



**HAL**  
open science

# Etude de la production de jets dans l'expérience ALICE auprès du collisionneur LHC

Swensy Jangal

► **To cite this version:**

Swensy Jangal. Etude de la production de jets dans l'expérience ALICE auprès du collisionneur LHC. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université de Strasbourg, 2012. Français. NNT : . tel-00825121v1

**HAL Id: tel-00825121**

**<https://theses.hal.science/tel-00825121v1>**

Submitted on 23 May 2013 (v1), last revised 3 Oct 2013 (v2)

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

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



*ÉCOLE DOCTORALE DE PHYSIQUE ET CHIMIE-PHYSIQUE*

Institut Pluridisciplinaire Hubert Curien (IPHC) UMR 7178

**THÈSE** présentée par :

**Swensy JANGAL**

soutenue le : 28 septembre 2012

pour obtenir le grade de : **Docteur de l'université de Strasbourg**

Discipline/ Spécialité : Physique subatomique / Physique des particules

**Étude de la production de jets dans  
l'expérience ALICE auprès du  
collisionneur LHC**

**THÈSE dirigée par :**

**M. KUHN Christian**

Directeur de recherche, IPHC, Strasbourg

**RAPPORTEURS :**

**M. CACCIARI Matteo**

Professeur, Université Paris 7, LPTHE, Paris

**M. MORSCH Andreas**

Directeur de recherche, CERN, Genève

---

**AUTRES MEMBRES DU JURY :**

**Mme ESTIENNE Magali**

Chargée de recherche, SUBATECH, Nantes

**M. GOERLACH Ulrich**

Professeur, Université de Strasbourg, IPHC, Strasbourg

**M. MARTINEZ Gines**

Directeur de recherche, SUBATECH, Nantes

# Résumé

**Mots-clés** : LHC, ALICE, Plasma de Quarks et de Gluons, jet.

Le jet est l'une des sondes permettant de tester les prédictions de la théorie de l'interaction forte, la QCD, et d'extraire les propriétés physiques d'un état particulier de la matière nucléaire : le Plasma de Quarks et de Gluons (PQG).

Ce travail de thèse a pour but de montrer les capacités d'ALICE à mesurer les jets issus des collisions produites au *Large Hadron Collider* (LHC).

La détection des particules constituant les jets, leur association à l'aide d'algorithmes de reconstruction ainsi que la construction d'observables telles que le spectre en  $p_T$  des jets ou le Plateau Bossu est un travail complexe. Nous détaillons ces différentes étapes à partir de simulations permettant d'appréhender le taux de jets réels à attendre pour notre analyse et d'évaluer l'impact de la mesure expérimentale sur les observables finales. Nous présentons finalement les spectres en  $p_T$  et Plateaux Bossus issus des premières collisions p+p du LHC auxquels ont été appliquées des corrections moyennes.

The jet is one of the probes allowing testing strong interaction theory predictions, QCD, and to extract physical properties from a particular state of nuclear matter : Quark Gluon Plasma (QGP).

This PhD work is aimed to show ALICE capacities to measure jets coming from collisions produced at the Large Hadron Collider (LHC).

The detection of particles constituting jets, their association with reconstruction algorithms and the construction of observables such as jet  $p_T$  spectrum of Hump-Backed Plateau is a hard work. We detail these different steps from simulation allowing to estimate jet rates we could expect for our analysis and to evaluate the impact of experimental measure on final observables. We finally present  $p_T$  spectrum and Hump-Backed Plateau from first p+p collisions at LHC to whom mean corrections have been applied.



# Remerciements

Je remercie Andreas Morsch, Matteo Cacciari, Ulrich Goerlach et Gines Martinez d'avoir accepté de lire ma thèse et de faire partie de mon jury.

Merci à mon directeur de thèse, Christian Kuhn, de m'avoir permis d'effectuer ce travail au sein de son équipe ALICE de Strasbourg. Merci aussi pour ta sympathie et ta constante bonne humeur !

Merci à Boris Hippolyte pour sa gentillesse et de m'avoir « gardée en vie » quand j'étais malade lors de mes *shifts* !

Merci aussi à Iouri Belikov pour sa disponibilité et son enthousiasme pour expliquer la physique.

Merci aux thésards de Strasbourg : Alexandre Shabetai, Antonin Maire, David Bodin, Julien Piot, Marie Vanstalle et Mohammad Moukkadam pour les bons moments passés ensemble et les tarots notamment, entre midi et deux.

Merci Antonin d'avoir parcouru les bureaux en quête des signatures pour me permettre de me réinscrire en thèse lorsque j'étais à Nantes.

Merci Alexandre pour les gros coups de main en informatique et ta dévotion aux autres !

Merci aux joyeux lurons du groupe ALICE dimuons de Subatech : Gines Martinez, Guillaume Batigne, Laurent Aphecette, Philippe Pillot et Diego Stocco pour leur sympathie et leur humour.

Merci aux membres du groupe ALICE hp2 de Subatech : Marie Germain, Hugues Delagrangé, Alexis Mas, Adam Matyja et Marco Bregant. Nos repas du jeudi midi vont me manquer !

Merci à l'équipe de volley ball des différents départements de l'École des Mines. Je pense plus particulièrement à : Massimo Tisi, Salvadore Martínez Pérez, Guilhem Jaber, Caue Clasen, Guillaume Doux et Flavien Quesnel.

Merci pour tous les bons moments passés ensemble, on a bien rigolé !!

Merci aux étudiants, thésards et postdocs de Subatech, amateurs de crêpes, compagnons du repas de midi, des pauses et des activités sportives : Artemios Geromitos (l'imitateur de talent), Charlotte Knips (la musicienne), Maxim Konyushikhin (le gentleman), Witold Borowski (le danseur fou), Olga Driga, Ludivine Vendé, Raphaëlle Ichou, Maryam Rustamova, Marlene Nahrgang et Laure Massacrier. Je n'oublie pas bien sûr les *Pussy Boys* : Marcus Bluhm, Rudy Marty, Sascha Vogel (mon coach sportif) et Hamza Berrerah.

Merci Raphaëlle, pour ton amitié, tes imitations délirantes et pour nos fous rires.

Merci Ludivine, pour ton ouverture d'esprit et ton souci des autres.

Un grand merci à toi Marcus, pour tout ce que tu m'as apporté. Merci pour ton amitié et ton soutien dans les moments difficiles.

Merci aux filles du « couloir du dessous » : Muriel Fallot, Sandrine Cormon, Lydie Giot et Amanda Porta pour les discussions, les petites sorties entre filles et les pauses décompression. Merci Muriel pour les restos, les sorties, tes conseils, ton humour et ton attitude posée et sage

qui rassure.

Merci à Thierry Gousset et Stéphane Peigné pour votre sympathie et votre disponibilité pour expliquer la physique.

Merci à Taklit Sami, la « grande soeur » des thésardes, d'être toujours là pour nous remonter le moral et nous raconter des anecdotes rigolotes.

Merci aux membres de Subatech en général, je me suis vraiment sentie à mon aise dans ce laboratoire, et ce grâce à vous tous !

Merci à ceux que j'ai pu oublier (désolée) et aux anonymes, ceux qui par un sourire ou quelques mots de soutien ont illuminé mes journées.

Merci à ma soeur Maïka, d'avoir supportée ma maniaquerie pendant les années où nous avons vécu ensemble à Strasbourg. Merci d'avoir partagé mes joies et mes peines. Merci de m'avoir écoutée et soutenue quand ça n'allait pas et que j'avais besoin de me plaindre.

Un grand merci à Magali Estienne. Tu as été à la fois une directrice de thèse et une amie avec qui je partage énormément de points communs. Je n'aurais sans doute pas été très loin sans ton aide. Merci pour nos fous rires, tous nos échanges, tant sur la physique que sur la vie.

Merci à papa et maman de m'avoir poussé à aller loin dans les études. Merci pour tout ce à quoi vous m'avez initiée et qui m'a enrichi. Merci de m'avoir appris à m'intéresser à tout. Merci papa de m'avoir transmis ta rigueur et merci maman d'être là pour arrondir les angles. Merci de m'avoir aidé dans mes études avec motivation quand bien même moi je n'en avais pas ! Merci papa de m'avoir aidé pour les maths et la physique notamment, même après une journée de travail bien remplie ! Merci maman d'avoir toujours accepté de m'écouter réciter mes leçons avec intérêt et bonne humeur et ce malgré ton travail harrassant de mère de famille nombreuse ! Merci, donc, pour votre dévouement et tout ce que vous avez fait pour moi, pour vos sacrifices et vos privations. J'espère que vous êtes fiers de moi !

Et pour terminer, maman, je te remercie infiniment pour ton soutien inconditionnel qui m'a été indispensable pour achever cette thèse.

*À papa et maman*



# Table des matières

<b>I</b>	<b>INTRODUCTION</b>	<b>23</b>
<b>1</b>	<b>Contexte physique</b>	<b>27</b>
1.1	La Chromodynamique Quantique . . . . .	27
1.2	Restauration de la symétrie chirale, déconfinement et Plasma de Quarks et de Gluons . . . . .	31
1.3	Les collisions d'ions lourds ultra-relativistes . . . . .	34
<b>2</b>	<b>Les jets, des sondes robustes pour avaliser QCD</b>	<b>37</b>
2.1	Les critères d'une « bonne » observable pour tester les prédictions de QCD . . . . .	37
2.2	Évolution de la gerbe partonique . . . . .	46
2.2.1	Les fonctions de <i>splitting</i> . . . . .	46
2.2.2	Les effets de cohérence de couleur dans la gerbe partonique . . . . .	47
2.3	Observables liées aux jets pertinentes pour tester QCD . . . . .	49
2.3.1	La section efficace inclusive de production de jets . . . . .	50
2.3.2	Le plateau bossu . . . . .	55
2.3.3	La collimation des jets . . . . .	60
<b>3</b>	<b>Les jets, sondes du Plasma de Quarks et de Gluons</b>	<b>61</b>
3.1	Perte d'énergie dans un milieu partonique dense, suppression des jets et modèles de perte d'énergie . . . . .	61
3.2	Observables pour la mise en évidence de la suppression des jets . . . . .	64
3.2.1	Quelques observables choisies liées à la physique de la particule prépondérante . . . . .	65
3.2.2	De la méthode de la particule prépondérante à la reconstruction totale des jets . . . . .	69
3.2.3	Les observables liées à la reconstruction totale des jets . . . . .	72
<b>II</b>	<b>LES OUTILS EXPÉRIMENTAUX</b>	<b>83</b>
<b>4</b>	<b>Outils expérimentaux pour la mise en oeuvre des collisions et la détection</b>	<b>85</b>
4.1	Du Tevatron au <i>Large Hadron Collider</i> (LHC) . . . . .	85
4.1.1	Les collisionneurs Tevatron, RHIC et LHC . . . . .	85
4.1.2	Le dispositif d'accélération du LHC . . . . .	87
4.1.3	Les expériences du LHC . . . . .	89
4.1.4	Prise de données au LHC . . . . .	90
4.2	Le détecteur ALICE . . . . .	93
4.2.1	Les déclencheurs . . . . .	93
4.2.2	Les trajectographes . . . . .	99
4.2.3	Le calorimètre électromagnétique (EMCal) . . . . .	102
4.2.4	Commentaires généraux sur la reconstruction des jets dans ALICE . . . . .	104

<b>5</b>	<b>Les outils de simulation et d'analyse</b>	<b>109</b>
5.1	Les générateurs d'événements Monte Carlo	109
5.1.1	Principe de fonctionnement	110
5.1.2	Les accords des Houches	113
5.1.3	PYTHIA	114
5.2	Autres outils d'analyse	122
5.2.1	GEANT3	122
5.2.2	Root et AliRoot	122
5.2.3	Les complexes informatiques pour l'analyse des données	124
<b>6</b>	<b>La reconstruction des jets</b>	<b>127</b>
6.1	Idées de base pour la reconstruction des jets	127
6.2	Les algorithmes de reconstruction de jets	143
6.2.1	Principes généraux	143
6.2.2	Les schémas de recombinaison	144
6.2.3	Les algorithmes de type cône	145
6.2.4	Les algorithmes séquentiels	145
6.2.5	Des algorithmes particuliers : SISCone, $k_T$ et anti- $k_T$	147
6.3	Outils pour la reconstruction des jets dans ALICE	150
<b>III</b>	<b>ANALYSE</b>	<b>153</b>
<b>7</b>	<b>Estimation des taux de production de jets à attendre dans ALICE en collisions p+p</b>	<b>155</b>
7.1	Principe et paramètres de la simulation rapide	155
7.1.1	La simulation rapide	155
7.1.2	Détail des paramètres de simulation	156
7.2	Extraction du taux de production de jets	161
7.2.1	De la luminosité délivrée par le LHC au taux de production de jets vu par ALICE	161
7.2.2	Taux de production de jets pour différents $\sqrt{s}$ en collisions p+p	162
7.3	Estimation de l'erreur statistique liée au nombre d'événements analysés sur le Plateau Bossu	167
<b>8</b>	<b>Mesure des jets</b>	<b>171</b>
8.1	Généralités sur les distorsions de la réponse expérimentale	171
8.1.1	<i>Shift</i> en $p_T$	171
8.1.2	<i>Smearing</i> des spectres	172
8.2	Les facteurs de dégradation du signal liés à la mesure	173
8.2.1	Les algorithmes de reconstruction de jets	174
8.2.2	Le bruit de fond dans les collisions p+p et Pb+Pb	182
8.2.3	Les effets instrumentaux	196
8.3	Vers un spectre inclusif de jets corrigé	208
8.3.1	Stratégies de correction	208
8.3.2	Extraction d'un facteur correctif moyen pour le spectre en $p_T$ des jets	209
8.4	Étude de l'impact de la résolution des jets sur le Plateau Bossu	213
<b>9</b>	<b>Premières observations sur les rayonnements intrajet</b>	<b>217</b>
9.1	Présentation des données utilisées pour l'analyse	217
9.1.1	Sélection des événements	218
9.1.2	Critères de sélection sur les traces	220
9.1.3	Critères de sélection des jets	222
9.2	Extraction du spectre inclusif de production de jets	224

