

Master Sciences, Mention Physique
Parcours PHYSIQUE SUBATOMIQUE et ASTROPARTICULES
2006-2007

REMY Frédéric

Reconstruction des jets dans CMS au LHC

RAPPORT DE STAGE
Sous la direction de *Jean-Laurent Agram*

Juin 2007
IPHC Strasbourg, Université Louis Pasteur

Remerciements

Je remercie d'abord Jean-Laurent Agram de m'avoir fait confiance en me permettant d'effectuer ce stage au sein de l'équipe CMS. Merci aussi de m'avoir aidé régulièrement à me sortir des méandres du software de CMS ainsi que des obstacles rencontrés au niveau de l'algorithme du particle flow. Je remercie aussi Ludovic et Jérémy pour leur aide et explications m'ayant permis d'éclaircir certains points obscurs durant mon stage. Merci aussi à Joaquim pour son soutien de stagiaire à stagiaire surtout lors des premières semaines de découverte où tout semblait si complexe. Enfin, merci à Daniel, Isabelle, Jérôme, Pierre, Vincent et le reste de l'équipe pour leur accueil convivial.

Résumé

Mon stage de deuxième année de Master s'est déroulé dans le groupe CMS de l'IPHC à Strasbourg. J'ai travaillé sur la reconstruction des jets dans CMS et plus particulièrement sur l'amélioration de la résolution en impulsion transverse des jets reconstruits avec l'algorithme du Particle Flow. C'est un algorithme en développement qui permet de pré-identifier les particules après leur détection. J'ai analysé des jets comportant de l'énergie en trop et j'ai trouvé des problèmes dans les traces utilisées par le particle flow. j'ai pu ensuite sélectionner et tester des coupures de qualité sur les traces qui m'ont permis d'améliorer la résolution en impulsion transverse des jets reconstruits avec cet algorithme.

Abstract

My Master second year training took place in the CMS group of the IPHC laboratory in Strasbourg. I worked on the reconstruction of jets within the CMS experiment and especially on the improvement of the resolution in transverse momentum of jets reconstructed with an algorithm called particle flow. This algorithm is still under development and allows the pre-identification of particles right after their detection. I analyzed jets which suffered from an excess of energy and I found issues in the tracks used by the particle flow. Then, I could select and probe some quality cuts on tracks resulting in an improvement of the resolution in transverse momentum of jets reconstructed with this algorithm.

Table des matières

1	Introduction	1
2	La physique au LHC	1
2.1	Le modèle standard et son extension supersymétrique	1
2.2	Quelques projets de physique de CMS	3
2.3	Le LHC et l'expérience CMS	4
3	Les algorithmes de reconstruction des jets et le particle flow	6
3.1	L'algorithme du cône	6
3.2	L'algorithme du particle flow	7
3.2.1	L'intérêt du particle flow	7
3.2.2	Description de l'algorithme	8
4	Etude de la résolution en impulsion transverse des jets avec le particle flow	10
4.1	Outils utilisés et données de départ	10
4.2	Méthode de calcul de la résolution	10
4.3	Amélioration du particle flow	11
4.3.1	Analyse de jets de mauvaises résolutions	12
4.3.2	Le problème des traces	13
4.4	Les coupures de qualité appliquées	14
4.4.1	Analyse de la coupure sur le nombre d'impacts dans le trajectomètre . . .	15
4.4.2	Analyse de la coupure sur l'association de l'origine des traces au vertex primaire	16
4.4.3	Éléments d'analyse d'une coupure supplémentaire en χ^2/ndf	18
5	Conclusion	19
6	Références	20
A	Ajustements pour le calcul de la résolution	21
A.1	Jets calorimétriques	21
A.2	Jets du particle flow sans coupure	22
A.3	Jets du particle flow avec coupure sur le nombre d'impacts des traces	23
A.4	Jets du particle flow avec coupure en ΔR	24

1 Introduction

Ce stage s'est déroulé au sein de l'équipe CMS¹ de l'IPHC à Strasbourg. Le but du stage a été d'étudier et d'améliorer les performances d'un algorithme de reconstruction de jets dans l'expérience CMS située au LHC à Genève. Cet algorithme permettra à terme une meilleure résolution sur l'énergie et la direction des jets issus des collisions proton-proton. Par conséquent, les différentes mesures issues des analyses physiques profiteront de ces améliorations et gagneront en précision.

Dans un premier temps, je présenterai les théories générales qui s'appliquent au monde de la physique des particules. Il sera discuté ensuite de l'architecture de l'expérience CMS et des algorithmes de reconstruction des jets utilisés dans le cadre de ce stage. Enfin, je présenterai les résultats obtenus et je commenterai l'étude que j'ai menée afin d'améliorer les performances de la reconstruction des jets.

2 La physique au LHC

2.1 Le modèle standard et son extension supersymétrique

Depuis des siècles, l'Homme s'interroge sur le monde qui l'entoure et cherche à percer les secrets de la nature. "D'où venons nous ?" et "comment notre monde fonctionne-t-il ?" sont des questions parmi tant d'autres auxquelles la physique des particules tente d'apporter des réponses. Au cours du siècle dernier, nous avons d'abord découvert que l'atome n'est pas la brique la plus élémentaire de la matière mais qu'il est composé d'un noyau de protons et de neutrons entouré de particules plus légères, les électrons. Plus tard, il s'est avéré que les protons et neutrons étaient eux-mêmes des objets composites, dont les briques élémentaires sont des quarks.

Suite aux expériences réalisées depuis la découverte des quarks, nous connaissons aujourd'hui douze particules élémentaires. Parmi elles, on peut compter six leptons et six quarks (voir le tableau de la Figure 1). Ces particules s'assemblent et interagissent selon quatre lois de la nature:

- **L'interaction forte:** Responsable de la cohésion du noyau atomique, elle agit sur les quarks par l'intermédiaire des gluons.
- **L'interaction faible:** Responsable de la désintégration β . Elle permet aux quarks et aux leptons d'interagir en changeant de saveur par échange d'un boson W et sans changer de saveur par échange d'un boson Z.
- **L'interaction électromagnétique:** C'est une combinaison des interactions électrique et magnétique. Elle est par exemple responsable des réactions chimiques et est le résultat d'échanges de photons.
- **L'interaction gravitationnelle:** Responsable entre autres de la chute des corps et du mouvement des planètes, elle serait le résultat d'échanges de bosons encore très peu connus et non découverts à ce jour: les gravitons.

L'ensemble des particules composant la matière sont des fermions et celles vecteurs des interactions fondamentales sont les bosons de jauge.

¹Compact Muon Solenoid

Constituants de la matière				Bosons de jauge			
	1 ^{ère} famille	2 ^{ème} famille	3 ^{ème} famille	Interaction forte	Interaction électro-magnétique	Interaction faible	
Quarks	Up (u) (0.03 GeV)	Charm (c) (1.3 GeV)	Top (t) (174 GeV)	Gluons (g)	Photon (γ)	Bosons W ⁺ (80.4 GeV) W ⁻ (80.4 GeV) Z ⁰ (91.2 GeV)	Boson de Higgs (H ⁰)
	Down (d) (0.06 GeV)	Strange (s) (0.14 GeV)	Bottom (b) (4.3 GeV)				
Leptons	Electron (e ⁻) (0.0005 GeV)	Muon (μ^-) (0.106 GeV)	Tau (τ^-) (1.7 GeV)				
	Neutrino (ν_e) électronique (≈ 0 GeV)	Neutrino (ν_μ) muonique (≈ 0 GeV)	Neutrino (ν_τ) tauique (≈ 0 GeV)				

Figure 1: *Tableau des particules élémentaires.*

Le modèle standard regroupe les fermions et les bosons dans une théorie quantique des champs relativiste. Cependant il n'englobe pas la gravité, qui repose sur la théorie de la relativité générale d'Einstein.

Le modèle standard a montré jusqu'ici un niveau de précision très élevé par rapport aux données expérimentales collectées durant ces dernières années. Malgré ses résultats plus que satisfaisants, ce modèle n'explique pas, mais décrit cependant l'origine de la masse des particules. Pour résoudre ce problème, on a recouru à la brisure de la symétrie électrofaible, faisant apparaître un nouveau boson: le boson de Higgs, permettant aux fermions et aux bosons de jauge W et Z d'acquérir de la masse. Actuellement, la masse des particules est déterminée uniquement par l'expérience.

D'autres problèmes font en sorte que le modèle standard n'est pas l'ultime théorie décrivant les lois de notre univers. D'abord, il ne comporte pas l'interaction gravitationnelle, ce qui rend le modèle incomplet. Ensuite, le modèle standard suppose des masses nulles pour les neutrinos alors qu'il a été montré expérimentalement que les neutrinos ont une faible masse. Enfin, les observations astrophysiques supposent l'existence de matière noire non baryonique, ce qui requiert l'introduction d'au moins une nouvelle particule. Les points sur lesquels le modèle standard n'est pas suffisant ne s'arrêtent pas là, mais ils motivent déjà l'introduction d'une nouvelle théorie plus générale encore: le modèle supersymétrique (SUSY).

Nous n'allons pas détailler ici la SUSY, mais simplement indiquer qu'il s'agit d'un modèle reposant sur la symétrie entre les fermions et les bosons. A chaque fermion sera associé une particule du nouveau modèle de spin entier, et à chaque boson sera associé une particule de spin demi-entier[1].

La vérification de l'existence ou non de ces particules est aussi un objectif prioritaire des collisionneurs actuels.

2.2 Quelques projets de physique de CMS

A l'aube d'un nouveau domaine d'énergie disponible dans le LHC², les physiciens de CMS se préparent déjà à analyser les données. L'objectif est d'établir des vérifications expérimentales couvrant une large gamme des théories actuellement en vogue en physique des particules. La découverte du boson de Higgs issu de la brisure spontanée de la symétrie électrofaible dans le modèle standard est une priorité. D'autres analyses sont prévues, parmi lesquelles on peut citer: l'amélioration de la précision sur la masse des particules du modèle standard dont le quark top et le boson W, la recherche de résonances de masse élevée dans les états finals dileptoniques et la recherche de particules supersymétriques.

