algorithme doit donner des résultats similaires aux différents niveaux de définition d'un jet : ceux des partons, des particules et du détecteur.
- *être indépendant du détecteur* : il ne doit pas dépendre du nombre, de la taille ou du type des cellules. Cela doit permettre une comparaison directe des mesures avec la théorie et entre expériences. Cette caractéristique est rarement pleinement satisfaite.
- *insensibilité aux singularités infrarouge (IR)* : Les solutions trouvées par l'algorithme doivent être insensible à l'émission d'un gluon soft, c'est-à-dire de faible p_T , dans l'événement. Ce n'est pas le cas par exemple des algorithmes utilisant des “seeds” (la traduction littérale est “graine”), points de départ pour l'algorithme. Les seeds sont souvent un dépôt énergétique important et localisé dans le détecteur. On peut voir dans la figure 3.1 que la radiation d'un gluon entre deux seeds peut faire tendre l'algorithme à reconstruire un seul jet au lieu de deux.
- *insensibilité aux singularités colinéaires* : l'algorithme doit être insensible à des radiations colinéaires dans l'événement. L'utilisation de seuils en énergie pour les seeds introduit cette dépendance, car l'énergie de la seed serait répartie entre deux seeds proches et colinéaires d'énergies insuffisantes pour permettre le départ de la reconstruction. La dépendance disparaît pour les jets de suffisamment grande E_T . De même une sensibilité de l'algorithme à l'ordonnement des particules selon leur E_T conduit à une sensibilité aux radiations colinéaires. Dans le cas d'un ordonnancement la seed utilisée ne serait plus la même, mais une autre avec une E_T moins grande et surtout une autre direction.
- *invariance selon une transformation de Lorentz* : Les solutions doivent être indépendantes sous un boost dans la direction des particules incidentes. Ceci est particulièrement important dans les collisions hadron-hadron car le centre de masse parton-parton n'est pas le même que celui des hadrons et se retrouve soumis à un boost.
- *stabilité des limites* : il est préférable que les variables cinématiques utilisées aient des limites indépendantes de l'état final (nombre de particules et leurs angles relatifs). Par exemple l'énergie transverse scalaire (c.f. formule (3.1)) a une limite qui est sensible à la masse du jet. Pour des particules colinéaires et des jets sans masse, la limite est $E_T^{max} = \sqrt{s}/2$, sinon elle est plus grande.
- *être d'implémentation facile* au niveau informatique.
- *être stable avec la luminosité* : les solutions ne doivent pas dépendre des diffusions multiples à haute luminosité, donc du “bruit physique” dans l'événement, mais aussi du bruit électronique.

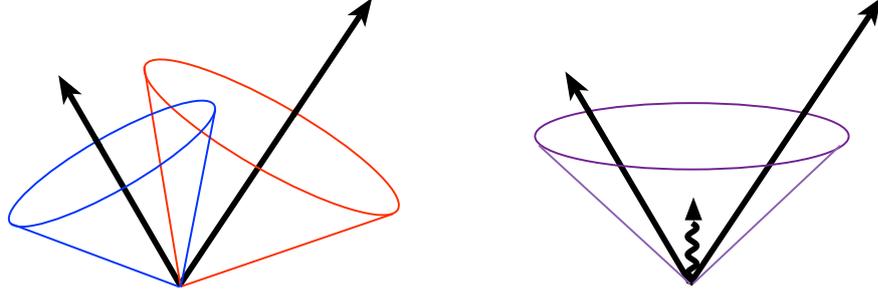


FIG. 3.1 – *Illustration d’une sensibilité infrarouge dans la reconstruction de jet.* Dans cet exemple la reconstruction se fait à partir de deux seeds, représentées par des flèches de longueur proportionnelle à l’énergie. Dans le dessin de droite l’effet de la radiation d’un gluon soft est montré, un seul jet sera reconstruit au lieu de deux.

Historiquement les algorithmes de cône sont ceux utilisés dans les expériences des collisionneurs hadroniques. Ils consistent à associer l’ensemble de l’énergie correspondant à un jet dans un cône de rayon R_{cone} fixé dans l’espace (ϕ, η) ¹, η étant la pseudo-rapacité $\eta = -\ln \tan(\theta/2)$, et dont la direction est celle du jet. Ils présentent l’avantage d’être interprétables simplement de manière géométrique.

Snowmass scheme Les grandeurs caractérisant le jet sont recomposées à partir des éléments i le constituant selon un schéma de recombinaison. Le schéma originel est celui appelé *Snowmass scheme* [27]. Il calcule les centres scalaires des variables en prenant l’énergie transverse des constituants comme poids. L’énergie transverse du jet est la somme des énergies transverse des constituants. La direction et l’énergie sont calculées comme suit dans la formule (3.1). L’algorithme du cône est un processus itératif, il se stabilise lorsque la direction géométrique du cône coïncide avec le centroïde calculé selon le schéma cité.

$$E_T^{jet} = \sum_i E_{T_i}, \quad \eta^{jet} = \frac{\sum_i E_{T_i} \eta_i}{\sum_i E_{T_i}}, \quad \phi^{jet} = \frac{\sum_i E_{T_i} \phi_i}{\sum_i E_{T_i}} \quad (3.1)$$

La définition de η^{jet} et ϕ^{jet} du centroïde est conventionnelle, c’est une approximation des grandeurs du jet qui devient exacte dans la limite d’une petite masse du jet ($M^{jet} \ll E_T^{jet}$). Mais ces grandeurs ont l’avantage de se transformer facilement dans le cas d’un boost longitudinal dans la direction du faisceau (η^{jet} de manière additionnelle et ϕ^{jet} tout comme E_T^{jet} est invariant). De cette manière l’algorithme

1. La distance entre objets dans l’espace (ϕ, η) est : $\Delta R = \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2}$.

devient lui-même invariant par transformation de Lorentz. Un inconvénient est que tous les jets sont de masse nulle.

E-scheme Un autre schéma de recombinaison est utilisé au Run II au Tevatron appelé *E-scheme*. Au lieu de calculer des barycentres, les vecteurs énergie-impulsion à 4 dimensions sont additionnés. Les autres variables sont ensuite calculées à partir de ces 4 coordonnées. Dans ce schéma la rapidité (cf. formule (3.4)) est utilisée est non plus la pseudo-rapacité, ce qui est plus exact au niveau de la physique. Les vecteurs obtenus ont les propriétés de Lorentz désirées et donc les variables calculées à partir de ceux-ci aussi. Ce schéma est de plus utilisable pour les calculs NLO de sections efficaces en introduisant un paramètre de séparation des jets.

$$P^{jet} = (E^{jet}, p^{jet}) = \sum_i (E^i, p_x^i, p_y^i, p_z^i) \quad (3.2)$$

$$p_T^{jet} = \sqrt{(p_x^{jet})^2 + (p_y^{jet})^2} \quad (3.3)$$

$$y^{jet} = \frac{1}{2} \frac{E^{jet} + p_z^{jet}}{E^{jet} - p_z^{jet}}, \quad \phi^{jet} = \tan^{-1} \frac{p_y^{jet}}{p_x^{jet}} \quad (3.4)$$

3.1.1 L'algorithme du cône du Run II

Il faut préciser qu'en plus des critères déjà cités pour les algorithmes, un critère supplémentaire a été posé pour la création de l'algorithme du Run II. Il doit donner des résultats compatibles avec ceux de l'algorithme utilisé au Run I, de manière à pouvoir comparer les résultats.

La création des tours

Nous considérons en premier lieu la technique utilisée pour recomposer les grandeurs correspondant aux tours du calorimètre à partir de celles des cellules, car ce sont les tours qui seront utilisées par l'algorithme. Les cellules sont trop nombreuses pour le traitement informatique de l'algorithme. Chaque cellule est considérée comme un objet sans masse, assigné d'un vecteur énergie-impulsion $P^{cell} = (E^{cell}, p^{cell})$. E^{cell} est l'énergie mesurée dans la cellule et p^{cell} le vecteur de norme E^{cell} et qui a pour direction celle reliant le vertex où a eu lieu l'interaction et le centre de la cellule. Seules les cellules avec une énergie plus grande que $2.5 \sigma^{cell}$ sont utilisées, σ^{cell} étant la largeur du signal du bruit électronique mesuré dans les runs de calibration du calorimètre. De plus pour éviter les cellules bruyantes, les cellules isolées sont éliminées

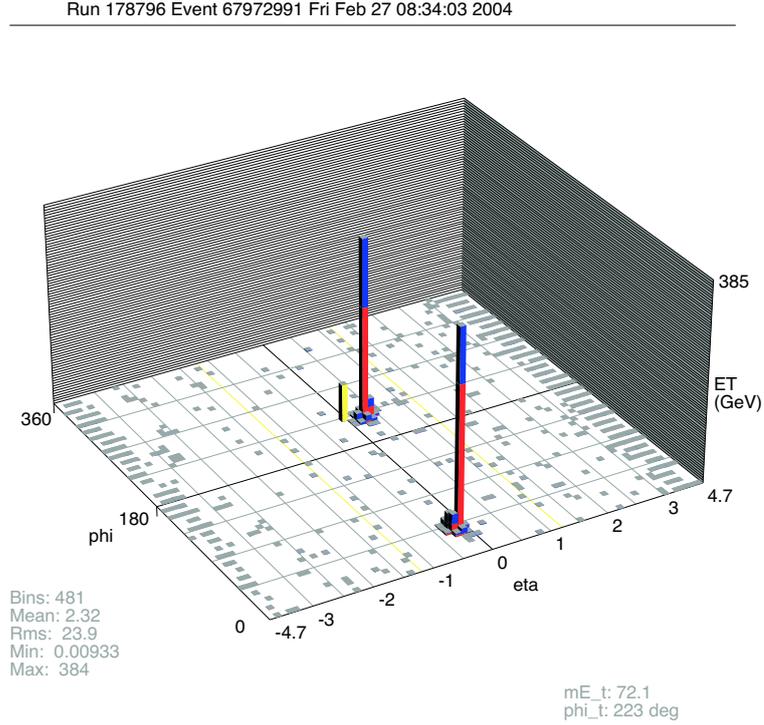


FIG. 3.2 – *Représentation de l'énergie déposée dans les tours du calorimètre dans le plan (Φ, η) pour un événement dijet de grande masse. La barre jaune donne l'énergie transverse manquante de l'événement.*

par l'algorithme NADA [29], ainsi que les cellules dont l'énergie mesurée est inférieure à $4\sigma^{cell}$ sans avoir de cellules voisines au-dessus de ce seuil².

Les tours sont recomposées géométriquement avec les cellules de même direction à partir du centre du détecteur. Il faut faire attention à ne pas confondre les tours “géométriques” du calorimètre constituées par l'ensemble des cellules de même direction et les tours “reconstruites” utilisée par l'algorithme qui utilisent le vertex reconstruit pour déterminer leur impulsion (à partir de laquelle sera calculée la direction) selon le *E-scheme* :

$$P^{tour} = (E^{tour}, p^{tour}) = \sum_{i, \text{ cellules dans la tour}} (E^i, p_x^i, p_y^i, p_z^i) \quad (3.5)$$

Les tours vont ainsi acquérir une masse, les cellules ayant des directions reconstruites différentes. Tout comme au Run I les tours de masse carrée négative sont éliminées car cela n'a pas de sens, cela concerne en général peu de tours. La figure 3.2 illustre l'énergie mesurée dans les tours reconstruites pour un événement dijet.

². Cette dernière coupure (algorithme T42 [30]) n'est pas appliquée dans les données utilisées dans l'analyse du chapitre 4

Algorithme du cône simple

Les algorithmes sans seeds, c'est-à-dire qui utilisent tous les objets disponibles comme point de départ (particules ou tours), sont insensibles aux singularités IR et colinéaires. Cela vient du fait qu'ils cherchent toutes les positions stables de jets possibles, sans prendre en compte la structure de l'énergie déposée dans le cône. L'algorithme devient ainsi relativement indépendant du détecteur. Mais pour des raisons de temps de calcul, le calorimètre de DØ étant composé d'environ 5000 tours, il est nécessaire d'introduire la notion de seeds dans l'algorithme. Il s'agit simplement de limiter le nombre de points de départ en formant des *preclusters* de tours (se traduit littéralement par "pré-amas"). Ceci rendra de plus l'algorithme moins dépendant de la segmentation du détecteur. Tout cela est réalisé par l'*algorithme du cône simple* selon les étapes suivantes :

1. Les tours sont classées par ordre décroissant selon leur p_T .
2. Ensuite on tourne sur la liste en commençant par le premier élément. Si la tour satisfait la condition $p_T > 500\text{MeV}$, elle est utilisée comme seed pour un nouveau precluster et elle est retirée de la liste. Dans le cas où la cellule de plus grand p_T de la tour se trouve dans la couche *Coarse Hadronic* (CH) du calorimètre ou dans le *End Cap Massless Gap* (ECMG), elle doit être retirée de la tour avant de vérifier la condition sur son impulsion transverse. La raison de cette précaution est que ce sont des zones bruyantes du calorimètre.
3. Une boucle commence ensuite sur les tours restantes, si la distance ΔR dans l'espace (Φ, η) entre le precluster et la tour est inférieur à 0.3 et que son p_T est plus grand que 1 MeV, la tour est ajoutée au precluster et éliminée de la liste. Une fois la boucle terminée, l'algorithme revient à l'étape 2.
4. Seuls les preclusters composés de plus d'une tour et avec $p_T > 1\text{GeV}$ sont gardés.

Dans le choix de seeds pour l'algorithme de reconstruction des jets, une coupure minimale est appliquée. Dans notre cas le p_T des preclusters doit être supérieur à 1 GeV, ceci afin d'éviter de prendre en compte trop de bruit et d'énergie non associée à la diffusion dure produisant les jets (*Underlying Event*) sans pour autant omettre de l'énergie. La coupure sur le p_T des preclusters n'a pas d'importance dans le cas de l'analyse de la section efficace, car on s'intéresse aux jets de grand p_T ($\gtrsim 70$ GeV).

Algorithme du cône amélioré (ILCA)

Le nom de cet algorithme est *Improved Legacy Cone Algorithm* en anglais. Il utilise les preclusters formés précédemment, et fonctionne en trois étapes : le *Clustering*, l'addition de *Midpoints* (points intermédiaires) et le *Merging/Splitting* (fusion/séparation). Les jets sont reconstruits avec une taille de cône R_{cone} égal à 0.5 ou 0.7, choix qui a été fait dans DØ. R_{cone} a été choisi empiriquement, 0.7 est une valeur

pour laquelle le jet a une taille raisonnable et le cône contient la plupart de l'énergie du jet (environ 98%, cf. section 3.2.3) sans introduire trop de bruit. C'est une taille de cône standard permettant la comparaison entre expériences et pour laquelle les prédictions NLO sont stables en fonction du choix des échelles de renormalisation et de factorisation. Cette taille de cône est utilisée pour l'analyse décrite dans cette thèse.

Clustering Dans cette étapes les preclusters seront regroupés en *proto-jets*, seuls les protos-jets d'énergie positive seront utilisés par la suite.

1. Les preclusters sont classés par ordre décroissant selon leur p_T .
2. Si la distance avec le proto-jet le plus proche dans le plan (Φ, y) est inférieure à $R_{cone}/2$ alors l'algorithme passe au precluster suivant, sinon il est considéré comme un candidat proto-jet.
3. Un processus itératif est alors commencé pour trouver une position stable à ce candidat. Un cône de rayon R_{cone} est tracé autour de la direction du proto-jet. Toutes les tours se trouvant dans ce cône sont combinées selon le *E-scheme* et la nouvelle direction du proto-jet est recalculée. La nouvelle direction est utilisée pour tracer un nouveau cône, puis elle est à nouveau calculée et ainsi de suite jusqu'à la fin du processus. Le processus s'arrête dans deux cas. Tout d'abord avant stabilisation si le p_T du proto-jet est inférieur à 4 GeV, le candidat est éliminé. Sinon le processus s'arrête quand le proto-jet est stable c'est-à-dire que la différence entre sa direction géométrique et celle du centroïde est inférieure à 0.001, ou encore si le nombre d'itérations atteint la limite fixée à 50.
4. Le candidat est ajouté à la liste des proto-jets s'il n'y figure pas déjà. Deux proto-jets sont considérés comme identiques si leur différence de p_T est inférieure à 1 % et si la distance entre les deux axes (ΔR) est inférieure à 0.005.

Addition de midpoints Afin de rendre l'algorithme insensible aux radiations soft, des *midpoints* sont pris comme seed supplémentaires. Ces midpoints sont les barycentres en η et Φ associés à chaque paire de proto-jets. Seuls les paires dont les proto-jets sont séparés de R_{cone} à deux fois cette distance sont prises en compte. Le clustering est refait pour les midpoints, cette fois-ci sans critère de séparation avec le plus proche proto-jet, ni étape de suppression des proto-jets dupliqués.

Merging et splitting Les proto-jets trouvés après le clustering des preclusters et l'utilisation des midpoints ont souvent des parties communes. Afin de ne pas compter des tours en double et de conserver l'énergie mesurée dans l'évènement, un nouvel algorithme est appliqué.

1. Les proto-jets sont classés par ordre décroissant selon leur p_T .

2. Si le proto-jet ne partage pas de tours avec un de ses voisins alors il est considéré comme un jet final.
3. Sinon la somme des p_T des tours partagées avec le voisin de plus grand p_T est calculée.
 - Si le rapport sur le p_T du proto-jet est plus grand que 50%, les deux proto-jets sont fusionnés (*merging*). Les nouvelles grandeurs du jet sont calculées à partir des tours des deux proto-jets.
 - Si le rapport est inférieur à 50% les proto-jets sont séparés (*splitting*). Chaque tour partagée est attribuée au proto-jet le plus proche dans l'espace (Φ, y) .
4. la liste des proto-jets est réordonnée et le processus est réitéré jusqu'à la fin de la liste.
5. Finalement seuls les jets finaux avec $p_T > 8\text{GeV}$ sont conservés et leurs informations stockées.

Les résultats obtenus avec l'algorithme ILCA sont très proches de ceux obtenus avec un algorithme "sans seed" grâce à l'addition des midpoints, qui n'affecte pas l'effet du merging/splitting [28].

Paramètre R_{sep}

Pour simuler le rôle des seeds et du merging dans les calculs NLO au niveau des partons, un paramètre supplémentaire doit être introduit dans l'algorithme: R_{sep} . Il détermine la distance entre les jets en dessous de laquelle les jets doivent être fusionnés. Ce paramètre phénoménologique a été fixé à 1.3 après des études expérimentales de la forme de jets (en énergie transverse). L'énergie dans la partie commune à deux jets a été paramétrée en fonction de la distance entre leurs axes [32]. R_{sep} est la distance moyenne pour laquelle 50% de l'énergie du jet de plus haut p_T est commune aux deux jets. Il s'agit d'une moyenne car cette distance dépend de l'énergie transverse des jets. Le choix de R_{sep} influence le calcul des sections efficaces. La variation de la section efficace en faisant varier R_{sep} de 1.3 à 2.0 (valeur standard pour l'accord Snowmass) est de 4% à bas p_T et 1.5% à grand p_T [32].

Ce paramètre introduit une incertitude de 2-5% dans les sections efficaces calculées.

3.1.2 L'algorithme du K_T

Les algorithmes du K_T sont une seconde classe d'algorithmes inspirés des modèles de QCD. Dans le développement d'une gerbe les partons sont principalement émis le long de la direction du parton original, ou bien ils sont soft. Ces algorithmes opèrent en regroupant successivement des paires de "particules" proches ordonnées

en p_T . Ils utilisent un paramètre qui contrôle la fin du processus de regroupement et caractérise la taille du jet final. Chaque particule d'un événement ne peut être assignée qu'à un seul jet, il n'y a donc pas de procédure de merging/splitting. Du fait même de leur fonctionnement, ces algorithmes sont insensibles aux singularités IR et colinéaires à tous les ordres. Ils s'appliquent facilement aussi bien pour les programmes Monte-Carlo que pour un détecteur. Cependant pour économiser du temps de calcul une étape de preclustering est nécessaire. Ce type d'algorithme a été moins utilisé dans les collisions hadron-hadron à cause de difficultés liées à la soustraction de l'énergie provenant des fragments spectateurs et des interactions multiples. Un algorithme du K_T existe à DØ³ mais est encore peu utilisé. Il est dépendant du bruit dans le détecteur et donc de la luminosité instantanée.

3. Un algorithme de ce type déjà été utilisé au Run I.

3.2 Correction de l'énergie des jets (JES)

L'énergie reconstruite d'un jet après l'utilisation de l'algorithme diffère de celle qui pourrait être trouvée au niveau du jet de particules. Les biais provenant du détecteur sont multiples et doivent être corrigés avant de pouvoir comparer les données à la théorie, c'est l'objet d'une correction appelée *Jet Energy Scale* (JES). L'énergie des jets est calibrée en utilisant directement des événements physiques. Cette partie a été écrite pour la version v05.03.00 du package `jetcorr`. Les corrections appliquées dépendent bien sûr du rayon R_{cone} utilisé pour la reconstruction du jet. Elles ont été faites avec la même procédure pour R_{cone} égal à 0.5 et 0.7. Les jets utilisés dans l'analyse de la section efficace ont été reconstruits avec un rayon de 0.7.

L'énergie du jet au niveau des particules est donnée par la relation suivante :

$$E_{part} = \frac{E_{det} - O(\eta, L)}{R_{jet}(\eta, E, \Phi) S(\eta, E)} \quad (3.6)$$

où :

- les corrections peuvent dépendre de la direction du jet (η, Φ) , son énergie (E) et du nombre d'interactions dures dans l'événement (N_{vtx}) , et sont obtenues de manière moyennée.
- $O(\eta, N_{vtx})$ est l'*offset* sur l'énergie, c'est-à-dire le terme de fond continu, toute l'énergie qui n'est pas associée à la diffusion dure.
- $R_{jet}(\eta, E, \Phi)$ est la réponse du détecteur, le terme de proportionnalité entre l'énergie du jet et celle mesurée dans le détecteur.
- $S(\eta, E)$ pour *showering* est la fraction de la gerbe du jet qui n'est pas contenue dans le cône.

3.2.1 L'offset

L'offset inclut l'“underlying event” (dépôts d'énergie dus aux partons spectateurs), le bruit dû à l'uranium et à l'électronique du calorimètre, l'énergie provenant d'interactions précédentes (*pile-up*⁴) et les interactions multiples. L'offset est une correction moyenne qui est mesurée en utilisant des événements *minimum-bias*. Ce sont des événements pour lesquels de la luminosité a été mesurée dans les compteurs des deux côtés du calorimètre. Ils ne correspondent pas à des événements physiques particuliers. L'offset équivaut à la densité d'énergie transverse mesurée dans les tours du calorimètre. Il dépend essentiellement de deux facteurs : le nombre d'interactions dures, qui est paramétré par le nombre de vertex primaires (cela équivaut au nombre

4. Le traitement du signal peut prendre plus de temps que l'intervalle de temps entre deux mesures ; le nouveau signal peut être altéré par les queues de distribution des signaux précédents, c'est ce qui est appelé *pile-up*.

de diffusions dures) présents dans l'événement et la position en η des tours du calorimètre. Mais il dépend aussi, plus faiblement, de la luminosité (à cause de la contribution des interactions multiples⁵) et de la position en Φ des tours. Ces deux derniers points sont compris dans l'erreur systématique. Dans la figure (3.3), la dépendance de la densité de E_T en fonction du nombre de vertex et de η est représentée, ainsi que le l'ajustement utilisé pour la correction. La présence d'une bosse dans la distribution est due aux fluctuations des mesures des cellules des couches de l'ICD qui ont un poids plus important⁶. De petites fluctuations dans l'électronique de mesure dans ces couches deviennent importantes en terme d'énergie après multiplication par ce facteur. La différence de densité d'énergie transverse pour chaque nombre de vertex montre bien la dépendance de l'offset avec la luminosité instantanée.

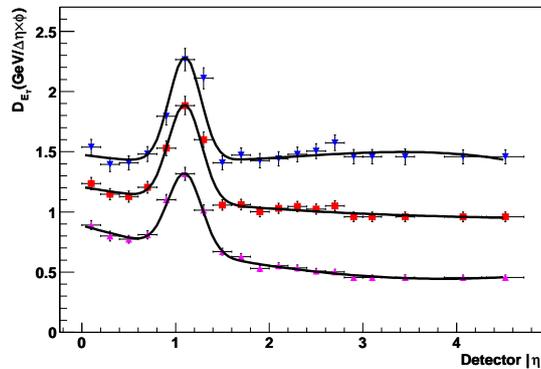


FIG. 3.3 – *Densité de E_T en fonction de la position η dans le calorimètre :* Les points correspondent à un , deux ou trois vertex dans l'événement (de la courbe la plus basse vers la plus haute). Les barres d'erreur prennent en compte les erreurs statistiques et les incertitudes venant des dépendance selon Φ et la luminosité.

3.2.2 La réponse du calorimètre

Bien que les dépôts d'énergie dans le détecteur aient été calibrés sous faisceau-test d'électrons et de pions, la réponse du calorimètre est inférieure à l'unité pour plusieurs raisons. Le calorimètre est dit compensé, mais le rapport entre réponse électromagnétique et hadronique n'est pas constant, il varie selon l'énergie des particules. D'autre part, les particules peuvent déposer de l'énergie dans des parties non-instrumentées du détecteur (le matériau mort), comme le solénoïde ou le cryostat. Et finalement la réponse peut être différente pour chaque cellule, elle dépend

5. L'effet de la luminosité est donc relié au nombre de vertex primaires

6. Les cellules de l'ICD mesurent moins d'énergie que les autres cellules du calorimètre, pour compenser cela un poids plus important leur est attribué.

de la direction du fait la différence de construction des cellules en fonction de leur position dans le détecteur.

L'idée générale pour la détermination de la réponse est d'utiliser l'équilibre en impulsion transverse des événements γ +jet, parce que l'énergie de particules électromagnétiques est connue. Mais l'équilibre peut être dégradé par l'énergie transverse manquante de l'événement. Pour tenir compte de cela la *méthode de la fraction projetée de masse transverse manquante* (MPF) est utilisée, et la réponse du calorimètre est évaluée en fonction de l'énergie du jet. Elle utilise des événements γ +jet, et se base sur la correction en énergie du photon et la mesure de l'énergie transverse manquante (MET ou \cancel{E}_T) pour établir la réponse du détecteur. La correction en énergie des photons (*EM scale*) est obtenue indépendamment de celle des jets, en utilisant les pics de masse de certaines particules, par exemple $Z \rightarrow e^+e^-$. L'inconvénient de cette méthode est que les événements γ +jet sont de relativement bas p_T et la réponse doit donc être extrapolée pour les plus grands p_T .

Méthode de la fraction projetée de \cancel{E}_T Dans un calorimètre idéal, le moment transverse du photon $\vec{p}_{T\gamma}$ et celui du jet \vec{p}_{Tjet} sont dans des événements γ +jet *back-to-back* (c'est-à-dire de même direction et de sens opposés) et équilibrés :

$$\vec{p}_{T\gamma} + \vec{p}_{Tjet} = 0 \quad (3.7)$$

Cependant les réponses électromagnétique R_{em} et hadronique R_{jet} du calorimètre ne sont pas égales à un, et l'événement n'est plus équilibré en p_T :

$$R_{em} \vec{p}_{T\gamma} + R_{jet} \vec{p}_{Tjet} = -\vec{\cancel{E}}_T \quad (3.8)$$

L'énergie réelle du photon est $\vec{p}_{T\gamma}$ et l'énergie mesurée dans le calorimètre est $R_{em} \vec{p}_{T\gamma}$. De manière similaire $R_{jet} \vec{p}_{Tjet}$ est l'énergie mesurée du jet.

L'énergie transverse manquante est mesurée dans le détecteur à partir des tours d'énergie positive utilisée dans l'algorithme du cône du Run II (cf. 3.1.1) :

$$\vec{\cancel{E}}_T = - \sum_{tours} p_{Ttour} \vec{t} \quad (3.9)$$

L'énergie transverse manquante corrigée de la réponse électromagnétique peut être définie de la manière suivante :

$$\vec{\cancel{E}}_T^{corr} = \vec{\cancel{E}}_T - (1 - R_{em}) \vec{p}_{T\gamma} \quad (3.10)$$

On va maintenant exprimer la réponse hadronique en fonction de la \cancel{E}_T corrigée et de l'impulsion transverse du photon. Tout d'abord en utilisant l'éq. (3.7), l'impulsion du jet peut être éliminée dans l'éq. (3.8) :

$$R_{em} \vec{p}_{T\gamma} - R_{jet} \vec{p}_{T\gamma} = -\vec{\cancel{E}}_T \quad (3.11)$$

En projetant l'équation dans la direction de l'impulsion transverse du photon $\vec{n}_{T\gamma} = \vec{p}_{T\gamma}/p_{T\gamma}$ on obtient :

$$R_{jet} = R_{em} + \frac{\vec{E}_T \cdot \vec{n}_{T\gamma}}{p_{T\gamma}} \quad (3.12)$$

Ce qui peut être réécrit en utilisant la \vec{E}_T corrigée :

$$R_{jet} = 1 + \frac{\vec{E}_T^{corr} \cdot \vec{n}_{T\gamma}}{p_{T\gamma}} \quad (3.13)$$

La réponse hadronique est ainsi exprimée sans faire intervenir de grandeur liée au jet, en utilisant la \vec{E}_T et le p_T du photon déjà corrigés de la réponse électromagnétique du calorimètre. Des biais existent bien sûr dans cette méthode. Comme l'on veut exprimer la réponse en fonction de l'énergie du jet, le plus important vient de la résolution sur l'énergie des jets, qui est bien moins bonne que celle des photons. Un autre biais est la résolution sur la \vec{E}_T . En vue de limiter l'influence de la résolution sur l'énergie du jet, la réponse est mesurée en fonction de la variable E' définie comme suit :

$$E' = E_{T\gamma} \text{ch}(\eta_{jet}) \quad (3.14)$$

La variable E' est fortement corrélée à l'énergie du jet au niveau particules E_{Tjet}^{part} , et utilise $p_{T\gamma}$ et η_{jet} qui est mieux mesuré que l'énergie du jet (la reconstruction de direction est plus précise que celle de l'énergie). La correspondance entre l'énergie mesurée dans le détecteur E_{det} et E' est mesurée expérimentalement, en même temps que la réponse.

Mesure de la réponse Les événements sont sélectionnés avec des *triggers* électromagnétiques. Ils doivent contenir un seul photon et au moins un jet. Seul le leading jet (jet principal ou jet de plus grand p_T) est utilisé et il doit avoir une direction opposée à celle du photon, la coupure appliquée pour ce critère étant $\Delta\Phi > 3.1$. La sélection des événements pourrait être plus stricte et demander un seul jet en dehors du photon ce qui diminue le lot de données utilisé. Cette coupure plus stricte est utilisée pour l'étude des effets systématiques. A basse énergie la méthode de détermination de la réponse n'est plus valable à cause de la coupure à 8 GeV sur le p_T des jets intrinsèque à l'algorithme du cône (cf. 3.1.1). Pour ne pas biaiser la mesure de la réponse, les valeurs trop basses de E' ($E' < 20\text{GeV}$ pour le CC) n'ont pas été prises en compte. La réponse est mesurée pour les trois parties du calorimètre. Dans le calorimètre central (CC) le leading jet doit être tel que $|\eta_D| < 0.5$, dans le calorimètre bouchon sud (ECS) : $1.8 < \eta_D < 2.5$ et dans le calorimètre bouchon nord (ECN) : $-2.5 < \eta_D < -1.8$. Les résultats présentés dans cette partie sont ceux valables pour des jet reconstruits avec un cône de rayon $R_{cone} = 0.7$.

Dans la figure 3.4 la variation de la réponse R_{jet} est représentée en fonction de E' . Les points ne couvrent pas les même domaine en E' du fait de la différence de la

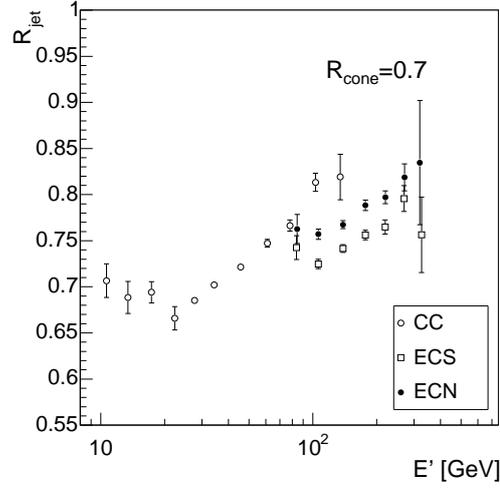


FIG. 3.4 – *Réponse du détecteur pour les jets en fonction de la variable E' . Les points correspondent à trois parties du détecteurs : CC, ECS et ECN.*

zone couverte en η_D . On peut noter d'autre part la différence de réponse entre les trois parties du calorimètre. On peut s'attendre à une différence de la réponse entre la partie centrale et les deux parties avant (géométrie différente), mais la différence de réponse des deux bouchons n'est pas évidente. Il faut noter que au Run I leur réponse était identique, la raison de la différence n'est pour l'instant pas clairement identifiée. Pour tenir compte de la différence de réponse entre ces trois parties du détecteur deux facteurs ont été rajoutés, les facteurs de cryostat F_{cryo}^{ECS} et F_{cryo}^{ECN} qui représentent la déviation de la réponse par rapport à la partie centrale dans les deux bouchons. Ces facteurs sont considérés comme des constantes.

Après avoir réalisé un ajustement de tous les points, les facteurs de cryostat sont obtenus. Le résultat est représenté dans la figure 3.5, cette fois la réponse est donnée en fonction de l'énergie du jet mesurée dans le détecteur. La valeur moyenne de E_{det} est mesurée pour les intervalles de E' utilisés, c'est ainsi que la correspondance entre les deux variables est obtenue. Le rapport entre les valeurs expérimentales et l'ajustement des points est donné à titre indicatif. On peut remarquer que l'erreur est la plus petite pour une énergie d'environ 50 GeV, est qu'elle augmente pour les plus grandes énergies à cause de la statistique.

Hormis l'erreur sur l'ajustement des données, d'autres facteurs amènent des erreurs systématiques. Les sources d'erreur prisent en compte proviennent de la sélection du photon et de l'événement :

- la coupure sur la différence d'angle $\Delta\Phi$ entre le photon et le jet,
- les coupures de sélection des photons,
- les coupures de sélection du vertex,
- la position du photon dans le détecteur (CC ou EC).

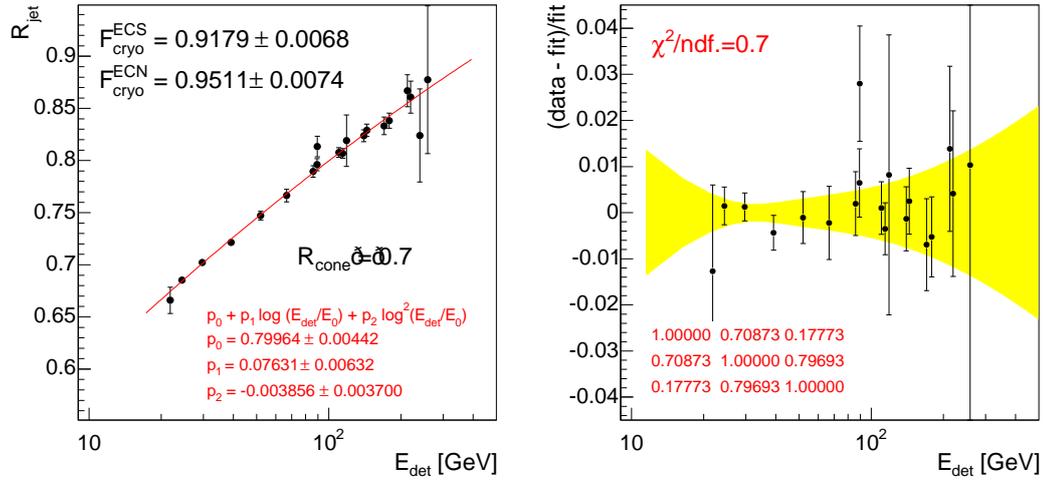


FIG. 3.5 – *Réponse du détecteur pour les jets en fonction de l'énergie du jet mesurée E_{det} . Les points sont donnés en tenant compte des facteurs de cryostat. Sur la figure de droite le rapport entre les points et l'ajustement est montré avec son erreur représentée par la bande jaune.*

Ces erreurs sont toutes considérées comme complètement corrélées en énergie [34]. Les effets systématiques les plus importants proviennent de la position du photon dans le détecteur (CC ou EC) et la coupure sur $\Delta\Phi$. L'erreur totale pour le calorimètre central est de l'ordre de 3% à 50 GeV et 5.5% à 500 GeV.

Il faut citer une autre dépendance qui a été démontrée, la dépendance de la réponse R_{jet} avec l'angle azimutal Φ du jet. La réponse en fonction de Φ présente une structure sinusoïdale dont les paramètres dépendent de l'énergie. Les jets ont une réponse plus importante dans la partie supérieure du calorimètre ($\Phi \sim \pi/2$) que dans la partie inférieure ($\Phi \sim 3\pi/2$). La dépendance est vue pour tous les intervalles de E' et dans les trois parties du détecteur, mais n'est pas comprise. Cet effet pourrait être expliqué par un décalage du calorimètre, mais il devrait être trop important pour expliquer la dépendance observée. La dépendance a été paramétrée et elle est prise en compte dans l'analyse.

On peut remarquer que la région inter-cryostat (ICR) n'a pas été explicitée ici, il n'y a pour l'instant pas d'identification des photons dans cette partie du détecteur. En fait une étude indépendante fixe à 3.8 [35] le facteur duquel les énergies mesurées sont plus petites dans l'ICR que dans les autres parties du détecteur. Une fois ce facteur pris en compte, les valeurs de R_{jet} mesurées dans le reste du détecteur sont utilisées pour cette partie. La section efficace n'est pas mesurée dans l'ICR, je ne détaille pas davantage la détermination de ce coefficient correcteur.

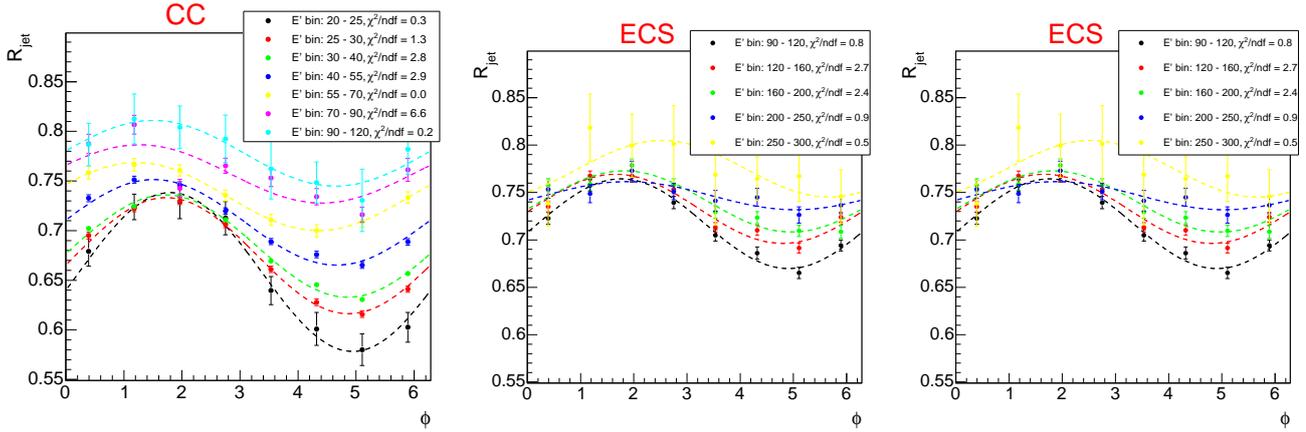


FIG. 3.6 – *Dépendance de la réponse avec l'angle Φ du jet* : La réponse est donnée pour différents intervalles de E' avec en ligne discontinue les ajustement obtenus par une sinusoïde. La dépendance est différente pour chaque partie du détecteur.