---

9.3	Mesures des distributions en moment des particules dans les jets et du Plateau Bossu dans les collisions p+p à $\sqrt{s} = 7$ TeV . . . . .	225
9.3.1	Comparaison des Plateaux Bossus reconstruits par les quatre algorithmes . . . . .	226
9.3.2	Méthodes d'estimation du bruit de fond dans les fonctions de fragmentation . . . . .	228
9.4	Quelques observations sur les rayonnements intrajets . . . . .	232
9.5	Conclusion . . . . .	236
<b>10</b>	<b>Conclusion et perspectives</b> . . . . .	<b>239</b>
10.1	Conclusion générale . . . . .	239
10.2	Perspectives . . . . .	241
<b>A</b>	<b>Variables cinématiques liées à la géométrie des détecteurs et des collisions</b> . . . . .	<b>245</b>
<b>B</b>	<b>Principe d'incertitude et temps de vie d'une particule</b> . . . . .	<b>247</b>
<b>C</b>	<b>Estimation et comparaison du <i>gap</i> entre deux jets dans un événement « di-jet » au RHIC et au LHC</b> . . . . .	<b>249</b>
<b>D</b>	<b>Fichier de configuration de SIScone pour son utilisation dans AliRoot</b> . . . . .	<b>251</b>
<b>E</b>	<b>Méthodes itératives d'estimation du bruit de fond</b> . . . . .	<b>253</b>
<b>F</b>	<b>Distribution en <math>\eta</math> des jets</b> . . . . .	<b>255</b>
<b>G</b>	<b>Glossaire</b> . . . . .	<b>263</b>



# Table des figures

1.1	Les bases du Modèle Standard [1]. . . . .	27
1.2	Diagrammes de Feynman au premier ordre de la polarisation du vide selon QCD : a) écrantage et b) anti-écrantage. Dans le cas de l'interaction électromagnétique, le diagramme anti-écrantage n'existe pas car les photons ne sont pas chargés [9]. . . . .	30
1.3	Variation de la constante de couplage fort $\alpha_S$ en fonction de l'impulsion de transfert ( $Q$ ) mesurée par l'expérience HERA [10]. . . . .	30
1.4	Variation du potentiel quark-antiquark ( $V_{q\bar{q}}$ ) en fonction de la distance d'interaction ( $r$ ) [11]. . . . .	31
1.5	(A) Représentation du confinement par le modèle du sac. (B) Une diminution de l'existence des condensats de quarks à l'extérieur du sac conduit progressivement à un déconfinement dans le sac [12]. . . . .	32
1.6	Résultats des calculs de lQCD : évolution attendue de la densité d'énergie en fonction de la température [14]. . . . .	33
1.7	Diagramme des phases de la matière nucléaire [12]. . . . .	33
1.8	Étapes successives d'une collision d'ions lourds suivant une évolution en temps de la gauche vers la droite : approche des deux noyaux aplatis par contraction de Lorentz, état de prééquilibre, formation du PQG, gel chimique et gel cinétique. . . . .	34
1.9	Différentes étapes d'une collision d'ions lourds selon une représentation dans le plan espace-temps. . . . .	35
2.1	Diffusion profondément inélastique entre un lepton et un nucléon [18] . . . . .	38
2.2	Annihilation $e^+e^-$ en hadrons <i>via</i> l'échange d'un photon ou d'un $Z^0$ [17]. . . . .	38
2.3	Dans la limite de haute énergie $Q \gg \Lambda$ , le photon virtuel émet deux quarks en un temps très court alors que ces derniers hadronisent ultérieurement [17]. . . . .	39
2.4	Rapport $R(s) = \sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrons}, s)/\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-, s)$ . La courbe pointillée (verte) provient d'une prédiction d'un modèle naïf quark-parton, la courbe continue (rouge) est une prédiction de pQCD à trois boucles. Les paramétrages de Breit-Wigner du $J/\Psi$ , $\Psi(2S)$ et $\Upsilon(nS)$ , $n = 1, 2, 3, 4$ sont aussi montrés [21] . . . . .	40
2.5	Diagrammes de Feynman des corrections à l'ordre $\mathcal{O}(\alpha_s)$ de la section efficace inclusive de production de hadrons pour le processus $e^+e^-$ [16]. . . . .	41
2.6	Illustration de la production de dijet dans le formalisme du théorème de factorisation dans les collisions hadroniques. Les $f_{A,B}(x)$ sont les fonctions de distribution partonique et les $\mathcal{D}_{i \rightarrow h}(z)$ sont les fonctions de fragmentation. Les ISR (FSR) sont les rayonnements de l'état initial (final) [22]. . . . .	44
2.7	Illustration d'un algorithme sensible aux divergences infrarouges [23]. . . . .	45
2.8	Illustration d'un algorithme sensible aux divergences colinéaires [23]. . . . .	45
2.9	Les différentes étapes de la vie d'un jet vues par l'expérimentateur. . . . .	46
2.10	Cinématique d'une branche partonique [16]. . . . .	46
2.11	Schéma du rayonnement successif de deux gluons d'une des branches du diagramme $g \rightarrow q\bar{q}$ avant l'hadronisation. . . . .	48

2.12	Sections efficaces inclusives de production de jets mesurées au niveau hadronique par l'expérience CDF dans les collisions $p+\bar{p}$ à $\sqrt{s} = 1.96$ TeV à l'aide d'un algorithme <i>Midpoint</i> dans cinq régions de rapidité comparées aux prédictions de pQCD à l'ordre NLO basées sur les PDFs CTEQ6.1M. Les sections efficaces des cinq régions de rapidité sont normalisées par un facteur $10^3$ les unes par rapport aux autres pour des raisons de présentation [25]. . . . .	50
2.13	Sections efficaces inclusives de production de jets en fonction du $p_T$ du jet dans six intervalles de $ y $ mesurées par l'expérience D0 dans les collisions $p+\bar{p}$ à $\sqrt{s} = 1.96$ TeV. Les données sont multipliées par 2, 4, 8, 16 et 32 pour les intervalles $1.6 <  y  < 2.0$ , $1.2 <  y  < 1.6$ , $0.8 <  y  < 1.2$ , $0.4 <  y  < 0.8$ et $ y  < 0.4$ respectivement [28].	51
2.14	Sections efficaces inclusives de production de jets en fonction du $p_T$ des jets pour les collisions $p+p$ à $\sqrt{s} = 200$ GeV mesurées par l'expérience STAR [29]. . . . .	52
2.15	Comparaison des sections efficaces de production de jets mesurées par les expériences PHENIX (points bleus) et STAR (points violets) dans les collisions $p+p$ à $\sqrt{s} = 200$ GeV [31]. . . . .	53
2.16	En haut : sections efficaces inclusives de production de jets calculées par NLO-Jet++ pour des collisions $p+p$ à $\sqrt{s} = 7$ TeV aux ordres LO (étoiles pleines) et NLO (étoiles vides) pour différentes valeurs de $\mu$ : $p_T/2$ (vert), $p_T$ (orange) et $p_T \times 2$ (bleu). En bas : rapports des sections efficaces LO/NLO pour des échelles $\mu$ de : $p_T/2$ (points), $p_T$ (carrés) et $p_T \cdot 2$ (triangles) [34]. . . . .	54
2.17	Prédictions de la distribution du plateau bossu de MLLA+LPHD pour quatre énergies de jets [37]. . . . .	56
2.18	Évolution de la position du pic $\xi_p$ de la distribution du plateau bossu en fonction de l'énergie du centre de masse $\sqrt{s}$ . La ligne continue représente les prédictions de QCD de MLLA avec $\alpha_s = 0.118$ et la ligne pointillée représente ce qui est attendu sans cohérence de couleur. Les données des expériences $e^+e^-$ et de DIS sont superposées aux deux lignes [38]. . . . .	57
2.19	Comparaison des prédictions MLLA+LPHD avec les données de l'expérience TPC pour différentes espèces de hadrons (à gauche) et avec les données de l'expérience CDF pour différents rayons d'ouverture de cône (à droite) [40]. . . . .	57
2.20	Comparaison de simulations PYTHIA 6.4 (histogramme) de plateaux bossus pour différents intervalles en énergie de jet : 20-30 GeV, 30-40 GeV et 40-50 GeV pour des jets reconstruits avec un rayon de 0.4 (en haut) et 0.7 (en bas) avec les données $p+p$ à $\sqrt{s} = 200$ GeV de l'expérience STAR (cercles noirs) [41]. . . . .	58
2.21	Plateaux Bossus issus des collisions $p+p$ à $\sqrt{s} = 200$ GeV de l'expérience STAR pour les hadrons chargés (points noirs), pour les $K_{short}^0$ (cercles rouges) et les $\Lambda$ (cercles bleus) pour des jets reconstruits avec un rayon de 0.4 à des énergies de 10-15 GeV, 15-20 GeV et 20-50 GeV [41]. . . . .	58
2.22	Collimation de la multiplicité moyenne dans un jet de gluon (à gauche) et dans un jet de quark (à droite) dans le vide prédite par LLA (courbes continues) et par MLLA (courbes pointillées) [43]. . . . .	60
3.1	Impulsion des partons initiaux (flèches bleues) dans le plan transverse de collisions de différents systèmes. De gauche à droite : $p+p$ , $p+\text{noyau}$ , $\text{noyau}+\text{noyau}$ peu énergétique et/ou périphérique et $\text{noyau}+\text{noyau}$ énergétique et/ou centrale avec formation d'un PQG. . . . .	62
3.2	Diagrammes des processus de perte d'énergie par collision (à gauche) et par rayonnement (à droite) d'un quark d'énergie $E$ traversant un milieu partonique dense [22]. Dans le second processus on a, <i>a priori</i> , également une perte d'énergie collisionnelle, mais négligeable en général devant la perte d'énergie radiative. . . . .	63
3.3	Énergie transverse des particules d'un événement « dijet » mesuré par l'expérience STAR dans le plan $(\eta, \phi)$ . . . . .	64

3.4	Taux de production des $\pi^0$ mesurés par l'expérience PHENIX dans les collisions p+p (points bleus) à $\sqrt{s} = 200$ GeV ainsi que dans les collisions Au+Au périphériques (carrés rouges, à gauche) et centrales (à droite) à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Les données sont comparées aux calculs NLO (bande jaune) [22]. . . . .	65
3.5	Facteurs de modification nucléaire extraits par l'expérience PHENIX [54]. . . . .	67
3.6	Facteurs de modification nucléaire extraits par l'expérience STAR [55]. . . . .	67
3.7	Schéma du principe de corrélations azimutales à deux particules. . . . .	68
3.8	Fonctions de corrélations azimutales à deux particules extraites par STAR pour des collisions p+p (histogramme continu), d+Au (points) et Au+Au (étoiles) [55]. . . . .	68
3.9	$R_{AA}$ en fonction du coefficient de transport moyen, $\langle \hat{q} \rangle$ , pour des hadrons de 10 GeV (rouge) et des hadrons de 100 GeV (noir) dans les collisions Pb+Pb de centralité 0-10% à $\sqrt{s_{NN}} = 5.5$ TeV [60]. . . . .	69
3.10	Fonction de corrélation extraite de données p+p simulées avec PYTHIA, à $\sqrt{s} = 14$ TeV, donnant des événements « jet » [58]. . . . .	70
3.11	Sections efficaces de production de jets mesurées par l'expérience STAR pour les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV avec les algorithmes de reconstruction suivants : $k_T$ (symboles pleins) et anti- $k_T$ (symboles vides) pour des rayons $R = 0.2$ (carrés) et $R = 0.4$ (cercles). La bande jaune correspond à l'incertitude sur l'échelle en énergie du jet. Les lignes continues représentent l'incertitude systématique due aux fluctuations du bruit de fond [31]. . . . .	72
3.12	Comparaison entre les taux de production de jets mesurés dans PHENIX pour les collisions Cu+Cu (symboles pleins) et les taux mesurés en p+p normalisés par le facteur de recouvrement nucléaire $T_{AB}$ pour différentes classes de centralité : 0-20 % (cercles bleus), 20-40% (carrés roses), 40-60% (triangles jaunes) et 60-80% (étoiles vertes). Les bandes colorées correspondent à l'incertitude systématique liée à la normalisation qui dépend de la classe de centralité [62]. . . . .	73
3.13	$R_{AA}$ des jets reconstruits dans STAR avec les algorithmes de reconstruction $k_T$ (points noirs) et anti- $k_T$ (cercles rouges) avec un rayon de 0.4. Les triangles bleus correspondent au $R_{AA}$ des pions, la bande grise détermine l'incertitude systématique sur leur mesure [29]. . . . .	75
3.14	$R_{AA}$ des jets corrigé du bruit de fond par déconvolution obtenu par PHENIX dans les collisions Cu+Cu à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV pour quatre classes de centralité [31]. . . . .	76
3.15	Rapports de taux de production de jets reconstruits avec un rayon de 0.2 aux jets reconstruits avec un rayon de 0.4 dans les collisions p+p (carrés) et Au+Au (cercles) à 200 GeV. Les jets ont été reconstruits avec deux algorithmes : $k_T$ (symboles pleins) et anti- $k_T$ (symboles vides) [62]. . . . .	77
3.16	Prédictions MLLA+LPHD pour les rapports de taux de production $K^\pm/\pi^\pm$ (colonne de gauche) et $p(\bar{p})/\pi^\pm$ (colonne de droite), pour différentes énergies de jet : 50 GeV (en haut), 100 GeV (au milieu) et 200 GeV (en bas), pour des jets dans le vide (tracés continus rouges) et dans un milieu (tracés pointillés bleus) [40]. . . . .	78
3.17	À gauche : prédictions théoriques de MLLA+LPHD pour des jets de 108 GeV issus de partons initiaux ayant évolué dans le vide (lignes continues) et dans un milieu (lignes pointillées). À droite : plateaux bossus pour des partons initiaux ayant évolué dans le vide (lignes continues) et dans un milieu (lignes pointillées) et ayant donné des jets de 14.5 GeV. Les hadrons sont récupérés dans un cône de rayon $\pi/2$ . Les plateaux bossus correspondent à différentes espèces de hadrons : les protons (en rouge), les kaons (en vert) et les pions (en bleu) [40]. . . . .	79
3.18	Plateaux bossus non corrigés mesurés par l'expérience STAR dans les collisions p+p à $\sqrt{s} = 200$ GeV à l'aide du déclencheur JP pour des jets de $p_T$ compris entre 30 et 40 GeV/c. Les jets sont reconstruits avec différents algorithmes de reconstruction : <i>midpoint</i> (triangles bleus), $k_T$ (points noirs), anti- $k_T$ (carrés rouges) et SIScone (triangle renversé violet). À gauche : les jets sont reconstruits avec un rayon de 0.4. À droite : les jets sont reconstruits avec un rayon de 0.7 [64]. . . . .	80