- **La recherche du boson de Higgs:** Le boson de Higgs sera recherché dans plusieurs canaux de désintégration, parmi lesquels on trouve : $H \rightarrow \gamma\gamma$. Il s'agit d'un canal important pour la découverte d'un boson de Higgs de masse inférieure à $150 \text{ GeV}/c^2$ [3]. La grande difficulté de ce canal est son faible rapport d'embranchement de 0.002, puisqu'on se situe dans une gamme d'énergie dans laquelle la désintégration principale est la suivante: $H \rightarrow b\bar{b}$. Une fois les événements sélectionnés en cherchant la signature des deux photons dans le détecteur, on attend environ 350 événements de signal et 7000 événements de bruit de fond pour une luminosité intégrée de 20 fb^{-1} et pour un boson de Higgs de masse égale à $120 \text{ GeV}/c^2$.
- **L'amélioration sur la précision de la masse du quark top:** Découvert au Tévatron en 1995, sa masse est actuellement évaluée à $170.9 \pm 1.8 \text{ GeV}/c^2$ [4]. La section efficace de production des paires de quarks top est très élevée au LHC (environ 830 pb) comparative-ment aux expériences précédentes. Cela permet des mesures de sa masse dans la majorité de ses canaux de désintégration. Par exemple, pour le canal semi-leptonique qui est considéré comme le meilleur pour l'évaluation de la masse du quark top, une précision de $\Delta m_t \sim 1.2 \text{ GeV}/c^2$ pourra être obtenue pour une luminosité intégrée de $\mathcal{L} = 10 \text{ fb}^{-1}$.
- **Les dileptons de masse élevée:** Des résonances se désintégrant en dileptons $e\bar{e}$, $\mu\bar{\mu}$ et $\gamma\gamma$ de masse $M_{ll} \sim 1 \text{ TeV}$ pourront être détectées dès 100 pb^{-1} de luminosité intégrée [5]. Ces résonances sont prédites par de nombreux scénarios au-delà du modèle standard. Elles peuvent provenir d'un nouveau boson de jauge neutre Z' , inclus dans des théories inspirées des supercordes et de brisure dynamique de symétrie. On peut citer dans le même contexte le modèle Randall-Sundrum qui comporte des dimensions supplémentaires et prédit une désintégration d'un graviton dans le canal dileptonique [3]. C'est ensuite l'analyse précise de chaque type de désintégration dileptonique qui permettra de caractériser une éventuelle résonance ainsi que le modèle théorique qui y correspond.
- **la recherche de la supersymétrie:** C'est un thème qui regroupe de nombreuses analyses physiques qui peuvent apporter des résultats très tôt après le démarrage du LHC. La signature principale de la supersymétrie est l'énergie transverse manquante accompagnée d'états finals multi-jets. L'énergie manquante provient des particules les plus légères de la SUSY qui sont issues de la désintégration de squarks et de gluinos³ et les multiples jets proviennent quant à eux de la désintégration hadronique de ces mêmes particules. Le

²Large Hadron Collider

³il s'agit de particules prédites dans la SUSY

signe de la charge de deux muons isolés peut par exemple être une autre caractérisation d'événements appartenant à la SUSY et permet de réduire le bruit de fond provenant de processus issus du modèle standard.

2.3 Le LHC et l'expérience CMS

Le LHC est un collisionneur hadronique situé au CERN à Genève. Il consiste en un anneau de 27 km de circonférence et est enfoui à une profondeur de 100 m environ. Tout le long du tunnel, 1232 dipôles magnétiques et des modules radio-fréquence permettent l'augmentation de l'énergie des protons qui y circulent jusqu'à obtenir une énergie par nucléon de 7 TeV. Les protons y circulent par paquets de 10^{11} particules et 2808 paquets sont répartis dans tout l'anneau. La luminosité de $\mathcal{L} = 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ permettra près d'un milliard de collisions par seconde en focalisant les faisceaux en différents points de l'anneau. C'est à ces endroits que se trouvent des détecteurs permettant l'analyse des produits des collisions. Parmi les quatre détecteurs, on trouve l'expérience CMS. Le LHC entrera en fonction et permettra la prise de données durant l'année 2008.

Afin de mieux comprendre les parties du détecteur mises en jeu et utilisées lors des analyses de ce stage, une rapide présentation en sera faite. Seuls les constituants et les informations principales seront développés dans la suite.

La Figure 2 montre une vue d'ensemble de CMS. Le détecteur est de forme cylindrique et affiche une longueur de 21.6 m pour un diamètre de 14.6 m. Le poids total de l'ensemble s'élève à 12500 tonnes. La partie la plus imposante est composée des chambres à muons à l'extérieur, on trouve ensuite l'aimant supraconducteur, puis les calorimètres. Enfin, au centre et au plus près du faisceau se trouve le trajectomètre.

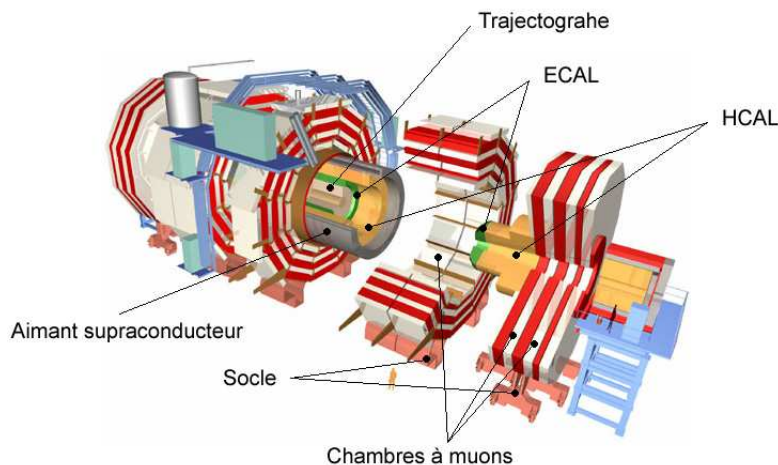


Figure 2: *Vue d'ensemble des détecteurs de CMS.*

Le système de coordonnées utilisé par CMS est centré sur le lieu nominal des collisions dans le détecteur. L'axe z est placé le long du faisceau, l'axe x pointe vers le centre de l'anneau du LHC

et l'axe y est vertical. L'angle azimutal, ϕ est pris à partir de l'axe x dans le plan $x-y$. L'angle polaire θ est pris à partir de l'axe z . On définit la pseudorapacité telle que: $\eta = -\ln \tan(\theta/2)$. Les détecteurs de CMS se répartissent selon une partie cylindrique centrale dans la zone $|\eta| < 1.4$, et deux bouchons de part et d'autre de la partie centrale ($1.4 < |\eta| < 2.5$).

- **Les chambres à muons:** Les chambres à muons sont placées le plus à l'extérieur du détecteur, et sont réparties en trois types. Tout d'abord, des tubes à dérive et des RPC⁴ couvrent la partie centrale et on trouve dans les deux bouchons des CSC⁵ couplés avec des RPC. La précision en position obtenue dans ces chambres est de $100 \mu\text{m}$ et elle est de 1 mrad en direction.
- **L'aimant:** Le choix de l'aimant est crucial pour l'objectif physique de CMS. La résolution en impulsion doit être de 10% à $p = 1 \text{ TeV}$ et la charge des muons doit être connue sans ambiguïté à cette impulsion. C'est pourquoi CMS utilise un solénoïde supraconducteur produisant un champ de 4 T . Sa longueur est de 12.9 m et son diamètre de 5.9 m .
- **Le calorimètre hadronique (HCAL):** Il s'agit du calorimètre le plus à l'extérieur. Sa propriété principale sera d'être le plus hermétique possible au flot d'énergie sortant, de façon à obtenir une mesure précise sur l'énergie transverse manquante. Etant donné qu'il est situé dans le champ magnétique de l'aimant, ses composants ont dû être choisis en conséquence. Il est composé d'une alternance de plaques de cuivre et de scintillateurs plastiques incrustés de fibres WLS⁶.
- **Le calorimètre électromagnétique (ECAL):** Il est composé de 61200 cristaux de tungstate de plomb (PbWO_4) dans le cylindre central et de 7324 cristaux dans chacun des bouchons. C'est un système compact qui a été retenu pour sa construction et il est à la fois rapide, possède une granularité élevée et est résistant aux radiations.
- **Le trajectomètre:** C'est la partie du détecteur située au plus près du faisceau. Il mesure 5.8 m de long pour un diamètre de 2.6 mètres. Il est composé de deux parties principales pour le cylindre central. D'abord, 3 couches de détecteurs à pixels sont réparties à respectivement $4, 7, \text{ et } 11 \text{ cm}$ du faisceau. Ces couches d'une haute granularité (pixels de taille $130 \mu\text{m}$ en moyenne) permettent d'obtenir une précision et une efficacité suffisante à la reconstruction des traces et cela en tenant compte de la multiplicité très élevée des impacts dans cette zone du détecteur. Ces trois couches sont déterminantes puisqu'elles vont fournir les points d'origine des traces, utiles à la propagation de celles-ci dans les couches supérieures par les algorithmes de reconstruction des traces. Ces couches intérieures permettent aussi une précision longitudinale et transverse de $20 \mu\text{m}$ sur le paramètre d'impact des traces.
Ensuite, dix couches de détecteurs au silicium à micropistes possédant une granularité plus élevée (micropistes de largeur $150 \mu\text{m}$ en moyenne) viennent compléter le trajectomètre. Il reste à mentionner les neuf disques qui composent chacun des bouchons de la partie extérieure du trajectomètre, ainsi que les deux disques formant les bouchons de part et d'autre de la partie intérieure centrale. Juste à l'extérieur des bouchons du trajectomètre,

⁴Resistive Plate Chamber

⁵Cathode Strip Chamber

⁶WaveLength Shifting

on trouve des détecteurs de pied de gerbe, il permettront la discrimination entre les électrons et les pions.

- **L'acquisition des données:** Etant donné que le nombre d'interactions par seconde s'élève à un milliard⁷ en période de luminosité nominale, un système de déclenchement est nécessaire afin de ne retenir que les événements les plus intéressants et réduire le volume des données à traiter. Un déclencheur de niveau 1 est utilisé qui réduit le taux de sortie à 100 kHz. Ensuite, ce flot de données est traité par un logiciel dit "déclencheur de haut niveau"⁸ afin de réduire le taux de sortie à 100 Hz et stocker par la suite les données.