3.2.3 Le showering

L'objectif de cette correction de JES à laquelle j'ai consacré une partie de ma thèse est de corriger l'approximation faite dans l'algorithme du cône qui considère que toute l'énergie du jet se trouve concentrée dans un cône de taille fixée. Deux effets existent, un qui est physique, des particules de la gerbe sont émises en dehors du cône, l'autre est lié au détecteur. C'est sur ce dernier point que j'ai travaillé. De l'énergie du jet peut être mesurée en dehors du cône, mais de l'énergie ne provenant pas du jet est aussi mesurée dans le cône. Cela vient de l'effet du champ magnétique, du matériau non-actif devant le calorimètre et aussi les interactions dans le calorimètre lui-même. Tout d'abord la part d'énergie du jet hors du cône est étudiée à partir des données (cela comprend les effets sur la gerbe au niveau physique et détecteur). Puis la partie physique étudiée au niveau générateur est retranchée (cf. 3.2.4).

Concernant l'étude sur les données, deux lots d'événements ont été utilisés : des événements dijets et des γ +jet. Les événements γ +jet ont été utilisés pour être cohérent avec la mesure de la réponse, quant au dijet ils permettent de diminuer considérablement les erreurs statistiques, la section efficace de ces événements étant beaucoup plus importante et permettant de plus d'atteindre des plus hauts p_T .

Sélection des dijets Seuls les événements ayant deux jets qui vérifient les coupures de qualité (cf. chapitre 4) sont considérés. De plus ils doivent être *back-to-back* : $\Delta\Phi > 2.8$ et le p_T du leading jet doit être supérieur à 1.3 fois le seuil du trigger, de manière à se trouver dans le domaine dans lequel le trigger est pleinement efficace. Il faut préciser que dans toute l'étude les énergies et p_T ne sont pas corrigés de JES. La coupure sur $\Delta\Phi$ n'est pas la même que celle utilisée pour la sélection des événements

$\gamma + jet$ utilisée pour la détermination de la réponse. Elle est élargie pour bénéficier d'une grande statistique, elle ne change pas les résultats obtenus pour le showering.

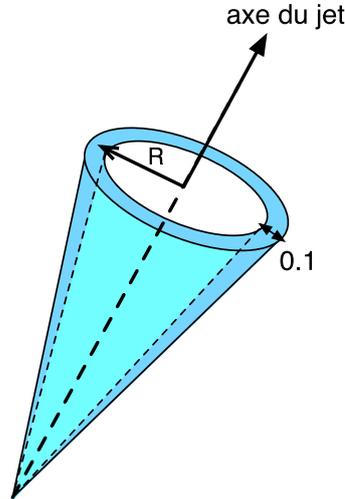


FIG. 3.7 – *Représentation schématique d'un cône d'épaisseur 0.1 autour de l'axe du jet*

La méthode La méthode est basée sur l'étude de la distribution transverse de l'énergie dans un jet (profil de gerbe). Les jets sont découpés en couches cônes coaxiales d'épaisseur 0.1 en (η_D, Φ) (cf. figure 3.7). L'intersection d'une couche cône avec le plan (η_D, Φ) donne un anneau auquel on affecte l'énergie déposée dans cette couche. La densité d'énergie surfacique $\langle E/A \rangle$ contenue dans ces anneaux est calculée. A est l'aire des anneaux d'épaisseur 0.1 centrés sur l'axe du jet dans le plan (η_D, Φ) . Ceci est réalisé afin de pouvoir soustraire une ligne de base (B) due au bruit dans le détecteur (offset). Un facteur correctif S est ensuite calculé pour considérer la partie d'énergie déposée en-dehors du rayon du cône. Pour cela l'énergie moyenne en fonction du rayon est mesurée, à laquelle la ligne de base est retranchée : $\langle E \rangle - B \times \langle A \rangle$.

Chaque étape va maintenant être détaillée, ainsi que les effets systématiques. Par défaut, les facteurs correctifs ont été calculés pour le lot d'événements dijet, la différence obtenue avec les événements $\gamma + jet$ a été prise en compte dans les erreurs systématiques. Les résultats sont obtenus pour différents intervalles en η_D de largeur 0.4 pour $|\eta_D| < 3.2$ (pour utiliser les mêmes intervalles que l'analyse) et en p_T (8-15, 15-30, 30-45, 45-60, 60-100, 100-150, 150-200, >200 GeV). Seules les distributions pour la région centrale sont montrées dans cette partie, d'avantage de figures sont données dans l'annexe A.

En premier lieu les tours doivent être construites à partir des cellules (d'énergie positive et négative) qui sont dans la même direction dans le plan (η_D, Φ) , ainsi que

cela été décrit dans la section 3.1.1, car les jets sont reconstruits à partir des tours. Les trois grandeurs : énergie, aire et densité d'énergie sont mesurées en fonction de la distance R à partir de l'axe du jet. Pour la mesure de l'énergie, seules les tours d'énergie positive sont utilisées, alors que pour l'aire toutes les tours sont prises. Ceci est réalisé événement par événement de la manière suivante : pour chaque jet des anneaux imaginaires concentriques d'épaisseur 0.1 sont tracés dans le plan (η_D, Φ) autour de l'axe du jet. On considère qu'une tour du calorimètre est comprise dans le $n^{\text{ième}}$ cercle en partant du centre (cf. figure 3.8) si la distance entre l'axe du jet et celui du centre de la tour est comprise dans le cercle :

$$0.1 \times (n - 1) < \sqrt{(\eta_{D\text{jet}} - \eta_{D\text{tour}})^2 + (\Phi_{\text{jet}} - \Phi_{\text{tour}})^2} < 0.1 \times n \quad (3.15)$$

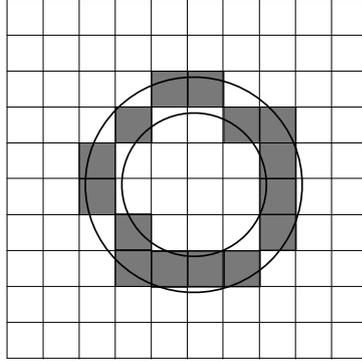


FIG. 3.8 – **Illustration de l'aire d'un anneau :** L'aire d'un anneau calculée à partir des tours est représentée en gris. Les tours sont toutes de même section dans la partie centrale du calorimètre.

Calcul de l'aire du cône dans le plan (η_D, Φ) Pour tenir compte de la géométrie du détecteur, les tours du calorimètre n'étant pas toutes de même taille pour $|\eta_D| > 3.2$, l'aire des tours a été utilisée pour calculer l'aire des anneaux. On ne s'est pas contenté de la formule $A = \pi \times R \times \Delta R$, même si l'on a pu constater qu'il s'agit d'une approximation correcte pour $R \lesssim 3$ dans la partie centrale du détecteur où les tours ont une taille constante 0.1×0.1 , malgré leur section carrée (cf. figure 3.9). Il faut souligner que dans l'algorithme de reconstruction c'est la rapidité y qui est utilisée et non pas la pseudo-rapacité η_D . Mais pour calculer l'aire il faut utiliser toutes les tours y compris celles qui ont une énergie nulle ou négative, et la rapidité n'est pas calculable dans ces cas selon sa définition (3.1.1) qui utilise l'énergie et l'impulsion de la tour. De ce fait l'étude du showering est faite dans le plan (η_D, Φ) et de manière à avoir $\eta_D \sim y$ une coupure stricte sur le vertex est utilisée : $|z_{\text{vertex}}| < 10\text{cm}$. Il faut rappeler que la distribution du vertex est une gaussienne d'une largeur d'environ 25 cm.

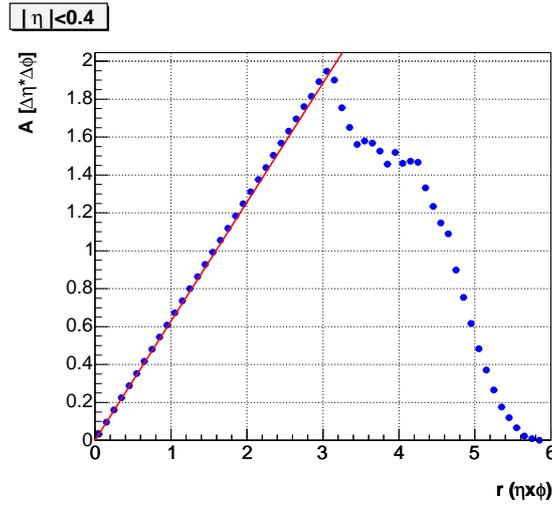


FIG. 3.9 – *Aire des anneaux en fonction de la distance r pour $R_{cone} = 0.7$: L'aire est représentée pour des jets de direction $|\eta_D| < 0.4$. Les points bleus sont obtenus en utilisant l'aire des tours et en moyennant sur le nombre d'événements. La ligne rouge correspond à l'aire mathématique d'un anneau.*

$ \eta_D $	R_{lim}
$\eta_D < 0.4$	1.0
$0.4 < \eta_D < 0.8$	1.2
$0.8 < \eta_D < 1.2$	
$1.2 < \eta_D < 1.6$	1.4
$1.6 < \eta_D < 2.0$	
$2.0 < \eta_D < 2.4$	1.6
$2.4 < \eta_D < 2.8$	
$2.8 < \eta_D < 3.2$	

TAB. 3.1 – *Valeurs du rayon limite du jet R_{lim} pour les différents intervalles en η_D .*

Rayon limite du jet R_{lim} Le rayon limite R_{lim} à partir duquel toute l'énergie du jet est considérée comme étant comprise dans le cône n'est pas le même pour tout le détecteur. Pour des valeurs de η_D croissantes la limite croît aussi, c'est-à-dire que le jet est plus diffus dans le plan (η_D, Φ) . Ceci vient du fait que l'espace en η_D se rétrécit en s'approchant du faisceau. Les rayons limites sont ceux utilisés au Run I [33] et sont donnés dans le tableau 3.1.

Soustraction de la ligne de base Les anneaux n'ayant pas tous la même aire, c'est la distribution de la densité d'énergie qui est utilisée pour observer l'effet de l'offset dans la mesure de l'énergie du jet hors du cône. Le plateau de la courbe au

niveau de la limite du jet R_{lim} est ajusté avec une droite horizontale. La densité d'énergie avant et après la soustraction est donnée dans la figure 3.10.

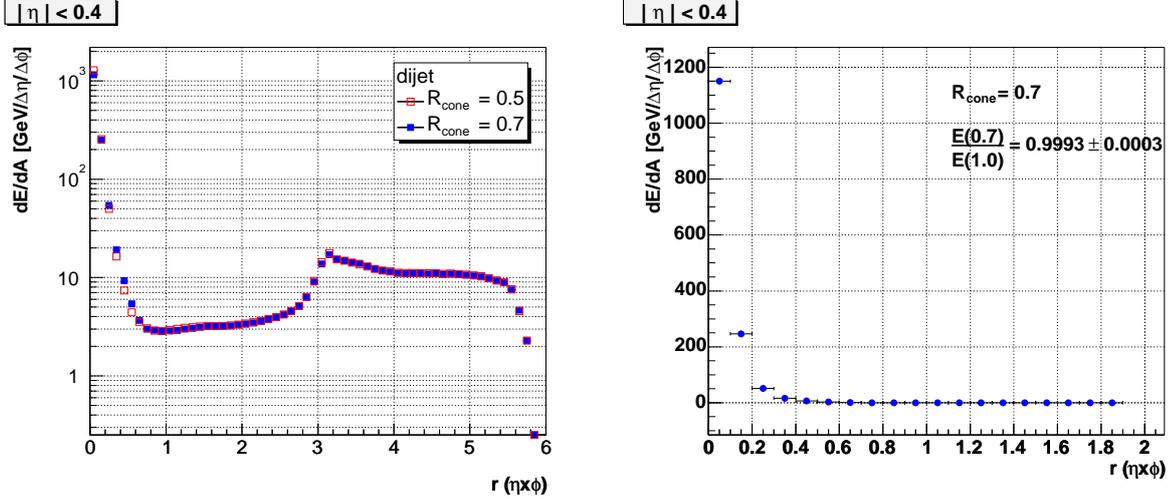


FIG. 3.10 – *Densité d'énergie en fonction de la distance r , avant (à gauche) et après (à droite) soustraction de la ligne de base*: La densité est représenté pour $|\eta_D| < 0.4$ et $60 < p_T < 100$ GeV.

Facteur correctif L'énergie moyenne après soustraction du fond est définie pour chaque anneau comme suit :

$$\langle E_{jet} \rangle = \langle E \rangle - B \times \langle A \rangle \quad (3.16)$$

où B est la valeur du fond obtenu après ajustement de la densité d'énergie, et $\langle A \rangle$ est la valeur moyenne de l'aire dans l'anneau. C'est cette nouvelle énergie qui est utilisée pour calculer le facteur correctif S et corriger de l'énergie hors du cône :

$$S = \frac{E_{jet}(r < R_{cone})}{E_{jet}(r < R_{lim})} \quad (3.17)$$

Le facteur correctif correspond à l'énergie du jet dans le cône reconstruit divisée par celle comprise dans le cône de rayon R_{lim} . La distribution de l'énergie utilisée est représentée schématiquement dans la figure 3.11 et les distributions obtenues à partir des données sont représentées dans la figure 3.12 pour deux domaines en p_T . Les facteurs correctifs obtenus sont représentés dans la figure 3.13. Ils seront discutés après avoir présenté le calcul des erreurs.

Erreurs statistiques Elles sont calculées de la manière suivante :

- pour l'énergie moyenne: $\sigma_E = \frac{1}{N} \sqrt{\sum_i (E_i - \langle E \rangle)^2}$,

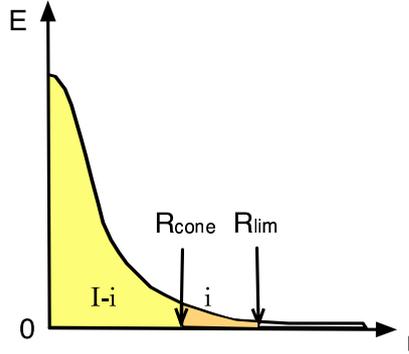


FIG. 3.11 – *Représentation schématique de la distribution de l'énergie utilisée pour le calcul du coefficient correcteur S . Dans ce schéma $S = \frac{I-i}{I}$.*

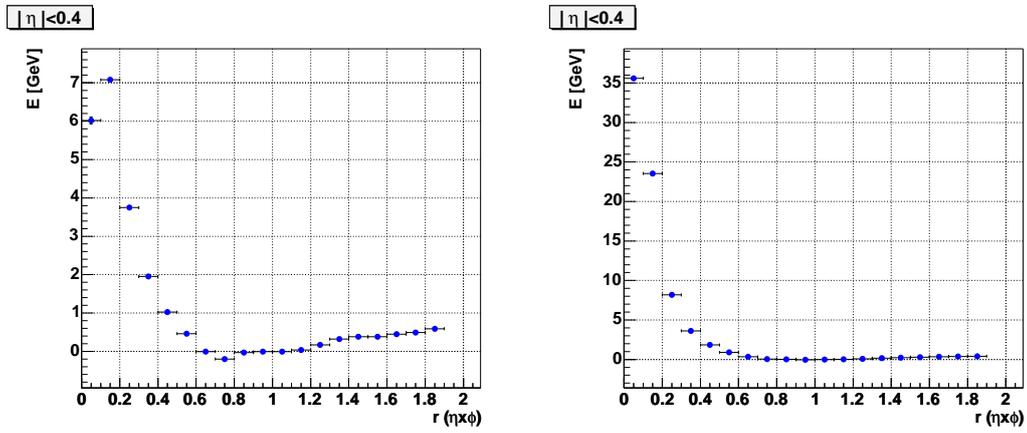


FIG. 3.12 – *Énergie après soustraction du fond en fonction de la distance r pour $R_{cone} = 0.7$: L'énergie est représentée pour $|\eta_D| < 0.4$, $15 < p_T < 30$ GeV à gauche et $60 < p_T < 100$ GeV à droite.*

- pour la soustraction de la ligne de base pour chaque intervalle de r :

$$\Delta E_{jet} = \sqrt{\Delta E^2 + \Delta A^2 B^2},$$
- pour le calcul du facteur correctif $S = \frac{I-i}{I}$, on considère l'aire sous la distribution de l'énergie entre 0 et R_{lim} : $I = \int_0^{R_{lim}} E dr$ et celle entre R_{cone} et R_{lim} $i = \int_{R_{cone}}^{R_{lim}} E dr$ comme étant décorrélés. L'erreur sur S est :

$$\Delta S = S^2 \sqrt{\Delta i^2 / I^2 + \Delta I^2 \cdot i^2 / I^4}.$$

Étude des effets systématiques Plusieurs effets ont été pris en compte dans les erreurs systématiques. Tout d'abord les résultats obtenus avec les événements γ +jet ont servi de vérification et la différence des facteurs correctifs obtenus avec les deux lots de données est prise en compte. La sensibilité aux coupures sur le vertex sont aussi prises en considération : celle sur la position z_{vtx} et le nombre de

traces associées. En dernier point, la détermination de la ligne de base est sensible au domaine utilisé pour l'ajustement par une droite. Le bruit de fond est considéré comme constant autour de la direction du jet, mais en s'éloignant de celle-ci la distribution de la densité d'énergie devient sensible à l'énergie du deuxième jet. Plusieurs domaines pour l'ajustement ont été utilisés, les différences obtenues entrent dans les erreurs systématiques. Les effets des changements cités sont notables essentiellement à bas p_T . Le facteur correctif est représenté avec ses erreurs statistiques et systématiques dans la figure 3.13.

Résultats Dans la figure 3.13, le facteur correctif est représenté en fonction du p_T du jet pour quelques domaines de η_D . Les jets sont plus large à bas p_T et à grande pseudo-rapidité. A l'opposé les jets sont très fins dans la partie centrale du détecteur et pour des grands p_T , ainsi toute l'énergie à quelque pour mille près est comprise dans un cône de taille $R_{cone} = 0.7$. On peut voir surtout dans la partie centrale à bas p_T que le facteur correctif peut être supérieur à un. Cela vient de la soustraction de la ligne de base. Pour les bas p_T la statistique est faible et la courbe n'est pas plate. Après la soustraction du fond l'énergie peut devenir négative pour certaines valeurs de r (cf. figure 3.12). L'étude du showering a été réalisée pour les cônes de rayon 0.5 et 0.7 [34], seules les figures pour un rayon de 0.7 ont été montrées.

3.2.4 Physique hors du cône

Afin de déterminer la contribution uniquement due au détecteur, celle des processus physiques doit être retranchée à ce qui a été précédemment mesuré dans le détecteur. Ceci est réalisé en appliquant la même méthode sur des événements générés par des modèles Monte-Carlo (PYTHIA, HERWIG) [34] qui modélisent les événements QCD avec l'hadronisation ainsi que l'“underlying event”. La fraction d'énergie dans le cône est obtenue de la même manière, en retranchant une ligne de base au niveau du minimum local de la distribution de densité d'énergie. La valeur moyenne des résultats obtenus avec les différents modèles est utilisée, en considérant la dépendance du modèle comme effet systématique. Pour le cône de taille $R_{cone} = 0.7$, le facteur correctif est très proche de 1, et la dépendance du modèle a un effet inférieur à 1%. Ces ordres de grandeur ne sont pas justes pour $p_T < 15 \text{ GeV}$, domaine dans lequel la densité d'énergie ne devient pas plate en dehors du cône, de la même manière que dans les données.

3.2.5 Corrections JES

Les corrections JES complètes sont montrées avec leurs erreurs supérieures et inférieures dans la figure (3.15). La différence entre les erreurs supérieures et inférieures vient de l'étude sur la réponse du détecteur. La correction est plus importante

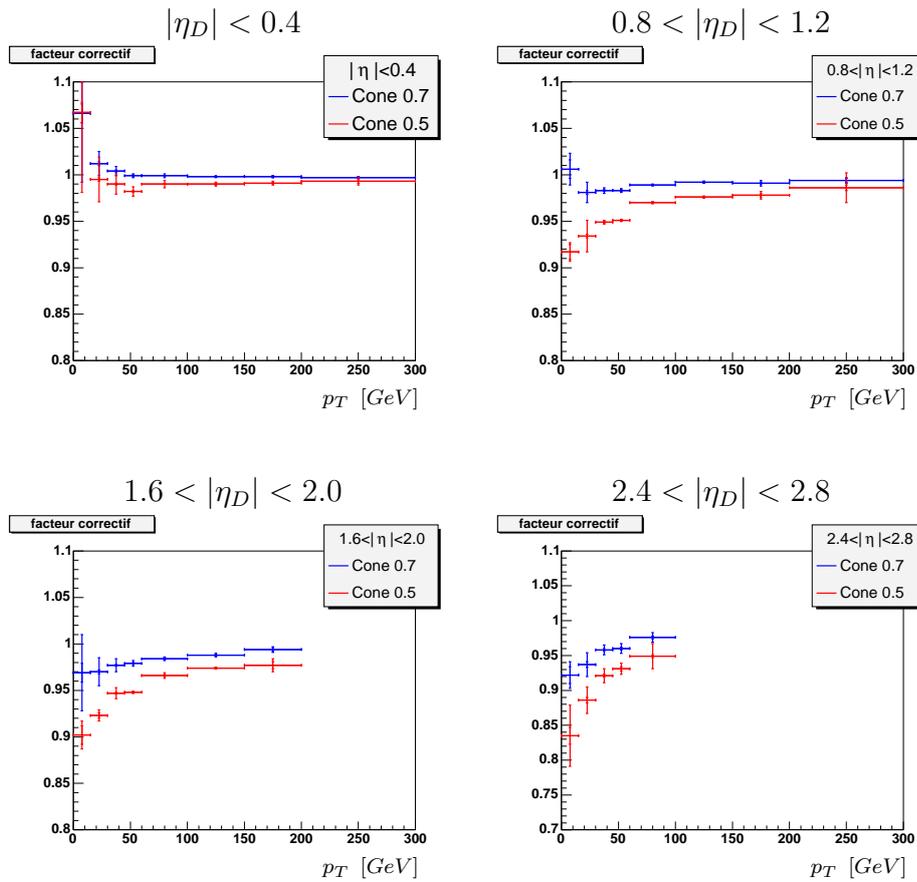


FIG. 3.13 – *Facteur correctif S de l'énergie du jet mesurée en dehors du cône* : Le facteur correctif est représenté pour quelques domaines en η_D en fonction de p_T , avec ses erreurs statistiques et systématiques superposées.

pour les petites énergies, avec des erreurs systématiques plus importantes dans cette région. Les erreurs sont également importantes pour les énergies les plus grandes. Pour un jet central avec une énergie de 400 GeV l'erreur supérieure est de l'ordre de 5.5%, pour passer à 6.5% à grand η_D . La correction en fonction de η_D est plate dans la partie centrale, mais devient plus grande dans la région inter-cryostat et dans la partie avant du détecteur. L'erreur est plus importante dans ces régions. On peut d'ailleurs observer une bosse dans la distribution de la correction et de ses erreurs dans l'ICR.

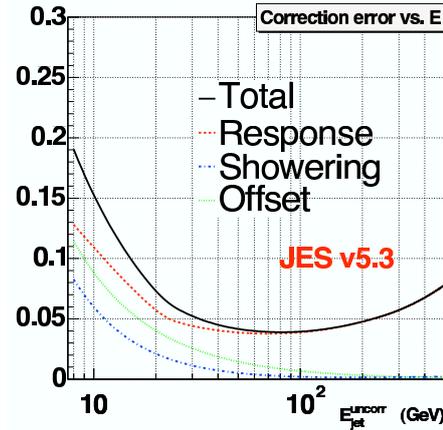


FIG. 3.14 – *Erreurs sur la correction JES dans la région centrale [36].*

La source principale d'erreur sur la correction provient des erreurs liées à la réponse, surtout à grand p_T . A bas p_T , les erreurs sur le showering et l'offset ont néanmoins une part non négligeable comme cela peut être vu sur la figure 3.14. Les principaux efforts à faire pour réduire les erreurs sont la compréhension des différences obtenues pour la position aussi bien du photon que du jet, dans le calorimètre central ou dans la partie avant. La différence de la réponse entre les deux parties avant du calorimètre et la dépendance de la réponse en fonction de la position Φ du jet sont aussi à éclaircir. La détermination de l'offset et du showering doivent également être améliorés à bas p_T . L'augmentation de la statistique utilisée pour la détermination du showering permettra d'étudier plus précisément le profil de gerbe à bas p_T , ainsi que l'étude plus approfondie du profil obtenu à partir des générateurs. En effet, la forme du profil de gerbe obtenu à partir des données et à partir des générateurs au niveau des particules sont similaires. Comprendre leur forme à partir des générateurs permettrait une meilleure estimation de l'énergie déposée hors du cône due aux effets du détecteur. A grande rapidité, les erreurs sur le showering et l'offset ont une importance équivalente à celle sur la réponse. Dans ce domaine le principal facteur limitant la réduction des erreurs est la statistique utilisée.

D'autres manières de calibrer l'énergie des jets existent, l'une d'elle est l'utilisation des événements $Z+\text{jet}$. Le pic de masse du $Z \rightarrow e^+e^-$ sert déjà à corri-

ger l'énergie des particules électromagnétiques, il peut aussi être utilisé dans les événements dans lesquels il y a en plus un jet de direction opposé à celle du boson Z reconstruit. Une troisième méthode permet plus particulièrement de calibrer l'énergie des jets à grand p_T en utilisant des événements à trois jets disposés en Y, dans lesquels 2 jets de bas p_T sont opposés à un jet de grand p_T . La calibration à bas p_T permet de calibrer plus précisément les jets à grand p_T , sans qu'une extrapolation soit nécessaire comme c'est le cas avec la méthode décrite dans cette partie (au-delà de 300 GeV la correction est extrapolée). Ces méthodes permettent de calculer les corrections JES de manière indépendante, de les vérifier et éventuellement d'en augmenter la précision.

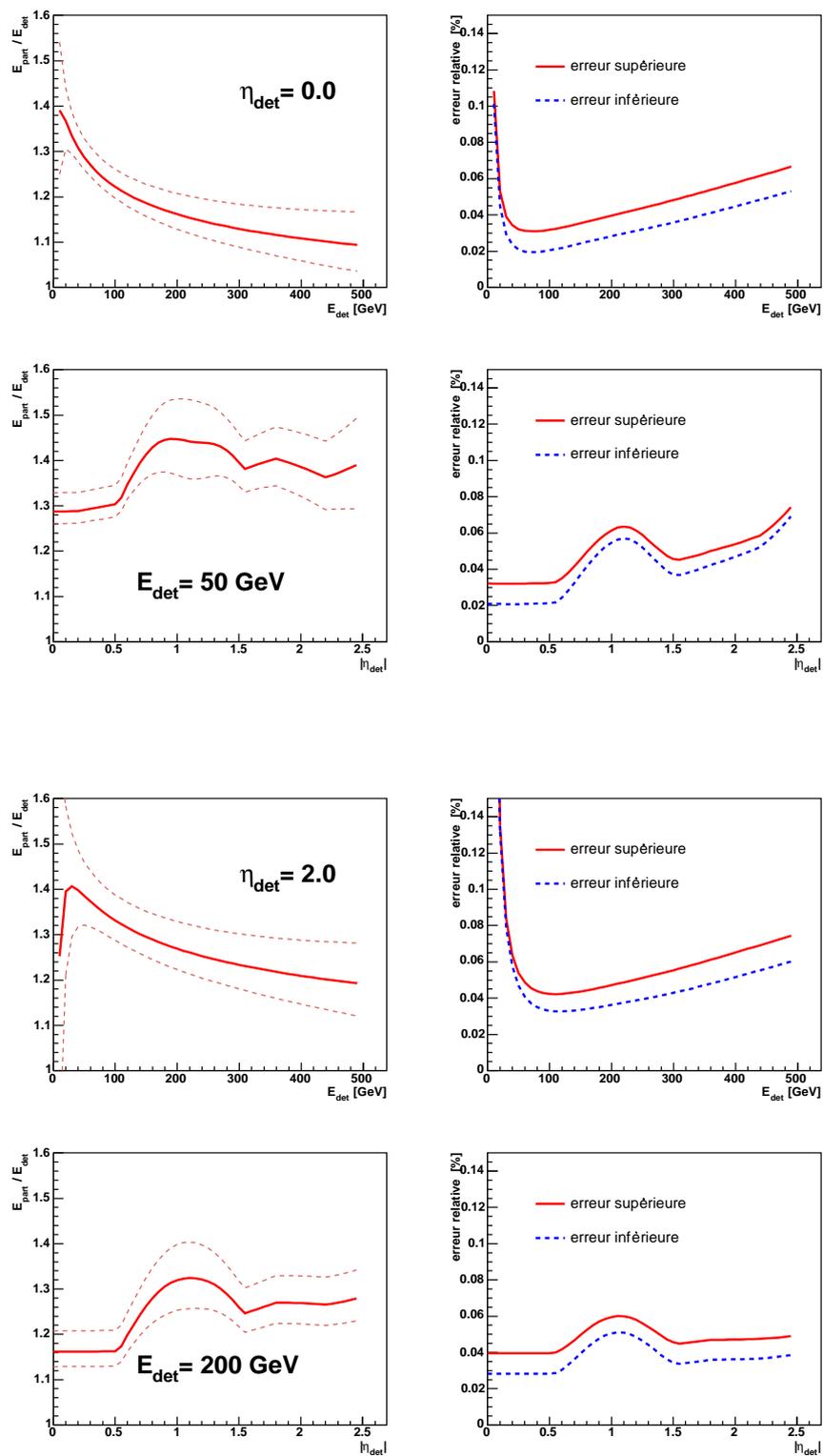


FIG. 3.15 – *Corrections JES* Les figures montrent le facteur correctif et ses erreurs pour des jets avec $R_{\text{cone}} = 0.7$, pour différentes valeurs d'énergie et de rapidité.

3.3 Résolution en impulsion transverse du jet

La résolution est mesurée en utilisant la version de JES décrite précédemment [37]. Ceci est réalisé dans les différents intervalles de rapidité y de largeur 0.4, à l'exception du dernier qui est plus large ($2.0 < |y| < 3.2$) du fait du manque de statistique. Les figures montrées dans cette section sont celles correspondant à la partie centrale, les autres sont données dans l'annexe B.

Méthode de l'équilibre en p_T des jets La technique pour déterminer la résolution en p_T utilise l'équilibre en p_T des jets dans des événements QCD à deux jets. Lorsque seulement deux jets sont présents dans l'état final ils doivent être équilibrés en p_T du fait de la conservation de l'impulsion dans le plan transverse. A cause du détecteur les impulsions transverses des jets ne sont pas complètement équilibrées et l'asymétrie permet de mesurer la résolution sans avoir à faire intervenir de générateurs Monte-Carlo. La résolution dépend des détails du détecteurs, on évite donc d'utiliser les simulations pour être plus près de la réalité. L'asymétrie A est définie comme suit :

$$A = \frac{|p_{T_1} - p_{T_2}|}{p_{T_1} + p_{T_2}} \quad (3.18)$$

où p_{T_1} et p_{T_2} sont les impulsions transverse des deux leading jets. Comme la résolution dépend du p_T du jet, l'asymétrie est calculée pour différentes classes statistiques de p_T moyen $p_T^{moy} = (p_{T_1} + p_{T_2})/2$. La largeur de la distribution de cette variable s'écrit :

$$\sigma_A^2 = \left(\frac{\partial A}{\partial p_{T_1}} \right)^2 \sigma_{p_{T_1}}^2 + \left(\frac{\partial A}{\partial p_{T_2}} \right)^2 \sigma_{p_{T_2}}^2 \quad (3.19)$$

Dans l'approximation où les jets sont équilibrés en p_T on a $p_{T_1} = p_{T_2} = p_T$ et la résolution en p_T peut être directement obtenue à partir de la largeur de la distribution de l'asymétrie :

$$\frac{\sigma_{P_T}}{p_T} = \sqrt{2} \sigma_A \quad (3.20)$$

La largeur σ_A de la distribution de A ajustée avec un gaussienne centrée sur zéro est mesurée pour chaque intervalle de p_T . La résolution peut donc être mesurée en fonction de p_T , elle est ensuite ajustée par la fonction suivante :

$$\frac{\sigma_{P_T}}{p_T} = \sqrt{C^2 + \frac{S^2}{p_T} + \frac{N^2}{p_T^2}} \quad (3.21)$$

où les paramètres C , S , N correspondent respectivement aux termes constant, d'échantillonnage et de bruit.

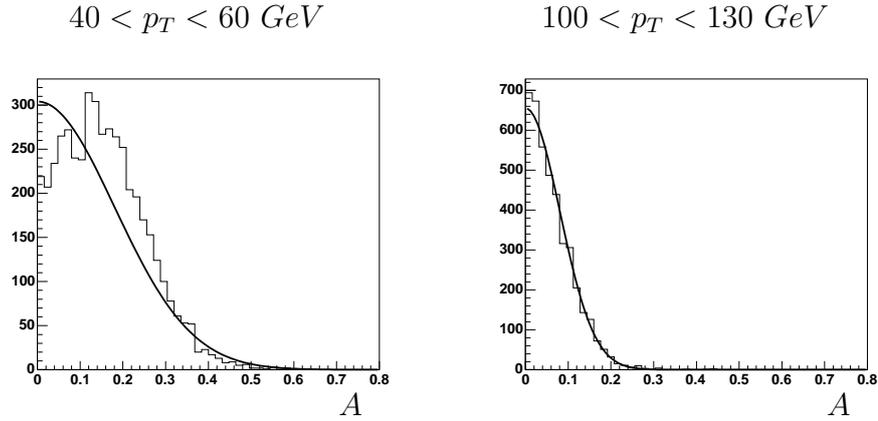


FIG. 3.16 – *Asymétrie en p_T pour des événements dijet.* Elle est donnée pour deux intervalles en p_T pour le trigger JT_45TT.

Mesure de la résolution Dans la figure 3.16 on peut remarquer que la distribution de l'asymétrie n'est pas centrée dans l'intervalle de bas p_T . Ceci vient du fait que le trigger utilisé n'a pas atteint son seuil efficacité dans ce domaine de p_T , cet intervalle n'est donc pas utilisé dans la détermination de la résolution. Dans la figure 3.17 de gauche, tous les points des différents triggers sont représentés, mais seuls ceux se trouvant dans le domaine de p_T efficace du trigger et avant celui du trigger de plus haut p_T suivant sont utilisés. On en déduit la courbe de la résolution, illustrée par la figure 3.17 de droite. Le premier point de la courbe n'est pas utilisé pour l'ajustement, il est légèrement en dessous du seuil d'efficacité du trigger. Il est représenté sur la courbe pour donner un idée de la résolution à bas p_T .

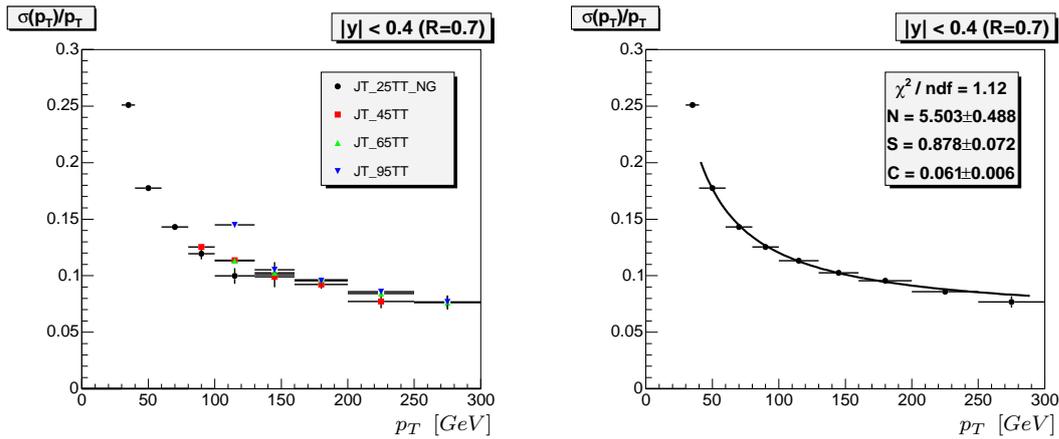


FIG. 3.17 – *Résolution en p_T en fonction de celui-ci :* A gauche la résolution est représentée pour les différents triggers, à droite elle l'est après sélection des points dans la région d'efficacité des triggers.

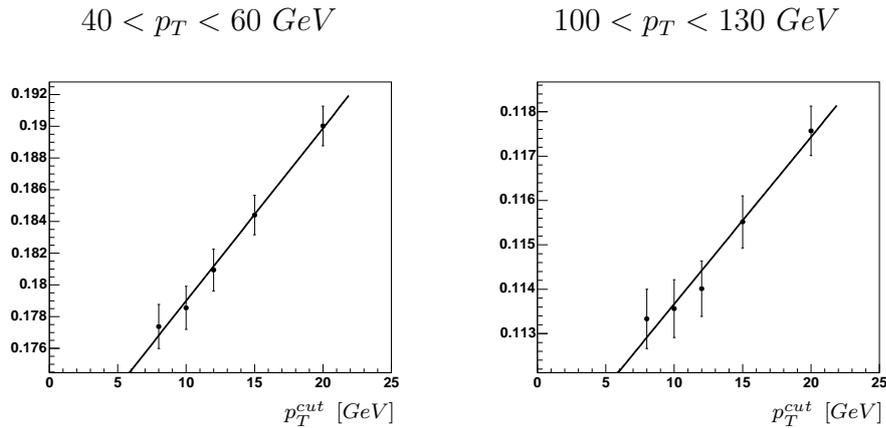


FIG. 3.18 – *Résolution en fonction de la coupure en p_T des jets.* La résolution est donnée pour deux intervalles de p_T , dans la région centrale en rapidité.