3.19	Rapport des plateaux bossus mesurés dans les collisions Au+Au de centralité 0-20% et dans les collisions p+p avec des coupures sur le $p_T$ des traces de 1 GeV/c (triangles noirs) et 2 GeV/c (triangles rouges). La zone grise correspond à la région où la mesure en collisions Au+Au est dominée par le bruit de fond de l'UE [65].	81
3.20	$R_{AA}$ des jets de recul produits dans les collisions p+p et Au+Au à $\sqrt{s} = 200$ GeV dans STAR, reconstruits avec l'algorithme anti- $k_T$ et un rayon de 0.4. Les incertitudes sont liées au bruit de fond (tracés continus) et au déclenchement sur l'énergie du jet (tracés pointillés) [29].	82
4.1	Chaîne accélératrice du LHC [72].	87
4.2	Le détecteur ATLAS [76].	89
4.3	Le détecteur CMS [77].	89
4.4	Le détecteur LHCb [78].	90
4.5	Connexion défectueuse (zoom) entre deux aimants du LHC [83].	91
4.6	Événement issu des premières collisions d'ions lourds enregistré dans ALICE. On observe les traces mesurées dans l'ITS et dans la TPC ainsi que les dépôts d'énergie dans EMCal [86].	92
4.7	Le détecteur ALICE [79].	93
4.8	Schéma du système de déclenchement d'ALICE [80].	94
4.9	Le T0 [91].	95
4.10	Le V0 [91].	96
4.11	Les ZDCs [92].	97
4.12	Détermination des classes de centralité des événements en fonction de l'énergie déposée dans les ZDCs et les <i>Forward Electromagnetic Calorimeters</i> (ZEM) [90].	98
4.13	Distribution des amplitudes sommées dans le V0 et classes de centralité correspondantes [93].	98
4.14	En haut : corrélation de la réponse des ZDCs et du V0 dans les collisions Pb+Pb. En bas : distribution de la somme des amplitudes dans le V0 [94].	99
4.15	Coupe latérale (à gauche) et coupe transverse (à droite) de l'ITS [90].	100
4.16	La TPC d'ALICE [79].	102
4.17	Le calorimètre électromagnétique d'ALICE installé sur sa structure de support [100].	103
4.18	<i>Strip</i> module (à gauche) et module du calorimètre (à droite) [100].	104
4.19	Résolution en impulsion de la TPC seule (ronds), de l'ITS et de la TPC (carrés) et de l'ITS, de la TPC et du TRD (triangles) pour des collisions p+p (à gauche) et Pb+Pb (à droite) [61].	105
4.20	Énergie reconstruite par l'algorithme UA1 de jets mono-énergétiques de 100 GeV provenant de collisions p+p à $\sqrt{s} = 14$ TeV simulées avec le générateur PYTHIA présenté au chapitre 5. Les jets ont été simulés dans l'acceptance d'EMCal et reconstruits avec la TPC seule (points oranges) et la TPC et EMCal (carrés bleus) [103].	106
4.21	Capacité d'identification des particules par ALICE, pour une séparation à $3\sigma$ (en ligne continue) et à $2\sigma$ (en ligne hachurée), en fonction de l'impulsion de sparticules. 106	106
4.22	Comparaison de simulations PYTHIA de la section efficace de production de jets au RHIC (en rouge) et au LHC (en noir) [104].	107
5.1	Structure de base des rayonnements et de l'hadronisation dans les générateurs d'événements [117].	110
5.2	À gauche : différentes étapes pour la simulation d'une collision p+p̄ par un générateur MC. À droite : même illustration qu'à gauche avec les MI mises en exergue [120].	113
5.3	Distribution en énergie en fonction de $\eta$ des particules primaires (histogramme noir) et des partons initiaux (pointillés rouges).	116
5.4	Distribution en impulsion transverse en fonction de $\eta$ (à gauche) et de $\phi$ (à droite) des particules primaires (trait continu noir) et des partons initiaux (pointillés rouges).	117

5.5	E des partons initiaux (pointillés rouges) et des particules primaires (histogramme noir) avec uniquement des ISR, uniquement des FSR et uniquement des UE. . . . .	118
5.6	$p_T$ en fonction de $\eta$ des partons initiaux et des particules primaires. . . . .	118
5.7	$p_T$ en fonction de $\phi$ des partons initiaux et des particules primaires. . . . .	119
5.8	Distribution en énergie en fonction de $\eta$ des particules primaires (histogramme noir) et des partons initiaux (pointillés rouges) sans ISR, sans FSR et sans MI. . . . .	119
5.9	Distribution en impulsion transverse en fonction de $\eta$ (à gauche) et de $\phi$ (à droite) des particules primaires (histogramme noir) et des partons initiaux (pointillés rouges) sans ISR, sans FSR et sans MI. . . . .	120
5.10	Distribution en impulsion transverse des particules primaires (histogramme noir) et des partons initiaux (pointillés rouges) dans un événement p+p en fonction de $\eta$ avec pour seule contribution les ISR. . . . .	120
5.11	Distribution en impulsion transverse des particules primaires (histogramme noir) et des partons initiaux (pointillés rouges) dans un événement p+p en fonction de $\eta$ avec pour seule contribution les FSR. . . . .	121
5.12	Structure du traitement des données dans ALICE [90]. . . . .	123
5.13	Organisation du projet de calcul LCG [133]. . . . .	125
6.1	Distribution en multiplicité des hadrons primaires (à gauche) et distribution en énergie transverse des hadrons primaires (à droite) dans le plan $(\eta, \phi)$ . . . . .	127
6.2	En haut : multiplicité dans le plan $(\eta, \phi)$ en 2 (à gauche) et 3 dimensions (à droite) des particules primaires d'un événement que nous avons choisi aléatoirement dans l'ensemble des événements simulés. Les étoiles bleues correspondent à la position des partons initiaux. En bas : énergie transverse de ces mêmes particules dans le plan $(\eta, \phi)$ en 2 (à gauche) et 3 dimensions (à droite). . . . .	129
6.3	Énergie transverse des jets reconstruits par le premier algorithme (en haut), le deuxième algorithme (au milieu) et le troisième algorithme (en bas) dans le plan $(\eta, \phi)$ pour un rayon $R = 0.4$ et une graine de 4 GeV. . . . .	130
6.4	Nombre de jets reconstruits en fonction du rayon utilisé pour regrouper les particules pour l'algorithme 1 (à gauche), l'algorithme 2 (au milieu) et l'algorithme 3 (à droite). . . . .	131
6.5	Évolution de l'énergie transverse des jets reconstruits par le premier algorithme (tracé continu rouge), le deuxième algorithme (tracé pointillé noir) et le troisième algorithme (tracé discontinu bleu) pour différents rayons et une graine de 4 GeV. . . . .	132
6.6	$p_T$ des particules primaires (tracé continu noir) et des partons initiaux (tracé pointillé rouge) dans l'événement étudié en fonction de $\eta$ (à gauche) et $\phi$ (à droite). . . . .	134
6.7	Position en $\phi$ des jets reconstruits par l'algorithme 1 (tracé continu rouge), 2 (tracé pointillé noir) et 3 (tracé discontinu bleu) en fonction de la position des partons initiaux (lignes constantes violette et verte). . . . .	135
6.8	Position en $\eta$ des jets reconstruits avec l'algorithme 1 (tracé continu rouge), 2 (tracé pointillé noir) et 3 (tracé discontinu bleu) en fonction de la position des partons initiaux (lignes constantes violette et verte). . . . .	136
6.9	Évolution de l'énergie transverse des jets reconstruits par l'algorithme 1 (tracé continu rouge), l'algorithme 2 (tracé pointillé noir) et l'algorithme 3 (tracé discontinu bleu) pour différents rayons et une graine de 15 GeV. . . . .	137
6.10	À gauche : Position en $\eta$ des jets reconstruits par les algorithmes 1, 2 et 3 en fonction de la position des partons initiaux avec une graine de 15 GeV. À droite : Position en $\phi$ des jets reconstruits avec les algorithmes 1, 2 et 3 en fonction de la position des partons initiaux avec une graine de 15 GeV. . . . .	138
6.11	Nombre de hadrons en fonction de leur « distance » en $\phi$ au centre des jets (à gauche) et à la particule prépondérante (à droite), reconstruits avec l'algorithme 1 (tracé continu rouge), l'algorithme 2 (tracé pointillé noir) et l'algorithme 3 (tracé discontinu bleu). . . . .	140

6.12	Nombre de hadrons en fonction de leur « distance » en $\eta$ au centre des jets (à gauche) et à la particule prépondérante (à droite), reconstruits avec l'algorithme 1 (tracé continu rouge), l'algorithme 2 (tracé pointillé noir) et l'algorithme 3 (tracé discontinu bleu).	140
6.13	Nombre de hadrons en fonction de leur « distance » en $r$ au centre des jets (à gauche) et à la particule prépondérante (à droite), reconstruits avec l'algorithme 1 (tracé continu rouge), l'algorithme 2 (tracé pointillé noir) et l'algorithme 3 (tracé discontinu bleu).	141
6.14	Nombre de hadrons appartenant aux jets reconstruits avec l'algorithme 1 (tracé continu rouge), l'algorithme 2 (tracé pointillé noir) et l'algorithme 3 (tracé discontinu bleu) en fonction de leur « distance » en $\phi$ aux partons initiaux.	142
6.15	$E_T$ des particules en fonction de leur « distance » en $\phi$ au centre du jet reconstruit avec l'algorithme 1, l'algorithme 2 et l'algorithme 3.	142
6.16	$E_T$ des particules en fonction de leur « distance » en $\eta$ au centre du jet reconstruit avec l'algorithme 1, l'algorithme 2 et l'algorithme 3.	143
6.17	$E_T$ des particules en fonction de leur « distance » en $r$ au centre du jet reconstruit avec l'algorithme 1, l'algorithme 2 et l'algorithme 3.	143
6.18	Procédure d'association des particules par les algorithmes de type cône.	145
6.19	Procédure d'association des particules par les algorithmes de type cône.	146
6.20	Procédure d'association des particules par les algorithmes séquentiels [23].	146
6.21	Comparaison des vitesses (en s) d'exécution des algorithmes SIScone (carrés vides noirs) et $k_T$ (carrés pleins rouges) par rapport à d'autres algorithmes de reconstruction en fonction de la multiplicité de l'événement $N$ [137].	147
6.22	Test de stabilité des cercles par SIScone. Les flèches noires correspondent aux procédures de calcul du centre du cercle avec le schéma de recombinaison.	148
6.23	Cas particulier d'un cône ayant deux particules sur le pourtour uniquement séparées d'une distance de $2R$ . Les flèches noires correspondent aux procédures de calculs du centre du cercle avec le schéma de recombinaison.	149
6.24	Résultats des tests de sensibilité aux émissions infrarouges de différents algorithmes de type cône dont SIScone. [139]	149
6.25	Diagramme de Voronoi (en noir) et son dual, la triangulation de Delaunay (en rouge) [138].	150
6.26	Structure du module JETAN d'AliROOT [141].	151
7.1	Nombre de jets en fonction de leur énergie transverse. Les jets sont issus d'événements p+p à 5.5 TeV simulés par PYTHIA. Ils sont reconstruits par Pycell avec un rayon de 0.4 pour différents intervalles de $p_{T,hard}$ : 20-24 GeV/c (tracé continu noir), 24-29 GeV/c (en pointillés rouges), 29-35 GeV/c (en tirets verts) et 35-42 GeV/c (en pointillés alternés bleus).	159
7.2	Sections efficaces inclusives de production de jets dans les collisions p+p à $\sqrt{s} = 5.5$ TeV (bleu), 7 TeV (rouge) et 14 TeV (noir) en fonction de leur énergie transverse dans les zones fiduciaires de la TPC (tracé continu) et d'EMCal (pointillés).	160
7.3	Section efficace inclusive de production de jets dans l'acceptance fiduciaire de la TPC dans les collisions p+p à $\sqrt{s} = 7$ TeV (rouge) et ajustement par une fonction de type $A/E_T^B$ .	160
7.4	Taux de production de jets pour les collisions p+p à $\sqrt{s} = 5.5$ TeV au LHC dans EMCAL (L1, trait continu) et la TPC (MB, trait discontinu).	163
7.5	Taux de production de jets pour les collisions p+p à $\sqrt{s} = 7$ TeV au LHC dans EMCAL (L1, trait continu) et la TPC (MB, trait discontinu).	164
7.6	Taux de production de jets pour les collisions p+p à $\sqrt{s} = 14$ TeV au LHC dans EMCAL (L1, trait continu) et la TPC (MB, trait discontinu).	164
7.7	Taux de production de jets d'énergie transverse minimum donnée pour les collisions p+p à $\sqrt{s} = 5.5$ TeV au LHC dans EMCAL (L1, trait continu) et la TPC (MB, trait discontinu).	165