3 Les algorithmes de reconstruction des jets et le particle flow

La collision hadronique proton-proton donne naissance à une multitude de particules dont le nombre rend impossible l'étude du processus physique mis en jeu sans passer par la reconstruction des jets. Un jet peut être imaginé comme un regroupement spatial de particules issues de la désintégration d'un quark ou d'un gluon. Les jets sont la signature expérimentale des partons issus de la collision hadronique considérée, et leurs propriétés vont nous permettre d'étudier les signatures des événements pour la recherche de la supersymétrie, la production du boson de Higgs ou tout autre physique. Il existe plusieurs algorithmes permettant de reconstruire des jets, mais seuls l'algorithme du cône et celui du particle flow seront exposés ici.

3.1 L'algorithme du cône

L'algorithme utilisé dans notre étude est l'algorithme itératif du cône. Il utilise en entrée une liste d'objets qui peuvent être des tours calorimétriques ou alors des particules (ce sera le cas pour le particle flow). Une tour calorimétrique est un regroupement de cristaux dans le ECAL qui est projeté et propagé en η, ϕ dans le HCAL. L'ensemble du calorimètre est subdivisé en tours. Les objets à l'entrée de l'algorithme sont triés selon leur énergie transverse E_T et mis dans une liste pour l'événement considéré. Un cône de taille⁹ $R = 0.5$ est alors établi dans l'espace η, ϕ autour de l'objet de la liste ayant la plus grande énergie transverse, et dont la valeur est supérieure au seuil demandé pour en faire un point de départ. Les objets situés dans le cône sont utilisés pour créer un jet primitif, dont l'énergie et la direction vont être déterminées selon un schéma de recombinaison. Dans ce cadre, l'énergie transverse des constituants du jet est utilisée comme un poids intervenant dans le calcul des centres scalaires des variables. L'énergie et la direction du jet sont donc obtenues en suivant ces formules:

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

L'avantage de ce schéma de recombinaison est l'obtention d'un algorithme invariant de Lorentz, mais son inconvénient est d'être une approximation devenant exacte dans la limite d'une masse du jet ($M^{jet} \ll E_T^{jet}$), la masse de tous les jets en sortie de l'algorithme étant nulle.

⁷le croisement des faisceaux se fait à 40 MHz

⁸le HLT: High-Level Trigger

⁹ $R = \sqrt{\eta^2 + \phi^2}$

La direction calculée par cette méthode est ensuite utilisée pour construire un nouveau jet primitif. Cette procédure va se répéter jusqu'à ce que l'énergie du jet primitif change de moins de 1% et que sa direction varie de telle sorte que $\Delta R \leq 0.01$ entre deux itérations consécutives de l'algorithme. Lorsqu'un jet primitif stable est obtenu, il est ajouté dans la liste des jets de l'événement en cours et les objets le constituant sont retirés de la liste des objets d'entrée de ce même événement. L'algorithme continuera de construire des jets tant qu'un objet de la liste d'entrée dont l'énergie est supérieure à la limite imposée sera présent.

A titre indicatif, deux autres algorithmes principaux de reconstruction des jets peuvent être utilisés. Le premier intitulé *midpoint cone* fonctionne selon le même principe que l'algorithme du cône simple, mais il permet de mieux gérer la séparation et la fusion de jets très proches dans l'espace. Le second, l'algorithme du K_T , utilise le regroupement en amas des objets selon leur énergie transverse afin de reconstruire des jets.

3.2 L'algorithme du particle flow

La reconstruction des jets se base actuellement uniquement sur l'information obtenue du calorimètre. Le Particle Flow (PF) est un algorithme en cours de développement qui permet de prendre en compte d'autres informations issues du détecteur. Tout d'abord l'information du trajectomètre, et dans un futur proche l'information des chambres à muon et des détecteurs de pied de gerbe. C'est en établissant des relations entre des traces et des amas d'énergie dans le calorimètre que le PF va être capable de fournir une pré-identification des particules. Ces particules peuvent ensuite être utilisées à l'entrée de l'algorithme du cône pour reconstruire les jets d'un événement.

3.2.1 L'intérêt du particle flow

Dans un événement, 65% de l'énergie est portée par des particules chargées, 25% par des photons et 10% par des hadrons neutres [8]. En utilisant uniquement l'information des tours calorimétriques, les particules chargées de faible énergie sont perdues puisqu'elles n'atteignent pas le calorimètre et sont piégées dans le trajectomètre à cause du champ magnétique élevé. Cela conduit à une mauvaise évaluation de l'énergie transverse manquante. La présence de muons dans l'événement accentue encore davantage cet effet. D'autre part, les électrons subissent l'effet de *bremsstrahlung*¹⁰ ce qui crée de la masse invariante erronée et gênante pour établir un bilan d'énergie précis. Les particules neutres instables et les photons convertis provoquent les mêmes conséquences et ne sont pas mesurés avec de bonnes directions. Du côté des analyses physiques, certaines études sur le boson de Higgs, la reconstruction de particules taus et l'évaluation de l'énergie transverse manquante dans les études SUSY posent problème. Un algorithme de pré-identification des particules vaut donc la peine d'être développé au prix d'une complexité accrue.

L'ensemble du détecteur est utilisé afin de reconstruire individuellement chaque particule. Les muons, électrons, photons, des V^0 (K^0 , Λ et photons convertis) et des hadrons chargés ou neutres pourront alors être identifiés dans chaque événement. Leur énergie, direction et origine seront alors mesurées. Des corrections individuelles pourront être apportées par la suite afin

¹⁰rayonnement de photons

d'améliorer encore davantage la précision sur chaque variable citée précédemment. Afin d'éviter le double comptage d'énergie, on prendra garde aux connections et relations entre les différents détecteurs. Les effets attendus par l'utilisation du PF sont nombreux. D'abord, la résolution en énergie et en direction des jets s'améliorera de manière significative. On s'attend aussi à obtenir une meilleure efficacité dans l'étiquetage des quarks b, puisque qu'on améliore la précision sur le paramètre d'impact utilisé. Dans le domaine de la reconstruction des leptons taus, la taille des cônes utilisés pourront être réduits. En ce qui concerne l'énergie transverse manquante, sa détermination sera plus précise car on tient compte de l'énergie des muons, et des différentes désintégrations ayant lieu au coeur du détecteur. Enfin les différentes calibrations à effectuer seront plus faciles à réaliser et permettront d'obtenir des résultats bien plus proches de la réalité que ce qui est actuellement obtenu en utilisant l'information calorimétrique.

3.2.2 Description de l'algorithme

L'algorithme du PF utilise en entrée les informations sur les traces et les tours du calorimètre. La création d'amas d'énergie dans les tours est la première chose effectuée par l'algorithme. Il est prévu d'y inclure par la suite l'information issue des chambres à muons et des parties du détecteur contenues dans les bouchons. On obtient en sortie une liste de particules reconstruites. L'algorithme ne peut pas encore reconstruire les photons ou les électrons convertis et il utilise une simulation rapide du détecteur (FAMOS)¹¹ qui ne prend pas en compte l'effet dû à la présence de matériau.

L'ensemble des éléments (amas et traces) d'un événement est ensuite utilisé pour construire des blocs. Un élément est ajouté à un bloc s'il est connecté topologiquement à au moins un élément du bloc en question. Par exemple, en considérant un amas ECAL et un amas HCAL, on va demander à ce que le χ^2 établi entre les deux éléments soit inférieur à un seuil qui est fixé:

$$\chi^2 = \frac{(\phi_E - \phi_H)^2}{\sigma_{\phi,E}^2 + \sigma_{\phi,H}^2} + \frac{(\eta_E - \eta_H)^2}{\sigma_{\eta,E}^2 + \sigma_{\eta,H}^2}$$

(η_E, ϕ_E) et (η_H, ϕ_H) sont respectivement les coordonnées de l'amas ECAL et de l'amas HCAL et les résolutions spatiales en η et ϕ sont données par $\sigma_{\phi,E}, \sigma_{\eta,E}$ pour le ECAL et $\sigma_{\phi,H}, \sigma_{\eta,H}$ pour le HCAL. Grâce à ces connections, on peut établir des relations entre différents éléments d'un même bloc. On pourra par exemple obtenir une relation "Trace/ECAL" (une trace connectée à un amas ECAL), ou "Trace" (une trace seule). Une trace peut être connectée à plusieurs amas ECAL. Si c'est le cas, ces amas sont regroupés en un seul amas. Dans le cas de relations entre une trace ou un amas ECAL avec plusieurs amas HCAL, c'est uniquement l'amas HCAL correspondant au meilleur χ^2 par rapport à la trace ou à l'amas ECAL qui sera considéré. Chaque élément ne peut appartenir qu'à une relation. Toute tentative par l'algorithme de construire une relation qui est un sous-ensemble d'éléments d'une relation plus étendue sera écartée. Pour chaque relation, l'algorithme vérifie d'abord que les éléments constituant la relation ne sont pas verouillés. S'il n'y a pas de blocage, une particule est ajoutée à la liste des objets de sortie de l'algorithme et le blocage des éléments de la relation est réalisé. On évite ainsi de créer plusieurs particules à partir des mêmes relations. On suppose une masse nulle pour l'ensemble des particules issues des relations suivantes, mais l'idée sera à l'avenir de considérer une valeur proche de la masse du type de particule en question afin de s'approcher un peu plus de la réalité.

¹¹FAMOS permet de paramétrer la réponse du calorimètre et d'obtenir des cartes de résolution en (η, ϕ)

- **Relation "Trace"**: L'algorithme crée un hadron chargé dont l'énergie vaut l'impulsion de la trace au point le plus proche du faisceau.
- **Relation "ECAL"**: L'algorithme crée un photon dont l'énergie E_γ est obtenue à partir du dépôt d'énergie laissé dans l'amas ECAL considéré E_{amas}^{ECAL} . Le calcul se fait selon la relation:

$$E_\gamma = p_0 + p_1 \cdot E_{amas}^{ECAL}$$

Dans laquelle p_0 est actuellement considéré nul et p_1 vaut 1. Ces paramètres devront être déterminés par une calibration sur des données réelles.