Correction de la radiation soft Malgré la sélection d'événements dijet, du fait de la coupure à 8 GeV sur le p_T des jets intrinsèque à l'algorithme du cône du Run II, il se peut que dans les événements sélectionnés il y ait des événements à trois jets avec un troisième jet de p_T inférieur à cette coupure. Ces jets soft de bas p_T viennent détériorer l'équilibre en p_T des événements utilisés. Pour étudier l'influence de cette radiation soft dans la détermination de la résolution, la même étude est réalisée avec des coupures p_T^{cut} plus grandes (10, 12, 15, 20 GeV) pour la sélection des jets. On permet donc la présence d'un troisième jet soft de plus grand p_T dans les événements sélectionnés. La résolution est tracée en fonction de cette coupure dans les différents intervalles de p_T (cf. figure 3.18). Plus la valeur de la coupure augmente, plus le lot d'événements est pollué par un troisième jet et l'équilibre est de moins en moins vrai, ce qui conduit à une résolution plus mauvaise. L'effet est le plus important dans les intervalles de plus bas p_T . Un ajustement par une droite (éq. (3.22)) est réalisé de manière à extrapoler la résolution pour une coupure $p_T^{cut} = 0$ GeV, ce qui correspond à des événements à deux jets seulement :

$$\frac{\sigma_{P_T}}{p_T} = a + b p_T^{cut} \quad (3.22)$$

Les points obtenus pour les différentes coupures sont très corrélés car ils proviennent du même lot de données et les points à grand p_T souffrent d'un manque de statistique. Pour tenir compte de ces deux points, un coefficient de correction K_{soft} , dont la dépendance en p_T sera ajustée par une fonction, est défini de la manière suivante :

$$K_{soft} = \frac{(\sigma_{P_T}/p_T)_{p_T^{cut}=0}}{(\sigma_{P_T}/p_T)_{p_T^{cut}=8}} = \frac{a}{a + 8b} \quad (3.23)$$

L'erreur sur la correction K_{soft} est calculée en tenant compte de la matrice de

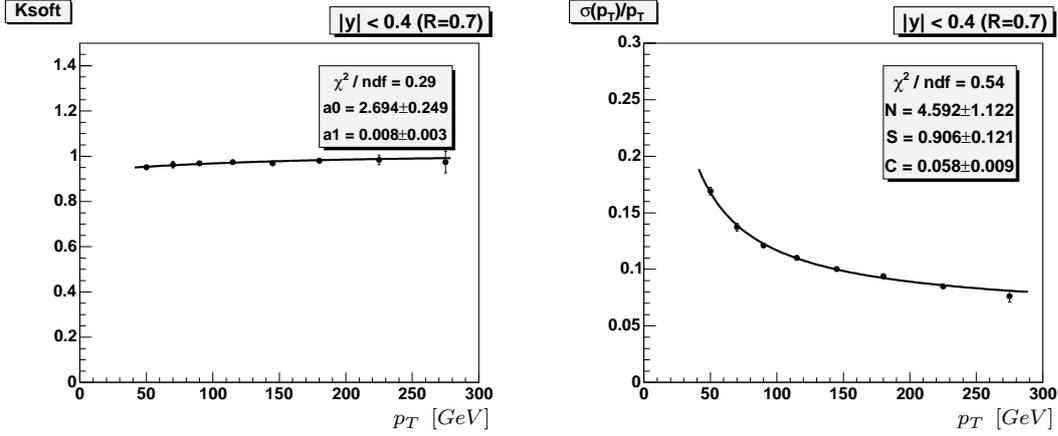


FIG. 3.19 – *Facteur de correction de la radiation soft et résolution en p_T en fonction de celui-ci.* Les courbes correspondent au domaine $|y| < 0.4$.

covariance issue du fit linéaire précédent, elle s'exprime :

$$\frac{\sigma_{K_{soft}}}{K_{soft}} = \frac{8}{a(a+8b)} \sqrt{b^2\sigma_a^2 + a^2\sigma_b^2 - 2ab\text{cov}(a,b)} \quad (3.24)$$

Le facteur est déterminé pour tous les intervalles de p_T et sa distribution est ensuite ajusté pour reproduire la dépendance en p_T par la fonction :

$$K_{soft} = 1 - \exp(-a_0 - a_1 p_T) \quad (3.25)$$

Le facteur correctif est relativement faible et très proche de 1 à grand p_T . Pour les derniers intervalles en rapidité la statistique est très pauvre et les points fluctuent beaucoup, une droite suffirait pour l'ajustement. Pour finir, les points obtenus lors de la mesure de la résolution brute sont multipliés par le facteur de correction. Les erreurs sont obtenues à partir des erreurs sur la résolution et celle sur l'ajustement de la correction K_{soft} par la fonction. La figure 3.19 montre la dépendance du facteur correctif et à droite la résolution finale dans la partie centrale. Les courbes pour les autres domaines en pseudo-rapidité sont donnés en annexe (figure B.2).

Déséquilibre des jets au niveau des particules Un dernier effet doit être pris en compte, il s'agit de la résolution en p_T au niveau générateur. Les jets au niveau particule dans un événement dijet ne sont pas exactement équilibrés en p_T . L'impulsion emportée par les partons modifie un peu la géométrie de la gerbe hadronique et donc le p_T des jets. La même méthode est utilisée pour des événements générés par Monte-Carlo. La résolution trouvée sur les événements générés est retranchée à celle des données, pour ne tenir compte que de la résolution du détecteur, de la manière suivante :

$$\left(\frac{\sigma_{p_T}}{p_T}\right)_{det}^2 = \left(\frac{\sigma_{p_T}}{p_T}\right)_{mes}^2 - \left(\frac{\sigma_{p_T}}{p_T}\right)_{MC}^2 \quad (3.26)$$

L'effet du détecteur est important et celui au niveau générateur est faible, de ce fait la soustraction de la résolution au niveau particule change peu le résultat.

Résultat final Les paramètres des ajustements finaux réalisés dans les différents domaines en rapidité sont donnés dans le tableau 3.2. Le terme de bruit N est mal déterminé dans tous les domaines de rapidité. Il a un effet uniquement à bas p_T et comme le p_T des premiers points utilisés commence seulement à 40 GeV, le paramètre est peu contraint. La résolution est d'autre part mal déterminée dans l'intervalle $2.0 < |y| < 3.2$, la statistique étant faible on ne dispose que de trois points de mesure pour la paramétrisation. On appliquera par la suite la résolution déterminée dans l'intervalle $1.6 < |y| < 2.0$ pour tous jets de rapidité $|y| > 1.6$.

y	χ^2/NDF	N	S	C
$y < 0.4$	2.81 / 5	3.75 ± 1.34	0.893 ± 0.121	0.0579 ± 0.0086
$0.4 < y < 0.8$	4.15 / 5	2.38 ± 2.88	1.048 ± 0.147	0.0596 ± 0.0122
$0.8 < y < 1.2$	0.53 / 4	0.0067 ± 67.1	1.149 ± 0.069	0.0808 ± 0.0080
$1.2 < y < 1.6$	1.98 / 3	0.016 ± 89.0	1.190 ± 0.141	0.0600 ± 0.0223
$1.6 < y < 2.0$	0.70 / 2	4.64 ± 10.9	0.705 ± 1.948	0.0423 ± 0.207
$2.0 < y < 3.2$	0.00 / 0	$2.83 \pm 62.$	0.70 ± 2.42	0.041 ± 630

TAB. 3.2 – Paramètres finaux de la résolution en p_T des jets.

Etudes systématiques Plusieurs effets systématiques ont été étudiés. Ils ont été étudiés avant la correction de l'équilibre au niveau particule et pris en compte pour la détermination des paramètres après correction. Il s'agit des effets suivants :

- l'utilisation de la dépendance en Φ dans les corrections JES ,
- la coupure sur la position du vertex : $|z_{vtx}| < 20cm$ et $20 < |z_{vtx}| < 50cm$,
- la coupure sur le nombre de traces du vertex primaire ($N_{vtx} \geq 5$ ou ≥ 3) ,
- jets du même coté du détecteur en y ou non ($y_1 y_2 > 0$ ou $y_1 y_2 < 0$) ,
- la coupure sur l'angle entre les jets $\Delta\Phi$ ($\Delta\Phi > 175^\circ$ ou $\Delta\Phi > 177.6^\circ$).

Seuls les effets dus aux coupures sur la position du vertex et le signe du produit des rapidités des jets ($y_1 y_2$) sont considérés par la suite dans l'analyse, les autres étant négligeables. La résolution standard (courbe noire) et celles pour ces différents effets systématiques sont représentées dans la figure 3.20.

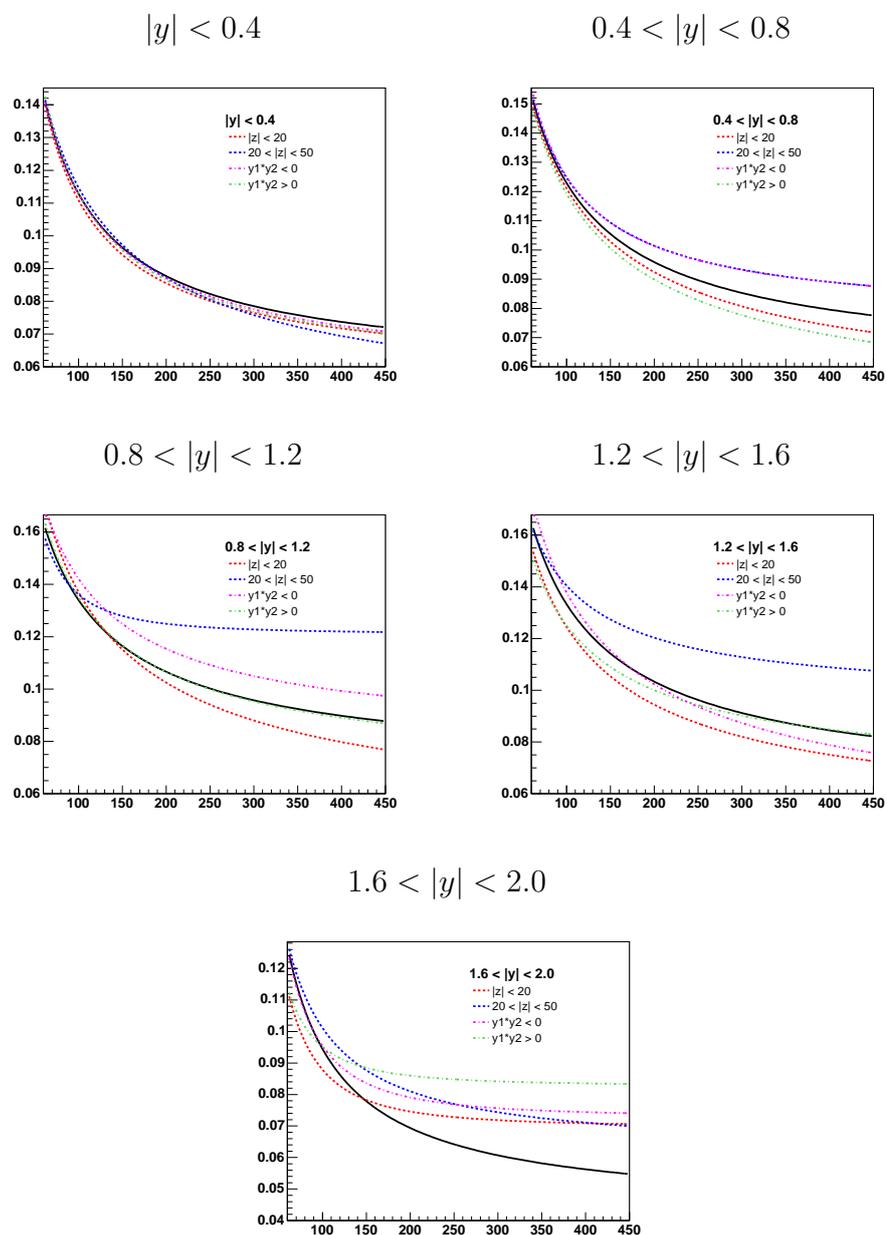


FIG. 3.20 – *Résolution en p_T pour différents effets systématiques.*

Chapitre 4

Mesure de la section efficace de production des jets

Ce chapitre décrit les différentes étapes de la mesure de la section efficace inclusive de production des jets en fonction de leur impulsion transverse p_T [38]. La section efficace des jets est dite inclusive car tous les jets sont comptabilisés, indépendamment du type de réaction dans l'événement. En outre plusieurs intervalles en rapidité de largeur 0.4 sont considérés: $|y| < 0.4$, $0.4 < |y| < 0.8$, $1.6 < |y| < 2.0$ et $2.0 < |y| < 2.4$. On a ainsi deux intervalles dans la partie centrale et deux autres dans la partie avant du calorimètre. La région en rapidité correspondant à la région inter-cryostat (ICR) n'est pas exploitée car elle n'est pas encore suffisamment comprise, les différentes coupures utilisées notamment sur la qualité des jets doivent être adaptées dans cette région, ce qui n'a pas encore été fait comme on le verra. Les jets utilisés ont été reconstruits avec l'algorithme du cône du Run II et un rayon $R_{cône} = 0.7$. La luminosité totale des données analysées est de 143 pb^{-1} .

La section efficace correspond à un nombre de jets mesuré divisé par la luminosité utilisée pour le comptage. Mais des corrections liées à la méthode d'analyse doivent intervenir. Tout au long de l'analyse, des sélections sont appliquées sur les données. La section efficace doit être ensuite corrigée de leurs effets. Les effets à corriger sont : l'inefficacité du trigger dans le domaine en p_T utilisé, l'efficacité sur la sélection des événements et des jets. La section efficace obtenue ainsi est dépendante du détecteur, une étape de déconvolution de la résolution du détecteur est nécessaire pour obtenir une section efficace pouvant être ensuite comparée aux prédictions théoriques. Tout ce cheminement est décrit dans le chapitre.

4.1 Présélection des données

Les données utilisées pour cette analyse ont été enregistrées entre septembre 2002 et octobre 2003. Durant cette période, les versions des listes de trigger 8, 9,

10, 11 et 12 ont été utilisées [40]. La seule modification majeure entre les versions qui puisse affecter la section efficace est le passage d'une limite $|\eta| < 2.4$ à 3.2 en pseudo-rapacité ($\eta = -\ln \tan(\theta/2)$) pour les triggers à partir de la version 11¹. De ce fait seules les deux dernières versions ont été utilisées pour la mesure dans l'intervalle $2.0 < |y| < 2.4$. Afin de rester proche de la géométrie du détecteur, les études sur les triggers et les efficacités des coupures utilisées pour la sélection des événements et des données sont réalisées pour des intervalles de η_D de largeur similaire à ceux en rapidité. Le calcul de la pseudo-rapacité η_D selon le schéma de l'accord *Snowmass*² [39] utilise les directions des tours avec comme point de départ le centre géométrique du détecteur et non pas le vertex primaire. Les événements ont été reconstruits avec des versions du code de reconstruction allant de p14.05 à p14.06 corrigés pour être tous équivalents à la version p14.06. Enfin la version 5.3 de la correction en énergie des jets (JES) a été utilisée (cf. chapitre 3).

4.2 Déclenchement

Tous les événements utilisés dans l'analyse ont vérifié un des triggers pour les jets: JT_25TT_NG, JT_45TT, JT_65TT ou JT_95TT, les nombres dans le sigle correspondant aux seuils en énergie transverse requis pour qu'un jet satisfasse le trigger (cf. tableau 4.1). Les sections efficaces étant très grandes à petit E_T , un facteur d'échelle (*prescale*) est appliqué, c'est-à-dire que seule une certaine fraction des événements est enregistrée (par exemple un sur 150 en moyenne pour le premier trigger). Les facteurs d'échelle sont respectivement dans l'ordre des triggers déjà cités: 150, 2.7, 1.3 et 1. Ils varient légèrement en fonction de la luminosité instantanée. Toutes les données qui passent le trigger JT_95TT sont enregistrées et utilisées, elles correspondent à la luminosité totale utilisée pour l'analyse. Des triggers supplémentaires existent, les premiers avec un seuil de 8 et 15 GeV n'existent qu'à partir de la version 12. Le trigger JT_15TT n'est utilisé que pour la détermination du seuil d'efficacité du trigger JT_25TT_NG, le trigger JT_8TT n'est lui pas du tout utilisé dans l'analyse. Le dernier trigger avec un seuil à 125 GeV n'est pas utilisé étant donné que le trigger JT_95TT utilise déjà toute la luminosité.

Les triggers pour les jets font partie du système de déclenchement sur trois niveaux. Au niveau L1 les tours sont regroupées par quatre pour avoir une taille $\Delta\Phi \times \Delta\eta = 0.2 \times 0.2$ et la couverture du calorimètre passe définitivement de $|\eta_D| < 2.4$ à 3.2, à partir de la version 11. Au niveau L1 le trigger requiert uniquement entre 2 et 4 de tours selon le trigger (cf. tableau 4.1) au-dessus d'une énergie transverse fixée. Si les conditions sont satisfaites, les informations sont passées au niveau L2.

1. une partie des données a été prise avant cette version dans des modes de test avec une limite à 3.2

2. Dans ce schéma la pseudo-rapacité du jet est égale à la moyenne des pseudo-rapidités des tours du calorimètre pondérées par leur énergie transverse

Trigger	L1 (GeV)	L2 (GeV)	L3 (GeV)	Prescale
JT_25TT_NG	2 tours > 5	rien	1 jet $E_T > 25$ GeV	150
JT_45TT	2 tours > 5	rien	1 jet $E_T > 45$ GeV	4.7
JT_65TT	3 tours > 5	1 jet $E_T > 20$	1 jet $E_T > 65$ GeV	1.3
JT_95TT	4 tours > 5	1 jet $E_T > 30$	1 jet $E_T > 95$ GeV	1

TAB. 4.1 – *Définition des triggers utilisés dans l’analyse.* Au niveau L2 des conditions n’ont pas été appliquées pour toutes les versions. Les tours du calorimètre au niveau L1 ont une taille 0.2×0.2 dans le plan (η_D, Φ) .

En utilisant les tours précédentes, des jets de taille fixe sont formés. La taille des jets est passée de 3×3 à 5×5 tours au cours de la période de prise des données utilisées³. Pour passer le niveau L2 les jets doivent dépasser un seuil en énergie transverse dans certains des triggers. Puis au niveau L3 l’algorithme du cône simple (cf. chapitre 3) est utilisé sur toutes les tours du calorimètre en utilisant comme point de départ les tours qui ont passé le niveau L1. Les conditions appliquées aux différents niveaux des triggers sont indiquées dans le tableau 4.1.

4.3 Sélection des “runs”

La prise de donnée est segmentée en intervalles de temps appelés “runs”. Ils ont une durée maximale de 4 heures environ liée à la luminosité maximale utilisable et se terminent avant dans le cas d’une intervention sur le dispositif expérimental. Ils doivent correspondre à une période de prise de donnée avec des conditions de mesure stables. Les runs utilisés pour l’analyse doivent répondre à certains critères de qualité. Tous les runs présentant un problème connu sur la mesure des traces (détecteur de traces: SMT et CFT) ou de l’énergie (calorimètre) et de durée inférieure à 15 minutes sont rejetés. La durée des runs est représentée dans la figure 4.1 avec le seuil à 15 minutes. La qualité des données prises par chaque partie du détecteur et

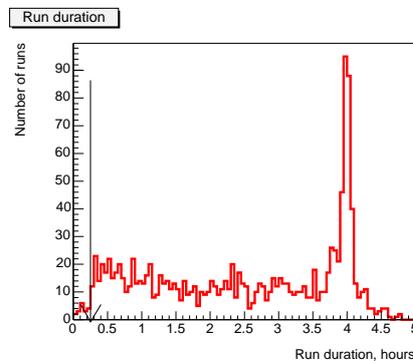


FIG. 4.1 – *Distribution de la durée des runs en heures.* [41]

3. Cela n’a pas d’effet sur la section efficace mesurée.

pour chaque run est conservée dans une base de donnée (DØ Offline Run Quality Database) ainsi que les runs rejetés sur des critères liés à l’uniformité des spectres d’énergie transverse manquante (ME_T) et d’énergie transverse scalaire (SE_T). Les variables utilisées pour ces dernières sélections sont les suivantes :

$$D_{xy} = \sqrt{\overline{\cancel{E}_{Tx}}^2 + \overline{\cancel{E}_{Ty}}^2} \quad (4.1)$$

$$\sigma_{\cancel{E}_{Txy}} = \sqrt{\sigma_{\cancel{E}_{Tx}}^2 + \sigma_{\cancel{E}_{Ty}}^2} \quad (4.2)$$

$$\overline{SE_T}, \text{ où } SE_T = \sum_{\text{cellules}} |p_T| \quad (4.3)$$

D_{xy} représente le décalage de l’énergie manquante dans les directions x et y par rapport à zéro. $\sigma_{\cancel{E}_{Txy}}$ représente la largeur des distributions \cancel{E}_{Tx} et \cancel{E}_{Ty} . La dernière variable est la valeur moyenne de l’énergie transverse scalaire. Des coupures similaires sur l’énergie manquante sont également appliquées de manière moins stricte au niveau des blocs de luminosité (LBN). Ces blocs correspondent à la segmentation de la mesure de la luminosité dans les runs pour une minute de prise de donnée environ. Ces coupures permettent d’éviter de rejeter des runs entiers et de conserver le maximum de données pour les analyses.

D’autre part les runs pour lesquels le problème du *ring of fire* est apparent sont également rejetés. Le “ring of fire” est un surplus d’énergie mesuré dans des cellules formant un anneau dans le calorimètre. Il est dû à du bruit extérieur sur l’électrode d’alimentation en haute tension des couches électromagnétiques du calorimètre dans la région inter-cryostat. Cette électrode est en forme d’anneau et alimente toutes ces cellules de même direction en η_D . Un exemple d’un événement physique superposé avec un bruit de type “ring-of-fire” est représenté dans la figure 4.2 où l’on note une ligne continue de bruit pour un η_D donné.

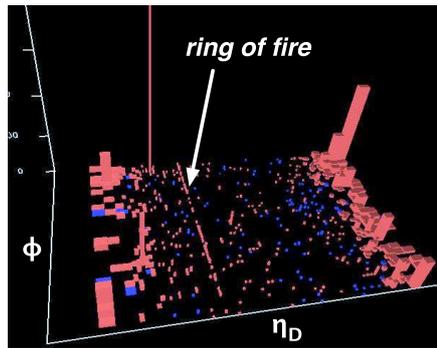


FIG. 4.2 – *Vu de la superposition du bruit de type “ring of fire” avec un événement physique.* [43] L’énergie des cellules de la couche EM3 du calorimètre est représentée dans le plan (Φ, η_D) .

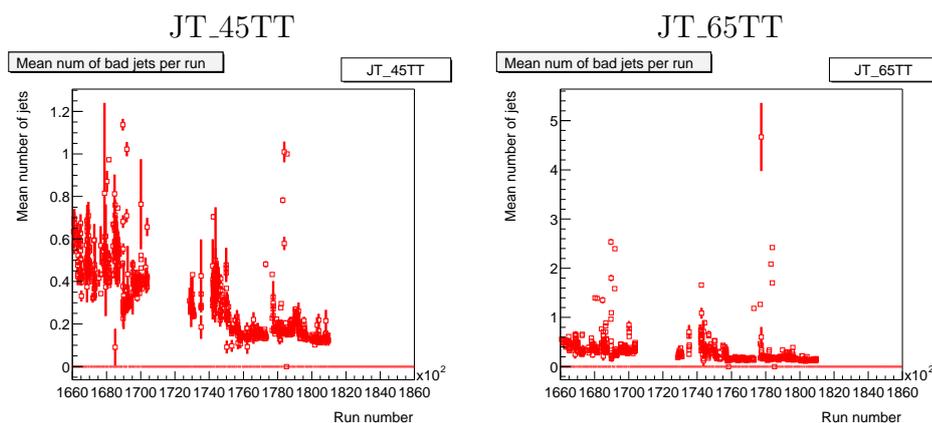
Une dernière sélection est appliquée sur le nombre moyen de bons et mauvais

Version de trigger	Luminosité (pb^{-1})
v8	20.4
v9	18.9
v10	12.2
v11	54.2
v12	37.7

TAB. 4.2 – *Luminosité intégrée pour chaque version de trigger*

jets par événement pour chaque run. Pour être considéré comme un “bon” jet, un jet doit vérifier les coupures de qualité des jets, seuls les jets avec $E > 40\text{GeV}$ sont utilisés. Ceci est réalisé pour chaque version de trigger séparément. Les runs avec un nombre de mauvais jets supérieur à 1 pour le trigger JT_45TT et supérieur à 2 pour le trigger JT_65TT sont éliminés. La distribution du nombre de mauvais jets par run peut être observée pour ces deux triggers dans la figure 4.3. Des changements visibles de la valeur moyenne sont dus à des changement de version de trigger.

En outre certaines versions de trigger ne sont pas utilisées : la version 9.30, 10.01 et 10.02 qui correspondent à des périodes de transition entre versions de trigger : installation de nouvelles conditions au niveau L2, extension de la limite en rapidité au niveau L1. Après sélection des runs notre lot de données correspond à une luminosité intégrée de 143 pb^{-1} pour le trigger JT_95TT. Les luminosités intégrées de chaque version pour le trigger JT_95TT sont données dans le tableau 4.2 et les luminosités totales correspondant à chaque trigger sont dans le tableau 4.3.

FIG. 4.3 – *Nombre moyen de mauvais jets avec $p_T > 40\text{GeV}$ par run pour les trigger JT_45TT et JT_65TT.* [41]

Trigger	Luminosité (pb ⁻¹)
JT_25TT_NG	1.1
JT_45TT	19.1
JT_65TT	84.7
JT_95TT	143.3

TAB. 4.3 – *Luminosité intégrée totale par trigger*

4.4 Efficacité des triggers

Les différents triggers ne sont pas pleinement efficaces immédiatement au-delà de leur seuil, mais ils le deviennent pour des jets de p_T suffisant. Cela est lié au fait que toutes les couches du calorimètre ne sont pas incluses au niveau L1 du trigger (CH, massless gaps) [44], à des effets de résolution sur la position du vertex et sur l'énergie, et au fait qu'au niveau L3 toute la procédure de l'algorithme du cone du Run II n'est pas utilisée. L'énergie mesurée au niveau du trigger peut ainsi être différente de celle reconstruite. Pour la mesure des seuils d'efficacité une hypothèse est posée, on suppose qu'il existe un seuil en p_T pour lequel l'efficacité est stable et que ce seuil est plus grand pour les triggers d'énergie supérieure.

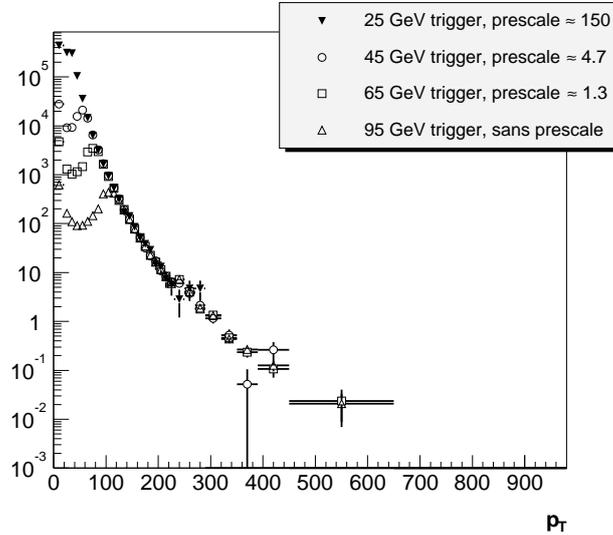


FIG. 4.4 – *Section efficace en pb.GeV⁻¹ avant correction pour chaque trigger pour $|\eta_D| < 0.4$. Les parties superposées des courbes correspondent aux domaines pleinement efficaces des triggers.*

Dans la figure 4.4 est représentée la section efficace avant corrections (pas de correction des efficacité des coupures, ni de la résolution en p_T) en fonction du p_T du jet, corrigé par JES, pour chaque trigger dans le domaine $|\eta_D| < 0.4$. Les courbes pour les autres domaines sont montrées en annexe dans la figure C.1. A partir de ces

courbes le seuil d’efficacité des triggers peut être grossièrement estimé, les parties des courbes où les triggers se superposent correspondent aux domaines pleinement efficaces. Pour plus de précision dans la détermination des seuils d’efficacité le rapport des sections efficaces de deux triggers est utilisé. Les sections efficaces sont normalisées à la luminosité du trigger avant d’effectuer le rapport pour tenir compte du facteur d’échelle des triggers. La courbe est tracée en fonction du p_T corrigé par JES et porte le nom de “*turn-on*” de part sa forme (cf. figure 4.5). Les courbes ne passent pas par un saut de 0 à 100% d’efficacité, mais elles sont plus lissées du fait d’effets liés à la résolution sur l’énergie du jet au niveau du trigger comme déjà décrit dans cette section. Lorsque le rapport atteint sa valeur maximale, le trigger d’énergie supérieure est considéré comme pleinement efficace. Seuls les jets passant les coupures sur les événements et la qualité des jets sont utilisés pour ces courbes. Cependant les courbes n’atteignent pas exactement l’unité⁴, elles sont donc ajustées avec la fonction suivante :

$$\frac{\sigma_{trig\ sup}}{\sigma_{trig\ inf}} = \frac{N}{1 + e^{(-ax+b)}} + c \quad (4.4)$$

Les triggers sont considérés efficaces à partir du p_T pour lequel la fonction ajustée sur la courbe de turn-on atteint 99% de son maximum, $N + c$. Les seuils sont déterminés de cette manière pour chaque trigger et chaque version, dans les différents domaines en $|\eta_D|$. Les seuils des triggers sont étudiés dans toutes les régions en η_D , même celle de l’ICR du fait de la migration des jets de cette région dans les intervalles correspondant à la région centrale et avant en rapidité y ⁵. De faibles fluctuations sont visibles selon la version de trigger utilisée (cf. figure 4.6), le plus grand seuil obtenu est utilisé dans l’analyse pour toutes les versions. Les valeurs des seuils sont résumées dans le tableau 4.4. Les courbes de “turn-on” de toutes les versions de trigger et pour tous les domaines en η_D sont représentées en annexe dans les figures C.2 à C.7. On peut remarquer que les valeurs sont relativement stables en fonction du domaine en η_D excepté dans le domaine de l’ICR ($0.8 < |\eta_D| < 1.6$) où les seuils sont plus élevés. Pour la région à grand η_D , peu d’événements se trouvent dans la région de p_T où le trigger JT_95TT est 100% efficace, il n’est donc pas utilisé dans le domaine $2.0 < |\eta_D| < 2.4$.

L’efficacité du trigger correspond à la valeur moyenne du plateau des courbes de “turn-on”. Le plateau n’est pas complètement plat à cause de fluctuations statistiques : les lots de données des différents triggers ne sont pas les mêmes à cause des différents prescales. Les efficacités de trigger ainsi que leurs erreurs statistiques sont données dans le tableau 4.5. Elles sont calculées en comptant les jets de chaque trigger au-dessus du seuil. Par exemple pour le trigger JT_65TT, l’efficacité est donnée

4. L’analyse est corrigée de ces inefficacités.

5. On rappelle que l’étude des turn-ons est réalisée en intervalles de η_D , alors que la section efficace est mesurée en intervalles de rapidité y .

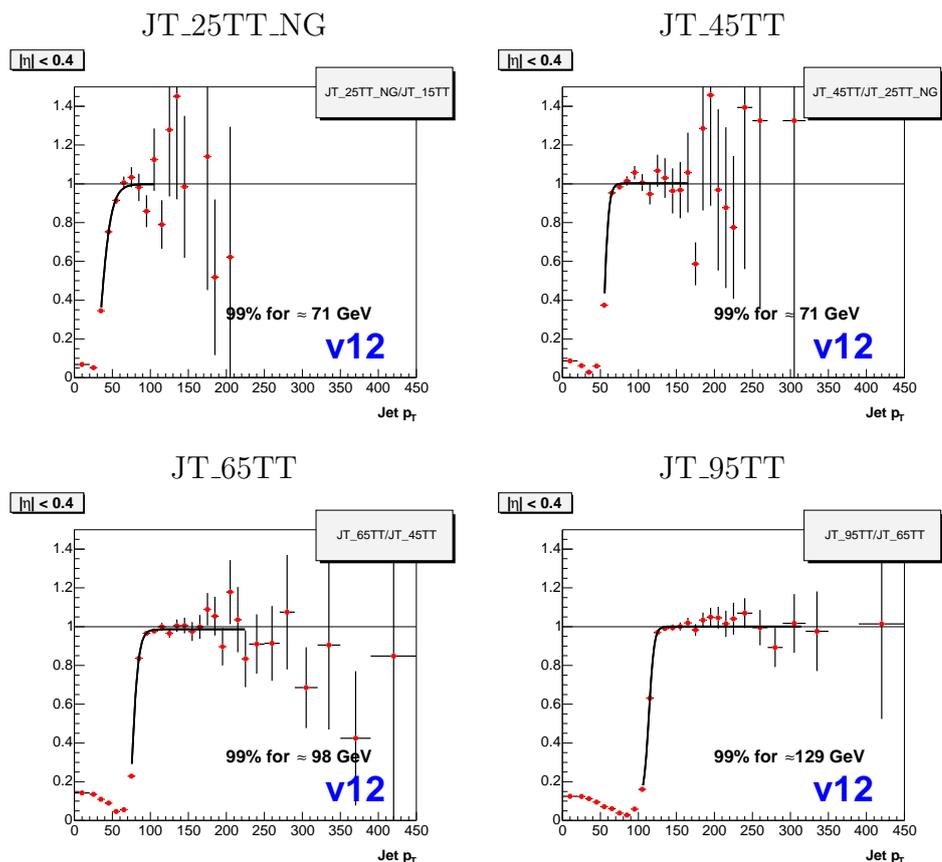


FIG. 4.5 – *Rapport des spectres inclusifs en p_T de triggers consécutifs de la version 12*. Les courbes sont appelées “turn-on” à cause de leur forme. Elles sont représentées avec l’ajustement de la fonction utilisée pour la détermination du seuil d’efficacité.

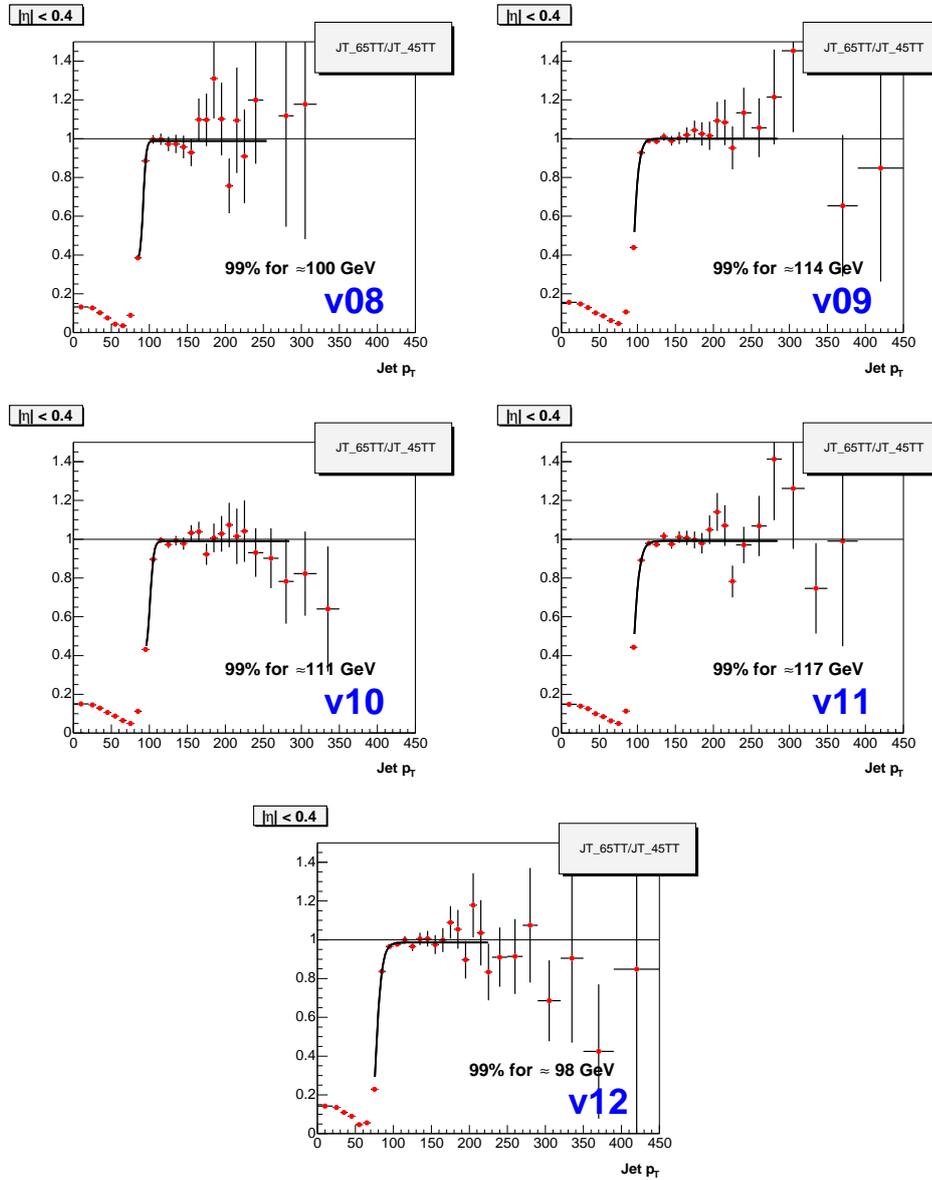


FIG. 4.6 – *Rapport des spectres inclusifs en p_T du trigger JT_{65TT} sur JT_{45TT} pour les différentes versions. Les seuils pour une efficacité de 99% obtenus par ajustement sont donnés.*

$ \eta $	<i>JT_25TT_NG</i>	<i>JT_45TT</i>	<i>JT_65TT</i>	<i>JT_95TT</i>
$ \eta_D < 0.4$	71	86	117	157
$0.4 < \eta_D < 0.8$	74	92	130	181
$0.8 < \eta_D < 1.2$	94	123	173	236
$1.2 < \eta_D < 1.6$	89	130	186	241
$1.6 < \eta_D < 2.0$	63	96	126	173
$2.0 < \eta_D < 2.4$	68	97	126	182

TAB. 4.4 – *Seuils en p_T utilisés pour les différents triggers dans différents intervalles de η_D . Les seuils sont donnés en GeV et arrondis à l'unité.*

par le nombre de jets par unité de luminosité au-dessus du seuil de ce trigger divisé par le nombre de jets par unité du trigger *JT_45TT* au-dessus du seuil du premier trigger :

$$\epsilon_{65} = \frac{N_{65}\mathcal{L}_{45}}{N_{45}\mathcal{L}_{65}} \quad (4.5)$$

L'erreur associée à l'efficacité est calculé de la manière suivante⁶ :

$$\frac{\Delta\epsilon_{65}}{\epsilon_{65}} = \sqrt{\frac{1}{N_{65}} + \frac{1}{N_{45}}} \quad (4.6)$$

Les erreurs sur les efficacités sont très grandes à grand η_D à cause du manque de statistique, elles sont prises comme effet systématique dans la mesure de la section efficace finale. Les efficacités calculées sont relatives au trigger précédent, qui en fait a lui-même une efficacité différente de 100%, elles sont donc à multiplier entre-elles. Pour le trigger *JT_65TT* par exemple l'efficacilé sera : $\epsilon_{25} \cdot \epsilon_{45} \cdot \epsilon_{65}$, en considérant le premier trigger 100% efficace.

Pour déterminer l'efficacité relative du trigger *JT_25TT_NG*, le trigger *JT_15TT* peut être utilisé. Mais ce dernier n'a été mis en place qu'à partir de la version 12 des triggers et lui-même n'a pas d'efficacité absolue mesurée. De ce fait une efficacité de 100% est attribuée au trigger *JT_25TT_NG* au-dessus du seuil obtenu avec le trigger *JT_15TT* et une incertitude de 5% (venant d'une étude antérieure avec les triggers muons⁷ [45]) lui est associée. Les intervalles en p_T utilisés dans la section efficace

6. Ce calcul d'erreur est valable pour des grandeurs décorréelées, ce qui n'est pas complètement le cas ici. Si l'on considère que les jets satisfaisant le trigger *JT_65TT* sont un sous-ensemble des jets satisfaisant le trigger *JT_45TT*, l'erreur est binomiale : $\frac{\Delta\epsilon_{65}}{\epsilon_{65}} = \sqrt{\frac{1}{N_{65}} - \frac{1}{N_{45}}}$. Or du fait des prescales appliqués aux triggers, on ne peut pas les considérer strictement comme des sous-ensembles. L'erreur binomiale est inférieure à celle obtenue en considérant le cas opposé, où les deux ensembles sont indépendants. Pour être conservatif le calcul donnant la plus grande erreur est utilisé, la réalité se situant certainement entre ces deux cas. Ces deux calculs donnent des erreurs sur la section efficace qui sont bien inférieures à celles venant de JES.

7. Une étude plus précise sur la détermination de l'efficacité des triggers jets à partir des triggers muons devra être réalisée dans le futur.

ont une largeur de 10 GeV pour les plus bas. Le seuil du trigger JT_25TT_NG est donc arrondi à la dizaine supérieure pour être cohérent et que le premier intervalle en p_T de la section efficace soit complètement rempli.

$ \eta $	JT_45TT	JT_65TT	JT_95TT
$ \eta_D < 0.4$	1.0219 ± 0.0099	0.9766 ± 0.0045	0.9757 ± 0.0056
$0.4 < \eta_D < 0.8$	1.0062 ± 0.0101	0.9830 ± 0.0062	0.9757 ± 0.0091
$0.8 < \eta_D < 1.2$	1.0187 ± 0.0189	1.0025 ± 0.0145	0.9559 ± 0.0183
$1.2 < \eta_D < 1.6$	0.9959 ± 0.0493	1.0078 ± 0.0470	0.9629 ± 0.0790
$1.6 < \eta_D < 2.0$	1.0289 ± 0.0234	0.9749 ± 0.0150	0.9813 ± 0.0343
$2.0 < \eta_D < 2.4$	1.0064 ± 0.0407	0.9832 ± 0.0392	0.8991 ± 0.0901

TAB. 4.5 – *Efficacités des triggers et leurs erreurs statistiques pour les différents intervalles en η_D .*

4.5 Sélection des événements

Les coupures utilisées pour la sélection des données sont les suivantes :

- sur la qualité du vertex primaire: avoir un vertex primaire avec au moins 3 traces pointant vers celui-ci et $|z_{vtx}| < 30$ cm.
- sur l'énergie manquante: $\cancel{E}_{Tc}/p_T < 0.7$, où \cancel{E}_{Tc} est l'énergie transverse manquante mesurée à partir des cellules et p_T le moment transverse non corrigé du leading jet.