7.8	Taux de production de jets d'énergie transverse minimum donnée pour les collisions p+p à $\sqrt{s} = 7$ TeV au LHC dans EMCAL (L1, trait continu) et la TPC (MB, trait discontinu). . . . .	166
7.9	Taux de production de jets d'énergie transverse minimum donnée pour les collisions p+p à $\sqrt{s} = 14$ TeV au LHC dans EMCAL (L1, trait continu) et la TPC (MB, trait discontinu). . . . .	166
7.10	Ajustement gaussien du Plateau Bossu pour des jets reconstruits de $p_T$ compris entre 95 et 105 GeV/c reconstruits par l'algorithme SISCone avec un rayon de 0.4. . . . .	167
7.11	Plateaux Bossus reconstruits à partir d'échantillons de 100, 1000, 100000 et 4 millions de jets de $p_T$ compris entre 95 et 105 GeV/c et erreurs statistiques associées aux intervalles de $\xi$ . . . . .	168
8.1	$\Delta p_T/p_T$ des jets de 50 GeV/c pour les algorithmes UA1 (en haut à gauche), SISCone (en haut à droite), $k_T$ (en bas à gauche) et anti- $k_T$ (en bas à droite) pour des rayons de 0.2 (carrés rouges), 0.4 (triangles verts), 0.7 (étoiles bleues) et 1 (points noirs). À gauche : échelle linéaire, à droite : échelle logarithmique. . . . .	175
8.2	$\Delta p_T/p_T$ des jets de 75 GeV/c pour les algorithmes UA1 (en haut à gauche), SISCone (en haut à droite), $k_T$ (en bas à gauche) et anti- $k_T$ (en bas à droite) pour des rayons de 0.2 (carrés rouges), 0.4 (triangles verts), 0.7 (étoiles bleues) et 1 (points noirs). À gauche : échelle linéaire, à droite : échelle logarithmique. . . . .	175
8.3	$\Delta p_T/p_T$ des jets de 100 GeV/c pour les algorithmes UA1 (en haut à gauche), SISCone (en haut à droite), $k_T$ (en bas à gauche) et anti- $k_T$ (en bas à droite) pour des rayons de 0.2 (carrés rouges), 0.4 (triangles verts), 0.7 (étoiles bleues) et 1 (points noirs). À gauche : échelle linéaire, à droite : échelle logarithmique. . . . .	176
8.4	$\Delta p_T/p_T$ moyen sur les jets de 50 GeV/c (à gauche), 75 GeV/c (au centre) et 100 GeV/c (à droite) pour les algorithmes UA1 (triangles bleus), SISCone (points rouges), $k_T$ (carrés noirs) et anti- $k_T$ (triangles inversés verts) pour différents rayons. . . . .	176
8.5	En haut : $p_T$ moyen des jets reconstruits avec SISCone, UA1, $k_T$ et anti- $k_T$ en fonction du rayon utilisé, pour des jets simulés de 50 GeV/c. En bas : rapport de ces moyennes entre algorithmes. . . . .	178
8.6	En haut : $p_T$ moyen des jets reconstruits avec SISCone, UA1, $k_T$ et anti- $k_T$ en fonction du rayon utilisé, pour des jets simulés de 75 GeV/c. En bas : rapport de ces moyennes entre algorithmes. . . . .	178
8.7	En haut : $p_T$ moyen des jets reconstruits avec SISCone, UA1, $k_T$ et anti- $k_T$ en fonction du rayon utilisé, pour des jets simulés de 100 GeV/c. En bas : rapport de ces moyennes entre algorithmes. . . . .	179
8.8	Résolution sur le $p_T$ des jets de 50 GeV/c (à gauche), 75 GeV/c (au centre) et 100 GeV/c (à droite). . . . .	180
8.9	$p_T$ des jets reconstruits avec SISCone (paramètre de recouvrement de 10%) et un rayon de 0.2 (points rouges), 0.4 (carrés verts), 0.7 (triangles bleus) et 1 (croix noires). Les $\langle p_T \rangle$ , $\sigma$ et nombre de jets totaux sont indiqués à côté. . . . .	182
8.10	$p_T$ des jets reconstruits avec SISCone (paramètre de recouvrement de 75%) et un rayon de 0.2 (points rouges), 0.4 (carrés verts), 0.7 (triangles bleus) et 1 (croix noires). Les $\langle p_T \rangle$ , $\sigma$ et nombre de jets totaux sont indiqués à côté. . . . .	182
8.11	Réponse à l'introduction d'un jet dans un ensemble d'événements Pb+Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5.5$ TeV mesurés par ALICE [146]. . . . .	184
8.12	Réponse à l'introduction d'un jet dans un ensemble d'événements Pb+Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5.5$ TeV mesurés par ALICE [147]. . . . .	184
8.13	Schéma explicatif des aires actives (à gauche) et passives (à droite). Le détail de la détermination de ces aires est décrit dans le texte. Les ronds verts représentent les <i>ghosts</i> . Les ronds rouges sont les particules de l'événement. Les zones rouges sont les aires calculées. . . . .	187
8.14	Événement « dijet » superposé à 10 événements <i>Minimum Bias</i> provenant du <i>pileup</i> de collisions p+p au LHC simulés par PYTHIA [150]. . . . .	188

8.15	Jets contenant une particule dure de $p_T = 100$ GeV/c reconstruits avec un bruit de fond diffus (vert <i>raw</i> ) et après la soustraction du bruit de fond (bleu, <i>corrected</i> ) [150].	188
8.16	Aire en fonction du $p_T$ des jets reconstruits par UA1 (à gauche), $k_T$ (au milieu) et anti- $k_T$ (à droite) avec un rayon de 0.4 dans un intervalle de bas $p_{T,hard}$ : 5-11 GeV/c. . . . .	189
8.17	Aire en fonction du $p_T$ des jets reconstruits par SISCone ( $R = 0.4$ ) en fonction de leur $p_T$ pour des paramètres de recouvrement de 10% (à gauche), 75% (au milieu) et 99% (à droite) dans un intervalle de bas $p_{T,hard}$ . . . . .	190
8.18	Aire en fonction du $p_T$ des jets reconstruits par UA1 (à gauche), $k_T$ (au milieu) et anti- $k_T$ (à droite) avec un rayon de 0.4 dans un intervalle de haut $p_{T,hard}$ . . . . .	190
8.19	Aire en fonction du $p_T$ des jets reconstruits par SISCone ( $R = 0.4$ ) en fonction de leur $p_T$ pour des paramètres de recouvrement de 10% (à gauche), 75% (au milieu) et 99% (à droite) dans un intervalle de haut $p_{T,hard}$ . . . . .	190
8.20	$\rho$ calculé par $k_T$ avec un rayon 0.4 dans des événements issus de bas intervalle de $p_{T,hard}$ (à gauche) et de haut intervalle de $p_{T,hard}$ (à droite). . . . .	191
8.21	Distribution selon $\eta$ des jets (bas intervalle de $p_{T,hard}$ ) reconstruits par UA1 (points noirs), $k_T$ (carrés verts), anti- $k_T$ (triangles bleus) et par SISCone (triangles inversés rouges), pour un paramètre de recouvrement de 10% et un rayon de 0.2 (en haut à gauche), 0.4 (en haut à droite), 0.7 (en bas à gauche) et 1 (en bas à droite). . . . .	192
8.22	Distribution selon $\eta$ des jets (haut intervalle de $p_{T,hard}$ ) reconstruits par UA1 (points noirs), $k_T$ (carrés verts), anti- $k_T$ (triangles bleus) et par SISCone (triangles inversés rouges), pour un paramètre de recouvrement de 10% et un rayon de 0.2 (en haut à gauche), 0.4 (en haut à droite), 0.7 (en bas à gauche) et 1 (en bas à droite). . . . .	193
8.23	Distributions en $\eta$ des jets (bas intervalle de $p_{T,hard}$ ) reconstruits par SISCone ( $f = 10\%$ ) selon la valeur de leurs aires et de leurs $p_T$ . . . . .	194
8.24	Distributions en $\eta$ des jets (haut intervalle de $p_{T,hard}$ ) reconstruits par SISCone ( $f = 10\%$ ) selon la valeur de leurs aires et de leurs $p_T$ . . . . .	195
8.25	Écart relatif au $p_T$ des jets générés du $p_T$ des jets générés chargés. . . . .	198
8.26	Différence de $p_T$ entre les jets MCc et les jets ESD, normalisée par la valeur du $p_T$ du jet MCc, pour les jets de 50 GeV/c (à gauche), 75 GeV/c (au centre) et 100 GeV/c (à droite). . . . .	199
8.27	Efficacité de reconstruction des pions chargés dans les simulations. . . . .	199
8.28	Effets de l'inefficacité de reconstruction des trajectomètres sur le $p_T$ des jets MCc de 50, 75 et 100 GeV/c. . . . .	200
8.29	Écart entre le $p_T$ des traces générées et des traces reconstruites correspondantes des pions pour les intervalles de $p_T$ des traces suivants (en GeV/c) : $[0; 20[$ (à gauche), $[20; 40[$ (au centre) et $[40; \infty[$ (à droite). . . . .	201
8.30	Effets de la résolution sur le $p_T$ des traces dus aux trajectomètres sur le $p_T$ des jets générés chargés de 50 GeV/c, 75 GeV/c et 100 GeV/c, à gauche, au milieu et à droite respectivement. . . . .	201
8.31	Différence entre le $p_T$ des jets MCc et le $p_T$ des jets MCCineffetreso d'une part (carrés noirs) et au $p_T$ des jets ESD d'autre part (points rouges). . . . .	202
8.32	Comparaison entre le $p_T$ des jets ESD et le $p_T$ des jets MC (carrés noirs), des jets MCc (points verts) et des jets MCCineffetreso (triangles rouges). . . . .	203
8.33	Comparaison entre le $p_T$ des jets ESDcorr et le $p_T$ des jets MC (carrés noirs), des jets MCc (points verts) et des jets MCCreso (triangles rouges). . . . .	203
8.34	$p_T$ des jets reconstruits à partir des données suivantes : MC chargées et neutres (carrés noirs), MC chargées (points verts) et reconstruites chargées (triangles rouges).	204
8.35	Section efficace inclusive non corrigée de production de jets reconstruits avec les algorithmes $k_T$ anti- $k_T$ , SISCone et UA1. . . . .	210

8.36	En haut : spectres de section efficace inclusive de production de jets avant (points rouges) et après (étoiles noires) soustraction du bruit de fond. En bas : rapport du spectre sans bruit de fond sur spectre avec bruit de fond. . . . .	211
8.37	Distribution des jets reconstruits en azimuth. . . . .	211
8.38	Corrélation entre les jets reconstruits par SISCone ( $R = 0.4$ , $\eta_{jet} < 0.5$ ) à la sortie de PYTHIA ( $p_{T,gen}$ ) et à la sortie de GEANT3 ( $p_{T,reco}$ ). . . . .	212
8.39	Rapport $p_{T,rec}/p_{T,gen}$ en fonction des $p_T$ générés (à gauche) et reconstruits (à droite). . . . .	212
8.40	Ajustement gaussien du Plateau Bossu pour des jets de $p_T$ compris entre 95 et 105 GeV/c. . . . .	214
8.41	Plateau Bossu pour des jets d'énergie comprise entre 95 et 105 GeV/c. Les erreurs systématiques correspondent à une résolution sur le $p_T$ des jets de 40%. . . . .	215
8.42	Plateau Bossu pour des jets d'énergie comprise entre 95 et 105 GeV/c. Les erreurs systématiques correspondent à une résolution sur le $p_T$ des jets de 40%. . . . .	215
9.1	Distribution des vertex primaires dans les données réelles. . . . .	220
9.2	Nombre de traces en fonction de leur $p_T$ . . . . .	221
9.3	Nombre de traces en fonction de $\eta$ (à gauche) et de $\phi$ (à droite). . . . .	222
9.4	Nombre de jets reconstruits en fonction de leur $p_T$ . . . . .	223
9.5	Rapport du nombre de jets reconstruits par $k_T$ (carrés noirs), UA1 (triangles bleus) et SISCone (points rouges) sur le nombre de jets reconstruits par anti- $k_T$ en fonction du $p_T$ des jets. . . . .	223
9.6	Nombre de traces en fonction de $\eta$ (à gauche) et de $\phi$ (à droite). . . . .	224
9.7	Spectres en $p_T$ des jets reconstruits par SISCone (points) avant (symboles vides) et après (symboles pleins) application du facteur correctif. . . . .	225
9.8	Plateaux Bossus obtenus pour les algorithmes suivants ( $R = 0.4$ ) : UA1 (étoiles vertes), SISCone (points noirs), $k_T$ (triangles rouges) et anti- $k_T$ (carrés bleus). . . . .	226
9.9	Plateaux Bossus obtenus avec l'algorithme SISCone ( $R = 0.4$ ) pour les jets de $p_T$ suivants : 10-20 GeV/c (carrés noirs), 20-30 GeV/c (étoiles rouges), 30-40 GeV/c (points bleus) et 40-60 GeV/c (triangles verts). . . . .	227
9.10	$p_T$ des traces chargées dans les jets bruts (carrés noirs) et dans le bruit de fond estimé par la méthode BckgOutLeadingJet (ronds rouges) et par la méthode BckgPerp (croix bleues). . . . .	230
9.11	Plateaux Bossus des traces chargées dans les jets bruts (carrés noirs) et dans le bruit de fond estimé par la méthode BckgOutLeadingJet (ronds rouges) et par la méthode BckgPerp (croix bleues). . . . .	231
9.12	Plateaux Bossus bruts (carrés noirs) et dont le bruit de fond estimé par la méthode BckgOutLeadingJet (ronds rouges) et par la méthode BckgPerp (croix bleues) a été soustrait. . . . .	232
9.13	Distributions $1/N_{jet}dN_{tr}/dz$ pour différentes tailles de rayons de cône : $R = 0.1$ (carrés noirs), $R = 0.2$ (triangles verts), $R = 0.3$ (ronds rouges) et $R = 0.4$ (étoiles bleues) pour des jets de 10-20 GeV/c (à gauche) et 40-60 GeV/c (à droite) . . . . .	233
9.14	Nombre de traces par jet en fonction de leur position angulaire par rapport à l'axe du jet (gauche) et corrigé des effets d'angle solide (droite). . . . .	234
9.15	Position angulaire des traces en fonction de leur fraction d'impulsion dans différents intervalles de $p_T$ de jet. . . . .	235
9.16	Angle moyen des traces par rapport à l'axe du jet en fonction de leur fraction d'impulsion. . . . .	236
9.17	Distribution en $j_T$ des traces chargées dans des jets de $p_T$ 10-20 GeV/c (étoiles oranges), 20-30 GeV/c (triangles verts), 30-40 GeV/c (points rouges), 40-60 GeV/c (croix bleues), 60-80 GeV/c (étoiles cyannes) et 80-100 GeV/c (carrés noirs). Ces distributions sont brutes et non soustraites du bruit de fond. . . . .	236