- **Relation "HCAL"**: L'algorithme crée un hadron neutre dont l'énergie E_{hn} est calculée à partir du dépôt d'énergie laissé dans l'amas HCAL E_{amas}^{HCAL} selon la relation:

$$E_{hn} = \frac{p_0 + p_1 \cdot E_{amas}^{HCAL}}{1 + e^{\frac{p_2}{E_{amas}^{HCAL}}}}$$

Cette fois les paramètres p_0 , p_1 et p_2 ont été déterminés par la simulation mais il faudra aussi passer par une calibration afin de les calculer pour des données réelles.

- **Relation "Trace/ECAL"**: L'algorithme crée un électron dont l'énergie est déterminée par l'impulsion de sa trace. Il est à noter que la reconstruction des électrons est plus complexe car on ne considère pas ici les différentes conversions de particules qui ont lieu dans le détecteur. La particule reconstruite actuellement à partir de cette relation est donc plus vraisemblablement un hadron chargé n'ayant pas laissé de dépôt dans le HCAL.
- **Relation "Trace/HCAL"**: L'algorithme crée un hadron chargé dont l'énergie est déterminée par l'impulsion de la trace. Si l'énergie déposée dans l'amas HCAL est supérieure de plus de 3σ à l'impulsion obtenue pour la trace, un hadron neutre est ajouté dans la liste de particules à la sortie et son énergie sera égale à la différence entre l'énergie dans l'amas HCAL et l'impulsion de la trace.
- **Relation "Trace/ECAL/HCAL"**: L'algorithme crée un hadron chargé dont l'énergie est donnée par l'impulsion de la trace. L'énergie déposée dans l'ensemble du calorimètre E_{tot} est donnée par une relation liant l'énergie laissée dans la partie ECAL E_{amas}^{ECAL} et l'énergie déposée dans la partie HCAL E_{amas}^{HCAL} :

$$E_{tot} = p_0 + p_1 \cdot E_{amas}^{ECAL} + p_2 \cdot E_{amas}^{HCAL}$$

Les paramètres p_0 , p_1 , et p_2 sont déterminés par la simulation mais leur valeurs seront à revoir par des calibrations sur des données réelles. Si E_{tot} est supérieure de 3σ à l'énergie obtenue pour la trace, un hadron neutre est ajouté à la liste des particules de sortie, avec une énergie égale à la différence d'énergie entre E_{tot} et l'impulsion de la trace.

- **Relation "ECAL/HCAL"**: l'algorithme gère cette relation en effectuant d'abord le même processus que pour une relation "ECAL" et ensuite il effectue le processus déjà vu pour des relations "HCAL".

Dans la version la plus récente de l'algorithme du PF, plusieurs traces peuvent être associées à une même tour du HCAL, ainsi le dépôt d'énergie laissé dans la tour pourra être réparti de façon plus juste.

4 Etude de la résolution en impulsion transverse des jets avec le particle flow

Cette partie va traiter de la résolution en impulsion transverse des jets avec l'algorithme du particle flow. Il sera discuté ensuite des problèmes posés par cet algorithme et des solutions apportées sous forme de coupures de qualité.

4.1 Outils utilisés et données de départ

Afin de mener à bien les analyses physiques et préparer la prise de données, tout un environnement logiciel a été développé autour de CMS. Le software permettant de naviguer et d'utiliser les ressources de l'expérience s'appelle CMSSW, c'est une plateforme utilisant le langage de programmation orienté objet C++. Dans le cadre de mon stage c'est uniquement la version CMSSW 1.2.0 qui a été utilisée et cela afin de palier aux éventuels problèmes consécutifs aux mises à jour du software. Dans un premier temps, des données sont générées à partir du programme PYTHIA. Il est écrit en FORTRAN et permet de modéliser les collisions proton-proton qui ont lieu au sein du détecteur. Les conditions initiales de PYTHIA peuvent être modifiées et nous avons produit uniquement des événements dits QCD¹². Ensuite, les particules produites virtuellement sont propagées à travers une modélisation du détecteur grâce au code GEANT 4. Les effets des matériaux traversés sont pris en compte et la réponse électronique des détecteurs est obtenue. Il s'agit du processus de génération, de simulation puis de digitisation des données. Enfin, les impacts laissés par les particules chargées dans le trajectomètre permettent de reconstruire des trajectoires et l'énergie déposée dans le calorimètre est calculée. On a accès ensuite à un ensemble de variables physiques pour chaque événement. Les énergies mises en jeu dans les interactions QCD sont choisies selon des intervalles en impulsion transverse allant de 0-15 GeV à 600-800 GeV. Ces impulsions reflètent le moment transféré dans les interactions de partons lors des collisions proton-proton. Le nombre total d'événements disponibles pour cette étude sera de 22 000 environ.

4.2 Méthode de calcul de la résolution

Le but est d'obtenir la résolution en impulsion transverse (P_T) des jets reconstruits en fonction de l'impulsion transverse des jets générés. Pour cela, les 22 000 événements générés, simulés et reconstruits constitueront le point de départ. On commence par choisir un algorithme de reconstruction des jets qui va pour chaque événement créer une liste de jets, à la fois au niveau des particules générées et des objets reconstruits. Dans cette analyse, l'algorithme itératif du cône de taille $R = 0.5$ sera utilisé. Pour chaque événement, on va rechercher les jets générés associés aux jets reconstruits. Un jet généré est dit associé à un jet reconstruit si la direction du jet généré est localisé dans un cône de taille $R = 0.2$ autour du centre du jet reconstruit. Si plusieurs jets générés sont candidats, c'est le jet le plus proche de la direction du jet reconstruit

¹²Interactions fortes: collisions gluon-gluon, quark-antiquark. On obtient beaucoup de jets dans ces événements

qui est associé. Dans le cas d'une association, on calcule une différence relative en P_T de la manière suivante:

$$\frac{\Delta P_T}{P_T} = \frac{P_T^{Jet\ Reconstruit} - P_T^{Jet\ Généré}}{P_T^{Jet\ Généré}}$$

La différence relative et la valeur en P_T du jet généré sont conservés pour chaque association établie. On obtient ainsi une représentation (Figure 3) de la différence relative en fonction de l'énergie des jets générés. Chaque point représente une association de jets. L'axe en P_T est ensuite divisé en intervalles de $10\ GeV/c$ et l'ensemble des points contenus dans chaque intervalle est projeté sur l'axe de la différence relative (Figure 4). On a alors une distribution du nombre de jets associés en fonction de la différence relative. Une gaussienne est ensuite ajustée sur cette distribution et on récupère par la suite une résolution et une erreur sur l'ajustement de la fonction.

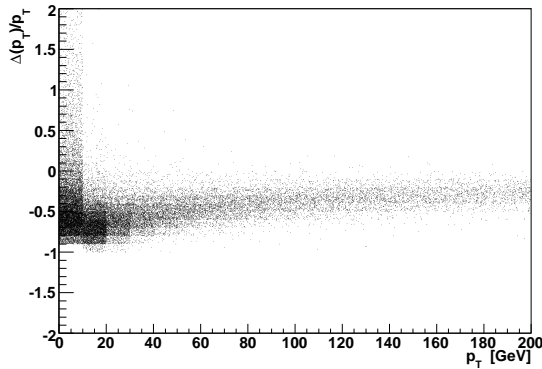


Figure 3: *Différence relative en P_T des jets reconstruits en fonction de l'impulsion transverse des jets générés.*

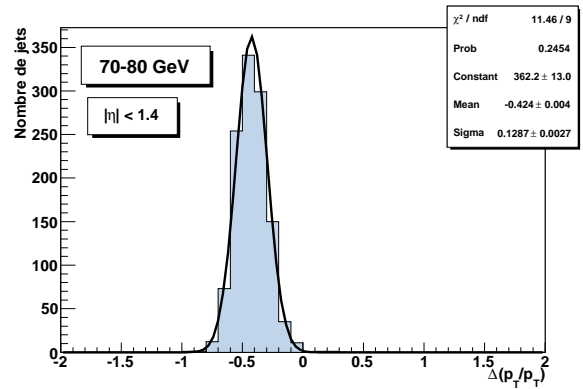


Figure 4: *Exemple d'un ajustement d'une gaussienne sur l'intervalle en P_T 70-80 GeV/c en utilisant les jets calorimétriques.*

Il est possible après cela de tracer les résolutions en P_T des jets reconstruits en fonction du P_T des jets générés. On obtient un point pour chaque intervalle de $10\ GeV/c$ considéré, muni de son erreur lié à l'ajustement de la gaussienne (Figure 5).

4.3 Amélioration du particle flow

Il est maintenant intéressant de comparer les résolutions en P_T obtenues pour différents algorithmes. Le particle flow (PF) reconstruit des particules à partir des traces et des tours calorimétriques. Notre but est d'améliorer ses performances. Pour cela nous allons utiliser l'algorithme itératif du cône qui prendra pour liste d'objets à l'entrée deux informations différentes. D'un côté nous utiliserons les données issues du PF et de l'autre uniquement l'information du calorimètre¹³. On obtient les courbes de résolution de la Figure 5. Les résolutions sont tracées pour des jets dont la direction est : $|\eta| < 1.4$ puisque le PF était uniquement fonctionnel dans la partie centrale du détecteur au moment des analyses. La résolution obtenue avec l'algorithme

¹³Utiliser les tours calorimétriques seules est la procédure standard de reconstruction des jets.