4.5.1 Vertex

La position du vertex étant utilisée dans l'algorithme de reconstruction des jets, sa qualité est importante pour la détermination de la direction et de l'énergie des jets. La présence d'au moins un vertex primaire est requise pour les événements utilisés. Tout d'abord le nombre de traces qui pointent vers le vertex et donc le nombre des traces utilisées pour reconstruire le vertex doit être au moins égal à 3 pour assurer une bonne qualité de celui-ci. On peut voir sur la distribution du nombre de traces après toutes les autres coupures (cf. figure 4.7) un pic à deux traces. Pour les événements QCD un grand nombre de traces est attendu, surtout pour les événements à plusieurs jets.

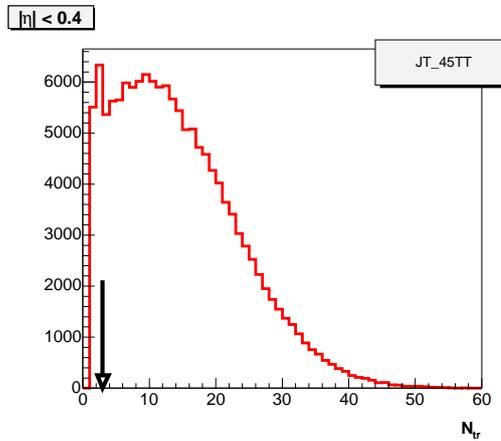


FIG. 4.7 – *Distribution du nombre de traces associées au vertex primaire des événements passant le trigger JT_45TT. Pour ces événements le leading jet se trouve dans la partie centrale $|\eta_D| < 0.4$.*

La deuxième coupure porte sur la position du vertex qui ne doit pas être trop éloigné du centre du détecteur (en fait du point d'interaction nominal) selon la direction de l'axe du faisceau. La distribution de la coordonnée z_{vtx} du vertex, doit être telle que : $|z_{vtx}| < 30$ cm. Cette coupure permet d'éviter d'utiliser les événements dont l'interaction a lieu près des limites du détecteur de traces et dont le vertex est

reconstruit moins précisément. Elle permet aussi d'utiliser des événements dont le vertex est proche du centre du détecteur pour être cohérent avec les coupures utilisées pour la détermination de JES (cf. chapitre 3). La pollution des jets de l'ICR dans les parties centrale et avant en rapidité est ainsi limitée : le vertex n'est pas trop éloigné du centre du détecteur et la rapidité (utilisée dans la reconstruction des jets) et la pseudo-rapidité au niveau détecteur (pour la direction des tours du calorimètre) sont proches l'une de l'autre. La distribution est représentée dans la figure 4.8, il s'agit d'une gaussienne centrée à peu près sur 0 et dont la largeur varie selon l'intervalle en $|\eta_D|$ des jets de l'événement. Elle a tendance à devenir plus large à grand η_D , la direction étant celle du leading jet. La distribution est tracée avec toutes les autres coupures appliquées notamment celles sur la qualité des jets.

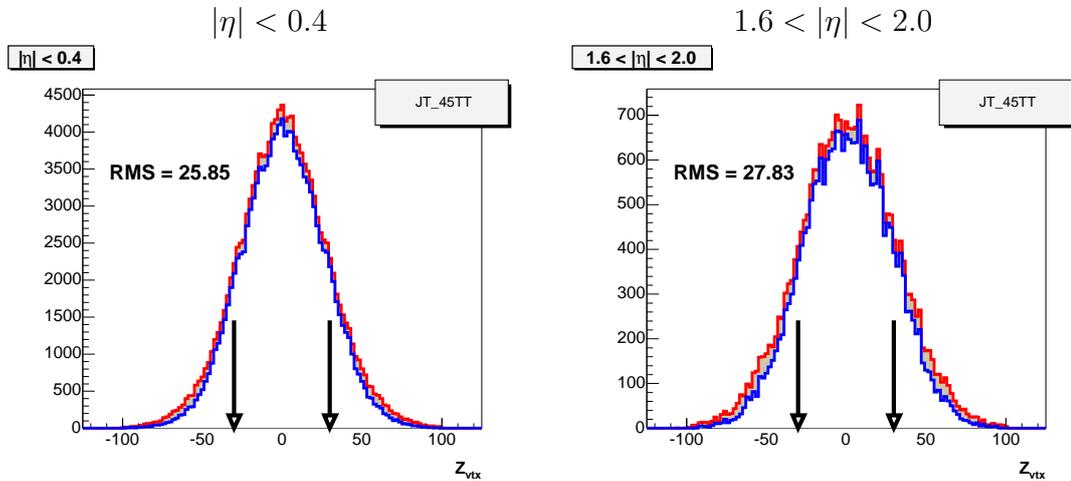


FIG. 4.8 – *Distribution de la coordonnée z du vertex primaire des événements passant le trigger JT_45TT. Pour ces événements le leading jet se trouve soit dans la partie centrale $|\eta_D| < 0.4$ (courbe de gauche) soit à grande rapidité $1.6 < |\eta_D| < 2.0$ (courbe de droite). La courbe rouge correspond à la distribution après toutes les coupures sauf celle sur le nombre de traces. Pour la courbe bleue cette coupure a été ajoutée.*

4.5.2 Énergie manquante

Cette coupure est héritée du Run I où elle était utilisée pour éliminer les événements cosmiques ayant une signature semblable à un jet et une grande énergie transverse manquante. Peu d'événements sont rejetés par cette coupure : $\cancel{E}_{Tc}/p_T < 0.7$, où \cancel{E}_{Tc} et le p_T ne sont pas corrigés par JES. \cancel{E}_{Tc} est l'énergie transverse manquante mesurée à partir de l'énergie transverse des cellules du calorimètre, dans le plan (x, y) :

$$\vec{\cancel{E}}_{Tc} = - \sum_i E_{Ti} (\cos \Phi_i \vec{x} + \sin \Phi_i \vec{y}) \quad (4.7)$$

où les angles sont définis par la position des cellules par rapport au vertex. La figure 4.9 montre la distribution de p_T/\cancel{E}_T , les événements rejetés correspondant aux points en-dessous de $1/0.7 \sim 1.43$. La coupure a peu d’effet, l’échantillon est déjà très pur après les autres coupures.

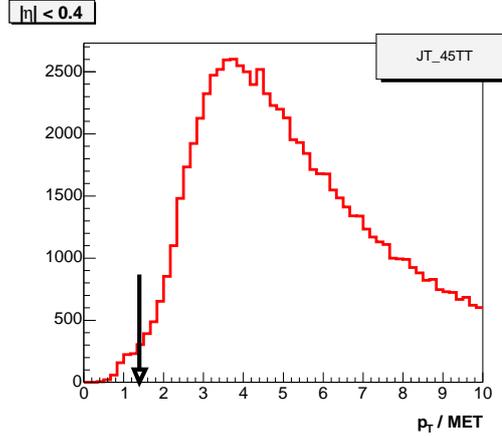


FIG. 4.9 – *Rapport du p_T du leading jet sur la \cancel{E}_T pour des événements passant le trigger JT_45TT. Le leading jet est dans la partie centrale $|\eta_D| < 0.4$.*

4.6 Sélection des jets

Tous les objets reconstruits comme jets par l’algorithme n’en sont pas forcément, cela peut-être par exemple des électrons ou des photons. Ils peuvent même être formés à partir de cellules chaudes ou d’objets ne provenant pas de l’interaction $p\bar{p}$ (événements cosmiques, interaction entre le faisceau et le gaz du tube). Afin d’éliminer les “faux” jets, des critères standard d’identification des jets ont été mis au point. Ils sont basés sur les propriétés transverses et longitudinales des gerbes dans le calorimètre.

Les coupures de qualités des jets sont les suivantes :

- $CHF < 0.4$ où CHF (Coarse Hadronic Fraction) représente la fraction de l’énergie du jet déposée dans la couche “hadronique à larges cellules” du calorimètre. Cette couche est la plus éloignée du faisceau.
- $0.05 < EMF < 0.95$ où EMF (ElectroMagnetic Fraction) représente la fraction de l’énergie du jet déposée dans les couches électromagnétiques du calorimètre.
- $L1SE_T / (p_T \times (1 - CHF)) > 0.4$ dans les parties centrales et avant du calorimètre et > 0.2 dans l’ICR, cette condition est évaluée seulement si $L1SE_T < 80$ GeV. $L1SE_T$ correspond à l’énergie transverse scalaire du jet au niveau L1 (énergie des tours du trigger dans un cône de rayon 0.5 autour de l’axe du jet).

Les coupures sur CHF et EMF ne sont pas utilisées pour les jets situés dans l'ICR ($0.8 < |y| < 1.6$) car la couverture des couches EM et CH n'est pas la même dans cette partie du détecteur. Les coupures ne sont pas adaptées pour celle-ci et les efficacités sont beaucoup plus faibles. La section efficace n'est pas mesurée dans la région inter-cryostat, cela n'a donc d'effet que pour les jets migrant dans les intervalles en rapidité dans lesquels la mesure est réalisée.

La distribution de chaque coupure est représentée pour différents intervalles en η_D , toutes les autres coupures sur les jets et les événements étant appliquées. Les distributions sont données pour chaque trigger séparément. Les jets de chaque trigger ont un p_T compris dans la région d'efficacité du trigger et avant celle du trigger suivant.

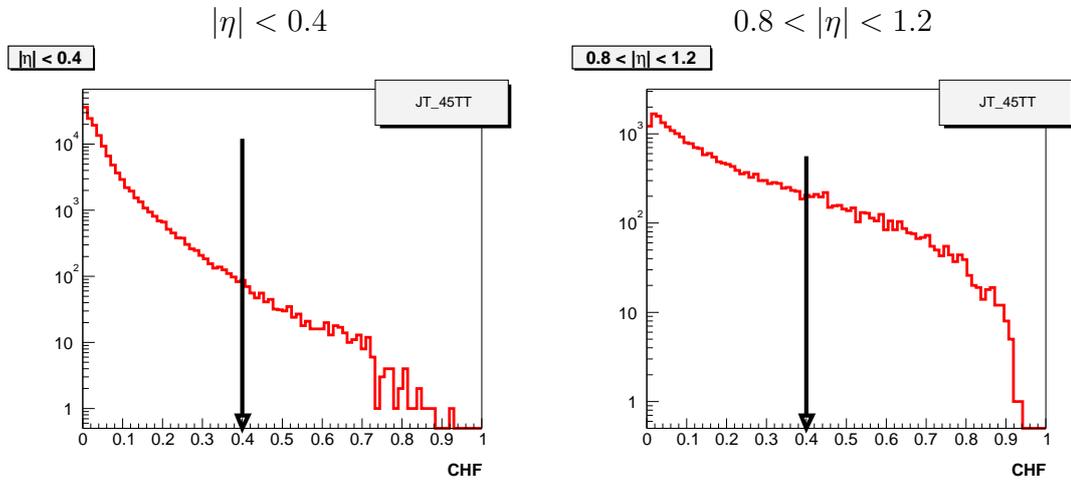


FIG. 4.10 – “*Fraction hadronique extérieure*” des jets vérifiant le trigger *JT_45TT*. La flèche indique la limite de la coupure.

4.6.1 Fraction hadronique extérieure

La “fraction hadronique extérieure” (Coarse Hadronic Fraction, CHF) représente la fraction de l'énergie du jet déposée dans la couche “hadronique à large cellules” du calorimètre, dernière couche avant le détecteur de muons. L'énergie moyenne déposée par un jet dans cette couche est de 5% et la coupure est telle que la fraction doit être moins grande que 40% de l'énergie du jet. Au-delà de ce pourcentage la fraction est due principalement due à des cellules chaudes de la couche (de manière générale la plus bruyante des couches). La figure 4.10 montre la distribution de CHF pour les deux intervalles en η_D , toutes les autres coupures de sélection des événements et de qualité des jets étant appliquées. Seule une faible fraction des jets est rejetée. La fraction est plus importante dans l'ICR pour l'intervalle $0.8 < |\eta_D| < 1.2$, plus de jets sont rejetés dans cette région surtout à grand p_T . En effet dans cette région

les couches FH précédant la couche CH sont moins nombreuses (cf. figure 4.11) et l'énergie du jet est moins contenue dans ces couches. De nombreux “bons” jets sont rejetés dans cette région.

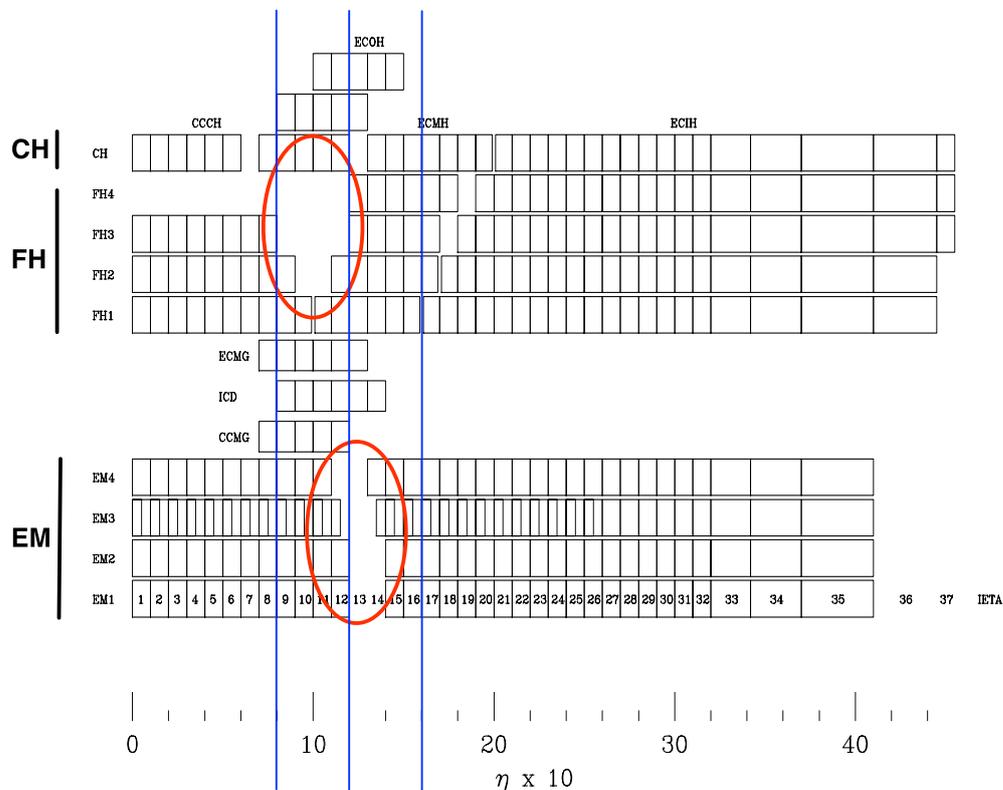


FIG. 4.11 – *Représentation schématique des différentes couches pour chaque tour en fonction de sa position en pseudo-rapacité. Les zones entourées correspondent à des parties géométriques du détecteur avec des couches en moins. Elles sont responsables du changement de la distribution des variables CHF et EMF dans l'ICR.*

4.6.2 Fraction électromagnétique

La fraction électromagnétique (EMF) représente la fraction de l'énergie du jet déposée dans les couches électromagnétiques du calorimètre. La distribution est montrée dans la figure 4.12. Elle est de la forme d'une gaussienne de valeur moyenne proche de 50%. Peu de jets sont rejetés par la coupure : $EMF < 5\%$ (cf. figure 4.12), hormis dans la région de l'ICR où la distribution a une toute autre forme. Dans cette région les jets ont une fraction électromagnétique plus faible⁸, le détecteur

8. c'est le cas surtout à grand p_T : l'énergie déposée est à peu près la même dans les couches EM, mais comme l'énergie totale est plus grande la EMF devient plus petite

présente ici moins de couches EM (cf. figure 4.11). La coupure permet de rejeter des événements avec des cellules chaudes dans les couches CH. La coupure à 0.95 permet de rejeter les objets électro-magnétiques (électrons et photons) reconstruits par l'algorithme du cône.

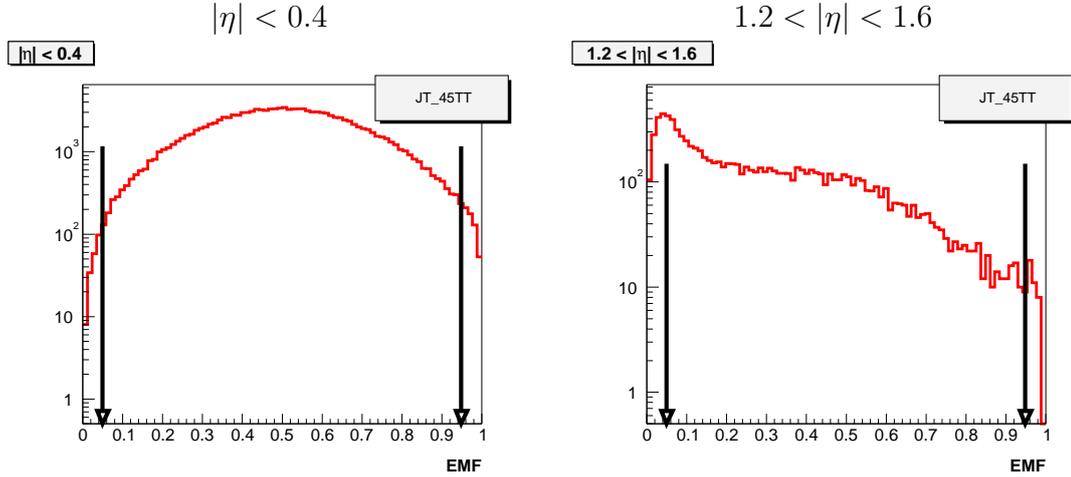


FIG. 4.12 – *Fraction électromagnétique (EMF) des jets vérifiant le trigger JT_45TT. Le critère de qualité des jets est $0.05 < EMF < 0.95$.*

4.6.3 $L1SE_T$

$L1SE_T$ correspond à l'énergie transverse scalaire du jet au niveau L1 (énergie des tours du trigger dans un cône de rayon 0.5 autour de l'axe du jet). Pour la comparer au p_T du jet reconstruit, la partie CHF de celui-ci est retirée car au niveau L1 les cellules correspondant à cette couche ne sont pas incluses. La coupure équivaut à demander que 40% (ou 20% dans l'ICR) de l'énergie du jet ait au moins été mesurée au niveau L1 dans le cône. La coupure apporte la confirmation que le jet ait pu être identifié comme un jet avec les cellules du niveau L1, car d'autres jets de l'événement peuvent avoir déclenché le trigger. Le critère utilisé pour la confirmation équivaut à vérifier que la concentration de l'énergie correspond à celle attendue pour un jet, c'est-à-dire de l'énergie concentrée essentiellement dans quelques tours au centre du jet. Si l'énergie correspondant au jet est très étendue, celui-ci correspond certainement à du bruit, ou alors à des jets très proches. La coupure n'est pas appliquée si l'énergie scalaire est supérieure à 80 GeV, car à partir de cette valeur l'énergie mesurée au niveau L1 commence à saturer. De plus pour des énergies aussi grandes dans le cône, on est assuré de satisfaire les conditions requises au niveau L1. La figure 4.13 montre la valeur moyenne de l'énergie transverse au niveau L1 en fonction de l'impulsion transverse du jet reconstruit au niveau L3. On peut voir que $L1SE_T$ n'augmente pas linéairement avec le p_T du jet, il y a un effet de saturation de

l'électronique du calorimètre au niveau L1. La distribution $L1SE_T/(p_T \times (1 - CHF))$ est donnée dans la figure 4.14 pour $L1SE_T < 80\text{GeV}$.

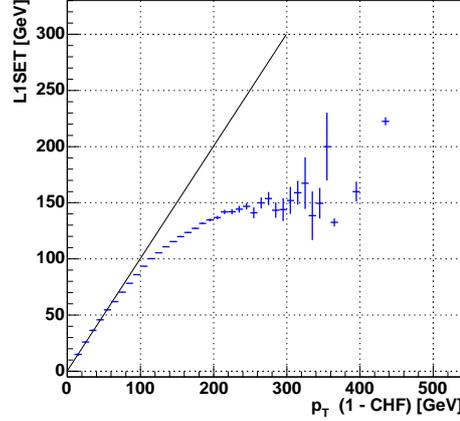


FIG. 4.13 – Valeur moyenne de l'énergie transverse au niveau L1 pour la partie centrale du calorimètre. [46]

La coupure a peu d'effet dans notre échantillon qui est de relativement grand p_T et contient peu de jets fusionnés. Les jets fusionnés à la fin de l'algorithme de reconstruction quand 50% de l'énergie est commune sont de taille supérieure à un seul cône. Il est normal donc que l'énergie calculée au niveau L1 soit plus petite pour de tels jets. La coupure a donc tendance à rejeter des jets fusionnés qui ne sont pas forcément des mauvais jets. Comme ces jets sont plutôt de bas p_T , cela influence peu notre mesure de la section efficace.

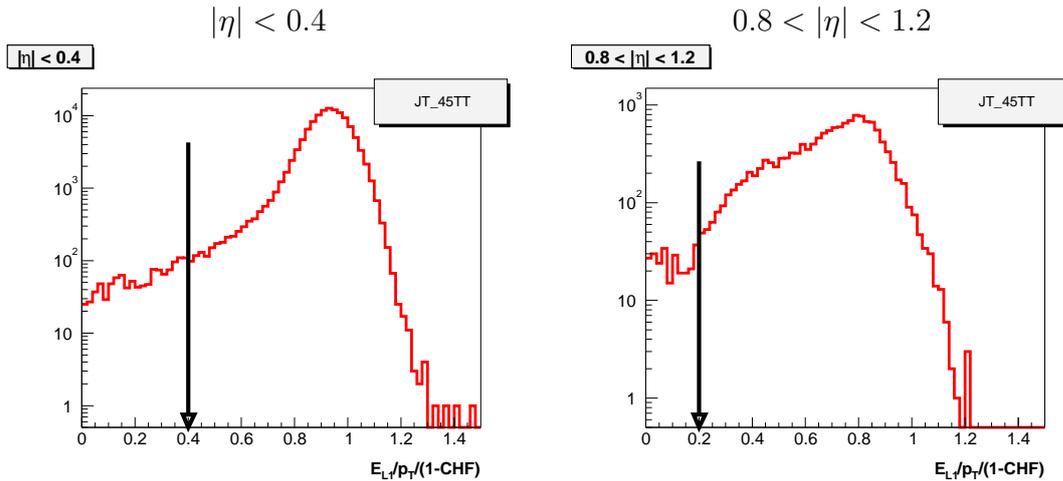


FIG. 4.14 – Distribution de $L1SE_T/(p_T \times (1 - CHF))$ pour les jets vérifiant le trigger JT_{45TT} . Le critère de qualité des jets est $L1SE_T/(p_T \times (1 - CHF)) > 0.4$ dans les parties centrales et avant du calorimètre et > 0.2 dans l'ICR (pour $L1SE_T < 80\text{GeV}$).

4.7 Efficacités des coupures de sélection

4.7.1 Calcul des efficacités et de leurs erreurs

Les efficacités sont calculées pour chaque coupure séparément, puis sont multipliées entre elles pour obtenir l'efficacité totale. On peut différencier les coupures de sélection des jets de celles concernant les événements. Nous utilisons l'hypothèse de factorisation des efficacités qui implique la décorrélation des coupures ainsi qu'un échantillon suffisamment pur. Les coupures doivent être décorréliées pour les événements QCD, mais pas forcément pour le fond. Hormis le cas du vertex, l'application des coupures n'est pas faite séquentiellement. L'efficacité est calculée à partir des données : on considère les jets rejetés par une coupure comme des bons jets, de même pour les événements. Pour expliquer le calcul des efficacités, considérons l'exemple d'une coupure de sélection des jets. L'efficacité ϵ est calculée en divisant le nombre de jets sélectionnés N_s (après toutes les coupures) par le nombre N_c de jets ayant passé toutes les coupures sauf celle considérée :

$$\epsilon = \frac{N_s}{N_c}, \quad \sigma_\epsilon = \sqrt{\frac{\epsilon(1-\epsilon)}{N_c}} \quad (4.8)$$

L'erreur sur l'efficacité σ_ϵ est calculée selon une loi binomiale.

L'efficacité des coupures est calculée pour les différents intervalles en η_D et pour chaque trigger, sachant que seuls les jets au-dessus du seuil d'efficacité d'un trigger et en-dessous du seuil du trigger suivant sont utilisés. Chaque jet entrant dans la section efficace est pondéré par l'inverse de son efficacité de sélection. Les efficacités de sélection des événements et des jets sont résumées dans les tableaux 4.6 à 4.8 qui présentent également les erreurs statistiques et systématiques. L'efficacité pour la sélection des jets par exemple est obtenue en multipliant les efficacités de toutes les coupures de sélection des jets et leurs erreurs sont sommées quadratiquement.

4.7.2 Efficacité de la sélection des jets

Dans le calcul de l'efficacité, l'approximation qui est faite est celle d'un échantillon pur après application de toutes les coupures sauf celle dont on calcule l'efficacité. Dans les analyses précédentes de la section efficace inclusive des jets [47] et du spectre en masse des dijets [48], la part des bons jets rejetés par une coupure a été estimée au moyen d'un ajustement des distributions des variables. Les distributions des variables sont ajustées par une fonction dans la région non coupée. Puis la fonction est prolongée dans la région coupée afin d'estimer la part de bons jets rejetés, représentée par l'aire sous la fonction dans cette région. Cette méthode a un intérêt lorsqu'un excès dans la distribution se trouve au delà de la coupure. Dans notre cas, les queues de distribution qu'on rejette ne montrent pas d'excès, elle sont dans la

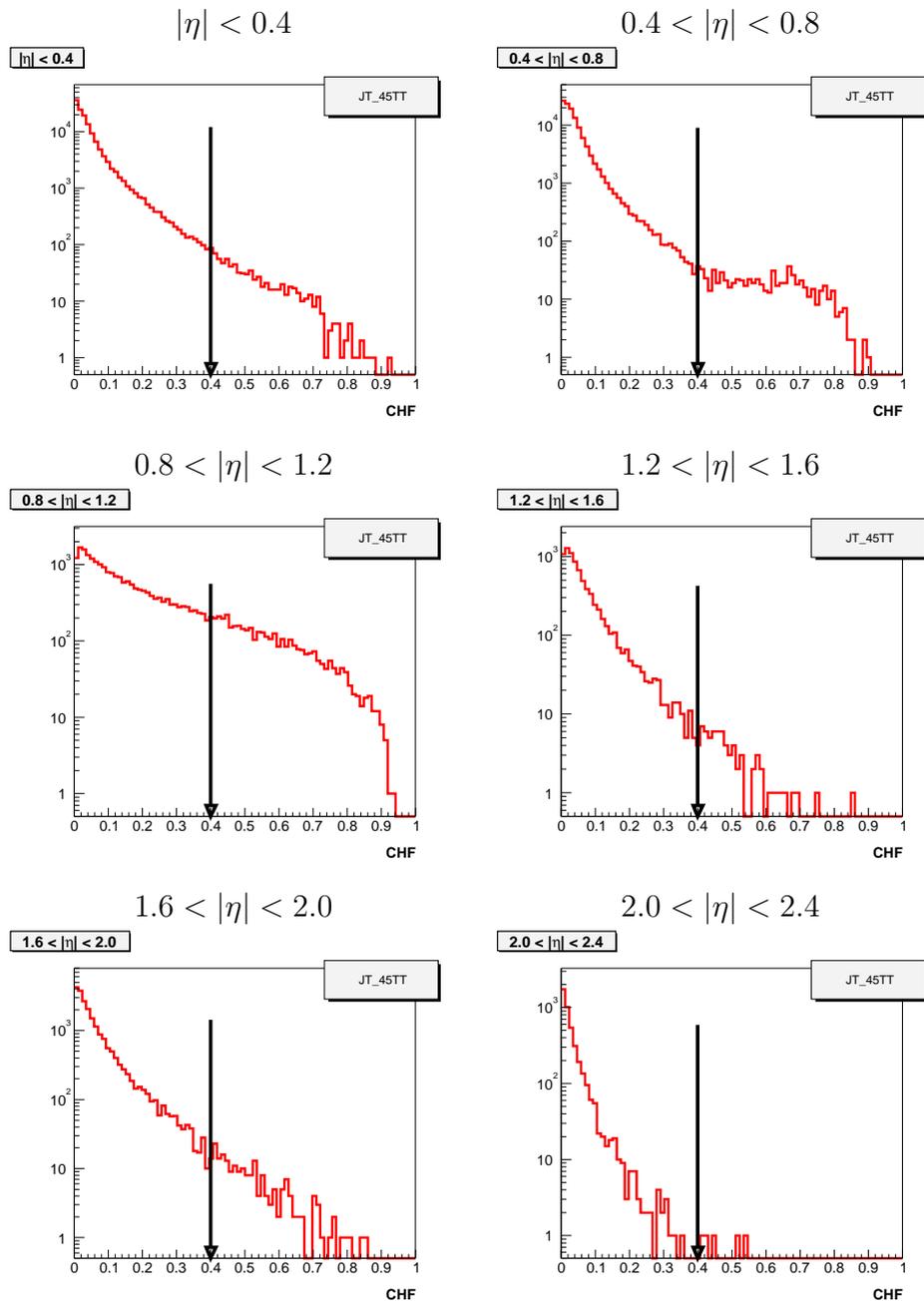


FIG. 4.15 – “Coarse Hadronic Fraction” pour les jets du trigger JT_45TT, pour les différents intervalles en η_D des jets.

continuité de la distribution. Ce qui permet de postuler que notre échantillon est pur après application de toutes les coupures sauf une.

Les efficacités ont été calculées pour chaque intervalle de trigger et dans les différents domaines en η_D . En dehors de l'ICR, très peu de domaines montrent des excès dans les distributions. Dans la figure 4.15 la distribution de CHF est montrée pour le trigger JT_45_TT dans les différents intervalles en η_D . Les distributions des variables EMF et $L1SE_T$ dans les mêmes domaines sont données en annexe (cf. figures D.2 et D.3). La distribution de CHF montre un excès seulement pour le domaine $0.4 < |\eta_D| < 0.8$. Le calcul de l'efficacité pour ce domaine en utilisant un ajustement est illustré dans la figure 4.16. En effectuant l'ajustement on trouve une efficacité de 99.8%, alors que l'on obtient une efficacité de 99.4% lorsque l'on considère comme bons l'intégralité des jets au-delà de la coupure $CHF = 0.4$. Pour garder une même méthode pour tous les domaines, on considère tous les jets coupés comme de bons jets. Pour être conservatif et ne pas ignorer complètement les excès dans certaines des distributions, la différence entre 100% et l'efficacité calculée est prise comme erreur systématique.

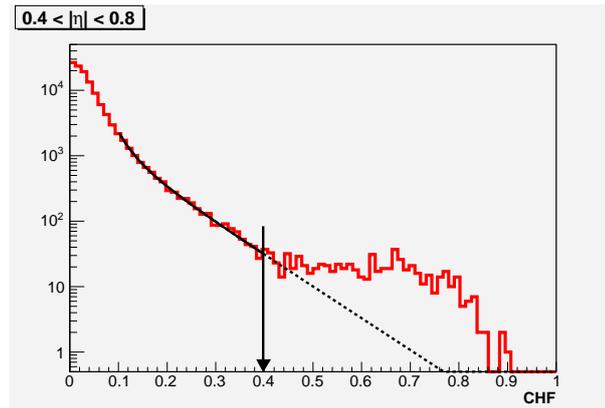


FIG. 4.16 – *Distribution de la variable CHF pour le trigger JT_45_TT dans le domaine $0.4 < |\eta_D| < 0.8$. La distribution est montrée avec un ajustement qui peut être utilisé pour le calcul de l'efficacité.*

La région inter-cryostat La dépendance de l'efficacité des coupures sur CHF et EMF en fonction du p_T du jet est donnée dans la figure 4.17 pour la région inter-cryostat (ICR). L'efficacité de la coupure sur CHF est de l'ordre de 99% dans la plupart des cas excepté dans l'ICR où elle tombe jusqu'à 50% à grand p_T . Dans cette région elle dépend nettement du p_T , elle ne pourrait pas être considérée comme constante pour un domaine en p_T de trigger donné. Du fait de la grande inefficacité de cette coupure, elle n'est pas appliquée dans cette région. La même chose est constatée pour les deux coupures sur EMF. L'efficacité des coupures est d'environ 99% sauf pour $EMF > 0.05$ dans l'ICR où elle atteint au plus bas 40%.

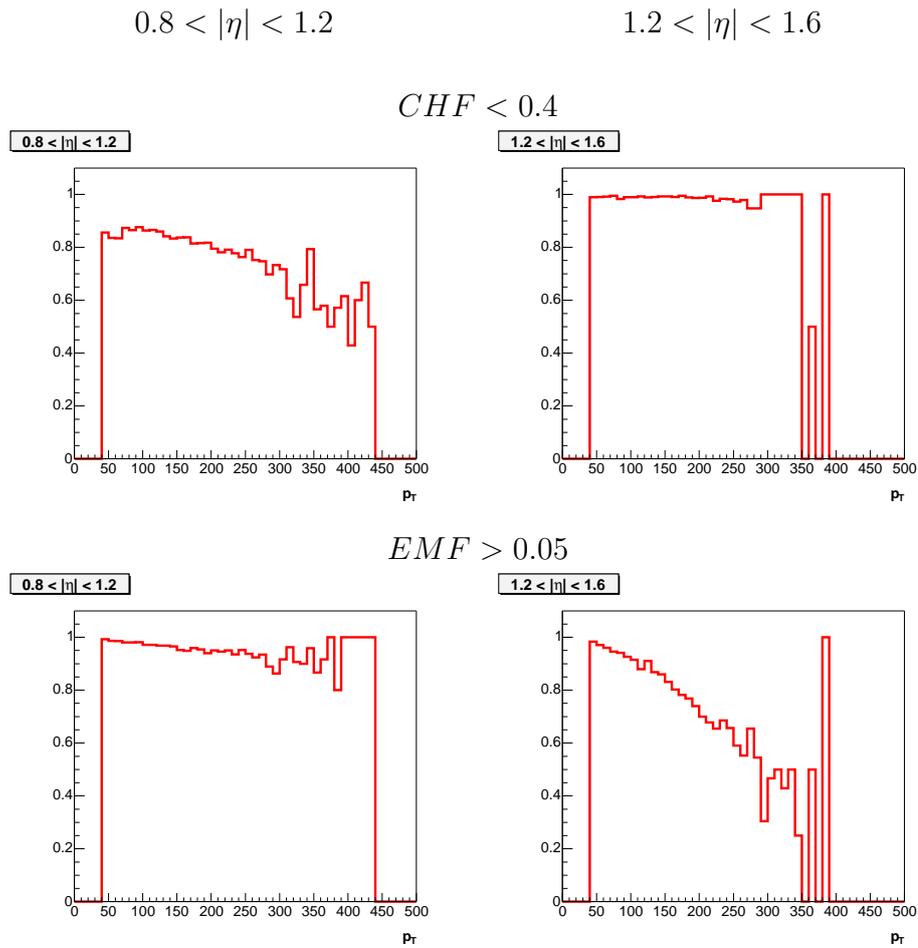


FIG. 4.17 – *Efficacité des coupures sur CHF et $EMF > 0.05$ en fonction du p_T du jet dans les deux intervalles en rapidité correspondant à la région inter-cryostat.*

La coupure sur CHF et celle $EMF > 0.05$ ne sont pas adaptées dans la région inter-cryostat, c'est pourquoi elles ne sont pas appliquées. Il s'ensuit que la section efficace n'est pas mesurée pour le domaine en rapidité correspondant à cette partie du détecteur, car on ne peut s'assurer d'une bonne sélection des jets. Cependant les jets de cette partie contribuent de l'ordre de 15-20% [49] à la section efficace pour des intervalles voisins en rapidité (du fait de la différence entre pseudo-rapidité et rapidité). Une efficacité de 100% est de ce fait attribuée pour ces événements, avec une erreur systématique égale à la différence entre l'efficacité calculée précédemment et 100%.

L1SE_T La coupure sur $L1SE_T$ a une efficacité comprise entre 97 et 99%. Comme la part des bons et celle de mauvais jets rejetés sont difficilement discernables (surtout pour les jets fusionnés), elles sont approximées à 50% chacune. La valeur de l'efficacité utilisée correspond à l'efficacité calculée majorée par la moitié de la différence entre elle et 100%. La moitié de la différence est prise comme erreur systématique.

Les efficacités pour chaque coupure sont données en annexe dans les tableaux D.1 à D.3. Pour la sélection des jets l'efficacité globale est de l'ordre de 97-98% avec des erreurs systématiques de l'ordre du pourcent excepté dans l'ICR où elles varient entre 10 et 40% selon le domaine en p_T à cause des coupures inappropriées.

4.7.3 Efficacité de la sélection des événements

Dans le calcul des efficacités des coupures de sélection des événements, l'hypothèse de factorisation n'est pas valable pour les coupures sur le vertex, car elles sont fortement corrélées. Les deux coupures sur le vertex sont les suivantes :

- la nécessité de la présence d'un vertex primaire reconstruit avec au moins 3 traces associées,
- la coupure sur la position du vertex selon la coordonnée z .

Ces coupures permettent de s'assurer de la bonne reconstruction des événements utilisés dans l'analyse. Pour le calcul de leurs efficacités, elles doivent être appliquées séquentiellement. Les efficacités sont donc définies comme suit :

$$\epsilon_{3tr} = \frac{N_{3tr}}{N_{tot}}, \quad \epsilon_z = \frac{N_z}{N_{3tr}} \quad (4.9)$$

où N_{3tr} correspond au nombre d'événements possédant un vertex primaire avec au moins 3 traces associées, N_z est le nombre d'événements qui passent ce même critère plus celui sur la position du vertex et N_{tot} le nombre d'événements avant coupures. Ces efficacités sont ensuite traitées comme une seule efficacité $\epsilon_{vtx} = \epsilon_{3tr} \cdot \epsilon_z$ qui sera multipliée avec celles des autres coupures (sur E_T et pour la sélection des jets). Les efficacités de sélection des événements sont calculées pour différents intervalles en

η_D selon la direction du leading jet de l'événement qui doit passer les coupures de qualité des jets. Ceci est réalisé séparément pour chaque trigger utilisé. Les erreurs systématiques sont prises comme la différence des efficacités calculées lorsque les autres coupures sont appliquées ou non.

Les efficacités pour chaque coupure sont données avec leurs erreurs statistiques et systématiques en annexe dans les tableaux D.4 à D.6. L'efficacité globale pour la sélection des événements est de l'ordre de 66% pour la région centrale avec une erreur systématique de moins de 3%. L'inefficacité principale vient de la coupure stricte sur la position du vertex.

Pour la région centrale en η_D une légère dépendance existe en fonction du trigger et donc de p_T pour la coupure sur le nombre de traces (l'efficacité diminue quand le p_T augmente). Les effets sont plus notables à grand η_D et grand p_T sur les efficacités des coupures sur le vertex, dans cette configuration la reconstruction du vertex à partir des traces est plus difficile et la distribution du z_{vtx} plus large. Les erreurs systématiques sont plus grandes dans cette région. Seul environ 75% des événements (dont le leading jet se trouve dans la partie centrale du détecteur) survivent à la coupure sur la position du vertex qui est la coupure pour la sélection des événements qui a la plus mauvaise efficacité. L'efficacité de la coupure sur le nombre de traces varie elle entre 80 et 90%.