10.1	Distribution issue de la sélection aléatoire de points sur une gaussienne (points noirs). Distribution issue de la moyenne de deux points sélectionnés aléatoirement sur cette même gaussienne (étoiles rouges).	242
10.2	Variation du rapport 10.1 en fonction de l'angle entre les jets dans le plan transverse pour des jets d'énergie transverse de 100 GeV (tracé continu noir), de 5 et 100 GeV (tirets fins rouges), de 50 et 100 GeV (tirets longs verts), de 75 et 100 GeV (en tracé continu jaune) et de 85 et 100 GeV (pointillés violets). La ligne constante bleue correspond à la valeur de la coupure : 0.15.	243
A.1	Repère orthonormé dans l'expérience ALICE.	245
D.1	Fichier de configuration de SISCone.	252
F.1	Distribution selon $\eta$ des jets (bas intervalle de $p_{T,\text{hard}}$ ) reconstruits par SISCone (triangles inversés rouges), UA1 (carrés noirs), $k_T$ (carrés verts) et anti- $k_T$ (triangles bleus), pour un paramètre de recouvrement de 75% et un rayon de 0.2 (en haut à gauche), 0.4 (en haut à droite), 0.7 (en bas à gauche) et 1 (en bas à droite).	255
F.2	Distribution selon $\eta$ des jets (bas intervalle de $p_{T,\text{hard}}$ ) reconstruits par SISCone (triangles inversés rouges), UA1 (carrés noirs), $k_T$ (carrés verts) et anti- $k_T$ (triangles bleus), pour un paramètre de recouvrement de 99% et un rayon de 0.2 (en haut à gauche), 0.4 (en haut à droite), 0.7 (en bas à gauche) et 1 (en bas à droite).	256
F.3	Distribution selon $\eta$ des jets (haut intervalle de $p_{T,\text{hard}}$ ) reconstruits par SISCone (triangles inversés rouges), UA1 (carrés noirs), $k_T$ (carrés verts) et anti- $k_T$ (triangles bleus), pour un paramètre de recouvrement de 75% et un rayon de 0.2 (en haut à gauche), 0.4 (en haut à droite), 0.7 (en bas à gauche) et 1 (en bas à droite).	257
F.4	Distribution selon $\eta$ des jets (haut intervalle de $p_{T,\text{hard}}$ ) reconstruits par SISCone (triangles inversés rouges), UA1 (carrés noirs), $k_T$ (carrés verts) et anti- $k_T$ (triangles bleus), pour un paramètre de recouvrement de 99% et un rayon de 0.2 (en haut à gauche), 0.4 (en haut à droite), 0.7 (en bas à gauche) et 1 (en bas à droite).	258
F.5	Distributions en $\eta$ des jets (bas intervalle de $p_{T,\text{hard}}$ ) reconstruits par SISCone ( $f = 75\%$ ) selon la valeur de leurs aires et de leurs $p_T$ .	259
F.6	Distributions en $\eta$ des jets (bas intervalle de $p_{T,\text{hard}}$ ) reconstruits par SISCone ( $f = 99\%$ ) selon la valeur de leurs aires et de leurs $p_T$ .	260
F.7	Distributions en $\eta$ des jets (haut intervalle de $p_{T,\text{hard}}$ ) reconstruits par SISCone ( $f = 75\%$ ) selon la valeur de leurs aires et de leurs $p_T$ .	261
F.8	Distributions en $\eta$ des jets (haut intervalle de $p_{T,\text{hard}}$ ) reconstruits par SISCone ( $f = 99\%$ ) selon la valeur de leurs aires et de leurs $p_T$ .	262

# Liste des tableaux

4.1	Les capacités des différents collisionneurs (les valeurs données ici correspondent aux énergies et luminosités ( $\mathcal{L}$ ) les plus importantes atteintes par les collisionneurs). Quant à la taille des collisionneurs, il s'agit de leur circonférence. . . . .	86
4.2	Résolutions spatiales des différentes couches de l'ITS. . . . .	101
4.3	Quelques performances de la TPC. . . . .	102
5.1	Liste non exhaustive de particules d'un événement p+p à $\sqrt{s} = 5.5$ TeV simulé avec PYTHIA. Pour chaque particule, nous avons répertorié son nom, son <i>status code</i> , sa mère ainsi que les valeurs du vecteur impulsion. . . . .	115
6.1	Énergie transverse des jets reconstruits par le premier algorithme en fonction du rayon utilisé avec une graine de 4 GeV. . . . .	133
6.2	Énergie transverse des jets reconstruits par le deuxième algorithme en fonction du rayon utilisé avec une graine de 4 GeV. . . . .	133
6.3	Énergie transverse des jets reconstruits par le troisième algorithme en fonction du rayon utilisé avec une graine de 4 GeV. . . . .	133
6.4	Énergie transverse des jets reconstruits avec le premier algorithme en fonction du rayon utilisé avec une graine de 15 GeV. . . . .	137
6.5	Énergie transverse des jets reconstruits avec le deuxième algorithme en fonction du rayon utilisé avec une graine de 15 GeV. . . . .	138
6.6	Énergie transverse des jets reconstruits avec le troisième algorithme en fonction du rayon utilisé avec une graine de 15 GeV. . . . .	138
7.1	Valeurs numériques employées pour estimer les taux de production de jets. . . . .	163
7.2	Taux de production de jets de 20, 50, 100 et 150 GeV attendus pour un an de fonctionnement du LHC en collisions p+p à $\sqrt{s} = 5.5$ TeV dans EMCAL (L1) et la TPC (MB). . . . .	164
7.3	Taux de production de jets de 20, 50, 100 et 150 GeV attendus pour un an de fonctionnement du LHC en collisions p+p à $\sqrt{s} = 7$ TeV dans EMCAL (L1) et la TPC (MB). . . . .	165
7.4	Taux de production de jets de 20, 50, 100 et 150 GeV attendus pour un an de fonctionnement du LHC en collisions p+p à $\sqrt{s} = 14$ TeV dans EMCAL (L1) et la TPC (MB). . . . .	165
7.5	Taux de production de jets d'énergie transverse minimum de 20, 50, 100 et 150 GeV attendus pour un an de fonctionnement du LHC en collisions p+p à $\sqrt{s} = 5.5$ TeV dans EMCAL (L1) et la TPC (MB). . . . .	165
7.6	Taux de production de jets d'énergie transverse minimum de 20, 50, 100 et 150 GeV attendus pour un an de fonctionnement du LHC en collisions p+p à $\sqrt{s} = 7$ TeV dans EMCAL (L1) et la TPC (MB). . . . .	166
7.7	Taux de production de jets d'énergie transverse minimum de 20, 50, 100 et 150 GeV attendus pour un an de fonctionnement du LHC en collisions p+p à $\sqrt{s} = 14$ TeV dans EMCAL (L1) et la TPC (MB). . . . .	167

7.8	Erreurs statistiques relatives associées aux intervalles [1-1.1], [3-3.1] et [5-5.1] pour des distributions de Plateau Bossu reconstruites avec différents nombres de jets. . .	168
8.1	Résolution sur le $p_T$ des jets de 50 GeV/c, 75 GeV/c et 100 GeV/c. . . . .	181
8.2	Décalage sur le $p_T$ des jets de 50 GeV/c, 75 GeV/c et 100 GeV/c. . . . .	181
8.3	Valeurs moyennes, $\sigma$ et résolution correspondante au $p_T$ des jets selon les différents cas évoqués dans cette partie. . . . .	205
8.4	Décalages en $p_T$ dus au rayon, aux fluctuations $c/n$ et aux trajectomètres. . . . .	206
8.5	Résolutions dues au rayon, aux fluctuations $c/n$ et aux trajectomètres. . . . .	206
8.6	Facteurs de dégradation du signal avec effets et corrections correspondants. . . . .	208
8.7	Sections efficaces inclusives de production de jets mesurées par SISCone, UA1, $k_T$ et anti- $k_T$ pour différentes valeurs de $p_{T,jet}$ (GeV/c). . . . .	210
8.8	Erreurs systématiques sur le Plateau Bossu pour $\xi \in [1.3-1.4]$ , [2.8-2.9], [3.2-3.3], [3.6-3.7] et [5.1-5.2]. . . . .	214
8.9	Erreurs systématiques sur le Plateau Bossu au deuxième ordre pour $\xi \in [1.3-1.4]$ , [2.8-2.9], [3.2-3.3], [3.6-3.7] et [5.1-5.2]. . . . .	216

Première partie

**INTRODUCTION**



# Introduction

Le 23 novembre 2009, le *Large Hadron Collider* (LHC), le plus grand accélérateur de particules du monde à ce jour, a effectué les premières collisions proton+proton à une énergie dans le centre de masse de  $\sqrt{s} = 900$  GeV. Le LHC atteint des énergies dans le centre de masse des collisions encore jamais égalées. Grâce à ses capacités exceptionnelles, de nouveaux domaines de physique vont pouvoir être explorés. L'intérêt de la collaboration ALICE se porte sur la compréhension de l'interaction forte, responsable de la cohésion des noyaux nucléaires et plus particulièrement sur un état particulier de la matière appelé Plasma de Quarks et de Gluons (PQG). Ce dernier peut être créé en laboratoire grâce aux collisions d'ions lourds ultra-relativistes effectuées au LHC qui soumettent la matière nucléaire aux conditions de température et de pression nécessaires à sa formation. L'extraction des propriétés du PQG se fait *via* différentes sondes expérimentales produites dans les collisions. Les jets, ces gerbes de particules produites lors des collisions, en font partie.

L'objectif de ce travail de thèse est double. Nous souhaitons étudier la production de jets premièrement, dans le but d'estimer dans quelle mesure ALICE peut contribuer à contraindre les prédictions de la théorie de l'interaction forte, appelée la Chromodynamique Quantique (QCD pour *Quantum ChromoDynamics*). Deuxièmement et surtout, afin d'effectuer les études préliminaires à l'extraction des propriétés physiques du PQG. Cette thèse s'articule autour de trois grandes parties : une partie introductive, une partie dédiée à la description des outils expérimentaux et une partie consacrée à l'analyse.

Le premier chapitre a pour but de définir le contexte physique ainsi que les bases nécessaires à la compréhension de ce travail de thèse.

Il sera suivi du chapitre 2 dans lequel nous montrerons tout d'abord pourquoi les jets sont des sondes appropriées pour tester les prédictions de QCD. Nous verrons qu'ils vérifient les critères de « La bonne observable » et que leur structure est directement liée aux effets dits de cohérence, propres à QCD. Les jets nous offrent donc la possibilité de confronter les prédictions de QCD aux résultats expérimentaux concernant les observables liées aux jets : le Plateau Bossu et les distributions des rayonnements intrajet notamment, qui seront vues à la fin de ce chapitre.

Le chapitre 3 démontrera que les jets sont également utiles pour sonder la matière partonique dense créée dans les collisions d'ions lourds. Nous expliquerons le principe de perte d'énergie des jets dans ce type de milieu, appelé suppression, qui est la clé de l'étude du PQG au moyen des jets. Ensuite, nous présenterons les observables qui ont permis par le passé de mettre en évidence cette suppression ainsi que quelques prédictions théoriques qui motivent la poursuite de l'étude des jets au LHC.

La deuxième partie de cette thèse est entièrement dédiée à la présentation des outils que nous avons utilisés pour l'étude des jets.

Le chapitre 4 est consacré à la description des outils nécessaires à la mise en oeuvre des collisions, les accélérateurs de particules et dans le cas particulier de ce travail de thèse, le LHC, et à la détection des produits de ces collisions, c'est-à-dire les éléments qui constituent le détecteur ALICE.

Le chapitre 5 a pour but d'expliquer le rôle et le fonctionnement des différents outils in-

formatiques que nous avons utilisé pour effectuer nos analyses. Tout d'abord, les générateurs d'événements Monte Carlo qui effectuent des simulations de collisions. Ils permettent donc à la fois d'appréhender les résultats réels qui seront obtenus et de valider ou non les modèles décrivant les phénomènes physiques qui y sont implémentés. Dans un deuxième temps, nous parlerons des outils plus proprement liés au traitement informatique des données.