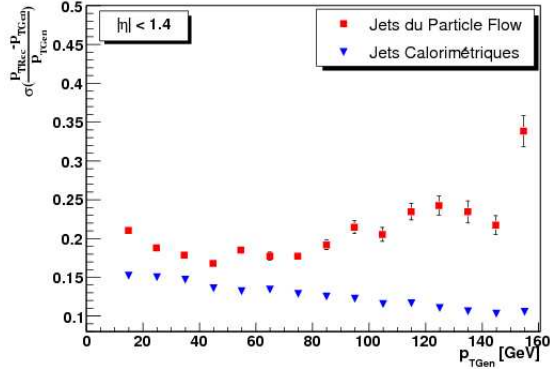


Figure 5: *Résolution en P_T des jets PF et calorimétriques en fonction de l'impulsion transverse des jets générés.*

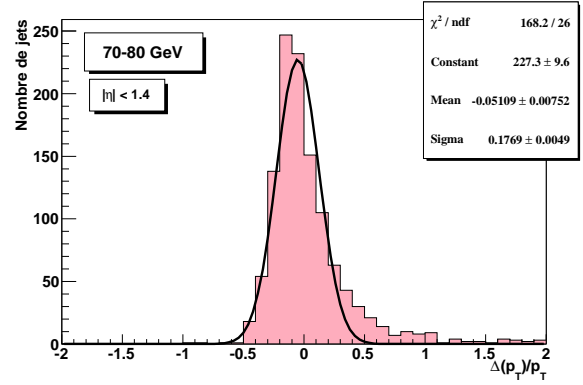


Figure 6: *Ajustement d'une gaussienne sur l'intervalle en P_T 70-80 GeV/c en utilisant les jets du Particle Flow.*

du cône appliqué sur les tours calorimétriques est prise comme référence. En effet, le PF utilise plus d'informations venant du détecteur et on s'attend donc à obtenir de meilleures résolutions en P_T . On peut voir cependant que la résolution obtenue en utilisant ce dernier est loin de celle obtenue sur les jets calorimétriques. Au dessus de $P_T = 100 \text{ GeV}/c$, la résolution pour le PF se dégrade graduellement jusqu'aux impulsions transverses les plus élevées. C'est la recherche de l'origine de ce problème et l'apport de solutions qui constituent le sujet principal des analyses exposées dans ce rapport.

En premier lieu, il est utile d'étudier les ajustements des gaussiennes donnant lieu aux graphes de résolution. La moyenne de la gaussienne pour les jets calorimétriques est négative (Figure 4), cela s'explique par l'absence de particules qui n'ont pas été reconstruites. Pour les jets PF, le décalage de la distribution de la différence relative en P_T est moins important pour les faibles impulsions transverses et pour des jets de $P_T > 50 \text{ GeV}/c$ la distribution se centre sur 0 (Annexe A.2). On note aussi l'apparition d'une nette queue du côté positif de la distribution. Ces queues tendent à augmenter la résolution obtenue par l'ajustement de la gaussienne, et donc dégradent la résolution sur le P_T des jets. Dans la suite, nous allons essayer d'analyser les jets qui sont à l'origine de ces queues de distribution.

4.3.1 Analyse de jets de mauvaises résolutions

Les jets de mauvaise résolution vont être sélectionnés de la manière suivante: d'abord, on s'intéresse uniquement aux jets du particle flow dont la différence relative répond au critère: $\Delta P_T/P_T > 0.3$. Ensuite uniquement les jets de $P_T > 40 \text{ GeV}/c$ sont considérés, puisque c'est la zone en impulsion transverse qui pose problème. Enfin, on ne considère que les jets respectant les limites angulaires du PF : $|\eta| < 1.4$.

4.3.2 Le problème des traces

Afin de permettre une analyse plus aisée des événements et de la structure en particules des jets, une visualisation a été utilisée (Figure 7). Elle permet de montrer le passage des particules dans les différentes couches du détecteur. On pourra ainsi voir une projection des directions des particules qui entrent dans le ECAL, HCAL ou une vue montrant les directions des particules reportées au point d'origine. Se rajoute à cela une vue en tranche dans le plan xy des détecteurs. Parallèlement à la visualisation des événements, des données sur les particules simulées et reconstruites sont fournies, permettant l'identification et la vérification de correspondances entre la simulation et la reconstruction. En utilisant la vue dans le plan xy sur les jets obéissants à la sélection imposée plus haut, j'ai pu remarquer des problèmes au niveau des traces dans le trajectomètre. En effet, dans la plupart de ces jets, des traces non associées aux traces simulées sont présentes. Ces traces ont trois propriétés principales:

- ▷ Le nombre d'impacts laissés par ces traces dans le trajectomètre est inférieur à 8. A titre indicatif, le nombre minimum d'impacts accepté par les algorithmes de reconstruction des traces est fixé à 5.
- ▷ Leur impulsion transverse est parfois très élevée, ce qui augmente facilement l'impulsion totale d'un jet. Un grand nombre de ces mauvaises traces dans un jet provoque le même effet.
- ▷ En grande partie, l'origine de ces traces est décalée de la position du vertex primaire¹⁴ de l'événement auquel elles correspondent.

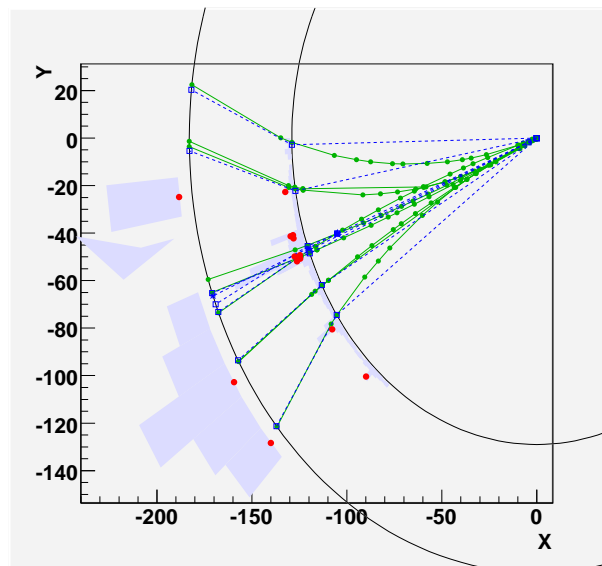


Figure 7: *Module d'affichage en XY permettant l'analyse des événements. Des traces sont mal reconstruites.*

¹⁴Le vertex primaire est le point d'origine du groupe le plus important de particules de l'événement

4.4 Les coupures de qualité appliquées

Afin de filtrer les mauvaises traces, des coupures de qualité doivent être envisagées. Pour le moment, aucune coupure de qualité n'est présente à l'entrée du PF en ce qui concerne les traces. Différents paramètres sont disponibles et peuvent servir à discriminer les bonnes traces des mauvaises. On appellera "bonne trace" toute trace associée à une trace simulée. L'association se fait dans un cône de taille $R = 0.05$ autour d'une trace reconstruite. Si une trace simulée est présente à l'intérieur de ce même cône, la trace reconstruite est alors associée à la trace simulée. On réitère le même processus pour l'ensemble des traces reconstruites localisées dans des jets. Les paramètres utilisés pour sélectionner les traces sont les suivants:

- ▷ Le nombre d'impacts laissés par la trace dans le trajectomètre. Il y a 5 impacts considérés au moins et on peut obtenir 13 impacts au maximum dans la partie cylindrique centrale ($|\eta| < 1.4$).
- ▷ Le χ^2/ndf ¹⁵ de la trace, qui représente la qualité de l'ajustement utilisé dans les algorithmes de reconstruction des traces pour le trajectomètre.
- ▷ ΔZ : Paramètre d'impact longitudinal. C'est la distance entre le point d'origine de la trace et le vertex primaire selon l'axe z .
- ▷ ΔR : Paramètre d'impact transverse. C'est la distance entre le point d'origine de la trace et le vertex primaire dans le plan $x-y$.

Afin de choisir judicieusement les coupures de qualité à effectuer, il est nécessaire de se renseigner sur le travail déjà réalisé par d'autres groupes dans CMS. Le groupe en charge de l'étiquetage des quarks beaux utilise une coupure sur le nombre total d'impacts par trace dans le trajectomètre qui est fixé à huit. Deux impacts au minimum doivent avoir lieu dans les trois couches de pixels. En ce qui concerne la variable χ^2/ndf , seules les traces dont le χ^2/ndf est inférieur à 10 sont gardées. Le groupe d'identification des taus utilise la même coupure sur le nombre d'impacts par trace, mais la coupure en χ^2/ndf est presque totalement relâchée ($\chi^2/\text{ndf} < 1000$). Dans le but de mieux jauger la coupure à réaliser, des distributions de variables ont été tracées et superposées (Figure 8). On trace d'une part le nombre d'impacts laissés dans le trajectomètre par l'ensemble des traces de $P_T > 2 \text{ GeV}/c$ localisées dans des jets dont l'impulsion transverse dépasse $10 \text{ GeV}/c$. Les traces sont celles qui vont être utilisées à l'entrée de l'algorithme du PF. De l'autre côté, on trace un deuxième histogramme (en bleu) superposé au premier, qui représente le nombre de traces parmi les précédentes qui sont associées à une trace simulée. Il s'agit donc d'une représentation des "bonnes" traces décrites plus haut. Ce qui est surprenant sur cette figure, c'est la quantité de traces situées entre 5 et 7 impacts. Leur nombre dépasse largement celui dans la zone où le nombre d'impacts est entre 11 et 13 par exemple. Dans la zone de 5 à 7 impacts, très peu de traces sont associées à des traces simulées, mais dans la zone s'étalant de 8 à 13 impacts, la majorité des traces est bien associée. Une coupure à 8 impacts permettrait de supprimer la majorité des mauvaises traces. Cette coupure étant déjà réalisée par d'autres groupes, elle est justifiée et nous allons la mettre en oeuvre.