La coupure sur l'énergie manquante, rejette peu d'événements une fois les autres coupures appliquées, son efficacité est proche de 100%. L'efficacité de cette coupure est calculée de la même manière que celle des jets. L'erreur systématique utilisée est égale à la différence entre l'efficacité calculée et 100%.

$ \eta_D $	trigger	événement	jet	total
$ \eta_D < 0.4$	<i>JT_25TT_NG</i> err. syst.	0.6679 \pm 0.0034 \pm 0.0198	0.9829 \pm 0.0011 \pm 0.0094	0.6564 \pm 0.0034 \pm 0.0204
	<i>JT_45TT</i> err. syst.	0.6671 \pm 0.0011 \pm 0.0205	0.9832 \pm 0.0004 \pm 0.0089	0.6559 \pm 0.0012 \pm 0.0210
	<i>JT_65TT</i> err. syst.	0.6716 \pm 0.0011 \pm 0.0198	0.9842 \pm 0.0004 \pm 0.0085	0.6610 \pm 0.0011 \pm 0.0203
	<i>JT_95TT</i> err. syst.	0.6630 \pm 0.0020 \pm 0.0219	0.9856 \pm 0.0006 \pm 0.0077	0.6535 \pm 0.0020 \pm 0.0222
$0.4 < \eta_D < 0.8$	<i>JT_25TT_NG</i> err. syst.	0.6720 \pm 0.0032 \pm 0.0226	0.9742 \pm 0.0016 \pm 0.0159	0.6547 \pm 0.0033 \pm 0.0245
	<i>JT_45TT</i> err. syst.	0.6624 \pm 0.0012 \pm 0.0223	0.9691 \pm 0.0006 \pm 0.0199	0.6419 \pm 0.0012 \pm 0.0253
	<i>JT_65TT</i> err. syst.	0.6601 \pm 0.0015 \pm 0.0223	0.9790 \pm 0.0006 \pm 0.0123	0.6462 \pm 0.0015 \pm 0.0233
	<i>JT_95TT</i> err. syst.	0.6401 \pm 0.0029 \pm 0.0261	0.9830 \pm 0.0011 \pm 0.0098	0.6292 \pm 0.0029 \pm 0.0264

TAB. 4.6 – *Efficacité de la sélection des événements plus des jets.* Les efficacités sont données avec leurs erreurs statistiques et systématiques.

$ \eta_D $	trigger	événement	jet	total
$0.8 < \eta_D < 1.2$	<i>JT_25TT_NG</i>	0.6474 \pm 0.0058	0.9861 \pm 0.0055	0.6384 \pm 0.0068
	err. syst.	\pm 0.0260	\pm 0.1298	\pm 0.0879
	<i>JT_45TT</i>	0.6561 \pm 0.0027	0.9846 \pm 0.0027	0.6459 \pm 0.0032
	err. syst.	\pm 0.0250	\pm 0.1565	\pm 0.1056
$1.2 < \eta_D < 1.6$	<i>JT_65TT</i>	0.6552 \pm 0.0036	0.9847 \pm 0.0040	0.6451 \pm 0.0044
	err. syst.	\pm 0.0244	\pm 0.1941	\pm 0.1294
	<i>JT_95TT</i>	0.6254 \pm 0.0078	0.9844 \pm 0.0097	0.6157 \pm 0.0098
	err. syst.	\pm 0.0386	\pm 0.2589	\pm 0.1663
$0.8 < \eta_D < 1.2$	<i>JT_25TT_NG</i>	0.6478 \pm 0.0057	0.9876 \pm 0.0046	0.6398 \pm 0.0063
	err. syst.	\pm 0.0267	\pm 0.0816	\pm 0.0591
	<i>JT_45TT</i>	0.6447 \pm 0.0042	0.9853 \pm 0.0041	0.6352 \pm 0.0049
	err. syst.	\pm 0.0238	\pm 0.1475	\pm 0.0979
$1.2 < \eta_D < 1.6$	<i>JT_65TT</i>	0.6082 \pm 0.0077	0.9754 \pm 0.0095	0.5933 \pm 0.0095
	err. syst.	\pm 0.0250	\pm 0.2683	\pm 0.1650
	<i>JT_95TT</i>	0.5798 \pm 0.0188	0.9761 \pm 0.0256	0.5659 \pm 0.0236
	err. syst.	\pm 0.0360	\pm 0.4014	\pm 0.2353

TAB. 4.7 – *Effacité de la sélection des événements plus des jets.* Les efficacités sont données avec leurs erreurs statistiques et systématiques.

$ \eta_D $	trigger	événement	jet	total
$1.6 < \eta_D < 2.0$	<i>JT_25TT_NG</i>	0.6284 \pm 0.0030	0.9773 \pm 0.0013	0.6141 \pm 0.0030
	err. syst.	\pm 0.0255	\pm 0.0133	\pm 0.0263
	<i>JT_45TT</i>	0.6267 \pm 0.0025	0.9737 \pm 0.0012	0.6103 \pm 0.0026
	err. syst.	\pm 0.0271	\pm 0.0158	\pm 0.0282
$2.0 < \eta_D < 2.4$	<i>JT_65TT</i>	0.6045 \pm 0.0031	0.9714 \pm 0.0016	0.5872 \pm 0.0032
	err. syst.	\pm 0.0244	\pm 0.0176	\pm 0.0259
	<i>JT_95TT</i>	0.5156 \pm 0.0089	0.9653 \pm 0.0058	0.4977 \pm 0.0091
	err. syst.	\pm 0.0326	\pm 0.0206	\pm 0.0332
$1.6 < \eta_D < 2.0$	<i>JT_25TT_NG</i>	0.5976 \pm 0.0055	0.9706 \pm 0.0029	0.5800 \pm 0.0056
	err. syst.	\pm 0.0300	\pm 0.0187	\pm 0.0312
	<i>JT_45TT</i>	0.5592 \pm 0.0046	0.9713 \pm 0.0026	0.5431 \pm 0.0047
	err. syst.	\pm 0.0314	\pm 0.0205	\pm 0.0326
$2.0 < \eta_D < 2.4$	<i>JT_65TT</i>	0.4746 \pm 0.0065	0.9744 \pm 0.0042	0.4624 \pm 0.0067
	err. syst.	\pm 0.0257	\pm 0.0198	\pm 0.0267
	<i>JT_95TT</i>	0.0000 \pm 0.0000	0.0000 \pm 0.0000	0.0000 \pm 0.0000
	err. syst.	\pm 0.0000	\pm 0.0000	\pm 0.0000

TAB. 4.8 – *Efficacité de la sélection des événements plus des jets.* Les efficacités sont données avec leurs erreurs statistiques et systématiques.

4.8 Contrôle des distribution des variables cinématiques

Un jet est caractérisé par sa direction (y, Φ) et son énergie, plus spécialement son énergie transverse équivalente à l'impulsion transverse dans l'algorithme du cône qui utilise les quadri-vecteurs. Les distributions de la rapidité y et de l'angle azimutal Φ sont représentées dans la figure 4.18. La distribution en Φ est à peu près plate avec des fluctuations dues au détecteur, car la physique est uniforme dans le plan transverse. Ce n'est pas le cas pour la rapidité dont la distribution est plutôt gaussienne et centrée en zéro.

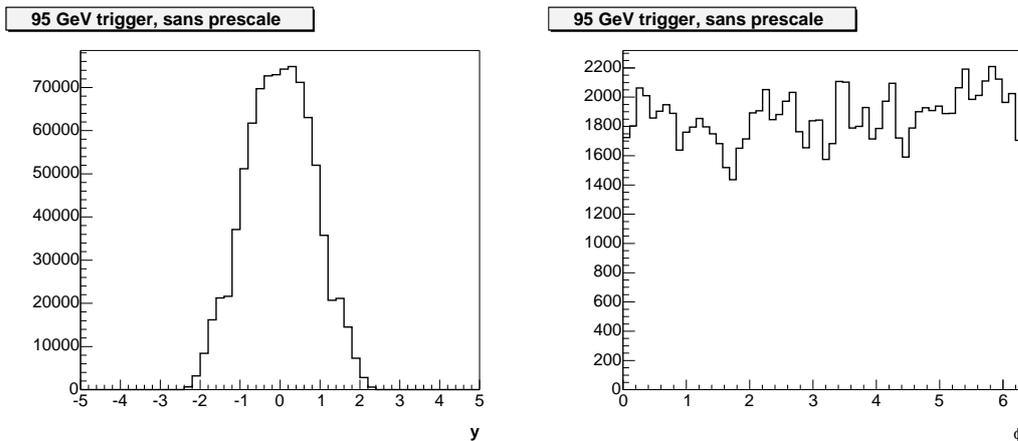


FIG. 4.18 – *Distribution de la rapidité y et de l'angle azimutal Φ des jets pour le trigger JT_95TT.*

La mesure de la section efficace n'est pas effectuée dans la région inter-cryostat, espace de raccord entre la partie centrale et la partie avant du calorimètre. Si la limite de cet espace peut-être définie sans ambiguïté en terme de direction η_D du jet, ce n'est pas le cas avec la rapidité y . Les distributions y et η_D ont la même forme, mais pour un jet donné les deux grandeurs ne sont pas forcément égales. La principale raison est que les directions utilisées pour leur calcul passent par le centre du détecteur pour η_D et par le vertex primaire pour y . Par conséquent, une partie des jets de la région inter-cryostat $0.8 < |\eta_D| < 1.5$ est mesurée par exemple dans l'intervalle $0.4 < |y| < 0.8$. La proportion de ces jets est de l'ordre de 15-20% [49]. La figure 4.19 représente la différence entre la rapidité et la pseudo-rapidité η_D pour les jets mesurés dans la partie centrale du détecteur. L'écart maximal entre les deux grandeurs est de moins de 0.4. Des jets mesurés dans l'ICR peuvent donc entrer dans la section efficace mesurée dans l'intervalle $0.4 < |y| < 0.8$, mais pas dans l'intervalle le plus central $|y| < 0.4$.

On a vu que les coupures d'identification des jets était mal adaptée dans l'ICR et que la mesure de la section efficace n'était donc pas faite dans ce domaine. Mais les jets de cette région peuvent venir polluer la mesure dans les intervalles en y voisins.

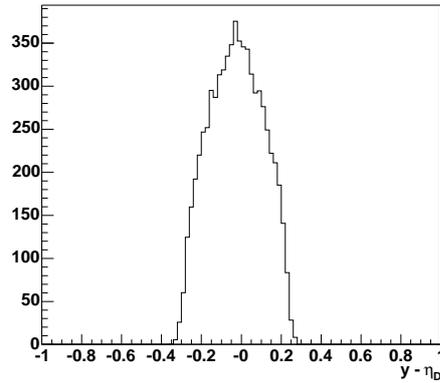


FIG. 4.19 – *Distribution de la différence entre la rapidité y et la pseudo-rapidity η_D des jets, pour la partie centrale du détecteur.*

Ceci peut être observé sur la distribution de la rapidité (cf. figure 4.20) de tous les jets mesurés, en tenant compte de leur ordonnancement en p_T dans l'événement. La distribution pour les deuxièmes jets est celle d'une gaussienne, ces jets correspondent à des événements avec au moins deux jets. Par contre celle des premiers jets montre un excès pour les valeurs de rapidité correspondant à l'ICR. La comparaison de ces deux distributions suggère que l'excès observé sur la distribution des premiers jets correspond à des jets mal identifiés, parce que celle des deuxièmes jets qui correspond à des événements dijets plus purs ne montre pas cet excès. Cette figure laisse présager d'un excès de la section efficace également pour la région proche de l'ICR $0.4 < |y| < 0.8$. Ceci sera visible de manière plus évidente à la fin du chapitre lors de la comparaison des données avec les prédictions théoriques.

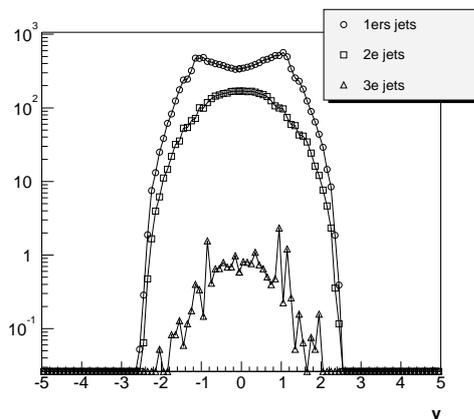


FIG. 4.20 – *Distribution de la rapidité pour les jets ordonnés en impulsion transverse*

4.9 Déconvolution des effets du détecteur dans la mesure

Cette étape appelée aussi *unsmearing* est la procédure par laquelle l'effet du détecteur est déconvolué de la mesure de manière à pouvoir la comparer directement avec les prédictions théoriques. Elle correspond à la déconvolution de la résolution du détecteur. Pour ceci les simulations Monte-Carlo ne sont pas utilisées, elles sont considérées comme ne décrivant pas suffisamment correctement les données. L'effet de la résolution est donc déconvolué indépendamment des simulations. Seul l'effet de la résolution en p_T qui est le plus important [47] est pris en compte, l'effet de la résolution en η et ϕ ne le sont pas. A grand η , la résolution en η doit avoir un effet plus important que dans la région centrale, mais il n'a pas été vérifié pour l'analyse jusqu'à présent. La procédure est effectuée indépendamment pour chacun des intervalles en rapidité dans lesquels la section efficace a été mesurée. Ceci est réalisé pour la section efficace déjà corrigée des efficacités de sélection des événements et des jets, et des efficacités des triggers.

Une fonction appelée fonction *Ansatz* (mot allemand pour dire essai) est utilisée pour décrire la forme de la section efficace au niveau des jets de particules. elle est de la forme suivante :

$$F_{Ansatz} = (\alpha + \beta p_T^{-\gamma}) e^{-\delta p_T} \quad (4.10)$$

où α , β , γ et δ sont des paramètres libres fixés lors de l'ajustement. Le terme $\beta p_T^{-\gamma} e^{-\delta p_T}$ de la fonction permet de décrire l'allure générale de la section efficace, et le terme $\alpha e^{-\delta p_T}$ permet de suivre plus précisément la forme de la section efficace à grand p_T . De manière générale, la fonction Ansatz utilisée doit avoir suffisamment de paramètres pour décrire correctement les données.

La procédure de déconvolution est la suivante :

1. Tout d'abord la fonction Ansatz est convoluée par une gaussienne de largeur égale à la résolution en p_T .

$$F(p_T) = \int_0^{\sqrt{s}/2} F_{Ansatz}(p'_T) Gaus(p'_T, p_T) dp'_T \quad (4.11)$$

$$\text{avec } Gaus(p'_T, p_T) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma p'_T} e^{-\frac{(p'_T - p_T)^2}{2\sigma^2 p'_T}} \quad (4.12)$$

2. La fonction convoluée est ensuite ajustée sur les données par minimisation du χ^2 calculé comme suit :

$$\chi^2 = \sum_{bin} \left[\frac{\left(\left(\frac{d\sigma}{dp_T} \right)_{bin}^{pred} - \left(\frac{d\sigma}{dp_T} \right)_{bin}^{data} \right)^2}{\Delta \left(\frac{d\sigma}{dp_T} \right)_{bin}} \right] \quad (4.13)$$

où la prédiction pour un intervalle (*bin*) en p_T correspond à l'intégrale de la courbe dans celui-ci divisée par la largeur de l'intervalle :

$$\left(\frac{d\sigma}{dp_T}\right)_{bin}^{pred} = \frac{1}{\Delta p_T} \int_{bin} F(p_T) dp_T \quad (4.14)$$

- le coefficient de correction permettant de corriger la section efficace de l'effet de la résolution en p_T est calculé en faisant le rapport de la fonction Ansatz non-convoluée sur celle convoluée avec les paramètres obtenus par après ajustement pour chaque intervalle en p_T :

$$C_{unsm\ i} = \frac{\int_{bin\ i} F_{Ansatz}(p_T) dp_T}{\int_{bin\ i} F(p_T) dp_T} \quad (4.15)$$

Pour résumer, l'effet de la résolution en p_T sur la mesure est obtenu en comparant une fonction convoluée par cette résolution qui décrit les données et cette même fonction non convoluée. La différence relative entre les données et l'ajustement réalisé avec la fonction Ansatz convoluée est représentée dans la figure 4.21 et les paramètres et les χ^2 obtenus sont résumés dans le tableau 4.9. Dans ce tableau la fonction Ansatz standard est appelée F_4 . Pour le calcul des χ^2 seules les erreurs statistiques $\Delta\left(\frac{d\sigma}{dp_T}\right)_{bin}$ sont utilisées lors de l'ajustement, alors que les points des données ont déjà été corrigés des différentes efficacités. Cela et le fait que les points fluctuent beaucoup à grand p_T expliquent pourquoi les χ^2 obtenus sont moyens. Pour la section efficace dans l'intervalle $2.0 < |y| < 2.4$ le dernier point entre 180 et 200 GeV n'est pas utilisé dans l'ajustement car il correspond seulement à deux événements et il sort beaucoup de la continuité de la courbe (cela peut être observé sur la figure 4.25).

Effets systématiques Pour le calcul des erreurs systématiques sur le coefficient de correction, la même procédure a été réitérée en changeant de fonction Ansatz et en utilisant différentes résolutions en p_T obtenues en faisant varier le domaine de la position z du vertex et en différenciant les événements dijets où les jets sont du même côté en rapidité du détecteur et ceux qui sont opposés (cf. chapitre 3).

Les deux autres fonctions Ansatz utilisées sont :

$$F_3 = N p_T^{-\alpha} \left(1 - \frac{2p_T}{\sqrt{s}}\right)^\gamma \quad \text{et} \quad (4.16)$$

$$F_{eee} = e^{N_1+k_1p_T} + e^{N_2+k_2p_T} + e^{N_3+k_3p_T} \quad (4.17)$$

Les paramètres et les χ^2 obtenus après ajustement pour les différentes fonctions sont résumés dans le tableau 4.9. D'autre part le rapport des coefficients de correction obtenus avec ces fonctions supplémentaires et ceux obtenus avec la fonction standard (F_4) sont représentés dans la figure 4.22. La fonction de trois exponentielles F_{eee} permet d'avoir plus de paramètres pour mieux décrire les données, mais l'ajustement

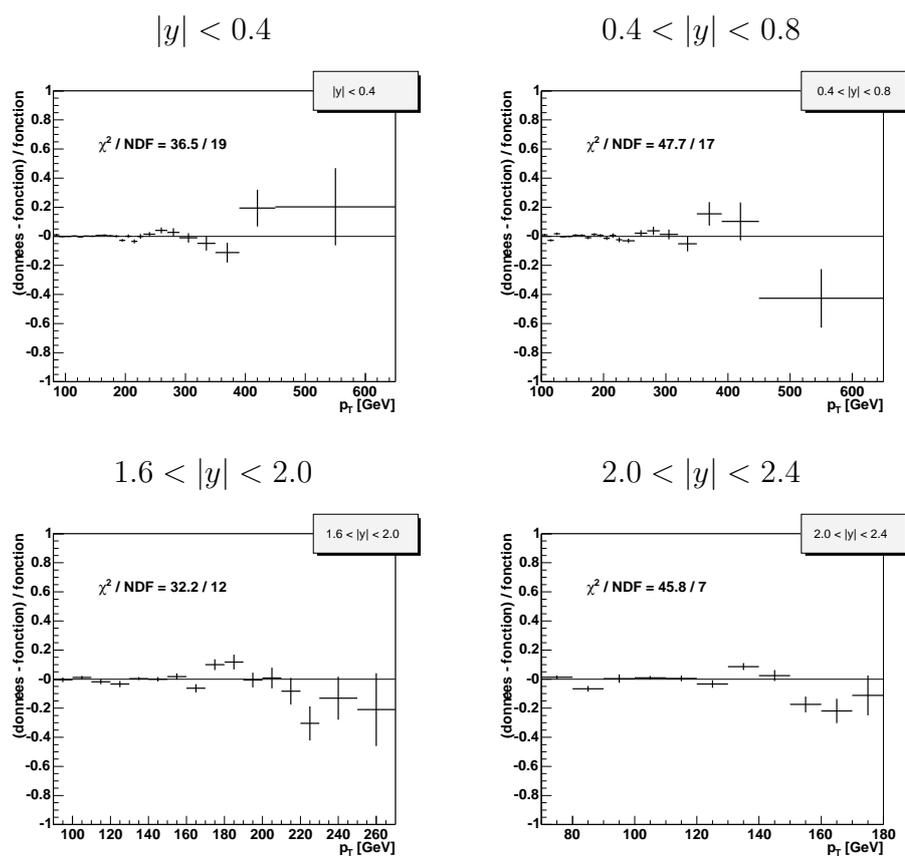


FIG. 4.21 – *Différence relative des données et de la fonction utilisée pour l'ajustement, pour différents domaines de rapidité.*

$ y $	F_4	F_3	F_{eee}
$ y < 0.4$	$\alpha = (10.807 \pm 1.451).10^2$ $\beta = (8.780 \pm 0.392).10^{10}$ $\gamma = 3.530 \pm 0.004$ $\delta = (2.898 \pm 0.046).10^{-2}$ $\chi^2/NDF = 36.5 / 19$	$N = (11.326 \pm 0.699).10^{12}$ $\alpha = 4.982 \pm 0.015$ $\beta = 8.768 \pm 0.097$ $\chi^2/NDF = 43.4 / 20$	$N_1 = 7.409 \pm 0.030$ $k_1 = -0.0300 \pm 0.0001$ $N_2 = 11.369 \pm 0.024$ $k_2 = -0.0562 \pm 0.0002$ $N_3 = 14.783 \pm 0.070$ $k_3 = -0.1037 \pm 0.0009$ $\chi^2/NDF = 32.1 / 17$
$0.4 < y < 0.8$	$\alpha = (12.213 \pm 1.617).10^2$ $\beta = (9.116 \pm 0.545).10^{10}$ $\gamma = 3.498 \pm 0.009$ $\delta = (2.977 \pm 0.044).10^{-2}$ $\chi^2/NDF = 47.7 / 17$	$N = (14.907 \pm 1.547).10^{12}$ $\alpha = 5.004 \pm 0.025$ $\beta = 9.469 \pm 0.134$ $\chi^2/NDF = 48.2 / 18$	$N_1 = 7.587 \pm 0.040$ $k_1 = -0.0309 \pm 0.0002$ $N_2 = 11.777 \pm 0.034$ $k_2 = -0.0583 \pm 0.0003$ $N_3 = 18.916 \pm 0.415$ $k_3 = -0.1521 \pm 0.0049$ $\chi^2/NDF = 38.5 / 15$
$1.6 < y < 2.0$	$\alpha = (1.367 \pm 0.070).10^5$ $\beta = (28.284 \pm 36.184).10^{18}$ $\gamma = 7.861 \pm 0.292$ $\delta = (6.854 \pm 0.037).10^{-2}$ $\chi^2/NDF = 32.2 / 12$	$N = (15.873 \pm 5.890).10^7$ $\alpha = 1.930 \pm 0.096$ $\beta = 46.165 \pm 0.663$ $\chi^2/NDF = 33.3 / 13$	$N_1 = 17.730 \pm 0.350$ $k_1 = -0.1610 \pm 0.0039$ $N_2 = 11.831 \pm 0.011$ $k_2 = -0.0686 \pm 0.0001$ $N_3 = 12.436 \pm 138.287$ $k_3 = -0.1601 \pm 2.0212$ $\chi^2/NDF = 31.9 / 10$
$2.0 < y < 2.4$	$\alpha = (6.810 \pm 0.061).10^5$ $\beta = (10.713 \pm 0.004).10^{12}$ $\gamma = 21.147 \pm 70376.0$ $\delta = (9.803 \pm 0.010).10^{-2}$ $\chi^2/NDF = 32.2 / 7$	$N = (2.367 \pm 1.749).10^7$ $\alpha = 1.128 \pm 0.207$ $\beta = 75.827 \pm 1.952$ $\chi^2/NDF = 29.7 / 8$	$N_1 = 13.431 \pm 0.040$ $k_1 = -0.0980 \pm 0.0004$ $N_2 = 1.847 \pm 3.907$ $k_2 = -0.1011 \pm 0.0377$ $N_3 = 1.847 \pm 3.907$ $k_3 = -0.1011 \pm 0.0377$ $\chi^2/NDF = 32.2 / 5$

TAB. 4.9 – *Paramètres des différentes fonctions Ansatz et χ^2 obtenus après ajustement. Ils sont donnés pour les différents domaines en rapidité.*

est difficile : pour obtenir la convergence les paramètres de départs doivent être bien choisis. Cette fonction permet de mieux décrire la section efficace surtout pour des rapidités centrales, mais n'a pas de sens physique et est difficile à manipuler. La fonction F_3 a plus de sens physique et permet de décrire relativement correctement les données avec seulement 3 paramètres. La fonction Ansatz standard est un compromis entre les deux. On peut noter que dans l'intervalle à plus grande rapidité, la fonction standard (F_4) et la fonction à trois exponentielle sont équivalentes. La fonction F_{eee} correspond en fait à 2 exponentielles dans cet intervalle, car les paramètres de 2 des exponentielles sont les mêmes. Le choix de la fonction utilisée engendre une variation de moins de 5% le facteur correctif.

Pour l'étude de l'effet de la résolution, deux effets indépendants sur l'obtention de la résolution sont utilisés, le premier est l'effet de la position du vertex, le deuxième est le signe de la rapidité des jets. La procédure de déconvolution est donc refaite pour quatre autres résolutions (cf. chapitre 3). Deux résolutions sont obtenues avec des coupures différentes sur la coordonnée z du vertex primaire des événements : $|z| < 20$ cm et $20 < |z| < 50$ cm. Les deux autres résolutions sont obtenues en différenciant les événements dijet dont les deux jets se trouvent du même côté selon l'axe z du calorimètre ($y_1 y_2 > 0$) et ceux qui ont des rapidités de signe opposés ($y_1 y_2 < 0$). Les rapports des résultats obtenus avec les différentes résolutions sont représentés dans la figure 4.23. L'obtention de la résolution étant plus sensible à grande rapidité du fait du manque de statistique, c'est dans cette région que l'effet sur le coefficient de correction est le plus important, jusqu'à environ 20% de différence avec les coefficients obtenus avec la résolution standard.

Les effets du choix de la fonction Ansatz, de la position du vertex et du signe de la rapidité des jets pour la mesure de la résolution sont additionnés les trois quadratiquement pour donner l'erreur systématique sur les coefficients de correction de la résolution du détecteur. Les facteurs sont représentés avec leurs erreurs systématiques dans les figures 4.24.

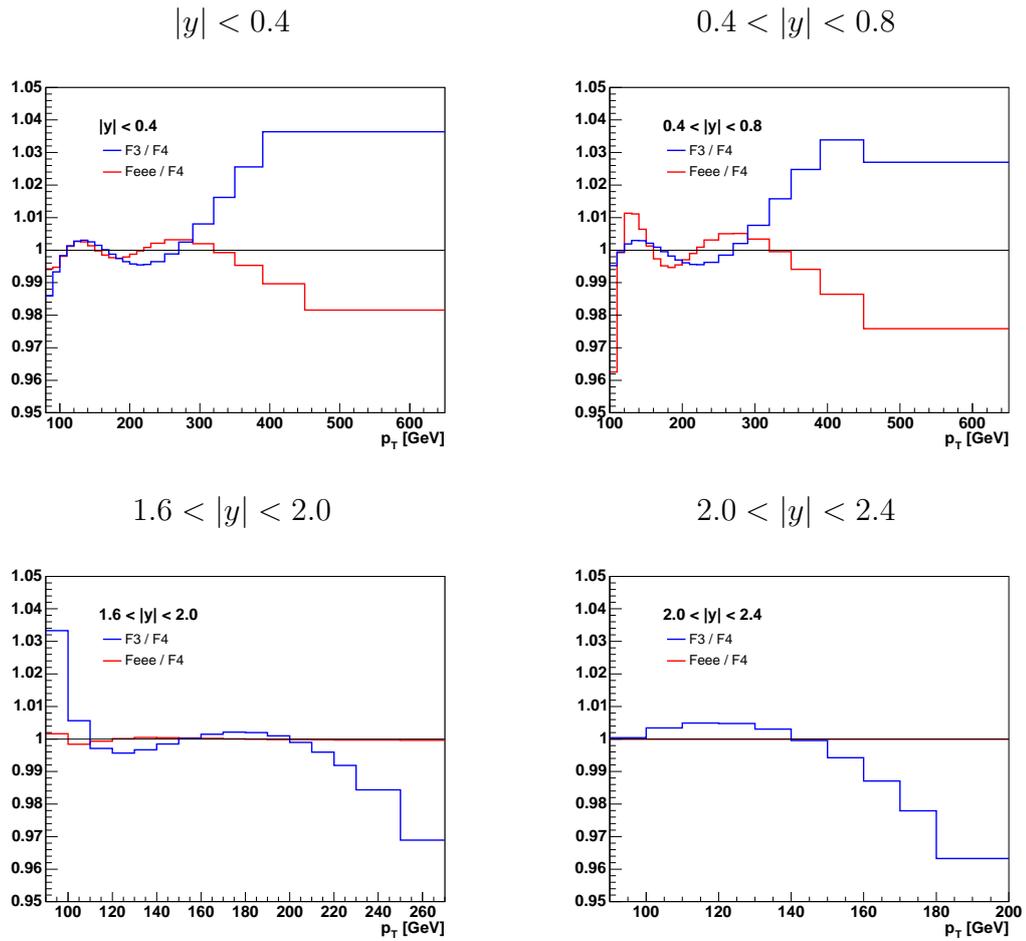


FIG. 4.22 – *Rapport des coefficients de correction de la déconvolution obtenus pour différentes fonctions Ansatz.*

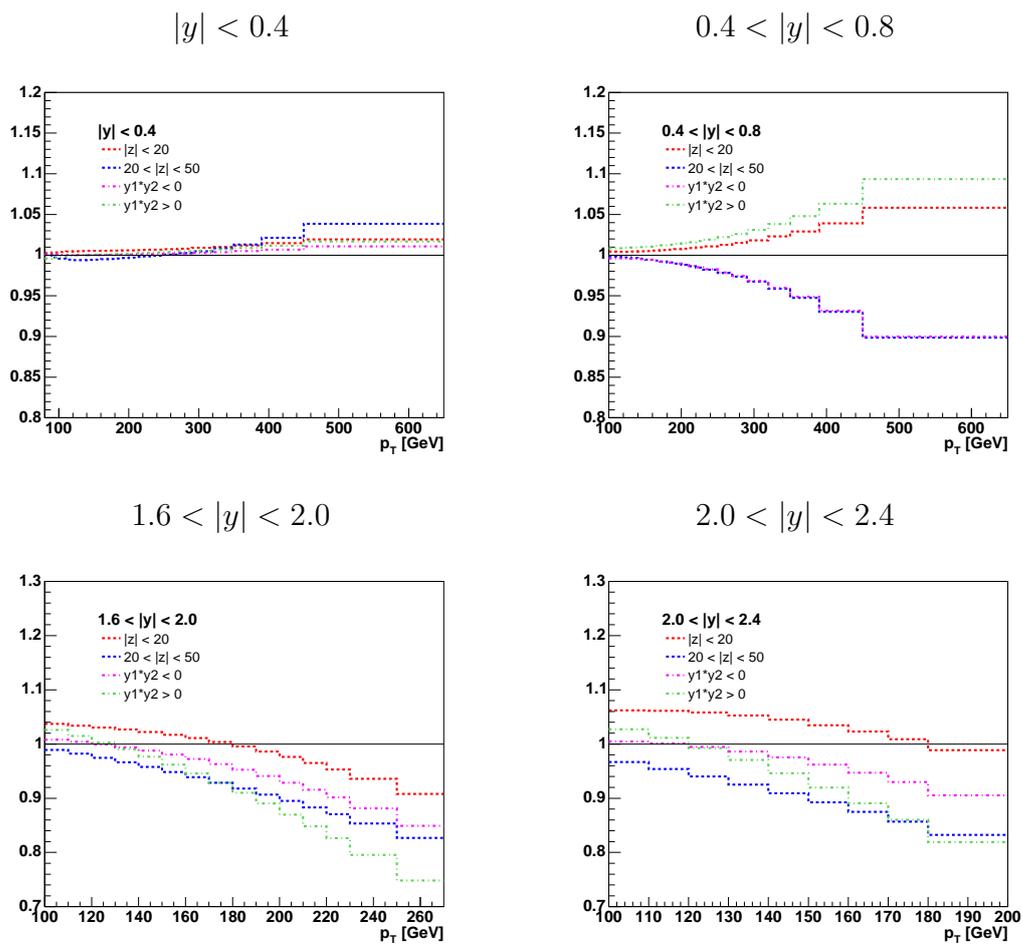


FIG. 4.23 – *Rapport des coefficients de correction de la déconvolution obtenus pour différentes résolutions en p_T .*

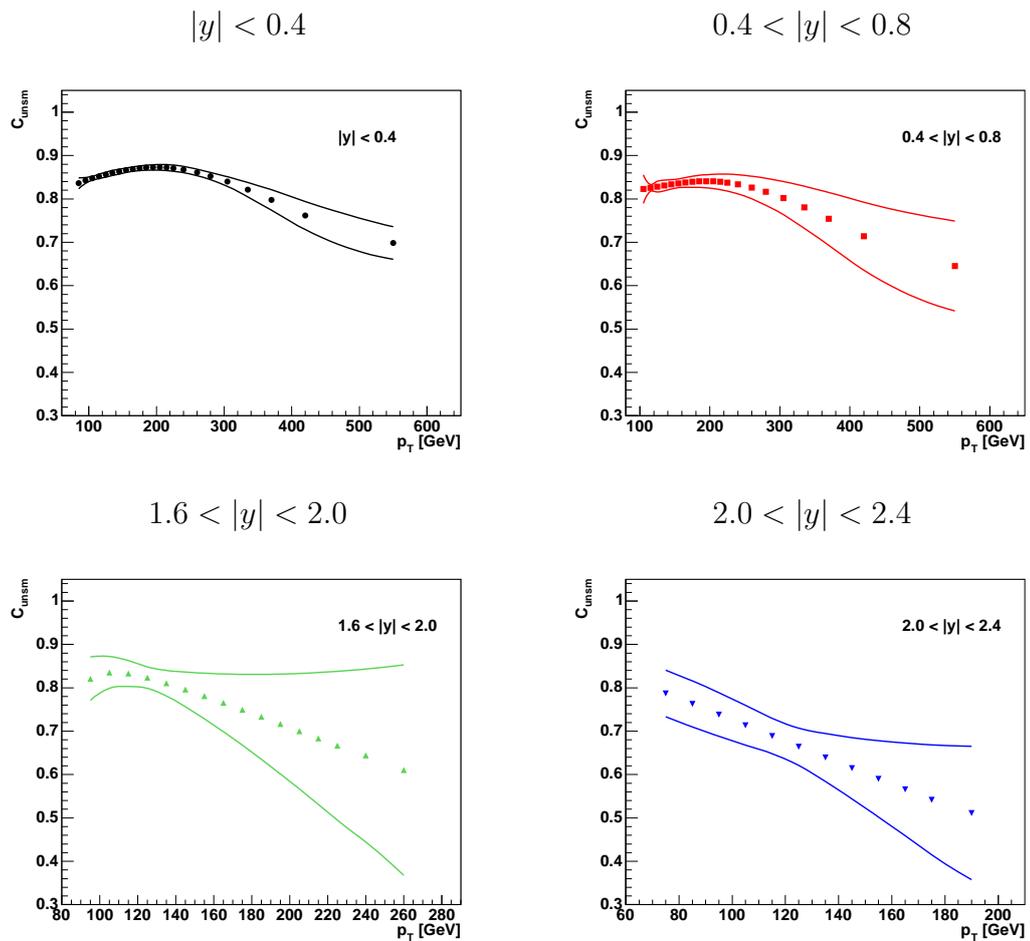


FIG. 4.24 – *Coefficient de correction de la déconvolution pour les différents domaines en rapidité. Les lignes continues représentent les erreurs systématiques dues au choix de la fonction Ansatz et à la mesure de la résolution en p_T .*

4.10 Résultats

La section efficace correspond au rapport du nombre de jets N_{jet} comptés, sur la luminosité \mathcal{L} du lot de données étudié. Le rapport est effectué pour chaque partie de courbe correspondant à un trigger différent, du fait de leur prescale. Ce rapport est corrigé des efficacités $\epsilon_{eff} = \epsilon_{jet} \cdot \epsilon_{evt} \cdot \epsilon_{trig}$ de sélection des événements et des jets, et des efficacités des triggers. Puis le facteur de correction de l'effet de la résolution en p_T , $C_{unsmear}$, est calculé et appliqué. La section efficace qui est différentielle en moment transverse p_T peut se résumer pour chaque domaine de rapidité sous la forme suivante :

$$\frac{d\sigma}{dp_T} = \frac{N_{jet}}{\mathcal{L}} \frac{1}{\epsilon_{eff}} C_{unsmear} \frac{1}{\Delta p_T} \quad (4.18)$$

Erreurs systématiques La section efficace entièrement corrigée est représentée dans les figures 4.25. Elle est représentée avec les prédictions au NLO calculées avec NLOJET++. Nous reviendrons sur la comparaison données-prédictions plus loin. Sur ces figures les erreurs systématiques totales sont représentées par la bande grise. Elles viennent de la prise en compte des erreurs sur les différentes corrections utilisées au cours de l'analyse. Les sources sont donc les suivantes :

- les incertitudes sur la correction de l'énergie des jets (JES),
- les incertitudes sur les efficacités dues à la sélection des événements et des jets par des coupures,
- les incertitudes sur l'efficacité des triggers,
- les incertitudes sur la résolution en p_T et l'unsmearing de la section efficace.

A ces sources d'erreur il faut ajouter l'incertitude sur la détermination de la luminosité de 6.5% totalement corrélée en p_T [50]. Celle-ci n'est pas représentée sur les figures.