Les jets sont identifiés à partir des données simulées ou mesurées grâce aux algorithmes de reconstruction dont nous expliquerons le principe de fonctionnement dans le chapitre 6. Les avantages et les inconvénients de certains algorithmes seront discutés.

Finalement, les résultats d'analyse seront présentés dans la troisième partie.

Le chapitre 7 est dédié à l'estimation des sections efficaces de production d'événements contenant des jets ou des dijets dans les collisions p+p à  $\sqrt{s} = 5.5, 7$  et 14 TeV et dans les collisions Pb+Pb à  $\sqrt{s_{NN}} = 5.5$  TeV au LHC. Ce travail qui permet d'évaluer le temps nécessaire pour obtenir une statistique suffisante pour effectuer des études sur les jets est basé sur des simulations MC. Dans ce chapitre, le principe et les paramètres de la simulation seront détaillés.

Comme toute mesure expérimentale, la mesure des jets introduit des biais qui se répercutent sur les observables. Pas à pas, dans le chapitre 8, nous décrirons les principaux facteurs de dégradation du signal et nous évaluerons leur impact sur la reconstruction des jets. Nous présenterons ensuite diverses méthodes dont le but est de corriger de ces effets les jets reconstruits.

Finalement, le chapitre 9 présente l'analyse préliminaire de données mesurées par ALICE durant les collisions p+p à  $\sqrt{s} = 7$  TeV du LHC au courant de l'année 2010. Nous détaillerons les critères de sélection qui ont été appliqués aux événements, aux particules et aux jets. Puis nous présenterons les distributions du Plateau Bossu et des rayonnements intrajet. Nous comparerons différents algorithmes de reconstruction ainsi que différentes méthodes de correction en efficacité et du bruit de fond.

# Chapitre 1

## Contexte physique

« Il ne faut pas penser à l'objectif à atteindre, il faut seulement avancer. »,  
Bernard Werber.

Ce chapitre va nous permettre de situer le contexte physique de ce travail de thèse effectué au sein de la collaboration ALICE. Il participe à une volonté de mieux comprendre la matière nucléaire régie par l'interaction forte. Nous expliquerons dans la première partie comment a été élaborée la théorie de l'interaction forte, la Chromodynamique Quantique (QCD), ainsi que ses principes de base. Dans la deuxième partie, nous nous pencherons sur un état particulier de la matière nucléaire, la Plasma de Quarks et de Gluons (PQG), prédit par QCD. L'expérience ALICE est dédiée à son étude. Enfin, la troisième partie aura pour but d'expliquer comment expérimentalement, on crée le PQG en laboratoire et les méthodes que l'on emploie pour l'étudier.

### 1.1 La Chromodynamique Quantique

Actuellement, les physiciens expliquent les interactions gouvernant la nature grâce au Modèle Standard (MS). Le MS illustre les interactions comme étant l'échange d'un boson, vecteur de l'interaction, entre deux fermions, particules de matière. Le MS décrit les particules de matière et les particules vectrices des interactions comme le montre la figure 1.1 [1].

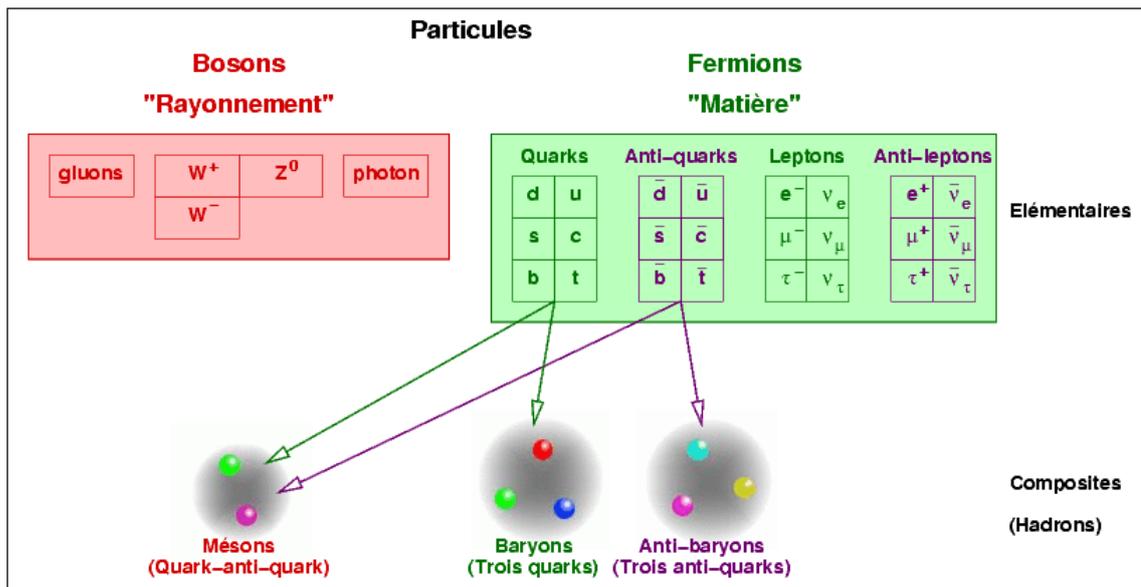


FIGURE 1.1 – Les bases du Modèle Standard [1].

Il existe quatre interactions :

- les interactions électromagnétique et faible, regroupées en l'interaction électrofaible. L'interaction électromagnétique agit sur les particules porteuses de charge électrique, le vecteur de cette interaction est le photon. L'interaction faible agit sur toutes les particules de matière (les leptons et les quarks). Elle est véhiculée par trois bosons : le  $Z^0$ , le  $W^+$  et le  $W^-$ . Elle est responsable de la radioactivité  $\beta$ .
- l'interaction gravitationnelle agit sur toute particule massive. Mais on n'a pas encore prouvé l'existence de son vecteur appelé le graviton.
- l'interaction forte, qui nous intéresse ici, agit sur les particules porteuses d'une charge de couleur (les quarks et les gluons). Elle a 8 bosons, appelés les gluons.

Chaque fermion du MS a son antiparticule qui présente les mêmes propriétés excepté une charge électrique de signe opposé<sup>1</sup>.

Pendant longtemps, les protons, les neutrons et les électrons ont été considérés comme les particules élémentaires constitutives de la matière. Mais la multitude de particules issues des collisionneurs et des rayons cosmiques a remis cette idée en doute. Premièrement parce que ces particules n'étaient pas constituées de protons, de neutrons ou d'électrons. Et deuxièmement, parce que leur grand nombre a fait douter de leur élémentarité [2, 4].

En 1964, Murray Gell-Mann et George Zweig énoncent chacun de leur côté la théorie des *quarks*. Ils stipulent que des particules élémentaires, les quarks<sup>2</sup>, seraient les constituants de toutes les particules [4].

Les premiers quarks à avoir été désignés, sont ceux de la première famille, dans la théorie du MS actuel : les quarks *up* (u) et *down* (d). Le quark u qui a une charge positive de  $2/3$  et le quark d qui a une charge négative égale à  $-1/3$ .

Par la suite, pour expliquer l'existence d'autres particules, des familles de quarks et de leptons supplémentaires ont été imaginées : (c, s) et (t, b) et leurs anti-quarks ainsi que trois familles de leptons :  $(\nu_e, e)$ ,  $(\nu_\mu, \mu)$  et  $(\nu_\tau, \tau)$  et leurs anti-leptons [4].

Cependant le spin<sup>3</sup> fractionnaire des baryons imposait aux quarks d'avoir un spin fractionnaire également. En effet, le spin d'une particule est égal à la somme des spins de ses constituants. Par conséquent, les quarks sont des fermions et se doivent de respecter le principe d'exclusion de Pauli<sup>4</sup> : ils ne peuvent pas se retrouver dans des états quantiques identiques. Or, ce n'était pas le cas des quarks constitutifs de certaines particules telle que le  $\Delta^{++}$  étant formé de trois quarks u.

En 1965, N. Bogolubov, B. Struminsky, A. Tavkhelidze et Y. Nambu, M. Han et Y. Miyamoto eurent l'idée d'introduire un nouveau nombre quantique, la **couleur**, une charge supplémentaire des quarks [5, 6, 7]. Les quarks peuvent donc être porteurs de l'une des trois couleurs suivantes : rouge, bleu et vert ainsi que des anti-couleurs correspondantes. Cette charge additionnelle permet donc aux quarks de ne plus être dans le même état quantique puisqu'ils ont des couleurs différentes.

Les quarks n'étant pas visibles dans la nature, on a supposé qu'ils sont constamment liés par une interaction dite forte, dans des objets non colorés appelés hadrons, qui regroupent les particules constituées d'un quark et d'un anti-quark (les mésons) et les particules formées de trois quarks (les baryons). Les vecteurs de l'interaction forte ont été appelés des gluons. Les quarks et les gluons, sont appelés les partons.

1. Si la particule est neutre, ce sont les quarks constitutifs de son antiparticule qui ont une charge opposée, l'antiparticule étant neutre elle aussi.

2. Le nom de quarks vient d'une phrase du roman de James Joyce *Finnegans Wake* : *Three quarks for mister Marks* [3].

3. Le spin d'une particule est une propriété intrinsèque de chaque particule. Il se définit comme étant le moment angulaire intrinsèque de cette particule. C'est-à-dire le moment angulaire d'une rotation de la particule sur elle-même autour d'un axe.

4. Tous les fermions respectent le principe d'exclusion de Pauli.

C'est de la charge de couleur que tire son nom la théorie fondamentale qui décrit les interactions entre quarks : la ChromoDynamique Quantique (QCD). C'est une théorie quantique des champs non Abélienne qui s'appuie sur le groupe de jauge  $SU(3)$  de couleur ( $SU(3)_C$ ). Son Lagrangien s'écrit comme suit :

$$L_{QCD} = \sum_{j=0}^{n_f} \bar{\psi}_j (i\gamma^\mu (\partial_\mu - igA_\mu) - m_j^0) \psi_j - \frac{1}{2} Tr G_{\mu\nu} G^{\mu\nu} \quad (1.1)$$

avec :

$$A_\mu = \sum_{a=1}^8 A_\mu^a \frac{\lambda_a}{2} \quad (1.2)$$

et :

$$G_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu - ig[A_\mu, A_\nu] \quad (1.3)$$

$m_j^0$  correspond à la masse des quarks dans le vide, les  $\lambda_a$  sont les matrices de Gell-Mann dans la représentation fondamentale  $SU(3)$  et  $(\partial_\mu - igA_\mu)$  est la dérivée covariante qui reflète l'invariance de jauge locale.  $A_\mu^a$  représente les champs de gluons et  $\psi_i$  les champs de quarks de saveur  $i$ .

Le premier terme de l'équation 1.1 traduit l'interaction entre quarks d'une part et l'interaction entre quarks et gluons d'autre part. Le deuxième terme correspond au couplage de la masse du quark. Et le troisième terme, traduit une caractéristique de QCD : l'interaction entre gluons. En effet, les gluons, contrairement aux photons en Électrodynamique Quantique (QED) sont porteurs de charge de couleur (c'est pour cela que QCD est une théorie non Abélienne) qui autorise l'interaction entre ces derniers et lui confère une propriété particulière contrairement à QED : QCD et QED sont des théories quantiques des champs dans lesquelles, le vide n'est pas vide. En QED, les charges sont entourées de nuages de photons virtuels qui fluctuent en paires  $e^+e^-$  (boucles de fermions dans les diagrammes de Feynman de polarisation du vide) qui s'annihilent en photons qui se dissocient en paires  $e^+e^-$  et ainsi de suite. Ces paires virtuelles ont un effet d'écrantage sur le champ électromagnétique dont la force se trouve alors réduite sur les grandes distances (sur lesquelles il y a plus de paires). C'est ce qu'on appelle la **polarisation du vide**. En revanche, lorsqu'on augmente l'impulsion de transfert  $Q$  et que l'on sonde l'intérieur du nuage de particules virtuelles, cet écrantage s'amenuise et le couplage électromagnétique augmente. En QED, donc, la constante de couplage  $\alpha_{QED}$  croît avec la distance [8].

En QCD, en revanche, la polarisation du vide a l'effet inverse. Ceci est dû au caractère non Abélien de QCD et au fait que les gluons portent une charge de couleur. Comme en QED, des boucles de quarks ont un effet d'écrantage. Mais les gluons ont eux aussi leur propres boucles qui elles ont un effet compensatoire d'anti-écrantage. Les boucles d'écrantage et d'anti-écrantage sont présentées figure 1.2 [9]. L'anti-écrantage domine sur l'écrantage de par le nombre de saveurs de quarks et le nombre de couleurs que l'on trouve dans la nature [9]. Cela a pour conséquence que la constante de couplage fort est « forte » à longue distance et faible à courte distance.

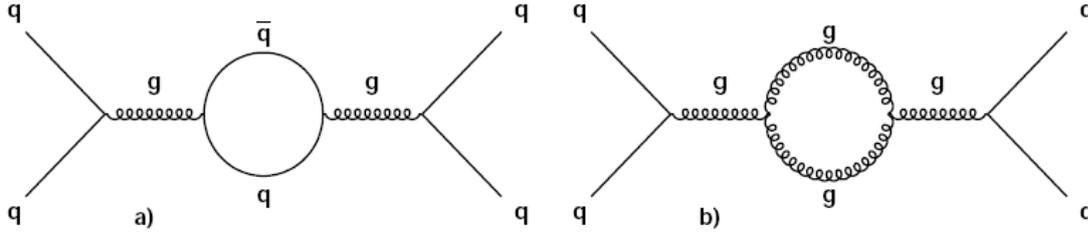


FIGURE 1.2 – Diagrammes de Feynman au premier ordre de la polarisation du vide selon QCD : a) écrantage et b) anti-écrantage. Dans le cas de l'interaction électromagnétique, le diagramme anti-écrantage n'existe pas car les photons ne sont pas chargés [9].