¹⁵ndf: nombre de degrés de liberté

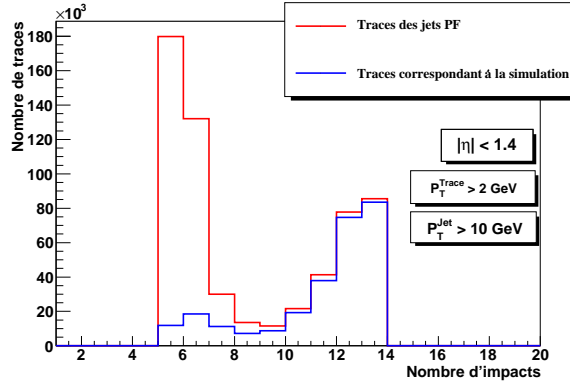


Figure 8: *Histogrammes représentant le nombre de traces dans des jets et le nombre de ces traces associées à des traces simulées en fonction de leur nombre d'impacts dans le trajectomètre.*

4.4.1 Analyse de la coupure sur le nombre d'impacts dans le trajectomètre

La coupure choisie est d'accepter uniquement les traces dont le nombre d'impacts laissés dans le trajectomètre est supérieur ou égal à 8. Uniquement ces traces seront utilisées à l'entrée de l'algorithme du PF, donnant lieu à la formation d'un lot de particules privé de ses artefacts étant les particules reconstruites à partir de traces à problèmes(cf. 4.3.2). Les jets reconstruits profiteront aussi de l'absence de ces artefacts, leurs énergies seront certainement plus proches des valeurs données par la simulation. Pour se rendre compte des bénéfices apportés par cette coupure, un nouveau graphe de résolution des jets en P_T a été tracé (Figure 9). On compare toujours la résolution obtenue avec le PF aux résolutions obtenues en utilisant uniquement les jets calorimétriques. Cette figure est aussi à comparer avec la Figure 5 sur laquelle aucune coupure de qualité n'est faite.

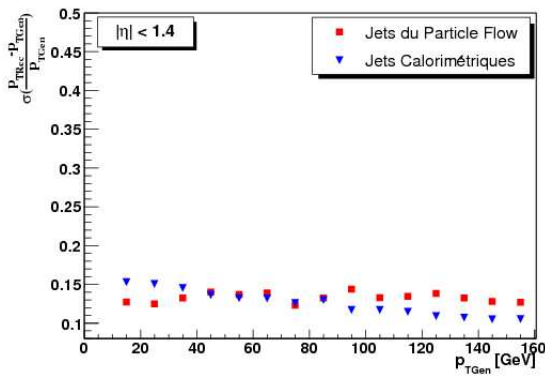


Figure 9: *Résolution en P_T des jets PF (coupure sur les traces de moins de 8 impacts) et calorimétriques en fonction de l'impulsion transverse des jets générés.*

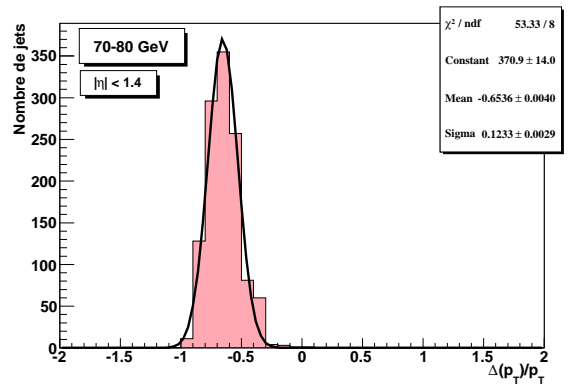


Figure 10: *Ajustement d'une gaussienne sur l'intervalle en P_T 70-80 GeV/c en utilisant les jets du Particle Flow (coupure sur les traces de moins de 8 impacts).*

On observe une nette amélioration de la résolution du PF, sa résolution est maintenant très proche de la résolution des jets calorimétriques, meilleure à bas P_T et légèrement moins bonne lorsque l'impulsion transverse des jets dépasse $90 \text{ GeV}/c$. Au niveau des ajustements qui permettent le calcul de la résolution (Figure 10, à comparer avec la Figure 6), on remarque que la queue de la distribution a disparue et que la valeur moyenne de la gaussienne est décalée vers la gauche. On s'approche des ajustements obtenus sur des jets calorimétriques (Figure 4). L'énergie en trop dans les jets a donc bien été retirée. Les améliorations éventuelles qui permettraient d'obtenir une meilleure résolution sont à effectuer désormais dans le coeur de l'algorithme du PF. Nous n'avons pas essayé d'aller dans cette direction pour ce stage.

4.4.2 Analyse de la coupure sur l'association de l'origine des traces au vertex primaire

La coupure sur le nombre d'impacts des traces dans le trajectomètre s'est montrée efficace, mais cette coupure peut être considérée trop sévère. En effet, en analysant encore une fois la Figure 8, on remarque que notre coupure induit la suppression de "bonnes" traces dont le nombre d'impacts est inférieur à 8 mais qui sont bien associées à des traces simulées. Ces traces sont issues des réactions entre les particules issues de l'événement en cours avec le matériau du trajectomètre. Il peut s'agir d'interactions nucléaires élastiques où une particule subit simplement une déviation sans changer de nature, ou alors d'interactions nucléaires inélastiques où la particule en question va se désintégrer et donner naissance à de multiples particules filles se propageant plus loin dans les détecteurs. Ces interactions ne sont pas encore prises en compte dans l'algorithme du PF mais il est important de conserver l'information la plus complète possible en ce qui concerne les traces. En effet, le calcul de l'énergie transverse manquante va en dépendre, et c'est un des objectifs de l'utilisation du PF.

Pour satisfaire ces besoins, une nouvelle coupure de qualité a été mise en oeuvre: L'association des traces au vertex primaire de l'événement. On a en effet remarqué en utilisant les visualisations du PF que la plupart des mauvaises traces ont leur point d'origine décalé du vertex primaire reconstruit. Deux variables sont disponibles pour effectuer l'association de l'origine des traces au vertex primaire. Tout d'abord ΔR , le paramètre d'impact transverse et ΔZ , le paramètre d'impact longitudinal. Sur le graphique de la figure 11, on voit que la distribution des traces en ΔR possède un pic plus prononcé que la distribution selon ΔZ lorsqu'on va vers les valeurs les plus petites. ΔR a donc été choisi en tant que variable de coupure. Sur l'ensemble des 22 000 événements considérés, on agit uniquement sur les événements qui ont un seul vertex. Pour les événements à plusieurs vertex, aucune coupure n'est faite. Le taux d'événements à plusieurs vertex a été mesuré à 1.17%, on considère donc que notre analyse ne sera pas altérée en ignorant ces événements dans le cadre de la nouvelle coupure. Une première coupure à $\Delta R = 0.05 \text{ cm}$ a été choisie en se basant sur la proportion de traces associées à la simulation qui vont être supprimées (Figure 12, le but étant de retirer un maximum de traces indésirables tout en conservant un maximum de bonnes traces.

On représente en Figure 14 la distribution, selon leur nombre d'impacts, des traces qui satisfont la coupure en $\Delta R < 0.05 \text{ cm}$ et les traces qui sont associées aux traces simulées. La distribution des traces qui passent la coupure est très proche de celle représentant les traces associées à la simulation. Afin d'obtenir le meilleur choix de coupure possible, 4 valeurs ont été choisies pour ΔR : 0.01 cm, 0.05 cm, 0.10 cm et 0.15 cm. Des courbes de résolutions similaires aux précédentes ont été tracées. On peut voir sur la Figure 13 la comparaison entre la résolution

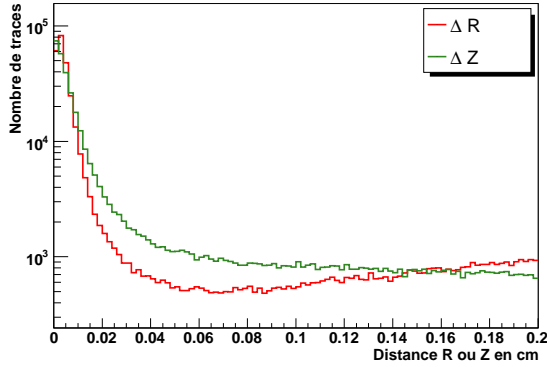


Figure 11: Variation du paramètre d'impact transverse ΔR et longitudinal ΔZ pour des traces ($P_T > 2 \text{ GeV}/c$) dans des jets ($P_T > 10 \text{ GeV}/c$).

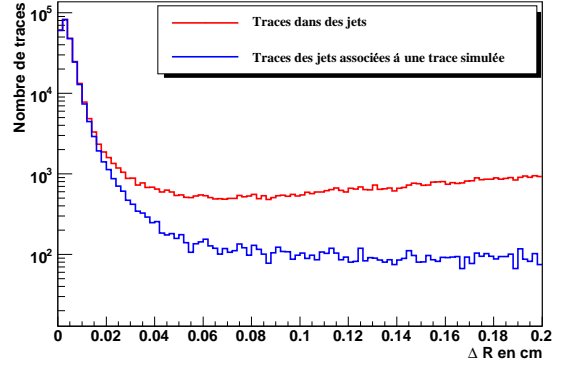


Figure 12: Variation de ΔR pour toutes les traces ($P_T > 2 \text{ GeV}/c$) dans des jets ($P_T > 10 \text{ GeV}/c$) et pour celles associées à une trace simulée

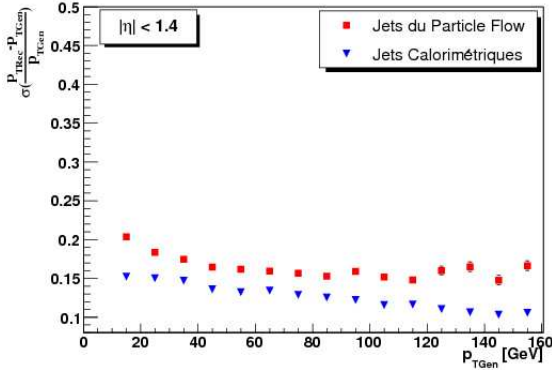


Figure 13: Résolution en P_T des jets PF et calorimétriques en fonction de l'impulsion transverse des jets générés, avec une coupure $\Delta R < 0.05 \text{ cm}$.