L'effet de chacune des sources d'erreur est obtenu en recalculant totalement la section efficace en prenant les corrections majorées, puis minorées de leurs erreurs systématiques. Les figures 4.26 et 4.27 résument l'importance de chaque source d'erreur. Elles donnent l'erreur relative sur la section efficace de chaque source et l'erreur totale obtenue en additionnant quadratiquement chaque erreur. Les erreurs systématiques inférieures et supérieures sont données séparément pour toutes les erreurs exceptées celles sur la déconvolution. L'erreur venant de JES domine toutes les autres, ceci est encore plus visible à grande impulsion transverse où les autres sources d'erreur deviennent négligeables. Les autres incertitudes ne dépassent pas 15% dans la région centrale et 50% à grande rapidité. L'erreur sur JES peut induire un changement de l'ordonnancement en p_T des jets. Celui-ci n'est pas pris en compte dans l'estimation des effets systématiques de JES. Un changement de l'ordonnancement changerait l'efficacité de sélection des vertex qui est mesurée en fonction du jet de plus grand p_T . Ceci aurait un effet minime. L'erreur relative provenant de

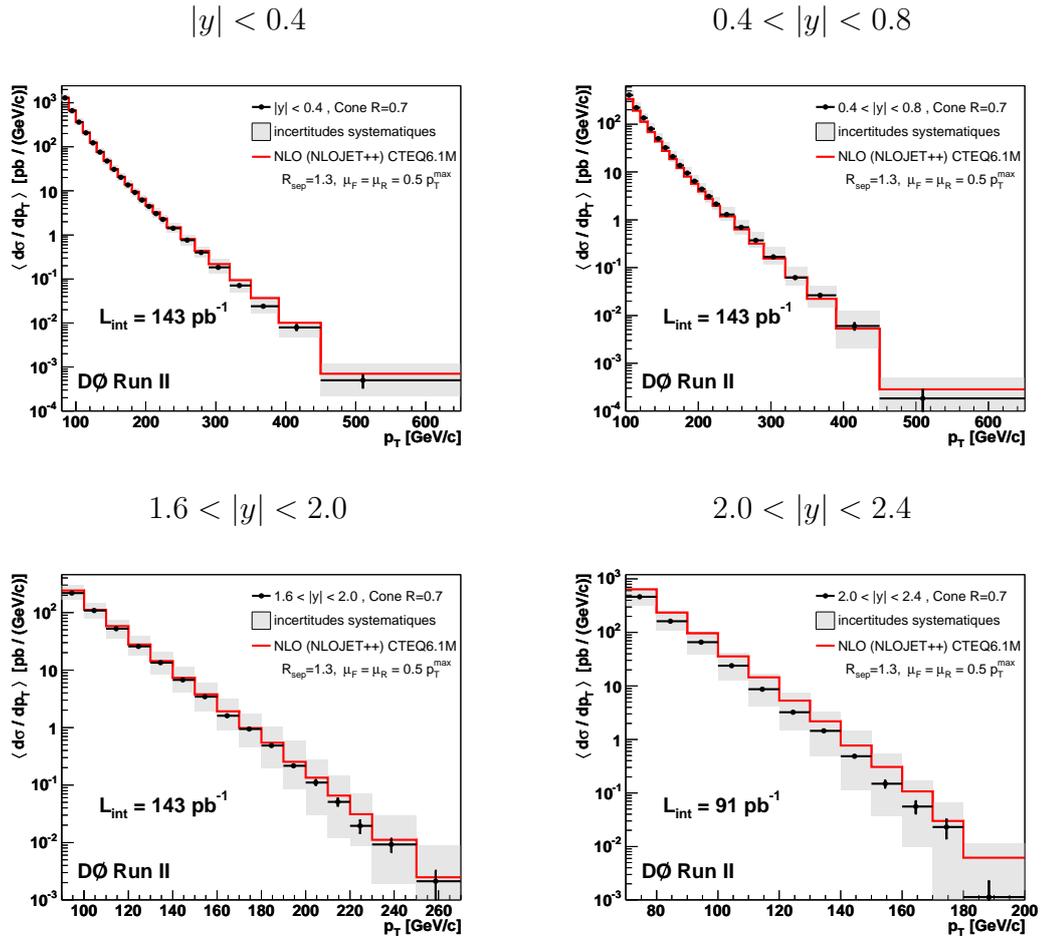


FIG. 4.25 – *Section efficace finale pour les différents domaines en rapidité. Elle est présentée avec ses erreurs systématiques et la prédiction au NLO.*

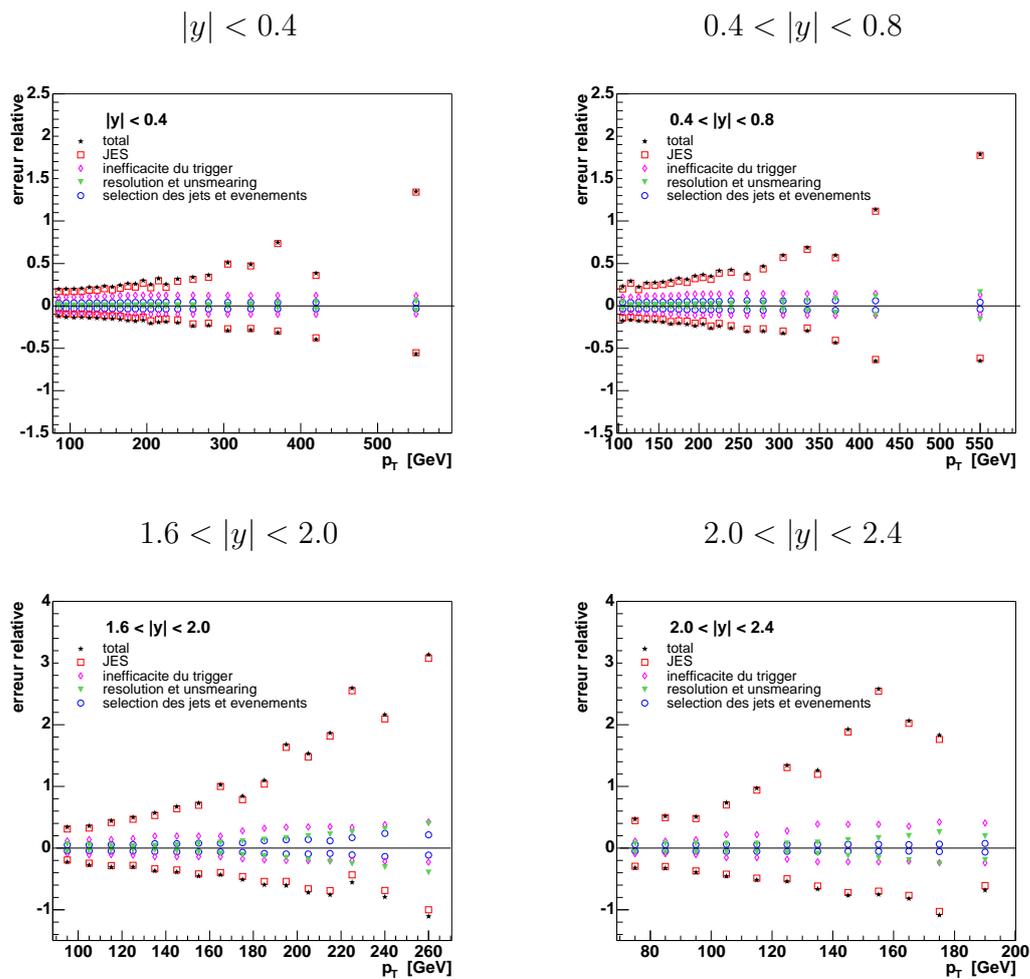


FIG. 4.26 – Erreurs relatives sur la section efficace pour les différentes sources d'erreur.

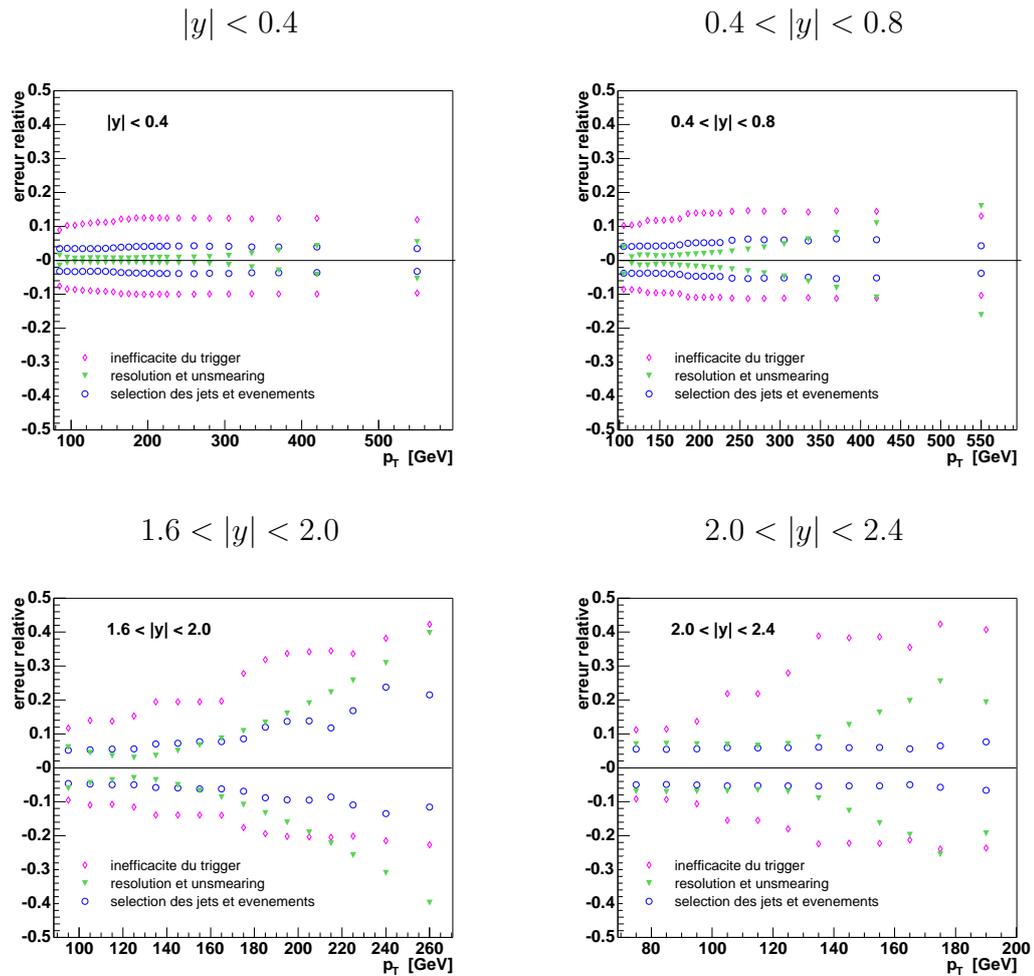


FIG. 4.27 – *Erreurs relatives sur la section efficace pour les différentes sources d'erreur excepté JES qui les domine.*

JES fluctue beaucoup à grand p_T du fait du manque de statistique. Il aurait peut être été judicieux de les calculer à partir de la fonction Ansatz de manière à les lisser. Sur la figure 4.27, on peut observer plus particulièrement l’allure des erreurs relatives provenant des autres sources d’erreurs. Les courbes des erreurs provenant de l’efficacité des triggers et des coupures de sélection des événements et des jets présentent des paliers. Ils sont bien visibles pour les intervalles à grande rapidité et correspondent aux changements de trigger.

Du fait de la forte variation de la section efficace avec p_T , une méconnaissance de l’impulsion transverse mesurée a un effet important sur la section efficace. Les 3.5% d’erreur sur JES à 100 GeV dans la région centrale induisent une erreur de l’ordre de 20% sur la section efficace, 5.5% à 400GeV induisent une erreur de l’ordre de 50%. La détermination du facteur correctif de JES s’arrête à 300 GeV, puis il est extrapolé pour de plus grandes valeurs de p_T , avec des erreurs importantes. Le manque de statistique limite la précision de l’évaluation des facteurs correctifs également pour les régions de grande rapidité, avec pour conséquence des erreurs plus importantes dans ces régions.

Même si la version des corrections JES qui a été utilisée a permis d’améliorer nettement les erreurs par rapport à la précédente version (résultats de Moriond 2004), elles ont encore besoin d’être améliorées pour obtenir des erreurs raisonnables, notamment à grand p_T et grande rapidité. Avec un lot de données qui dépasse la luminosité utilisée au Run I, l’erreur sur la section efficace reste plus grande. Au Run I l’erreur sur JES était de l’ordre de 1.5% [51], c’est cet ordre de grandeur qu’il faudrait atteindre. L’erreur sur la section efficace pour la région centrale, à p_T moyen, était de l’ordre de 15% [47]. Le degré de compréhension du détecteur du Run I n’a pas encore été atteint après les changements réalisés sur le détecteur pour le Run II.

Centre des intervalles en p_T Les points de données de la section efficace représentés dans les figures 4.28, 4.25 et 4.29 sont placés au barycentre des intervalles en p_T . Ils sont calculés en utilisant la fonction Ansatz ajustée aux données lors de la procédure d’unsmeared. Le centre d’un intervalle p_{Tc} est défini tel que :

$$\frac{d\sigma}{dp_T}(p_{Tc}) = \frac{1}{\Delta p_T} \int_{bin} \frac{d\sigma}{dp_T} dp_T \quad (4.19)$$

autrement dit la valeur de la section efficace au centre de l’intervalle doit être égale à l’intégrale de la section efficace dans cet intervalle divisée par la largeur de celui-ci.

Section efficace La figure 4.28 résume la section efficace dans les quatre intervalles en rapidité. Je rappelle que la section efficace est traitée spécialement dans l’intervalle $2.0 < |y| < 2.4$ du fait de la définition des triggers : la mesure est effectuée avec une luminosité de 91 pb^{-1} au lieu de 143 pb^{-1} et le dernier trigger JT_95TT

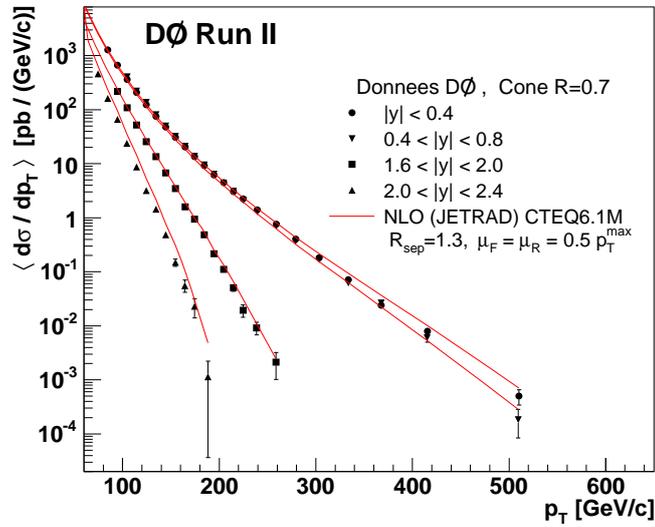


FIG. 4.28 – *Représentation de la section efficace pour les quatre domaines en rapidité dans lesquels elle a été mesurée.*

n'est pas utilisé à cause d'un seuil d'efficacité trop élevé pour la statistique accumulée. Les valeurs de la section efficace et de ses erreurs statistiques et systématiques sont résumées dans les tableaux 4.10 à 4.13. La variation de la section efficace est d'autant plus rapide que les jets ont une grande rapidité. A grande rapidité, les jets sont en moyenne de plus bas p_T que dans la région centrale du fait de leur direction. On peut remarquer que les sections efficaces des deux intervalles de la région centrale sont très proches, plus spécialement dans les données que dans les prédictions. Cela vient d'un excès de la section efficace (contenu dans les erreurs) par rapport aux prédictions dans l'intervalle $0.4 < |y| < 0.8$. Ceci se voit mieux en faisant le rapport des données et des prédictions.

Comparaison des résultats avec les calculs NLO La section efficace obtenue après déconvolution correspond à une section efficace de jets de particules. La comparaison avec les prédictions au NLO est possible grâce à l'utilisation du même algorithme de reconstruction des jets au niveau des partons. Dans les figures 4.29 la section efficace dans chaque intervalle en rapidité est comparée aux calculs NLO. Ceux-ci sont réalisés en utilisant le programme NLOJET++ et les fonctions de structure CTEQ6.1M. Les échelles de renormalisation et de factorisation sont fixées à la moitié de l'énergie transverse maximum, c'est-à-dire du jet de plus grande énergie transverse. Le paramètre phénoménologique R_{sep} permettant de définir la distance limite entre les jets à fusionner et/ou séparer au niveau des partons a été pris égal à 1.3. Dans ces figures les barres sur les points représentent uniquement les erreurs

statistiques. Les erreurs systématiques sont données par les lignes rouge encadrant le rapport. Les erreurs sur les prédictions provenant des fonctions de distribution des partons sont données au LO et représentées par la bande grise. Elles donnent un idée des erreurs sur les prédictions. D'autres sources d'erreurs sur les prédictions existent mais ne sont pas montrées ici. Elles proviennent du choix des paramètres utilisés (R_{sep} , μ_R , μ_F).

On peut noter le bon accord entre les valeurs mesurées et celles prédites. L'accord est particulièrement bon dans la partie centrale du détecteur qui est la mieux connue. L'excès observé dans l'intervalle $0.4 < |y| < 0.8$ vient certainement en partie des jets entrant dans cet intervalle mais venant de la région de l'ICR ($0.8 < |\eta_D| < 1.5$), région dans laquelle la non-adéquation des coupures tend à mesurer des sections efficaces trop importantes, surtout à grand p_T . Mais les facteurs correctifs de JES sont probablement aussi mal adaptés pour cet intervalle, leur valeur augmente nettement à partir de $\eta_D = 0.5$ (cf. chapitre 3). Quant à la partie avant du détecteur, elle n'est pas encore complètement comprise⁹. La mesure donne une section efficace sous-estimée par rapport aux prédictions, mais reste proche et compatible avec ces dernières. La mesure souffre encore de trop grandes erreurs systématiques, surtout à grande rapidité. Elle doit être améliorée avant de pouvoir servir à la détermination des PDF, notamment celle du gluon à laquelle la mesure est particulièrement sensible à grande rapidité, région pour laquelle les erreurs sont les plus grandes. On peut constater cependant que l'incertitude sur la mesure est proche de celles sur les PDF, spécialement dans la région centrale. Hormis l'amélioration des corrections JES et de leurs erreurs pour améliorer la détermination de la section efficace, une autre idée pour gagner en précision est de calculer le rapport de la section efficace pour les deux intervalles de la région centrale et ceux de la région avant du calorimètre. Les erreurs provenant de la réponse du détecteur sont entièrement corrélées avec la rapidité. Cette erreur qui est dominante sur la section efficace serait éliminée en mesurant le rapport des sections efficaces. C'est la raison pour laquelle la mesure est effectuée en intervalles de largeur 0.4 pour la rapidité, alors qu'elle était de 0.5 au Run I. L'étude du rapport des sections efficaces n'a pas encore été réalisée pour l'instant, elle le sera dans la continuation de l'analyse.

9. Ceci est clairement visible dans la détermination de la réponse du détecteur dans sa partie avant pour JES.

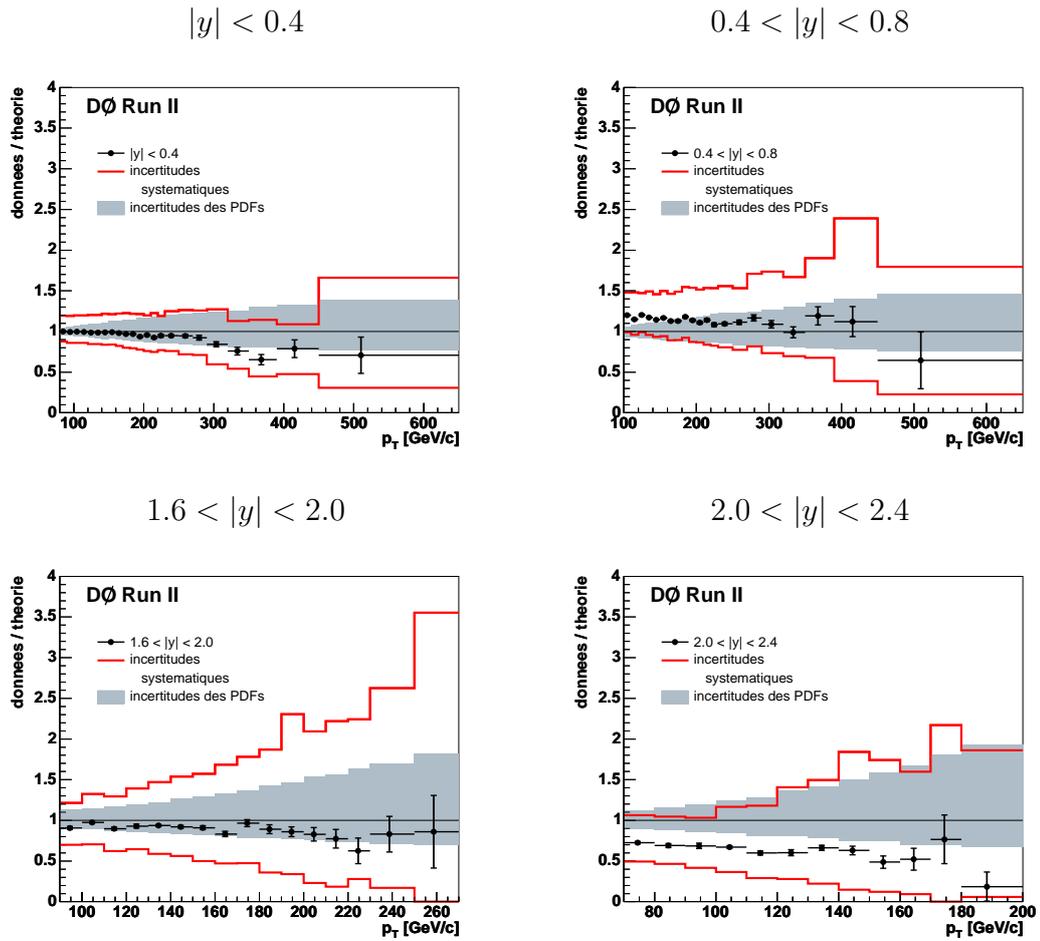


FIG. 4.29 – *Rapport de la section efficace avec les prédictions théoriques pour les différents domaines en rapidité.*

$ y $	intervalle en p_T (GeV)	centre intervalle (GeV)	nombre de jets	$d\sigma/dp_T \pm$ err. stat. ($pb.GeV^{-1}$)	err. syst.	
					inf.	sup. (%)
$ y < 0.4$	80-90	84.5	59888	$(1.29 \pm 0.01).10^3$	-12.6	+19.8
	90-100	94.6	95958	$(6.64 \pm 0.03).10^2$	-13.6	+20.2
	100-110	104.6	54385	$(3.64 \pm 0.01).10^2$	-14.1	+20.3
	110-120	114.6	77644	$(2.09 \pm 0.01).10^2$	-13.9	+20.6
	120-130	124.6	69325	$(1.23 \pm 0.01).10^2$	-14.4	+22.1
	130-140	134.6	48507	$(7.56 \pm 0.03).10^1$	-14.6	+22.1
	140-150	144.6	30372	$(4.75 \pm 0.03).10^1$	-15.4	+23.5
	150-160	154.6	22306	$(3.08 \pm 0.02).10^1$	-15.5	+22.5
	160-170	164.6	19808	$(2.03 \pm 0.01).10^1$	-16.3	+24.5
	170-180	174.6	13230	$(1.36 \pm 0.01).10^1$	-17.6	+26.5
	180-190	184.6	9459	$(9.24 \pm 0.09).10^0$	-18.1	+26.0
	190-200	194.6	6379	$(6.20 \pm 0.07).10^0$	-17.2	+29.9
	200-210	204.6	4595	$(4.47 \pm 0.06).10^0$	-20.7	+25.3
	210-220	214.6	3134	$(3.05 \pm 0.05).10^0$	-19.4	+32.4
	220-230	224.6	2317	$(2.25 \pm 0.04).10^0$	-18.9	+25.6
	230-250	239.1	2915	$(1.41 \pm 0.02).10^0$	-19.9	+32.0
	250-270	259.1	1582	$(7.60 \pm 0.18).10^{-1}$	-23.8	+33.9
	270-290	279.1	845	$(4.01 \pm 0.13).10^{-1}$	-23.1	+36.3
	290-320	303.5	586	$(1.83 \pm 0.07).10^{-1}$	-29.2	+51.1
	320-350	333.5	234	$(7.11 \pm 0.45).10^{-2}$	-28.7	+48.9
350-390	367.7	108	$(2.40 \pm 0.23).10^{-2}$	-31.6	+74.7	
390-450	415.4	56	$(7.93 \pm 1.10).10^{-3}$	-39.5	+38.5	
450-650	510.2	13	$(4.99 \pm 1.58).10^{-4}$	-56.5	+134.7	

TAB. 4.10 – *Section efficace inclusive des jets dans l'intervalle $|y| < 0.4$.*

$ y $	intervalle en p_T (GeV)	centre intervalle (GeV)	nombre de jets	$d\sigma/dp_T \pm$ err. stat. (pb.GeV ⁻¹)	err. syst.	
					inf.	sup. (%)
$0.4 < y < 0.8$	100-110	104.6	51790	$(4.05 \pm 0.03).10^2$	-18.0	+23.8
	110-120	114.6	36413	$(2.21 \pm 0.02).10^2$	-17.0	+29.4
	120-130	124.6	27272	$(1.36 \pm 0.01).10^2$	-18.2	+23.2
	130-140	134.6	46386	$(8.04 \pm 0.04).10^1$	-18.9	+27.8
	140-150	144.6	28889	$(5.02 \pm 0.03).10^1$	-19.0	+28.0
	150-160	154.6	19000	$(3.23 \pm 0.03).10^1$	-19.7	+28.9
	160-170	164.6	13167	$(2.10 \pm 0.02).10^1$	-21.7	+30.3
	170-180	174.6	9251	$(1.37 \pm 0.01).10^1$	-21.3	+32.9
	180-190	184.6	9073	$(9.48 \pm 0.10).10^0$	-22.3	+32.0
	190-200	194.6	6335	$(6.43 \pm 0.08).10^0$	-24.1	+36.0
	200-210	204.6	4310	$(4.36 \pm 0.06).10^0$	-22.4	+37.4
	210-220	214.6	3076	$(3.11 \pm 0.05).10^0$	-27.0	+35.4
	220-230	224.6	2102	$(2.13 \pm 0.04).10^0$	-24.4	+42.1
	230-250	239.1	2640	$(1.29 \pm 0.02).10^0$	-27.1	+43.6
	250-270	259.1	1479	$(6.99 \pm 0.17).10^{-1}$	-31.0	+39.2
	270-290	279.1	799	$(3.73 \pm 0.13).10^{-1}$	-30.6	+47.6
	290-320	303.5	552	$(1.68 \pm 0.07).10^{-1}$	-33.0	+60.3
	320-350	333.5	209	$(6.20 \pm 0.43).10^{-2}$	-30.1	+69.1
	350-390	367.6	123	$(2.65 \pm 0.25).10^{-2}$	-43.8	+60.7
	390-450	415.2	44	$(5.99 \pm 0.99).10^{-3}$	-65.5	+113.8
450-650	509.5	5	$(1.84 \pm 1.00).10^{-4}$	-65.0	+178.7	

TAB. 4.11 – *Section efficace inclusive des jets dans l'intervalle $0.4 < |y| < 0.8$.*

$ y $	intervalle en p_T (GeV)	centre intervalle (GeV)	nombre de jets	$\sigma \pm$ err. stat. ($pb.GeV^{-1}$)	err. syst.	
					inf.	sup. (%)
$1.6 < y < 2.0$	90-100	94.5	10036	$(2.19 \pm 0.04).10^2$	-23.2	+34.3
	100-110	104.6	13730	$(1.09 \pm 0.01).10^2$	-27.9	+36.1
	110-120	114.6	6511	$(5.24 \pm 0.11).10^1$	-31.1	+44.4
	120-130	124.6	6685	$(2.58 \pm 0.07).10^1$	-31.0	+49.8
	130-140	134.6	7421	$(1.35 \pm 0.02).10^1$	-37.4	+57.2
	140-150	144.6	3764	$(6.73 \pm 0.12).10^0$	-39.0	+67.3
	150-160	154.6	1921	$(3.45 \pm 0.09).10^0$	-45.4	+73.0
	160-170	164.6	914	$(1.60 \pm 0.06).10^0$	-43.6	+102.6
	170-180	174.6	738	$(9.47 \pm 0.42).10^{-1}$	-51.5	+84.6
	180-190	184.6	415	$(4.84 \pm 0.30).10^{-1}$	-60.1	+110.3
	190-200	194.6	210	$(2.17 \pm 0.15).10^{-1}$	-61.1	+168.3
	200-210	204.6	109	$(1.11 \pm 0.11).10^{-1}$	-72.6	+153.6
	210-220	214.6	52	$(5.09 \pm 0.75).10^{-2}$	-76.4	+186.8
	220-230	224.6	20	$(1.94 \pm 0.49).10^{-2}$	-55.8	+259.2
	230-250	238.7	19	$(9.20 \pm 2.43).10^{-3}$	-79.8	+216.7
250-270	258.7	5	$(2.12 \pm 1.10).10^{-3}$	-110.9	+313.8	

TAB. 4.12 – *Section efficace inclusive des jets dans l'intervalle $1.6 < |y| < 2.0$.*

$ y $	intervalle en p_T (GeV)	centre intervalle (GeV)	nombre de jets	$\sigma \pm$ err. stat. ($pb.GeV^{-1}$)	err. syst.	
					inf.	sup. (%)
$2.0 < y < 2.4$	70-80	74.5	3781	$(4.93 \pm 0.09).10^2$	-31.2	+44.6
	80-90	84.5	1362	$(1.72 \pm 0.06).10^2$	-31.7	+49.1
	90-100	94.5	2662	$(7.03 \pm 0.32).10^1$	-38.2	+48.4
	100-110	104.5	3944	$(2.55 \pm 0.06).10^1$	-44.5	+70.0
	110-120	114.5	1548	$(9.29 \pm 0.38).10^0$	-50.3	+91.6
	120-130	124.5	1140	$(3.44 \pm 0.20).10^0$	-52.7	+126.0
	130-140	134.5	1002	$(1.55 \pm 0.07).10^0$	-64.6	+119.2
	140-150	144.5	376	$(5.21 \pm 0.41).10^{-1}$	-74.3	+180.5
	150-160	154.5	119	$(1.60 \pm 0.23).10^{-1}$	-73.6	+241.1
	160-170	164.5	46	$(6.01 \pm 1.43).10^{-2}$	-80.4	+193.6
	170-180	174.5	22	$(2.48 \pm 0.90).10^{-2}$	-104.8	+172.3
	180-200	188.3	2	$(1.23 \pm 1.10).10^{-3}$	-75.1	+841.4

TAB. 4.13 – *Section efficace inclusive des jets dans l'intervalle $2.0 < |y| < 2.4$.*

Conclusion

Dans cette thèse a été présentée la mesure de la section efficace inclusive de production des jets en fonction de leur impulsion transverse et dans plusieurs domaines en rapidité, sur l'expérience DØ au Tevatron pour une luminosité intégrée de 143 pb^{-1} .

Dans l'optique de diminuer les erreurs sur la section efficace, un travail sur la calibration en énergie des jets a été effectué. Un effet à prendre en compte est l'énergie provenant du jet qui est déposée en dehors du cône utilisé pour sa reconstruction. J'ai travaillé sur la mesure de cet effet. Ceci a été réalisé en fonction à la fois de l'impulsion transverse et de la position en pseudo-rapacité du jet dans le détecteur. Cette mesure est limitée à basse et grande impulsion transverse ainsi qu'à grande rapidité par la statistique disponible. La précision sur la correction globale en énergie des jets est fortement limitée par des effets systématiques liés à la mesure des photons dans le calorimètre et la correction de l'énergie des particules électromagnétiques, lors de la mesure de la réponse du détecteur à partir des événements γ +jet. La mesure de la résolution en impulsion transverse des jets a également été réalisée, elle est utilisée pour déconvoluer la résolution du détecteur de la section efficace mesurée.

En utilisant les corrections en énergie décrites, la mesure de la section efficace de production des jets en fonction de leur impulsion transverse à été réalisée dans plusieurs intervalles en rapidité. Deux intervalles pour la partie centrale et deux autres pour la partie avant du calorimètre ont été utilisés. La mesure n'a pas été réalisée pour la région de l'inter-cryostat qui nécessite une étude particulière. La section efficace a été présentée corrigée des efficacités liées au système de déclenchement, aux efficacités des coupures de sélections utilisées et pour finir de l'effet de la résolution du détecteur. Les erreurs sur la section efficace liées aux différentes corrections et efficacités ont été estimées. L'erreur principale vient de la correction sur l'énergie des jets. Les sections efficaces obtenues pour les différents intervalles de rapidité ont un bon accord avec les prédictions QCD au NLO obtenues avec les fonctions de distribution des partons CTEQ6.1M.

L'intérêt principal de la mesure est d'apporter des contraintes sur la fonction de distribution du gluon pour les grandes fractions d'impulsion x . La section efficace est sensible à cette distribution surtout à grande impulsion et grande rapidité. Les erreurs sur la mesure ont encore besoin d'être améliorées pour apporter des

contraintes. Les erreurs sur la correction en énergie des jets ont donc encore besoin d'être diminuées, essentiellement pour les grandes rapidités. La section efficace est également sensible à grande impulsion transverse à la sous-structure des quarks et d'autres effets de physiques au-delà du Modèle Standard. Aucun excès significatif à grand p_T dans la section efficace mesurée ne laisse d'indications en faveur de tels effets. L'analyse décrite dans cette thèse présente une première mesure prometteuse de la section efficace à grande rapidité pour le Run II au sein de l'expérience DØ. Elle sera améliorée dans un avenir proche et gagnera en précision grâce à l'augmentation de la luminosité disponible et de nouvelles corrections en énergie des jets.

Annexe A

Showering

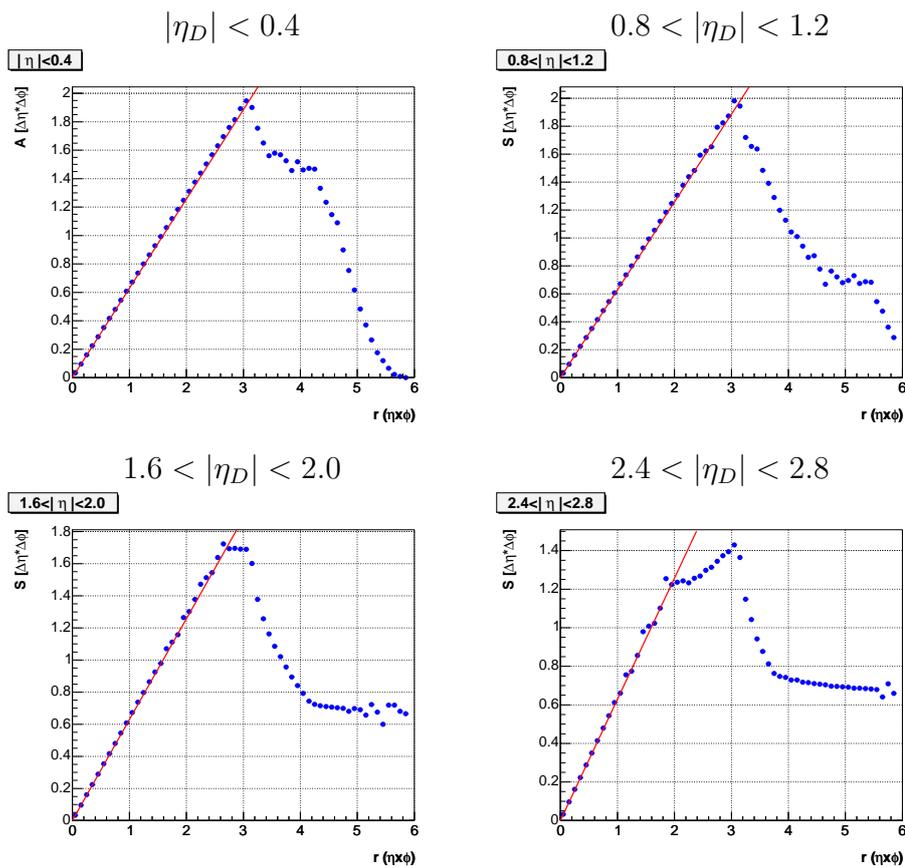


FIG. A.1 – *Aire des anneaux en fonction de la distance r pour $R_{cone} = 0.7$: L'aire est représentée pour quelques domaines en η_D . Les points bleus sont obtenus en utilisant l'aire des tours et en moyennant sur le nombre d'événements. La ligne rouge correspond à l'aire mathématique d'un anneau.*

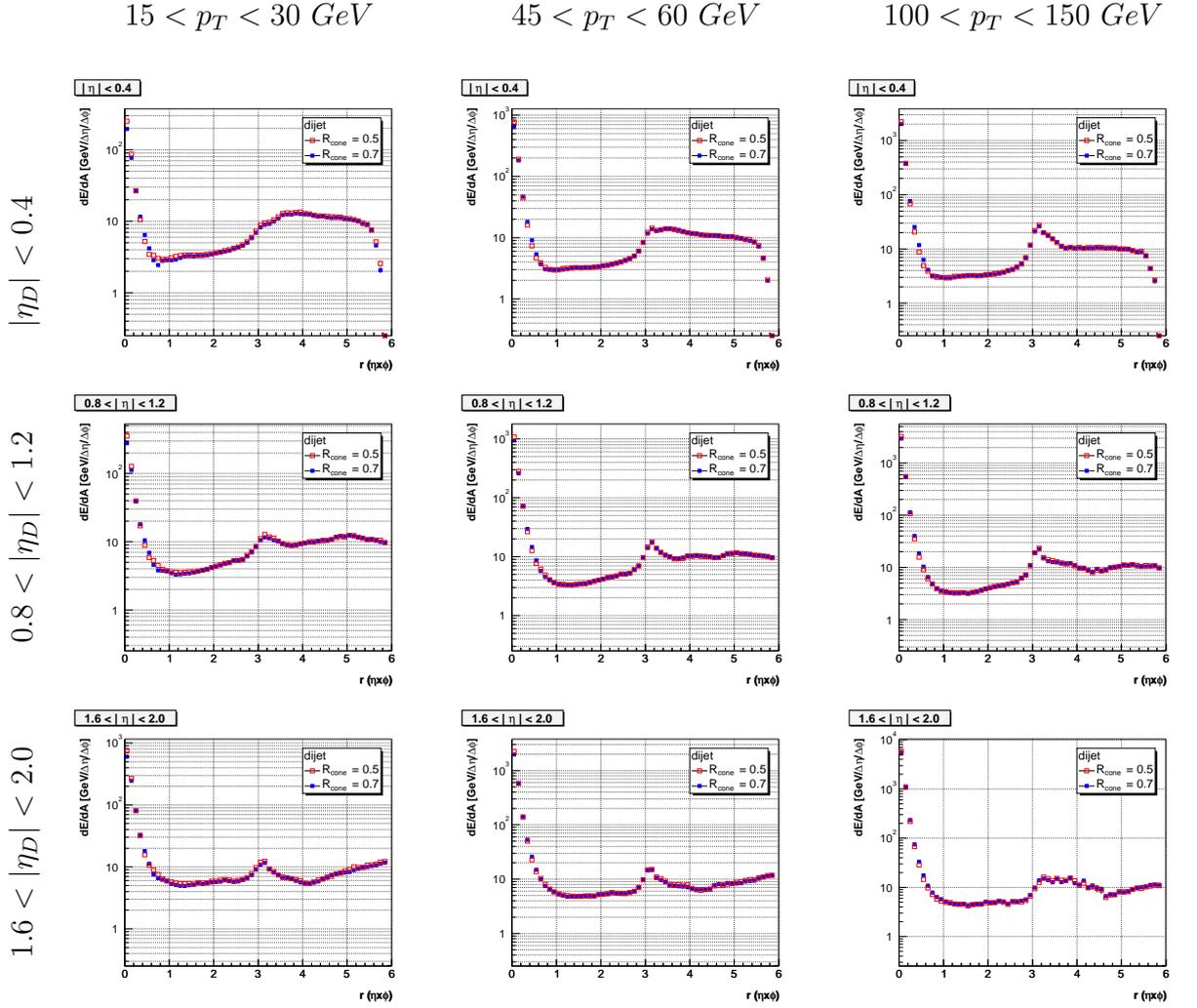


FIG. A.2 – *Densité d'énergie en fonction de la distance r pour $R_{cone} = 0.7$: La densité est représentée pour quelques domaines en η_D et en p_T .*