La forme de la constante de couplage de l'interaction forte de l'équation 1.4 le traduit également.

$$\alpha_{QCD} \propto \frac{1}{\ln\left(\frac{Q^2}{\Lambda_{QCD}^2}\right)} \quad (1.4)$$

Elle dépend, elle aussi, de l'impulsion  $Q$ , échangée lors de l'interaction. La figure 1.3 montre comment varie  $\alpha_{QCD}$  ( $\alpha_S$ ) avec  $Q$ , mesure que l'on doit à l'expérience HERA [10]. On constate, que lorsque  $Q$  augmente,  $\alpha_{QCD}$  tend vers 0.

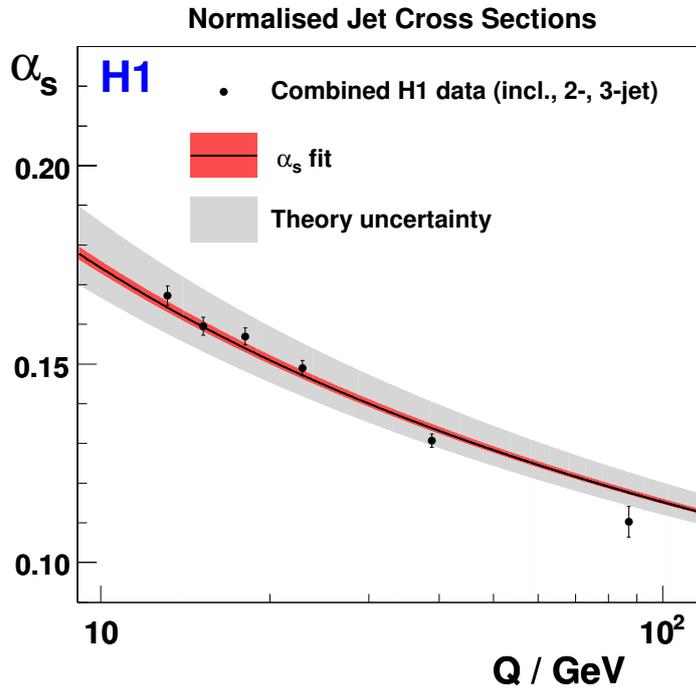


FIGURE 1.3 – Variation de la constante de couplage fort  $\alpha_S$  en fonction de l'impulsion de transfert ( $Q$ ) mesurée par l'expérience HERA [10].

Cette propriété de la constante de couplage fort permet intuitivement de comprendre le confinement des partons dans les hadrons. Ce confinement peut être modélisé par un potentiel entre quarks illustré figure 1.4 et qui s'exprime selon l'équation suivante :

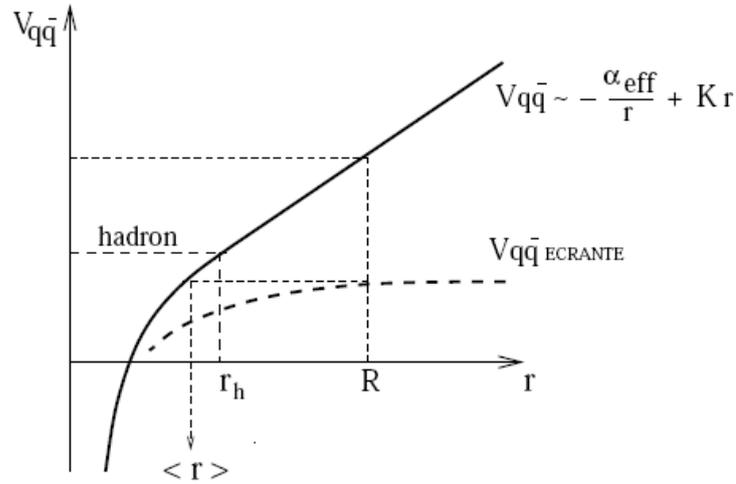


FIGURE 1.4 – Variation du potentiel quark-antiquark ( $V_{q\bar{q}}$ ) en fonction de la distance d'interaction ( $r$ ) [11].

$$V(r) = -\frac{\alpha_{QCD}}{r} + K.r \quad (1.5)$$

où  $K$  peut être assimilé à la tension d'une corde entre les quarks.

À courte distance, c'est le terme coulombien en  $1/r$  qui est dominant. La potentiel diminue (courbe pointillée) jusqu'à une valeur telle que deux quarks distants de  $R$  vont ressentir une distance effective d'interaction  $\langle r \rangle$  plus faible que celle qu'ils subissent dans le hadron. Par conséquent, l'interaction entre objets colorés diminue, ce régime est appelé liberté asymptotique, on est alors capable d'effectuer des calculs perturbatifs. C'est-à-dire que les observables peuvent être exprimées en terme de puissances de la constante de couplage  $\alpha_{QCD}$ .

En revanche, lorsque  $Q$  diminue,  $\alpha_{QCD}$  augmente et l'effet dominant est la tension de la corde. Les partons sont donc confinés par l'interaction forte dans les hadrons, non colorés. Les calculs perturbatifs ne peuvent alors plus s'appliquer, il faut alors utiliser QCD sur réseau ou *lattice* QCD (lQCD). lQCD étudie analytiquement le système de quarks et de gluons dans un espace-temps discrétisé en terme d'équations thermodynamiques en fonction de la température  $T$ , de la pression  $P$ , de la densité d'énergie  $\epsilon$  et du potentiel chimique baryonique  $\mu_B$  [11].

## 1.2 Restauration de la symétrie chirale, déconfinement et Plasma de Quarks et de Gluons

Sans terme de masse pour les quarks ( $m_j^0$ ) dans le Lagrangien de QCD de l'équation 1.1, il apparaît que les quarks d'hélicité<sup>5</sup> droite interagissent uniquement avec les quarks d'hélicité droite. Il en est de même pour les quarks d'hélicité gauche. Dans ce cas (masse nulle), l'hélicité est appelée chiralité. Cette propriété est appelée la symétrie chirale  $SU(3)_L \otimes SU(3)_R$ . En revanche, si on introduit un terme de masse dans le Lagrangien, alors les quarks d'hélicité droite peuvent interagir avec les quarks d'hélicité gauche. On dit que la symétrie chirale est brisée. En ce qui concerne les quarks légers, cette symétrie est faiblement/partiellement brisée, on dit alors que la symétrie n'est pas exacte. En revanche, dans le cas des quarks lourds, cette symétrie est « complètement » brisée car leur terme de masse est plus important.

On pense que la brisure de la symétrie chirale est directement liée au confinement des quarks. Le modèle de sac du MIT permet de l'illustrer. Il décrit le confinement en contraignant les quarks à se mouvoir dans un espace restreint, un sac, à cause d'une pression extérieure. Les quarks, s'ils ne peuvent pas quitter le sac peuvent cependant se mouvoir librement dans le sac. Ceci

5. L'hélicité est la projection du spin sur la direction du moment d'une particule.

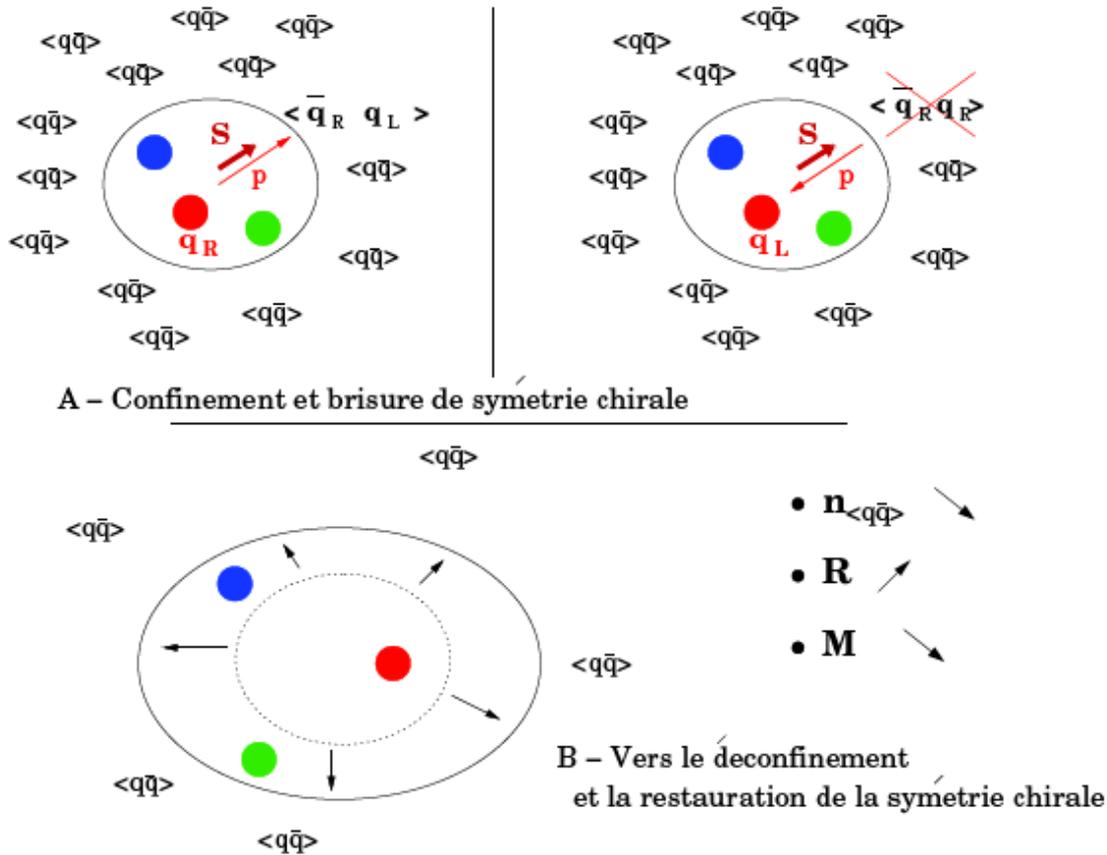


FIGURE 1.5 – (A) Représentation du confinement par le modèle du sac. (B) Une diminution de l'existence des condensats de quarks à l'extérieur du sac conduit progressivement à un déconfinement dans le sac [12].

est illustré sur la figure 1.5. La pression extérieure est exercée par les condensats de quarks du vide :  $\langle \bar{\psi}\psi \rangle = \langle \bar{\psi}_L\psi_R + \bar{\psi}_R\psi_L \rangle$  ( $\langle q\bar{q} \rangle$  sur la figure 1.5 (A), à gauche). Lorsque les quarks heurtent un condensat (une paroi du sac), leur impulsion ( $p$ ) change de sens mais par leur spin ( $S$ ) à cause de la conservation du moment angulaire, comme le montre la figure 1.5 (A), à droite. Par conséquent, la chiralité de ces quarks change lorsqu'ils interagissent avec un des quarks des condensats :  $q_R \rightarrow \langle \bar{q}_R + q_G \rangle \rightarrow q_L$ , d'où le lien entre brisure de la symétrie chirale et confinement [12].

Mais lorsque la température du milieu augmente, la masse des quarks tend vers zéro, les condensats de quarks disparaissent, les sacs de quarks « s'unissent » en un seul grand sac dans lequel les quarks et les gluons peuvent se mouvoir librement. La symétrie chirale est restaurée et les partons sont déconfinés. C'est ce que montre la figure 1.5 (B).

La restauration de la symétrie chirale entraînant des changements radicaux des propriétés de la matière, elle s'accompagne d'une transition de phase. IQCD caractérise en calculant analytiquement, par exemple, quelle peut être la température critique de cette transition de phase. Sur la figure 1.6, on peut voir l'évolution du rapport  $\epsilon/T^4$  en fonction de la température du milieu à potentiel baryonique nul, calculée par IQCD pour différents nombres de saveur de quarks : deux en rouge et trois en bleu foncé,  $\epsilon$  étant la densité d'énergie. On constate un changement brutal de la valeur  $\epsilon/T^4$  à partir d'une certaine valeur de  $T$ . Cela suggère un changement d'état de la matière.

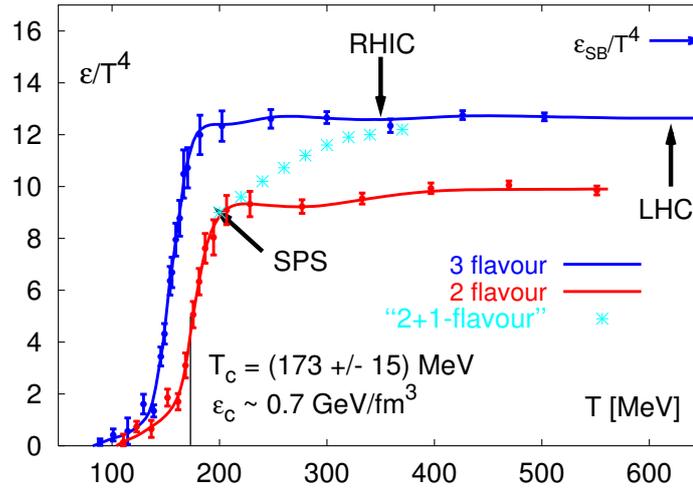


FIGURE 1.6 – Résultats des calculs de IQCD : évolution attendue de la densité d'énergie en fonction de la température [14].