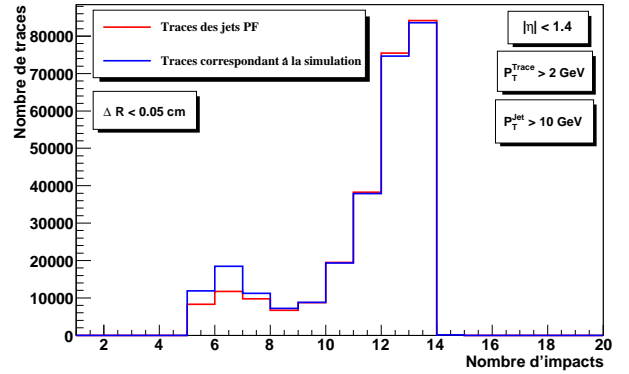


Figure 14: Nombre de traces des jets après coupure ($\Delta R < 0.05 \text{ cm}$) et nombre des traces associées à des traces simulées en fonction du nombre d'impacts.

en P_T des Jets PF utilisant la coupure $\Delta R < 0.05 \text{ cm}$ et la résolution des jets calorimétriques. On remarque que la résolution obtenue pour cette coupure de qualité est moins bonne que celle obtenue précédemment en coupant sur le nombre d'impacts. Cela est dû au fait que les traces à faible nombre d'impacts sont conservées et ces traces correspondent à des interactions nucléaires dans le trajectomètre qui ne sont pas encore gérées correctement par l'algorithme du PF. Il est important malgré tout de conserver ces traces car elles vont permettre à certaines équipes de travailler à leur meilleure intégration dans des développements faits en parallèle. Les graphes de résolution obtenus pour chaque coupure sont superposés sur la Figure 15. Ce graphe montre que la coupure à 0.01 cm est à écarter puisque la résolution qui y est attachée est clairement plus mauvaise que ce qui est obtenu avec les trois autres coupures. Ces dernières fournissent quant

à elles des résolutions si proches qu'il n'est pas possible d'en choisir une à ce stade. Il faudra attendre le démarrage du LHC et la prise de données réelles pour décider de la coupure à effectuer.

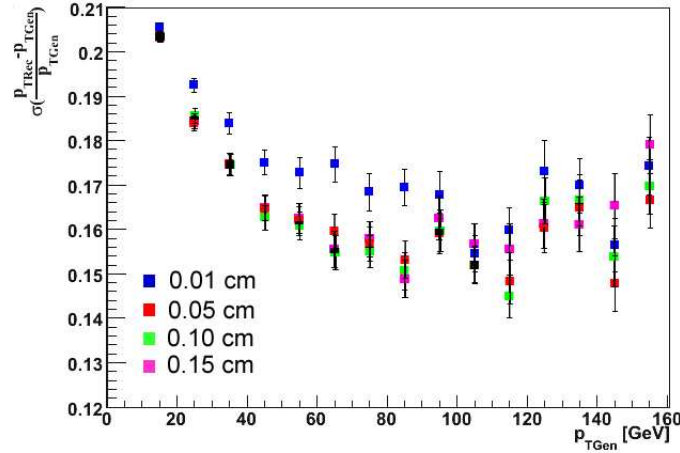


Figure 15: Résolution en P_T des jets PF en fonction de l'impulsion transverse des jets générés, avec des coupures sur ΔR de : 0.01 cm, 0.05 cm, 0.10 cm et 0.15 cm

4.4.3 Éléments d'analyse d'une coupure supplémentaire en χ^2/ndf

Tout comme les précédentes coupures réalisées, une coupure de qualité sur le χ^2/ndf permet de filtrer les traces. Il sera utilisé en couplage avec une autre coupure étudiée précédemment. L'effet attendu sur la résolution en P_T des jets du PF est faible puisque la grande majorité des traces non associées à la simulation ont déjà été retirées. Cependant il peut être intéressant de comparer les distributions en χ^2/ndf pour les traces dans des jets et pour les traces associées à la simulation dans ces mêmes jets. Sans considérer de coupure de qualité, la Figure 16 est obtenue. En considérant une coupure de $\Delta R < 0.05$ cm, on obtient la Figure 17.

On voit sur cette dernière Figure qu'il reste bien une certaine quantité de traces non associées à la simulation. Il faudra certainement procéder de la même manière que ce qui a été fait pour la coupure en ΔR : essayer des coupures différentes sur le χ^2/ndf et analyser leurs effets sur les courbes de résolution afin d'en tirer la meilleure.

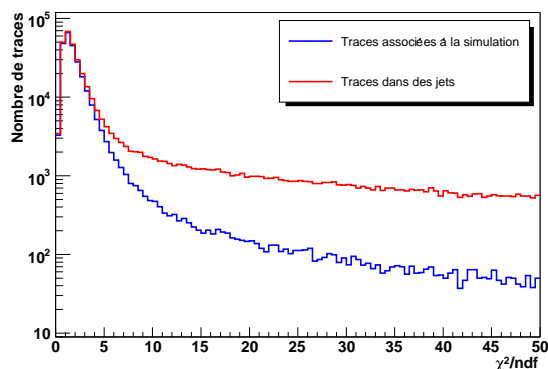


Figure 16: *Distribution du χ^2/ndf des traces dans des jets et des traces associées à la simulation avant la coupure de qualité*

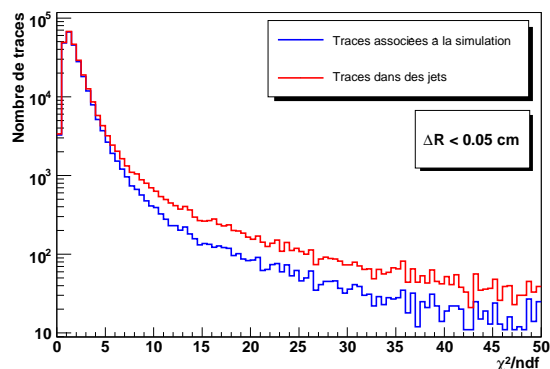


Figure 17: *Distribution du χ^2/ndf des traces dans des jets et des traces associées à la simulation après la coupure de qualité*

5 Conclusion

Pour finir ce rapport, je vais d’abord récapituler l’ensemble du travail effectué. Partant de jets générés, calorimétriques et issus du PF il a été possible de calculer la résolution en impulsion transverse des jets calorimétriques et du PF en fonction de l’impulsion transverse des jets générés associés. La comparaison de la résolution obtenue avec le PF avec celle obtenue sur les jets calorimétriques a montré que les jets PF comportaient un excès d’énergie. Après l’étude en détail des jets mis en cause, il a été déterminé que la mauvaise reconstruction de certaines traces était à l’origine du problème. Des coupures de qualité portant sur les traces ont été sélectionnées et testées afin d’améliorer la résolution en P_T des jets, d’abord sur un nombre d’impacts dans le trajectomètre et ensuite sur un paramètre d’impact transverse. Chaque coupure est utilisable selon les besoins de l’utilisateur final mais il reste encore à déterminer une coupure en χ^2/ndf . La prise de données réelles sera nécessaire par la suite afin de déterminer plus précisément quelles coupures utiliser.