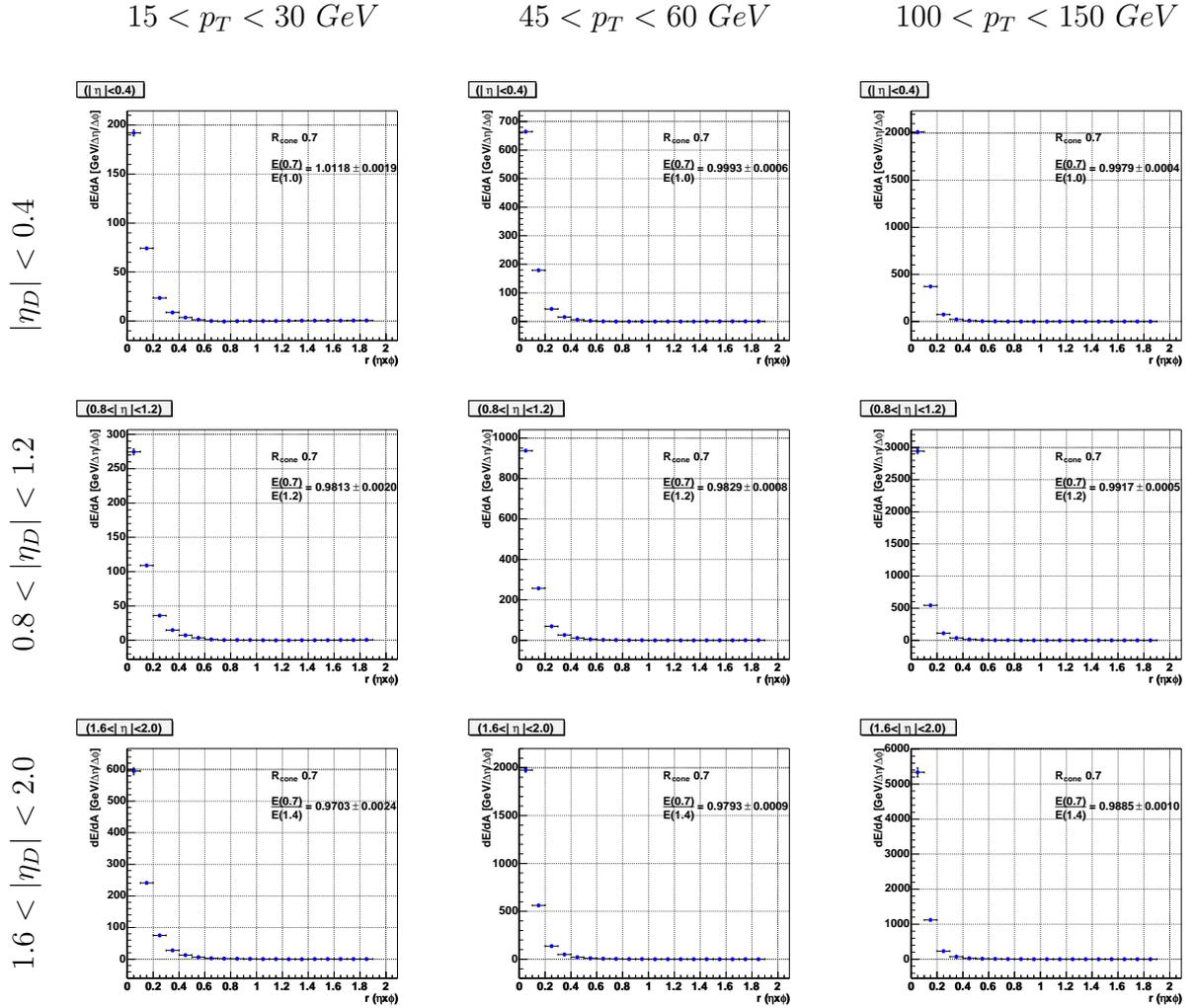


FIG. A.3 – *Densité d'énergie après soustraction du fond continu en fonction de la distance r pour $R_{cone} = 0.7$: La densité est représentée pour quelques domaines en η_D et en p_T .*

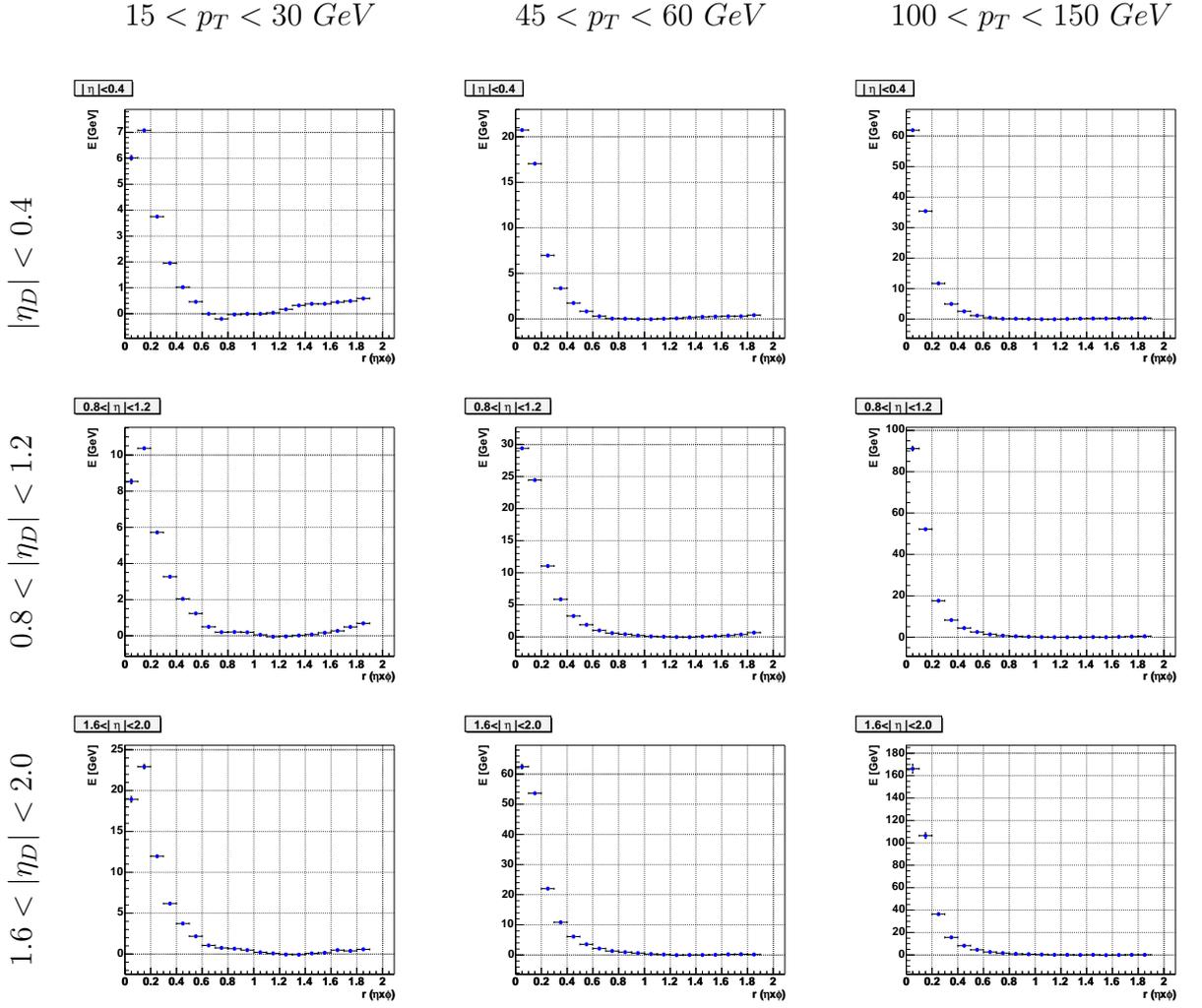


FIG. A.4 – *Energie après soustraction du fond en fonction de la distance r pour $R_{cone} = 0.7$: L'énergie est représenté pour quelque domaines en η_D et en p_T .*

Annexe B

Résolution

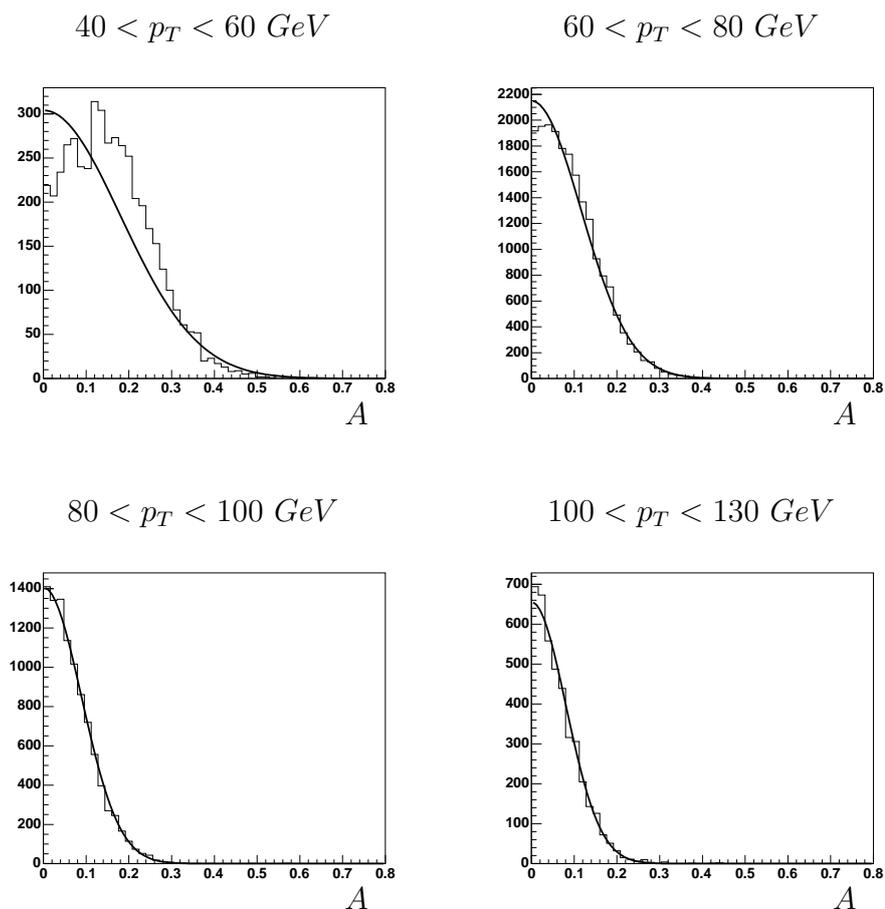


FIG. B.1 – *Asymétrie en p_T pour des événements dijet.* Elle est donnée pour deux intervalles en p_T pour le trigger JT_{45TT} . A bas p_T la distribution n'est pas centrée sur zéro car le trigger n'est pas totalement efficace.

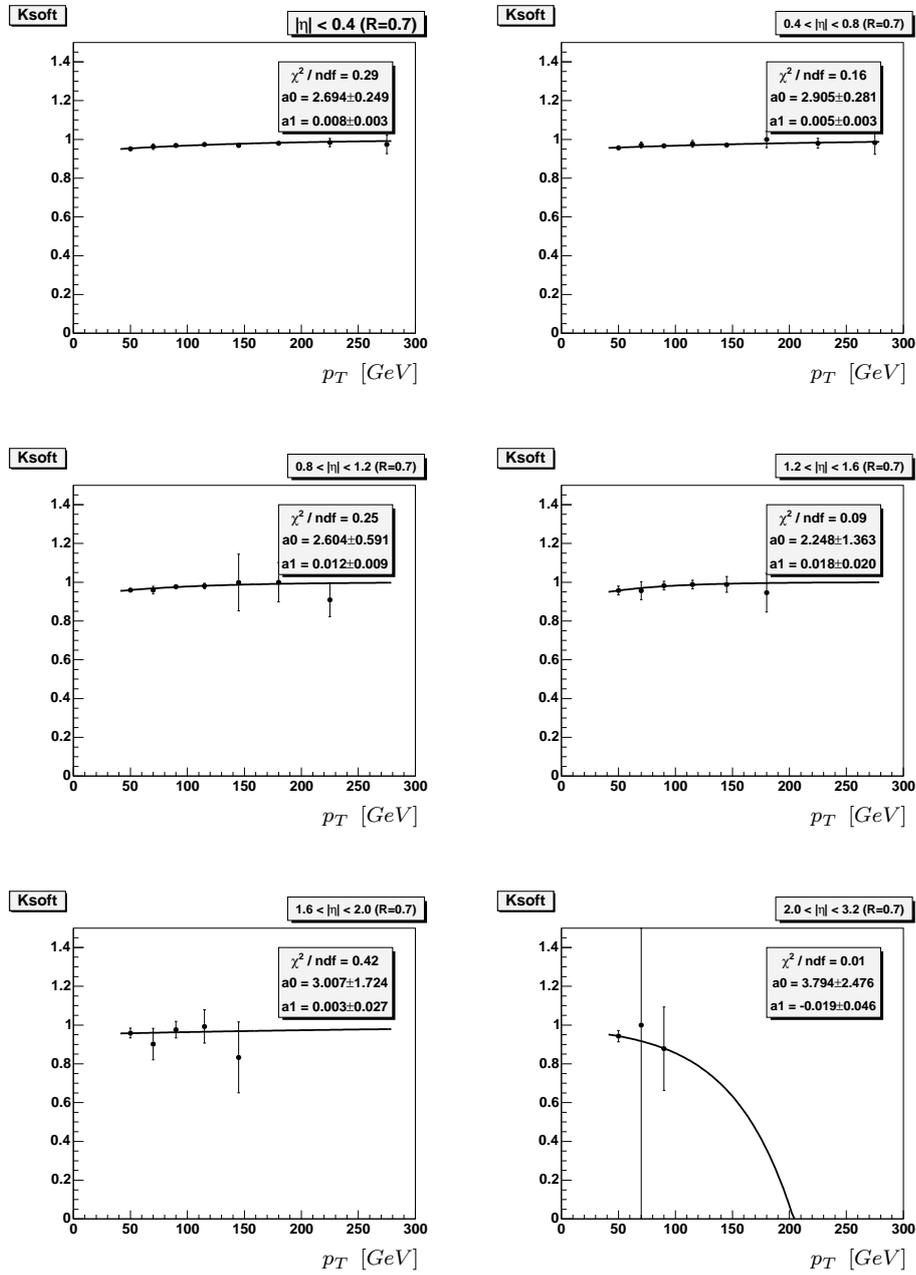


FIG. B.2 – *Facteur de correction de la radiation soft en fonction de p_T . La correction est donnée dans les différents intervalles en η_D .*

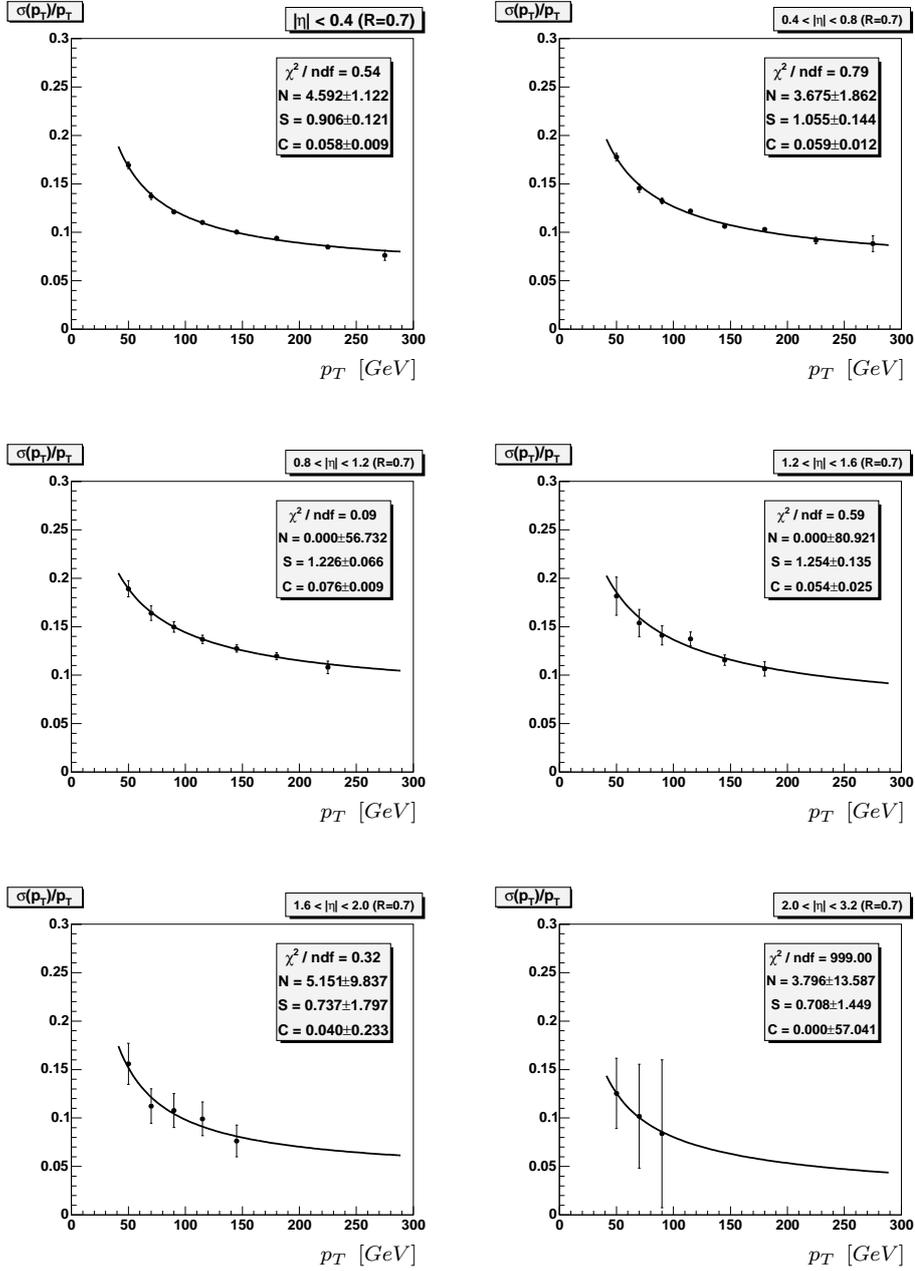


FIG. B.3 – *Résolution en p_T en fonction de celui-ci. La correction est donnée dans les différents intervalles en η_D .*

Annexe C

Courbes de “turn-on”

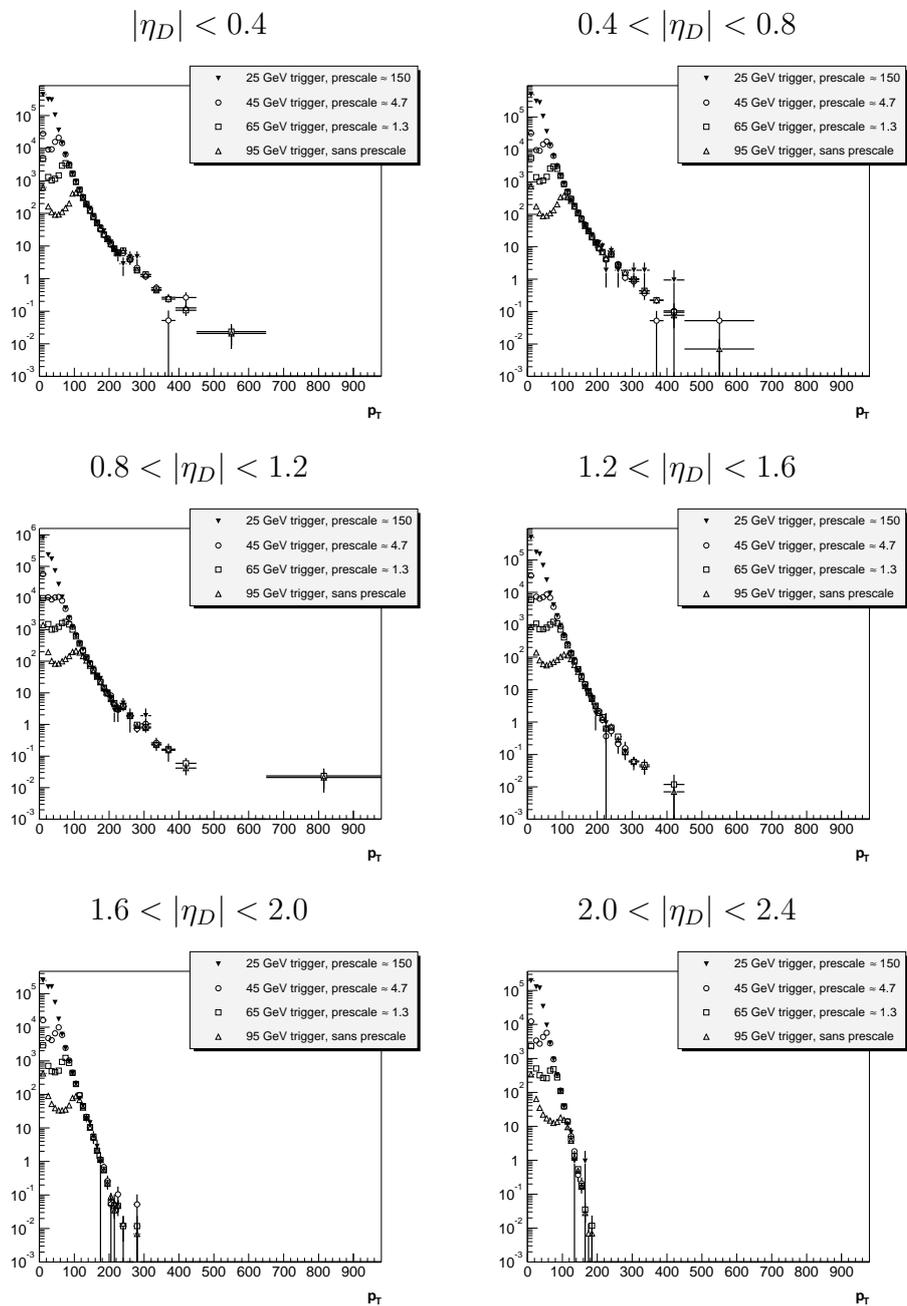


FIG. C.1 – *Section efficace avant corrections pour les différents triggers (nombre de jets divisé par la luminosité)*

$$|\eta_D| < 0.4$$

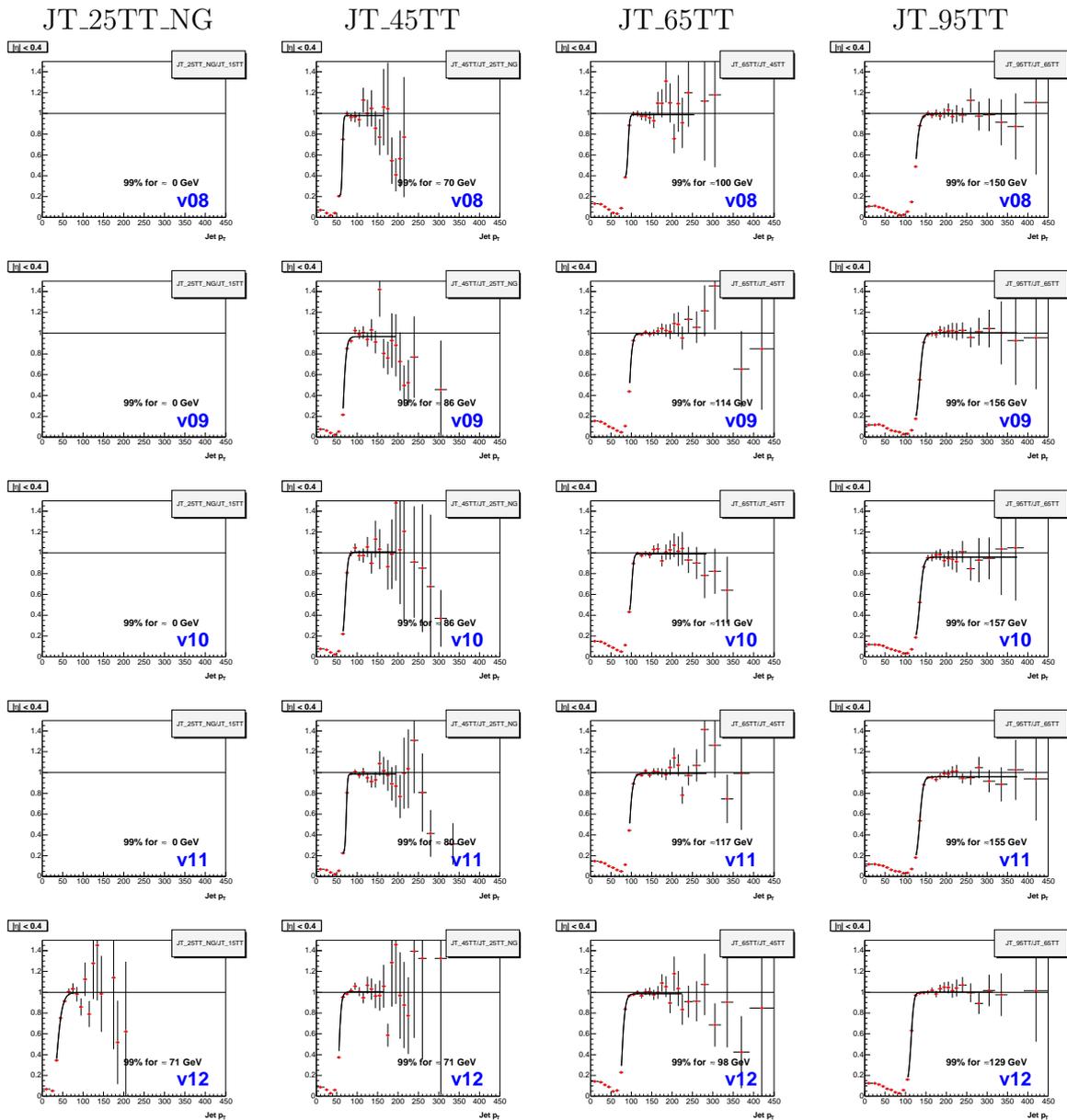


FIG. C.2 – Courbes de “turn-on” des différentes versions et des différents triggers pour $|\eta_D| < 0.4$.

$$0.4 < |\eta_D| < 0.8$$

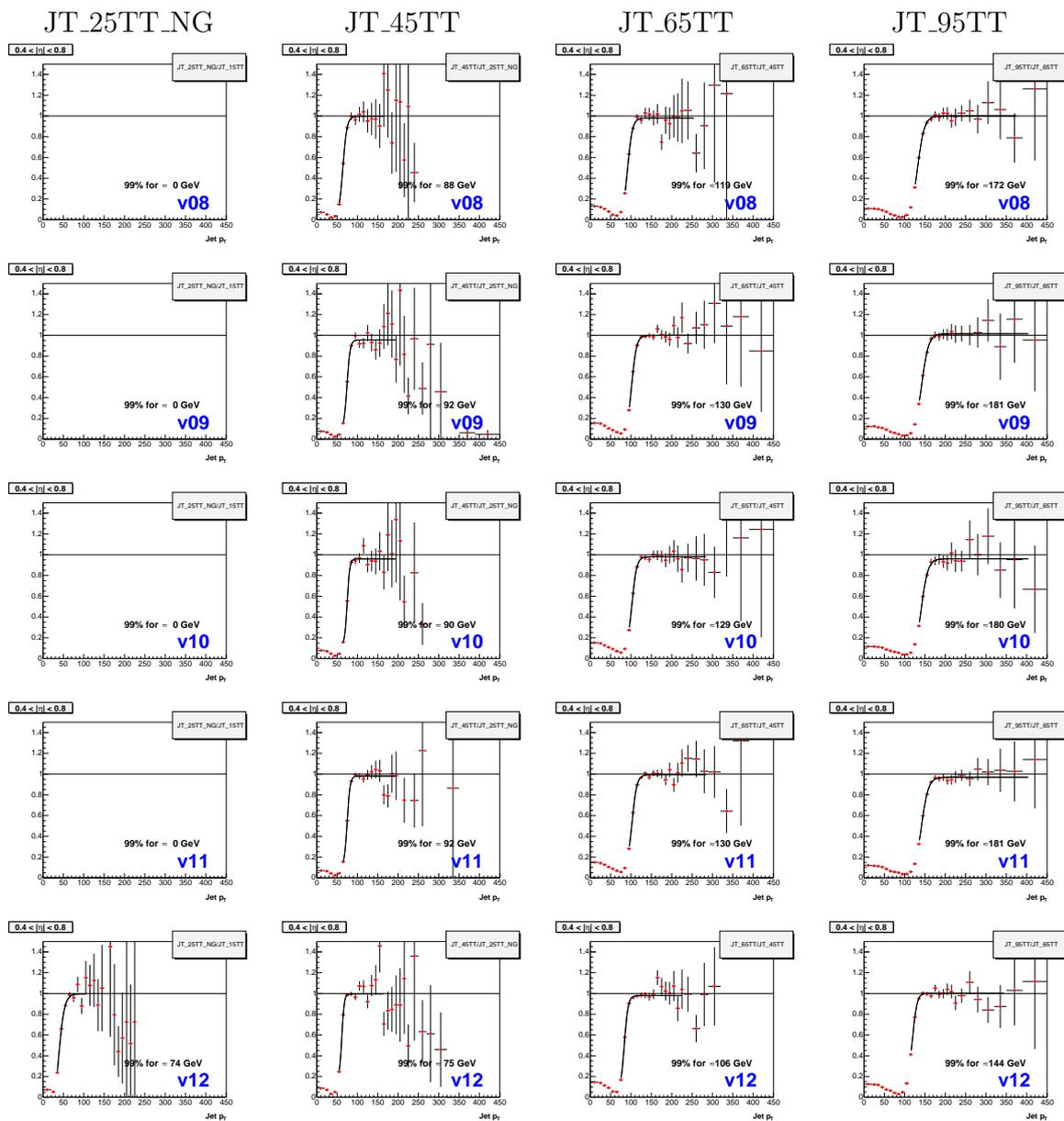


FIG. C.3 – Courbes de “turn-on” des différentes versions et des différents triggers pour $0.4 < |\eta_D| < 0.8$.

$$0.8 < |\eta_D| < 1.2$$

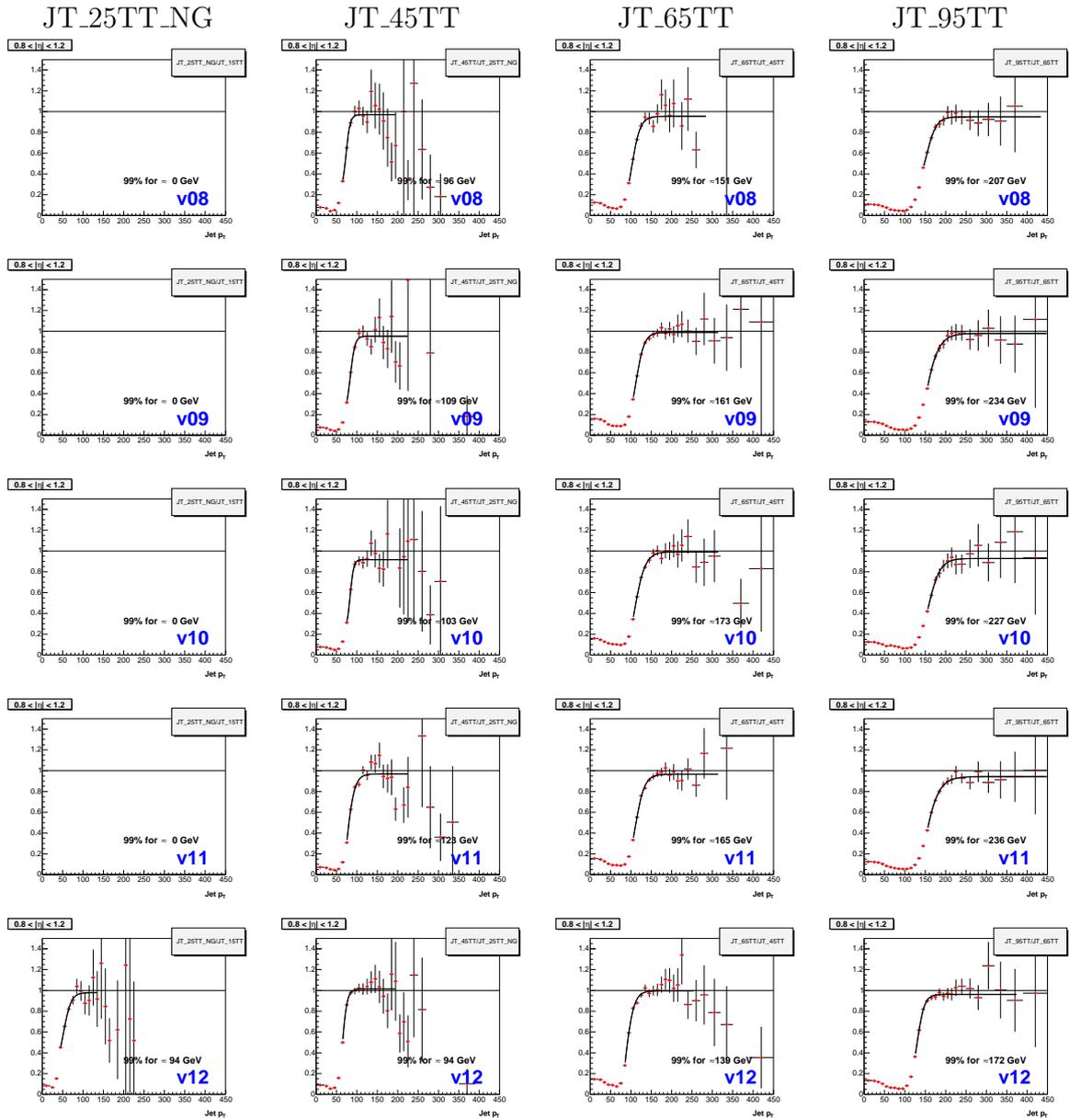


FIG. C.4 – Courbes de “turn-on” des différentes versions et des différents triggers pour $0.8 < |\eta_D| < 1.2$.

$$1.2 < |\eta_D| < 1.6$$

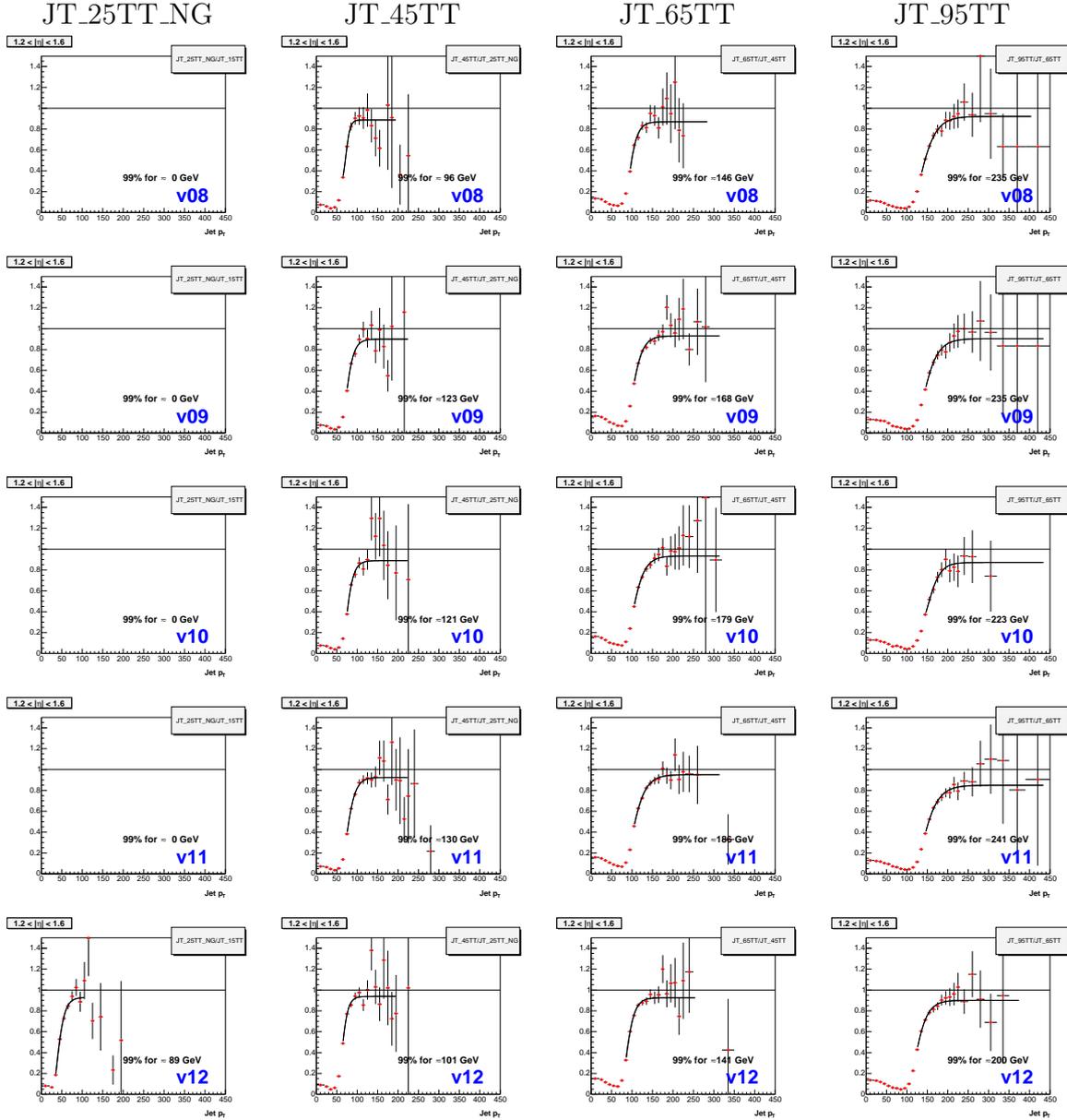


FIG. C.5 – Courbes de “turn-on” des différentes versions et des différents triggers pour $1.2 < |\eta_D| < 1.6$.

$$1.6 < |\eta_D| < 2.0$$

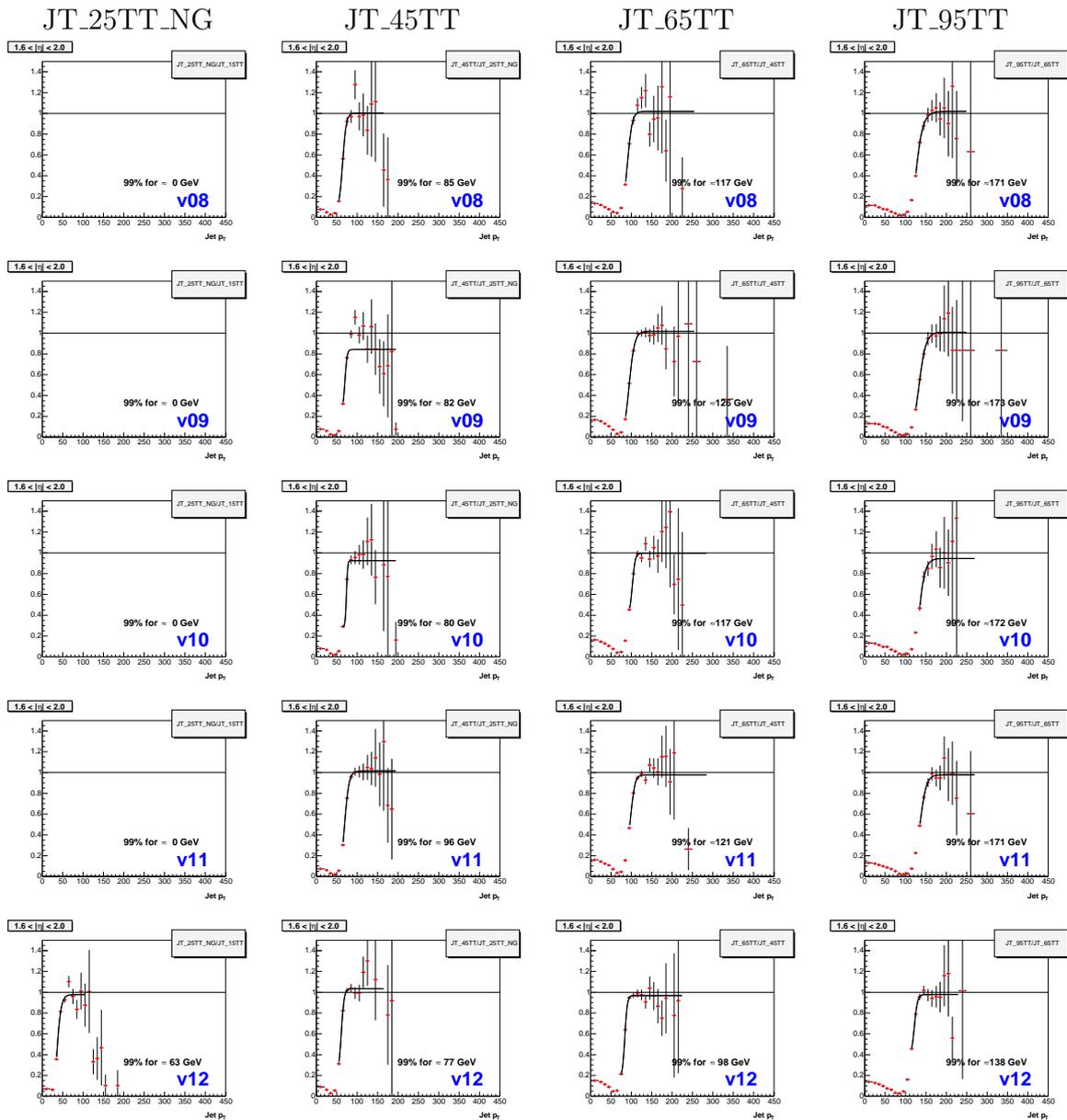


FIG. C.6 – Courbes de “turn-on” des différentes versions et des différents triggers pour $1.6 < |\eta_D| < 2.0$.

$$2.0 < |\eta_D| < 2.4$$

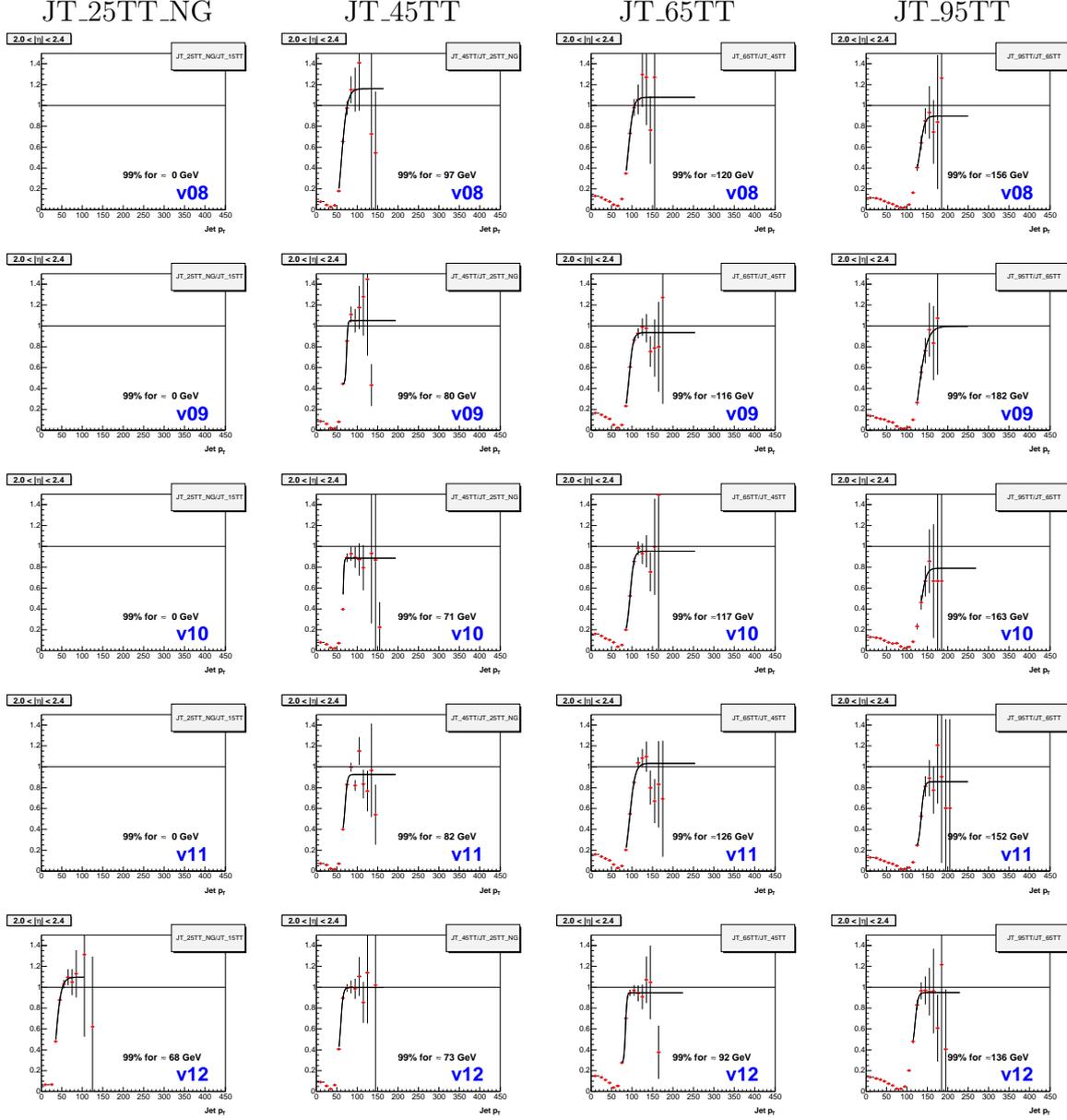


FIG. C.7 – Courbes de “turn-on” des différentes versions et des différents triggers pour $2.0 < |\eta_D| < 2.4$.