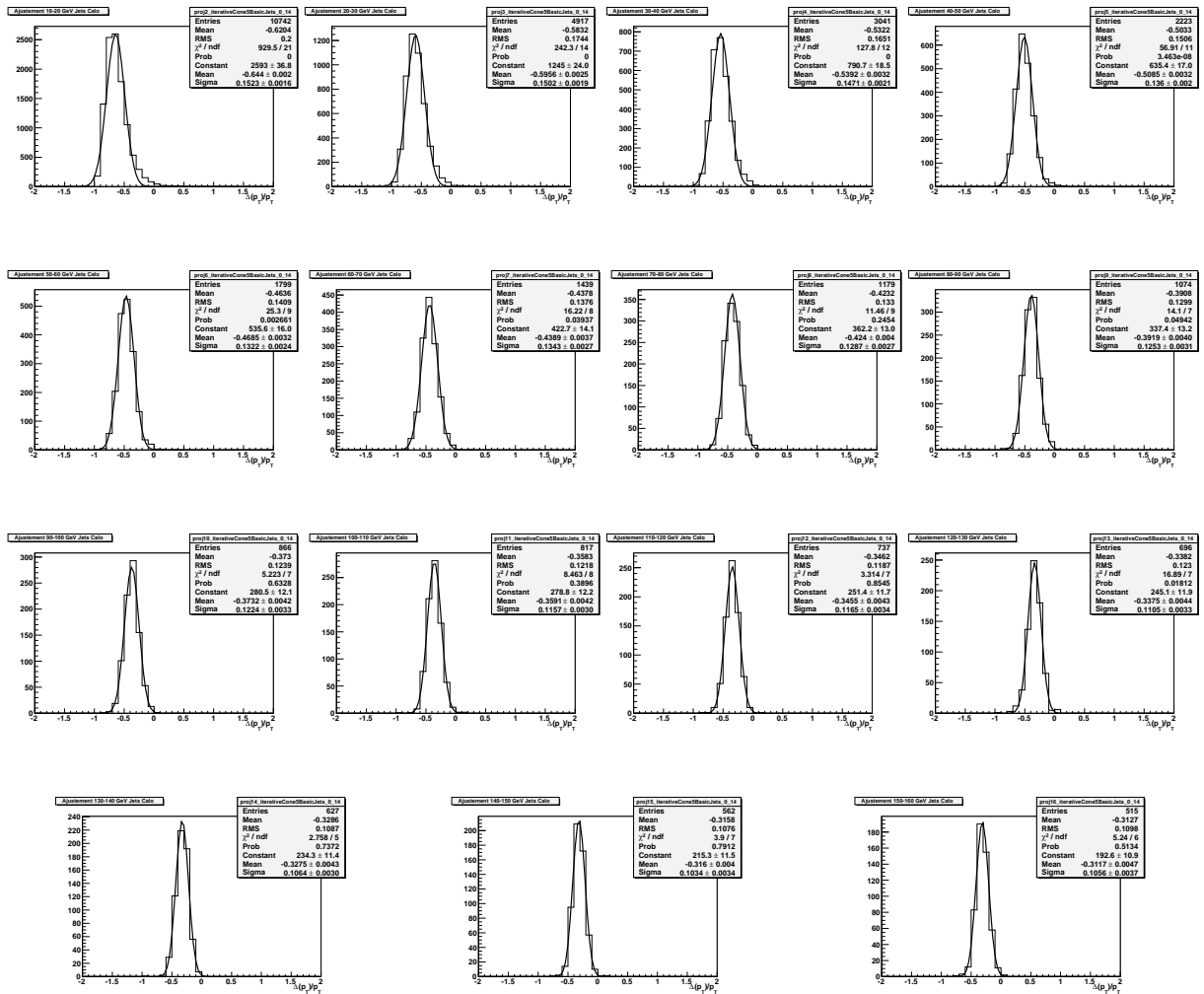
6 Références

- [1] Filip Moortgat, " Discovery potential of MSSM Higgs bosons using supersymmetric decay modes with the cms detector", Thèse (2004)
- [2] CMS Coll., "Physics Technical Design Report Vol.1: Detector Performance and Software" **CERN/LHCC 2006-001** (2006)
- [3] CMS Coll., "Physics Technical Design Report Vol.2: Physics Performance" **CERN/LHCC 2006-021** (2006)
- [4] The Tevatron Electroweak Working Group for the CDF and DØ Collaborations, "Combination of CDF and DØ Results on the Mass of the Top Quark", (Mars 2007), **hep-ex/0703034**
- [5] CMS Coll., "Status and Commissioning of the CMS Experiment" **CMS CR 2007/001**
- [6] S.V. Chekanov "Jet algorithms: a minireview", **hep-ph/0211298**
- [7] A.Heister, O.Kodolova, V.Konoplianikov, S.Petrushanko, J.Rohlf, C.Tully and A.Ulyanov, "Measurement of Jets with the CMS Detector at the LHC" **CMS NOTE 3006/036**
- [8] Particle Flow and Tau ID Project Definition (2007)
<http://indico.cern.ch/conferenceDisplay.py?confId=11533>
- [9] Tutorial TWiki sur le Particle Flow, version 1. lien version 2 plus récente:
<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMS/EFlowTutorialVersion2>
- [10] W.Adam, "Track and Vertex Reconstruction in CMS",**CMS CR 2006/098**
- [11] A.Rizzi, F.Palla, G.Segneri, "Track impact parameter based b-tagging with CMS", **CMS NOTE 2006/019**
- [12] J-L.Agram, "Mesure de la section efficace inclusive de production de jets en fonction de leur impulsion transverse dans l'expérience DØ au Fermilab", Thèse (2004)
- [13] J.Andrea, "Evaluation de l'efficacité d'étiquetage des jets de quarks b pour l'expérience CMS", Stage Master 2 PSA, (2006)

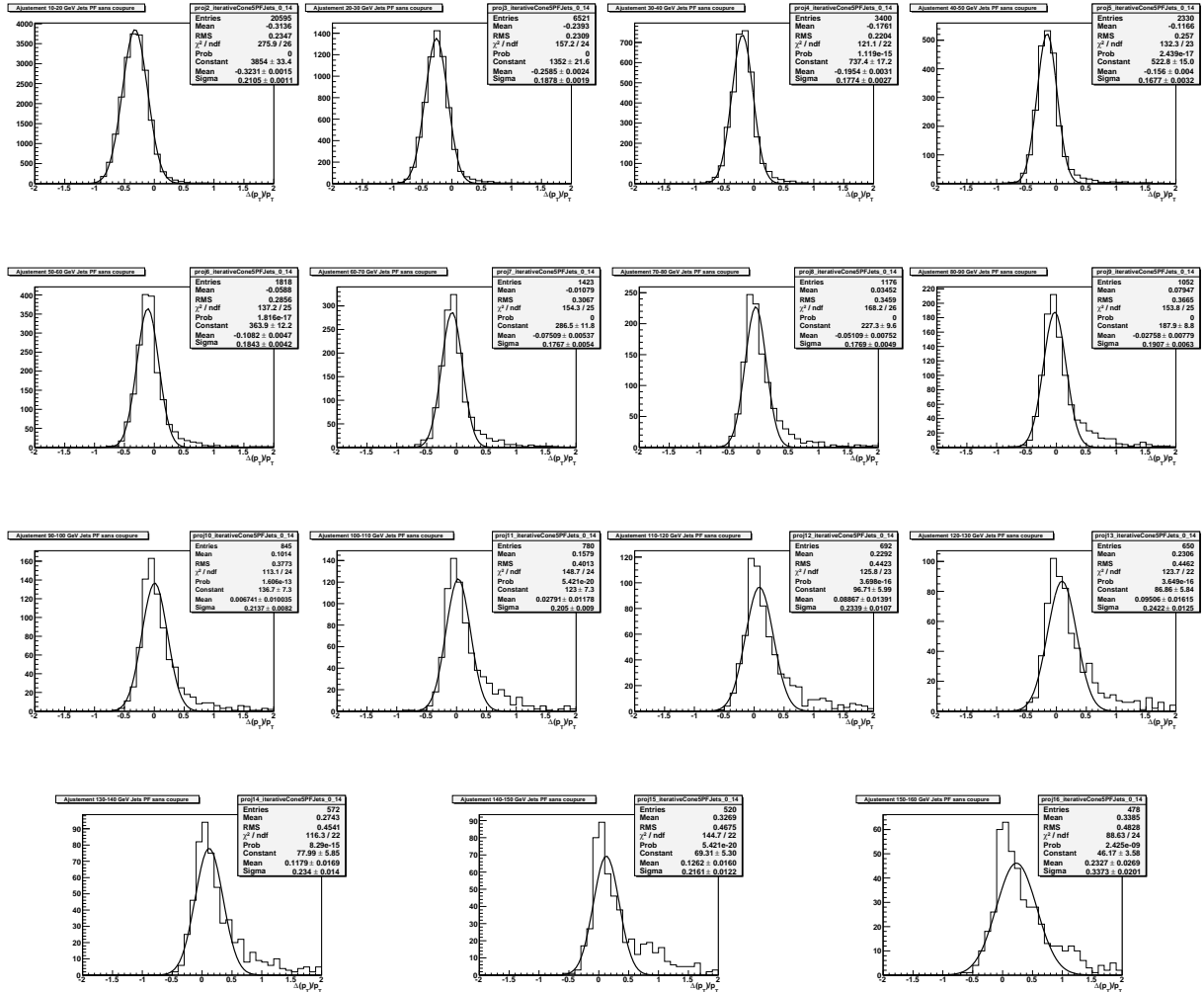
A Ajustements pour le calcul de la résolution

On trouvera dans cet annexe des ajustements utilisés pour produire les courbes de résolution. Seront disponibles: les ajustements pour le calcul de la résolution en P_T sur les jets calorimétriques, les jets du PF sans coupure de qualité, les jets du PF dont les traces ont au moins 8 impacts dans le trajectomètre et enfin les jets du PF dont les traces sont associées au vertex primaire par $\Delta R < 0.05$ cm.

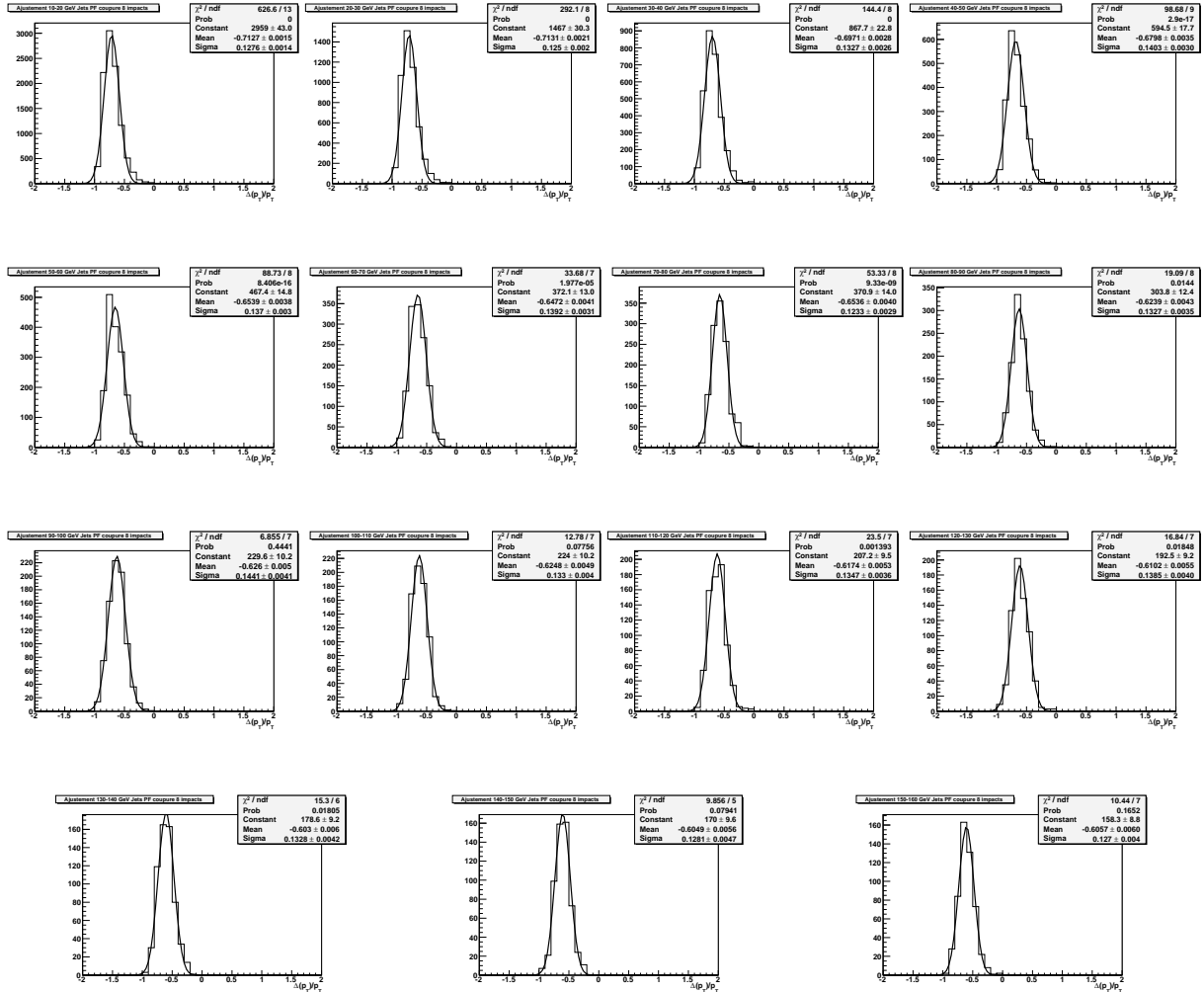
A.1 Jets calorimétriques



A.2 Jets du particle flow sans coupure



A.3 Jets du particle flow avec coupure sur le nombre d'impacts des traces



A.4 Jets du particle flow avec coupeure en ΔR