Annexe D

Efficacités des coupures

$ \eta_D $	trigger	CHF	EMF1	EMF2	L1set	total
$ \eta_D < 0.4$	<i>JT_25TT_NG</i>	0.9934	0.9987	0.9964	0.9943	0.9829
	err. stat.	± 0.0006	± 0.0003	± 0.0005	± 0.0008	± 0.0011
	err. syst.	± 0.0066	± 0.0013	± 0.0036	± 0.0057	± 0.0094
	<i>JT_45TT</i>	0.9942	0.9983	0.9954	0.9952	0.9832
	err. stat.	± 0.0002	± 0.0001	± 0.0002	± 0.0003	± 0.0004
	err. syst.	± 0.0058	± 0.0017	± 0.0046	± 0.0048	± 0.0089
	<i>JT_65TT</i>	0.9943	0.9984	0.9948	0.9966	0.9842
	err. stat.	± 0.0002	± 0.0001	± 0.0002	± 0.0002	± 0.0004
	err. syst.	± 0.0057	± 0.0016	± 0.0052	± 0.0034	± 0.0085
	<i>JT_95TT</i>	0.9948	0.9980	0.9951	0.9976	0.9856
	err. stat.	± 0.0003	± 0.0002	± 0.0003	± 0.0003	± 0.0006
	err. syst.	± 0.0052	± 0.0020	± 0.0049	± 0.0024	± 0.0077
$0.4 < \eta_D < 0.8$	<i>JT_25TT_NG</i>	0.9944	0.9987	0.9952	0.9857	0.9742
	err. stat.	± 0.0006	± 0.0003	± 0.0006	± 0.0013	± 0.0016
	err. syst.	± 0.0056	± 0.0013	± 0.0048	± 0.0143	± 0.0159
	<i>JT_45TT</i>	0.9940	0.9986	0.9947	0.9815	0.9691
	err. stat.	± 0.0002	± 0.0001	± 0.0002	± 0.0005	± 0.0006
	err. syst.	± 0.0060	± 0.0014	± 0.0053	± 0.0185	± 0.0199
	<i>JT_65TT</i>	0.9971	0.9985	0.9934	0.9899	0.9790
	err. stat.	± 0.0002	± 0.0001	± 0.0003	± 0.0005	± 0.0006
	err. syst.	± 0.0029	± 0.0015	± 0.0066	± 0.0101	± 0.0123
	<i>JT_95TT</i>	0.9976	0.9986	0.9925	0.9942	0.9830
	err. stat.	± 0.0004	± 0.0003	± 0.0006	± 0.0008	± 0.0011
	err. syst.	± 0.0024	± 0.0014	± 0.0075	± 0.0058	± 0.0098

TAB. D.1 – *Efficacités des coupures de sélection des jets avec leurs erreurs.*

$ \eta_D $	trigger	CHF	EMF1	EMF2	L1set	total
$0.8 < \eta_D < 1.2$	<i>JT_25TT_NG</i>	1.0000	1.0000	0.9944	0.9917	0.9861
	err. stat.	± 0.0047	± 0.0021	± 0.0011	± 0.0019	± 0.0055
	err. syst.	± 0.1298	± 0.0196	± 0.0056	± 0.0083	± 0.1298
	<i>JT_45TT</i>	1.0000	1.0000	0.9919	0.9926	0.9846
	err. stat.	± 0.0023	± 0.0011	± 0.0006	± 0.0008	± 0.0027
	err. syst.	± 0.1561	± 0.0281	± 0.0081	± 0.0074	± 0.1565
	<i>JT_65TT</i>	1.0000	1.0000	0.9904	0.9942	0.9847
	err. stat.	± 0.0034	± 0.0018	± 0.0009	± 0.0010	± 0.0040
	err. syst.	± 0.1926	± 0.0404	± 0.0096	± 0.0058	± 0.1941
	<i>JT_95TT</i>	1.0000	1.0000	0.9900	0.9943	0.9844
	err. stat.	± 0.0080	± 0.0049	± 0.0021	± 0.0022	± 0.0097
	err. syst.	± 0.2558	± 0.0601	± 0.0100	± 0.0057	± 0.2589
$1.2 < \eta_D < 1.6$	<i>JT_25TT_NG</i>	1.0000	1.0000	0.9968	0.9908	0.9876
	err. stat.	± 0.0015	± 0.0038	± 0.0008	± 0.0020	± 0.0046
	err. syst.	± 0.0109	± 0.0813	± 0.0032	± 0.0092	± 0.0816
	<i>JT_45TT</i>	1.0000	1.0000	0.9947	0.9906	0.9853
	err. stat.	± 0.0010	± 0.0037	± 0.0008	± 0.0015	± 0.0041
	err. syst.	± 0.0088	± 0.1490	± 0.0053	± 0.0094	± 0.1475
	<i>JT_65TT</i>	1.0000	1.0000	0.9832	0.9921	0.9754
	err. stat.	± 0.0024	± 0.0085	± 0.0029	± 0.0028	± 0.0095
	err. syst.	± 0.0119	± 0.2742	± 0.0168	± 0.0079	± 0.2683
	<i>JT_95TT</i>	1.0000	1.0000	0.9903	0.9857	0.9761
	err. stat.	± 0.0098	± 0.0216	± 0.0056	± 0.0094	± 0.0256
	err. syst.	± 0.0315	± 0.4096	± 0.0097	± 0.0143	± 0.4014

TAB. D.2 – *Efficacités des coupures de sélection des jets avec leurs erreurs.*

$ \eta_D $	trigger	CHF	EMF1	EMF2	L1set	total
$1.6 < \eta_D < 2.0$	<i>JT_25TT_NG</i>	0.9927	0.9988	0.9893	0.9963	0.9773
	err. stat.	± 0.0007	± 0.0003	± 0.0008	± 0.0007	± 0.0013
	err. syst.	± 0.0073	± 0.0012	± 0.0107	± 0.0037	± 0.0133
	<i>JT_45TT</i>	0.9905	0.9986	0.9875	0.9969	0.9737
	err. stat.	± 0.0007	± 0.0003	± 0.0008	± 0.0005	± 0.0012
	err. syst.	± 0.0095	± 0.0014	± 0.0125	± 0.0031	± 0.0158
	<i>JT_65TT</i>	0.9900	0.9989	0.9856	0.9966	0.9714
	err. stat.	± 0.0009	± 0.0003	± 0.0011	± 0.0007	± 0.0016
	err. syst.	± 0.0100	± 0.0011	± 0.0144	± 0.0034	± 0.0176
	<i>JT_95TT</i>	0.9841	0.9972	0.9869	0.9967	0.9653
	err. stat.	± 0.0038	± 0.0016	± 0.0035	± 0.0025	± 0.0058
	err. syst.	± 0.0159	± 0.0028	± 0.0131	± 0.0033	± 0.0206
$2.0 < \eta_D < 2.4$	<i>JT_25TT_NG</i>	0.9981	0.9979	0.9839	0.9904	0.9706
	err. stat.	± 0.0007	± 0.0007	± 0.0019	± 0.0021	± 0.0029
	err. syst.	± 0.0019	± 0.0021	± 0.0161	± 0.0096	± 0.0187
	<i>JT_45TT</i>	0.9990	0.9975	0.9802	0.9944	0.9713
	err. stat.	± 0.0005	± 0.0007	± 0.0020	± 0.0015	± 0.0026
	err. syst.	± 0.0010	± 0.0025	± 0.0198	± 0.0056	± 0.0205
	<i>JT_65TT</i>	0.9993	0.9958	0.9806	0.9986	0.9744
	err. stat.	± 0.0007	± 0.0017	± 0.0036	± 0.0014	± 0.0042
	err. syst.	± 0.0007	± 0.0042	± 0.0194	± 0.0014	± 0.0198
	<i>JT_95TT</i>	1.0000	1.0000	1.0000	1.0000	1.0000
	err. stat.	± 0.0000				
	err. syst.	± 0.0000				

TAB. D.3 – *Efficacités des coupures de sélection des jets avec leurs erreurs.*

$ \eta_D $	trigger	Ntr	Zvtx	MET	total
$ \eta_D < 0.4$	<i>JT_25TT_NG</i>	0.8916	0.7570	0.9895	0.6679
	err. stat.	± 0.0024	± 0.0035	± 0.0010	± 0.0034
	err. syst.	± 0.0027	± 0.0287	± 0.0105	± 0.0198
	<i>JT_45TT</i>	0.8924	0.7542	0.9912	0.6671
	err. stat.	± 0.0008	± 0.0012	± 0.0003	± 0.0011
	err. syst.	± 0.0038	± 0.0298	± 0.0088	± 0.0205
	<i>JT_65TT</i>	0.8821	0.7650	0.9953	0.6716
	err. stat.	± 0.0008	± 0.0012	± 0.0002	± 0.0011
	err. syst.	± 0.0036	± 0.0299	± 0.0047	± 0.0198
	<i>JT_95TT</i>	0.8570	0.7782	0.9942	0.6630
	err. stat.	± 0.0016	± 0.0021	± 0.0004	± 0.0020
	err. syst.	± 0.0076	± 0.0311	± 0.0058	± 0.0219
$0.4 < \eta_D < 0.8$	<i>JT_25TT_NG</i>	0.9022	0.7541	0.9878	0.6720
	err. stat.	± 0.0022	± 0.0034	± 0.0010	± 0.0032
	err. syst.	± 0.0021	± 0.0329	± 0.0122	± 0.0226
	<i>JT_45TT</i>	0.8985	0.7450	0.9895	0.6624
	err. stat.	± 0.0008	± 0.0013	± 0.0003	± 0.0012
	err. syst.	± 0.0041	± 0.0322	± 0.0105	± 0.0223
	<i>JT_65TT</i>	0.8822	0.7521	0.9948	0.6601
	err. stat.	± 0.0011	± 0.0016	± 0.0003	± 0.0015
	err. syst.	± 0.0039	± 0.0345	± 0.0052	± 0.0223
	<i>JT_95TT</i>	0.8504	0.7578	0.9932	0.6401
	err. stat.	± 0.0024	± 0.0031	± 0.0007	± 0.0029
	err. syst.	± 0.0111	± 0.0374	± 0.0068	± 0.0261

TAB. D.4 – *Efficacités des coupures de sélection des événements avec leurs erreurs.*

$ \eta_D $	trigger	Ntr	Zvtx	MET	total
$0.8 < \eta_D < 1.2$	<i>JT_25TT_NG</i>	0.8967	0.7365	0.9803	0.6474
	err. stat.	± 0.0041	± 0.0063	± 0.0023	± 0.0058
	err. syst.	± 0.0019	± 0.0373	± 0.0197	± 0.0260
	<i>JT_45TT</i>	0.8947	0.7419	0.9884	0.6561
	err. stat.	± 0.0019	± 0.0029	± 0.0008	± 0.0027
	err. syst.	± 0.0053	± 0.0361	± 0.0116	± 0.0250
	<i>JT_65TT</i>	0.8792	0.7527	0.9900	0.6552
	err. stat.	± 0.0027	± 0.0039	± 0.0010	± 0.0036
	err. syst.	± 0.0077	± 0.0341	± 0.0100	± 0.0244
	<i>JT_95TT</i>	0.8530	0.7450	0.9842	0.6254
	err. stat.	± 0.0064	± 0.0086	± 0.0028	± 0.0078
	err. syst.	± 0.0308	± 0.0429	± 0.0158	± 0.0386
$1.2 < \eta_D < 1.6$	<i>JT_25TT_NG</i>	0.9028	0.7345	0.9769	0.6478
	err. stat.	± 0.0039	± 0.0061	± 0.0024	± 0.0057
	err. syst.	± 0.0004	± 0.0371	± 0.0231	± 0.0267
	<i>JT_45TT</i>	0.8989	0.7242	0.9903	0.6447
	err. stat.	± 0.0030	± 0.0047	± 0.0012	± 0.0042
	err. syst.	± 0.0046	± 0.0359	± 0.0097	± 0.0238
	<i>JT_65TT</i>	0.8599	0.7118	0.9937	0.6082
	err. stat.	± 0.0065	± 0.0092	± 0.0019	± 0.0077
	err. syst.	± 0.0034	± 0.0444	± 0.0063	± 0.0250
	<i>JT_95TT</i>	0.8855	0.6741	0.9713	0.5798
	err. stat.	± 0.0149	± 0.0234	± 0.0100	± 0.0188
	err. syst.	± 0.0382	± 0.0326	± 0.0287	± 0.0360

TAB. D.5 – *Efficacités des coupures de sélection des événements avec leurs erreurs.*

$ \eta_D $	trigger	Ntr	Zvtx	MET	total
$1.6 < \eta_D < 2.0$	<i>JT_25TT_NG</i>	0.8929	0.7174	0.9810	0.6284
	err. stat.	± 0.0022	± 0.0034	± 0.0012	± 0.0030
	err. syst.	± 0.0038	± 0.0368	± 0.0190	± 0.0255
	<i>JT_45TT</i>	0.8836	0.7161	0.9905	0.6267
	err. stat.	± 0.0020	± 0.0029	± 0.0007	± 0.0025
	err. syst.	± 0.0049	± 0.0437	± 0.0095	± 0.0271
	<i>JT_65TT</i>	0.8682	0.7014	0.9927	0.6045
	err. stat.	± 0.0026	± 0.0038	± 0.0008	± 0.0031
	err. syst.	± 0.0046	± 0.0419	± 0.0073	± 0.0244
	<i>JT_95TT</i>	0.8084	0.6460	0.9873	0.5156
	err. stat.	± 0.0097	± 0.0131	± 0.0038	± 0.0089
	err. syst.	± 0.0101	± 0.0684	± 0.0127	± 0.0326
$2.0 < \eta_D < 2.4$	<i>JT_25TT_NG</i>	0.8759	0.6919	0.9861	0.5976
	err. stat.	± 0.0045	± 0.0067	± 0.0020	± 0.0055
	err. syst.	± 0.0063	± 0.0500	± 0.0139	± 0.0300
	<i>JT_45TT</i>	0.8640	0.6519	0.9928	0.5592
	err. stat.	± 0.0041	± 0.0062	± 0.0014	± 0.0046
	err. syst.	± 0.0093	± 0.0574	± 0.0072	± 0.0314
	<i>JT_65TT</i>	0.8341	0.5724	0.9940	0.4746
	err. stat.	± 0.0076	± 0.0110	± 0.0023	± 0.0065
	err. syst.	± 0.0060	± 0.0603	± 0.0060	± 0.0257
	<i>JT_95TT</i>	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
	err. stat.	± 0.0000	± 0.0000	± 0.0000	± 0.0000
	err. syst.	± 0.0000	± 0.0000	± 1.0000	± 0.0000

TAB. D.6 – *Efficacités des coupures de sélection des événements avec leurs erreurs.*

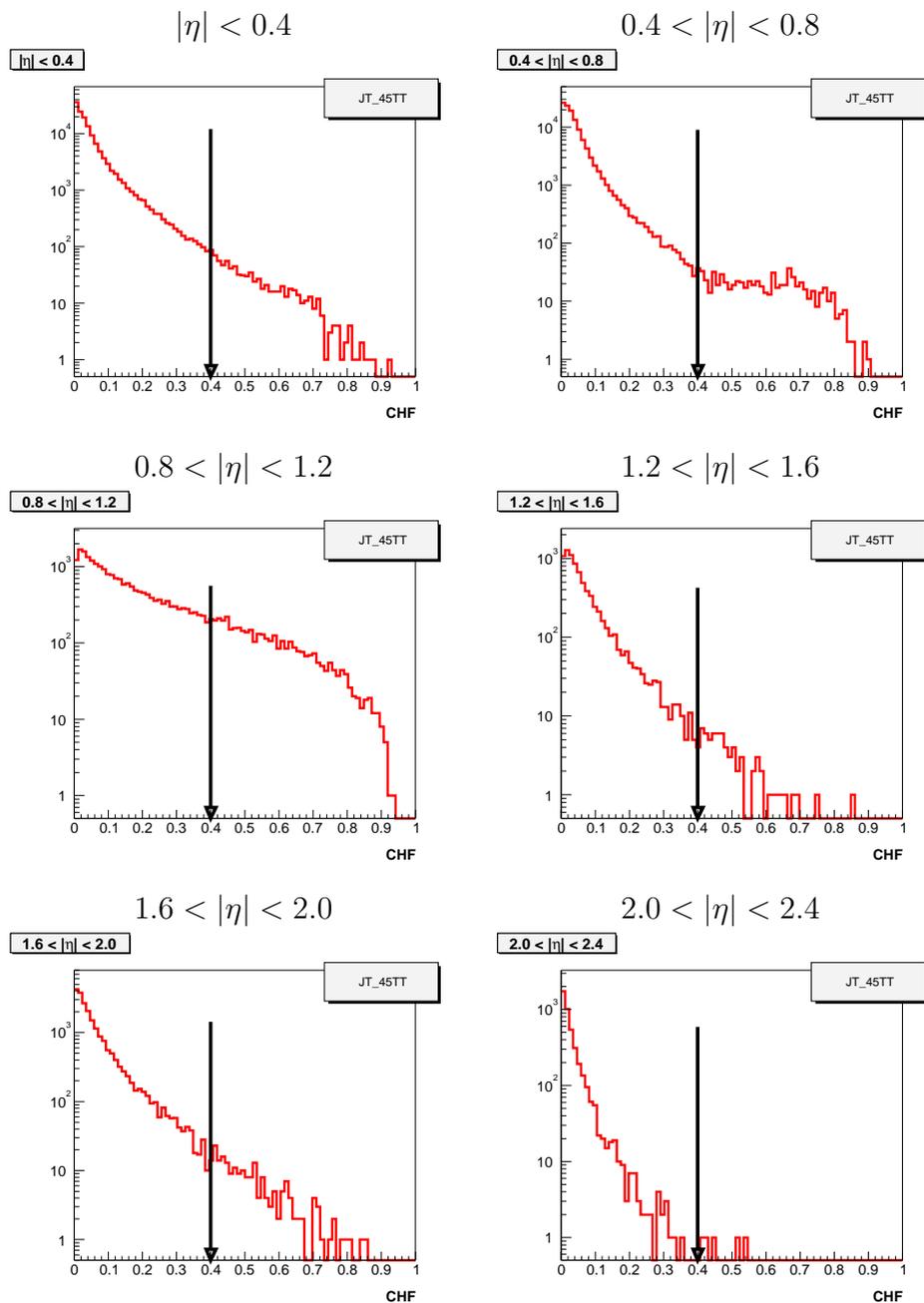


FIG. D.1 – “Coarse Hadronic Fraction” pour les jets du trigger JT_45TT, pour les différents intervalles en η_D des jets.

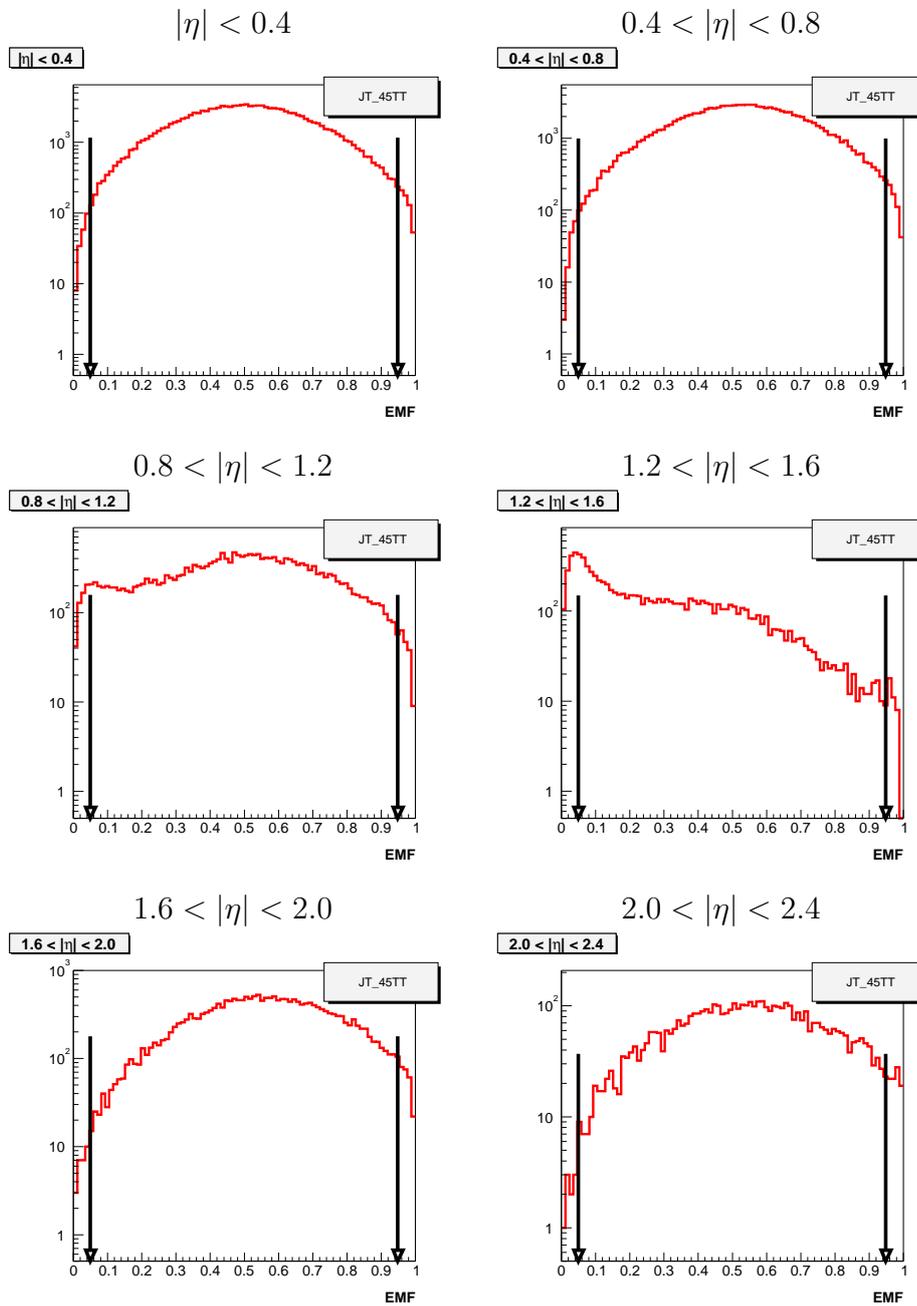


FIG. D.2 – “*ElectroMagnetic Fraction*” pour les jets du trigger JT_45TT, dans les différents intervalles en η_D des jets.

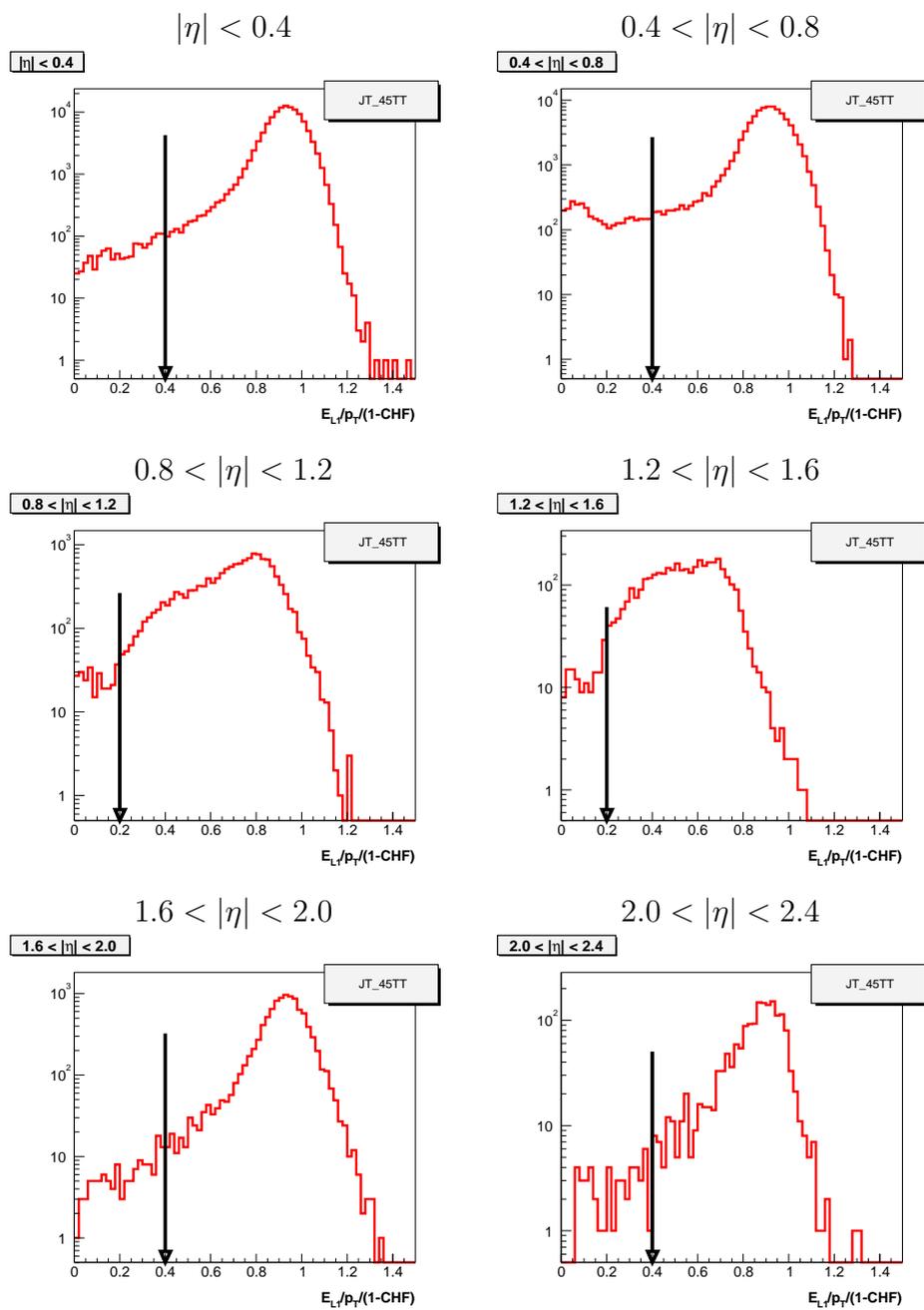


FIG. D.3 – $L1SE_T/(p_T * (1 - CHF))$ pour les jets du trigger JT_{45TT} , dans les différents intervalles en η_D des jets.

Bibliographie

- [1] S. Eidelman *et al.*, The Review of Particle Physics, *Phys. Lett.* **B592**, 1 (2004).
- [2] Zoltan Nagy, Three-jet cross sections in hadron-hadron collisions at next-to-leading order, *Phys.Rev.Lett.* 88 (2002). [hep-ph/0110315](#)
- [3] Zoltan Nagy, Next-to-leading order calculation of three-jet observables in hadron-hadron collision, *Phys.Rev.* **D68** (2003). [hep-ph/0307268](#)
- [4] H1 Collaboration, C. Adloff *et al.*, *Eur. Phys. J.* **C21**, 33(2001); C. Adloff *et al.*, *Eur.Phys. J.* [hep-ex/0304003](#).
- [5] ZEUS Collaboration, S. Chekanov *et al.*, *Eur. Phys. J.* **C21**, 443(2001).
- [6] T. Affolder *et al.*, CDF Collaboration, Measurement of the Inclusive Jet Cross Section in p anti-p Collisions at $s^{*(1/2)} = 1.8$ TeV, *Phys. Rev.* **D64**, 032001 (2001).
- [7] B. Abbott *et al.*, DØ Collaboration, Inclusive jet production in pbarp collisions, *Phys. Rev. Lett.* 86, 1707 (2001).
- [8] BCDMS Collaboration, A.C. Benvenuti *et al.*, *Phys. Lett.* **B223**, 485(1989).
- [9] NMC Collaboration, M. Arneodo *et al.*, *Nucl. Phys.* **B483**, 3(97).
- [10] E665 Collaboration, M.R. Adams *et al.*, *Phys. Rev.* **D54**, 3006(1996).
- [11] SLAC Collaboration, L.W. Whitlow *et al.*, *Phys. Lett.* **B282**, 475(1992).
- [12] CCFR Collaboration, U.K. Yang *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 86, 2741(2001).
- [13] W.K. Tung, Status of globalQCD analysis and the parton structure of the nucleon, Proceedings of the DIS'2004, ŠtrbskéPleso, Slovakia. [hep-ph/0409145](#)
- [14] J. Pumplin, D.R. Stump, J. Huston, H.L. Lai, P. Nadolsky, W.K. Tung, *JHEP* 0207, 012 (2002). [hep-ph/0201195](#)
- [15] D. Stump, J. Huston, J. Pumplin, W.K. Tung, *JHEP* 0310 (2003). [hep-ph/0303013](#)
- [16] A.D. Martin, R.G. Roberts, W.J. Stirling, R.S. Thorne, Physical Gluons and High E_T Jets. [hep-ph/0410230](#)
- [17] Fermi National Accelerator Laboratory, Tevatron Run II Handbook, internal FNAL Note. <http://www-bd.fnal.gov/runII/index.html>
- [18] The DØ Collaboration, DØ Upgrade: The Detector and Its Physics, FERMILAB-Pub-96/357-E (1996).

- [19] D. Adams *et al.*, The DØ Upgrade: Central Fiber Tracker, Technical Design Report, *DØ Note 4164* (2003).
- [20] D. Adams *et al.*, Design Report for the Central Preshower Detector for the DØ Upgrade, *DØ Note 3014* (1996).
- [21] A.Gordeev *et al.*, Design Report for the Forward Preshower Detector for the DØ Upgrade, *DØ Note 3445* (1998).
- [22] Junjie Zhu, Determination of Electron Energy Scale and Energy Resolution using P14 zee data, *DØ Note 4323* (2004).
- [23] S. Crepe-Renaudin, Energy corrections for geometry effects for electrons in RunII, *DØ Note 4023* (2002).
- [24] S. Beauceron, Recherche du boson de Higgs dans le canal WH et étude de la production de $Wb\bar{b}$ dans les collisions $p\bar{p}$ à 1.96 TeV dans l'expérience DØ auprès du tevatron à Fermilab, Thèse de Doctorat (2004).
- [25] T. Diehl *et al.*, Design of the Central Muon System, *DØ Note 3365* (1997).
- [26] G. Alexeev *et al.*, Technical Design Report for the D0 Forward Muon Tracking Detector Based on Mini-drift Tubes, *DØ Note 3366* (1997).
- [27] J. Huth *et al.*, Report of the QCD and standard model working group, in *Proceedings of Research Directions For The Decade: Snowmass 1990*, p.134, World Scientific, Singapore, 1992.
- [28] G. C. Blazey *et al.*, Run II jet physics (2000). [hep-ex/0005012](#)
- [29] G. Bernardi and S. Trincaz-Duvoid, Improvement of the NADA Algorithm: Hot Cell Killing in DØ Run II Data, *DØ Note 4057*, 2002.
- [30] J.R.Vlimant, U.Bassler, G. Bernardi, S. Trincaz-Duvoid, Technical description of the T42 algorithm for the calorimeter noise suppression, *DØ Note 4146*, 2003.
- [31] E. Busato and B. Andrieu, Jet Algorithm in DØ RunII Software, *DØ Note 4457*, 2004.
- [32] B. Abbott *et al.*, Fixed Cone Jet Definitions in DØ and R_{sep} , *DØ Note 2885*, 1996.
- [33] B. Abbott *et al.*, Jet Energy Scale at DØ , *DØ Note 3287*, 1997.
- [34] J-L. Agram *et al.*, Jet Energy Scale at DØ RunII, *DØ Note en préparation* .
- [35] Vivian O'Dell, présentation lors d'une réunion du groupe JES.
- [36] Alexander Kupco, présentation donnée à une réunion du groupe QCD de physique de DØ.
- [37] J-L. Agram, C. Royon, "Jet p_T resolution using JES v05-03-00", *DØ Note 4396* (2004).
- [38] J-L. Agram, C. Royon, "Extension of the measurement of the inclusive jet p_T cross section at high rapidity", *DØ Note 4395* (2004)

- [39] J. Huth *et al.*, Report of the QCD and standard model working group, in *Proceedings of Research Directions For The Decade: Snowmass 1990*, p.134, World Scientific, Singapore, 1992.
- [40] Global Trigger List Descriptions,
http://www-d0.fnal.gov/trigger_meister/private/www/tl_desc/global.html
- [41] Pavel Demine, Christophe Royon, Measurement of the dijet mass cross section, *DØ Note 4397* (2004).
- [42] Calgo Group. Jetmet run and lumi-block selection, certification version 5.0.
- [43] Laurent Dufлот, Viatcheslav Shary, Ingo Torchiani, Robert Zitoun, cal_event_quality package, *DØ Note 4614* (2004).
- [44] D. Elvira, Ph.D. thesis, Universidad de Buenos Aires, Argentina, 1994 (non-publié).
- [45] Pavel Demine, communication privée, présentation donnée à une réunion du groupe QCD de physique de DØ.
- [46] Alexander Kupco, présentation donnée à une réunion du groupe QCD de physique de DØ.
- [47] L. Babukhadia, Ph.D. thesis, University of Arizona, 1999 (non-publié). (PRL, 86 (2001))
- [48] A.Kupco, Ph.D. thesis, Charles University, Prague, 2003 (non-publié).
- [49] JL. Agram, présentation donnée à une réunion du groupe QCD de physique de DØ.
- [50] Tamsin Edwards *et al.*, The Updated DØ Luminosity Determination - Short summary, *DØ Note 4328* (2004). Tamsin Edwards *et al.*, Determination of the Effective Inelastic pp Cross-Section for the DØ Run II Luminosity Measurement, Technical Memo 2278.
- [51] DØ Collaboration, B. Abbott *et al.*, “Determination of the Absolute Energy Scale in the DØ Calorimeters”, in Nucl. Instrum. Methods , **A 424**, 352 (1999).
hep-ex/9805009

Résumé

Ce travail présente une mesure de la section efficace inclusive de production des jets dans l'expérience DØ. Cette section efficace est déterminée en fonction de l'impulsion transverse des jets et dans plusieurs domaines en rapidité. Elle est sensible à la structure du proton et joue ainsi un rôle important dans la détermination des fonctions de distribution des partons (PDF), notamment celle du gluon pour des grandes fractions d'impulsion du proton.

La mesure, qui est présentée en détail, donne les premières valeurs pour le Run II de la section efficace et ses incertitudes dans plusieurs domaines en rapidité, pour une luminosité intégrée de 143 pb^{-1} . Les résultats obtenus sont, au vu de leur incertitude, en bon accord avec les prédictions théoriques ne laissant pas présager de phénomènes nouveaux. Ce travail met en évidence les points de compréhension du détecteur à améliorer pour atteindre le degré de précision du Run I et apporter des contraintes pour la détermination des PDF.

Mots-clé

Tevatron - DØ - Run II - jets - PDF - section efficace

Abstract

This work describes the measurement of inclusive jets cross section in the DØ experiment. This cross section is computed as a function of jet transverse momentum, in several rapidity intervals. This quantity is sensitive to the proton structure and is crucial for the determination of parton distribution functions (PDF), essentially for the gluon at high proton momentum fraction.

The measurement presented here gives the first values obtained for Tevatron Run II for the cross section in several rapidity intervals, for an integrated luminosity of 143 pb^{-1} . The results are in agreement, within the uncertainties, with theoretical Standard Model predictions, showing no evidence for new physics. This work points out the aspects of the detector which need better understanding to reach Run I precision and to constrain the PDFs.

Keywords

Tevatron - DØ - Run II - jets - PDF - cross section