Observons le diagramme présenté figure 1.7. Il s'agit du diagramme des phases de la matière nucléaire en fonction de la température  $T$  et du potentiel baryonique  $\mu_B$  non nuls.  $\mu_B$  mesure le nombre baryonique net du système, c'est-à-dire, la différence entre le nombre de baryons et le nombre d'anti-baryons<sup>6</sup>. Les domaines de faible potentiel baryonique de ce diagramme ont été déterminés grâce aux prédictions de IQCD. IQCD prédit un changement de phase de la matière

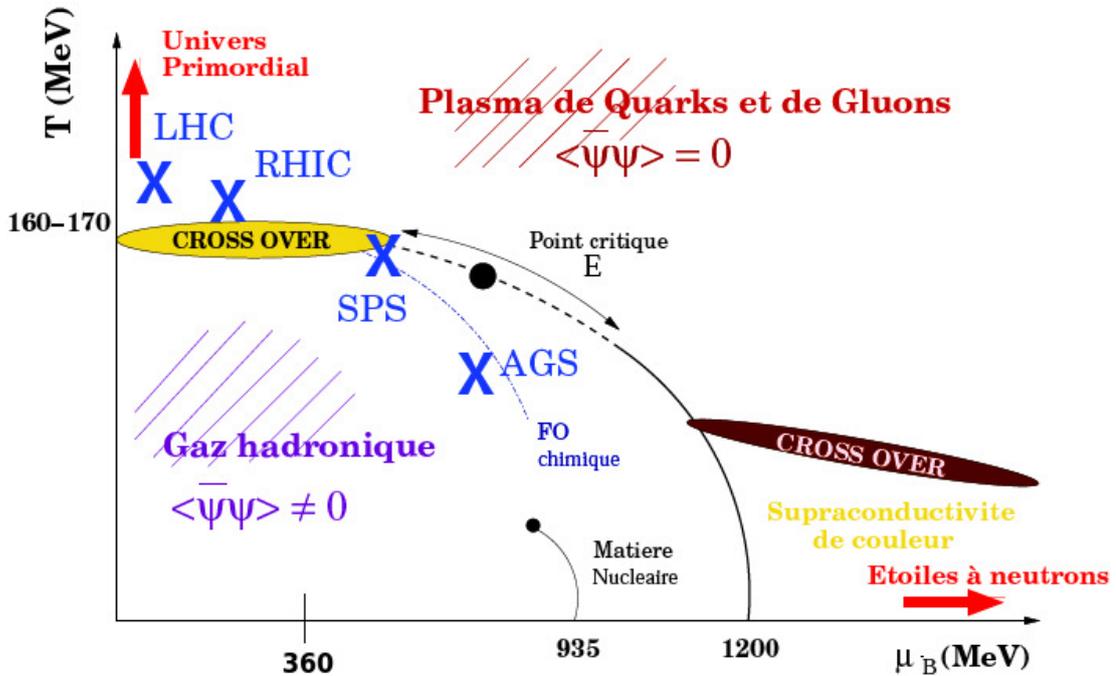


FIGURE 1.7 – Diagramme des phases de la matière nucléaire [12].

nucléaire à température donnée pour un potentiel baryonique donné vers un état de la matière

6. Nous ne parlerons pas ici de ce qui se passe à basse température et à haut potentiel baryonique.

appelé **Plasma de Quarks et de Gluons** (PQG). Ce changement de phase est caractérisé par la courbe qui va de ( $\mu_B = 0$  MeV,  $T = 160\text{-}170$  MeV) à ( $\mu_B = 1200$  MeV,  $T = 0$  MeV). La température de transition diminue quand le potentiel baryonique augmente et *vice versa*. À potentiel baryonique nul, la température critique serait d'environ 170 MeV pour une densité d'énergie environ égale à  $\sim 1$  GeV/fm<sup>3</sup> [14]. En-dessous de la ligne de transition, les quarks et les gluons sont confinés dans des hadrons, formant un gaz de hadrons. Au-delà de cette ligne, la symétrie chirale est restaurée et les partons déconfinés. Ils peuvent se mouvoir librement dans la PQG.

Suivant le domaine du diagramme dans lequel on se place, on pense aujourd'hui que la transition de phase est [14] :

- à bas  $\mu_B$ , de type *cross-over* : il ne s'agit pas vraiment d'une transition de phase car la « transition » est continue et sans discontinuité dans les paramètres d'ordre.
- autour du point critique ou au point critique, du premier ordre : c'est-à-dire que le potentiel chimique baryonique est supérieur à 360 MeV et que l'on passe du confinement au déconfinement de manière discontinue),
- au-delà du point critique, du deuxième ordre : la transition est continue et l'un des paramètres d'ordre présente une singularité.

Les collisionneurs de particules, dont nous parlerons au chapitre 4, permettent de franchir la ligne de transition de phase pour des  $\mu_B$  et des températures données. Les points de transition des collisionneurs AGS<sup>7</sup>, SPS<sup>8</sup>, RHIC<sup>9</sup> et LHC<sup>10</sup> sont notés par des croix sur la figure 1.7. RHIC et LHC seront vus plus en détail au chapitre 4. Le LHC, qui effectue les transitions de phase étudiées par l'expérience ALICE, est le collisionneur pour lequel  $\mu_B$  a la valeur la plus faible et la température la plus élevée lors de la transition.

### 1.3 Les collisions d'ions lourds ultra-relativistes

Nous avons vu que dans un PQG, nous pouvions restaurer la symétrie chirale et atteindre le régime de liberté asymptotique des partons. Expérimentalement, on recrée le PQG en laboratoire en effectuant des collisions d'ions lourds ultra-relativistes. Les collisions de noyaux denses (tels que l'or ou le plomb) et accélérés à une vitesse proche de celle de la lumière, vont permettre d'atteindre les densités et températures nécessaires à la formation d'un PQG.

Sur les figures 1.9 et 1.8 sont modélisées les différentes étapes d'une collision d'ions lourds de deux manières différentes. La figure 1.9 illustre une collision dans le plan espace-temps et la figure 1.8 présente l'évolution d'une collision avec le temps évoluant de gauche à droite.

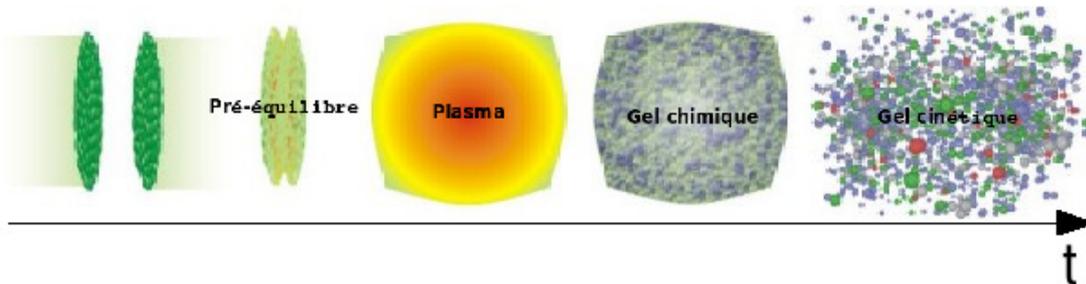


FIGURE 1.8 – Étapes successives d'une collision d'ions lourds suivant une évolution en temps de la gauche vers la droite : approche des deux noyaux aplatis par contraction de Lorentz, état de pré-équilibre, formation du PQG, gel chimique et gel cinétique.

7. *Alternating Gradient Synchrotron*

8. *Super Proton Synchrotron*

9. *Relativistic Heavy Ion Collider*

10. *Large Hadron Collider*

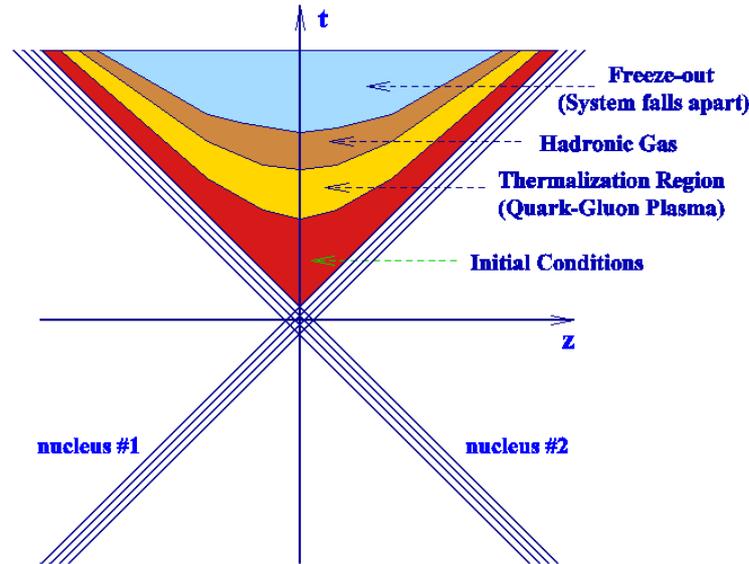


FIGURE 1.9 – Différentes étapes d'une collision d'ions lourds selon une représentation dans le plan espace-temps.

Les étapes de la collision d'ions lourds sont les suivantes :

- approche des deux noyaux, aplatis par la contraction de Lorentz,
- formation d'un état de prééquilibre mal connu aujourd'hui qui donne l'état initial à la formation du plasma. Entre la formation de cet état et la collision, à un moment encore mal déterminé, les partons rayonnent des gluons avant l'impact : ce sont les rayonnements de l'état initial,
- collision des noyaux. Des collisions très énergétiques entre partons, les processus durs, ont lieu à ce moment là avec formation de quarks lourds, de jets (objets de cette thèse) et de photons,
- formation du PQG,
- le milieu commence à se refroidir et se détendre, les partons sont à nouveau confinés et il se forme un gaz hadronique jusqu'à atteindre le **gel chimique** à partir duquel la composition chimique du milieu est fixée,
- puis a lieu le **gel cinétique** à partir duquel il n'y a plus de collisions élastiques, les propriétés cinématiques des particules sont fixées.

Le temps de vie du PQG est très court (quelques fm/c), par conséquent, il nous est impossible de l'étudier directement. En revanche, on peut tenter de retrouver les traces qu'il a laissées de son passage, que l'on appelle communément ses **signatures** qui se conservent jusque dans l'état final. Il existe une multitude de sondes permettant d'accéder à ces signatures [15] :

- des sondes créées avant la formation du milieu partonique dense et qui en subissent les effets et dont on attend par exemple une suppression comme la production de hadrons de haute impulsion transverse par exemple,
- des sondes produites à l'intérieur même du milieu partonique dense et dont on attend, par exemple, une surproduction « anormale » comme le taux de production d'étrangeté.

Ce premier chapitre nous a permis de définir le contexte physique de ce travail de thèse et nous mène à introduire la notion de jet : de façon simpliste, on peut les définir comme étant des gerbes de particules ou des flux d'énergie dans un angle solide donné, sonde créée aux premiers instants de la collision et dont l'énergie est conservée jusque dans l'état final.

Le but du chapitre 2 est d'introduire de façon plus détaillée et quantitative ce qu'est un jet et de montrer l'intérêt de l'étude des jets pour tester les prédictions de QCD. Dans le chapitre 3, nous verrons que la comparaison de la production de cette sonde dans les collisions p+p (qui sont la

référence car aucun PQG ne s'y forme) et dans les collisions d'ions lourds va nous permettre de mettre en évidence la formation et les propriétés du PQG.

## Chapitre 2

# Les jets, des sondes robustes pour avaliser QCD

« C'est la théorie qui décide de ce que nous pouvons observer. », Albert Einstein.

Dans ce chapitre nous allons tout d'abord expliquer quels sont les critères que doit remplir une bonne observable pour nous permettre de tester les prédictions de QCD. Parce que ce travail de thèse est dédié à l'étude des jets, nous baserons le choix de ces critères sur le calcul de l'observable suivante : la section efficace inclusive de production de jets.

Nous verrons ensuite que l'une des caractéristiques de QCD, appelée cohérence de couleur, contraint la distribution des particules dans les jets, nous donnant ainsi la possibilité d'étudier des observables liées à la structure des jets. Nous finirons par présenter trois de ces observables.

Ce chapitre s'appuie sur l'ouvrage *QCD and Collider Physics* et sur le cours de Stéphane Peigné intitulé :  *$e^+e^-$  annihilation into hadrons* [16, 17].

### 2.1 Les critères d'une « bonne » observable pour tester les prédictions de QCD

#### Le modèle des partons

Avant l'avènement de QCD, dans les années 60, des expériences de diffusion profondément inélastiques (DIS pour *Deep Inelastic Scattering*) ont été effectuées afin d'étudier la structure du proton et du neutron. Elles consistaient à envoyer un lepton d'impulsion  $k$  sur un nucléon d'impulsion  $P$ , comme le montre la figure 2.1 [18]. Ce processus donnait dans l'état final un électron dévié d'impulsion  $k'$  et des hadrons ( $X$ ) :  $e^- + p \rightarrow e^- + X$ .

Deux observations principales ont été faites dans ces expériences de DIS. Premièrement, le nombre d'électrons déviés à grand angle était beaucoup plus important que celui qui était attendu. Cela a laissé supposer que le proton était constitué de particules plus élémentaires sur lesquelles les électrons étaient déviés. Deuxièmement, il est ressorti de ces études qu'à haute énergie de collision, la section efficace de DIS peut s'exprimer en termes de fonctions de structure indépendantes de l'impulsion de transfert  $Q$ , mais dépendant uniquement de la variable d'échelle de Bjorken :  $x = Q^2/(2p \cdot q)$ , où  $q$  correspond à l'impulsion du photon échangé entre le proton et l'électron lors de leur interaction.

Pour expliquer ces phénomènes, Feynman et Bjorken ont fait l'hypothèse que les protons étaient en fait constitués de particules ponctuelles indépendantes, les partons (que QCD allait ensuite identifier comme étant les quarks et les gluons) [19, 20]. Dans ce modèle, appelé **modèle des partons**, les partons, d'impulsion  $p$ , emportent chacun une fraction  $x$  de l'impulsion du proton et les collisions  $e^- + p$  peuvent être considérées comme des interactions dures entre l'électron et les partons dans le proton.

Ce modèle va nous permettre de simplifier, dans un premier temps, la visualisation de certains processus.

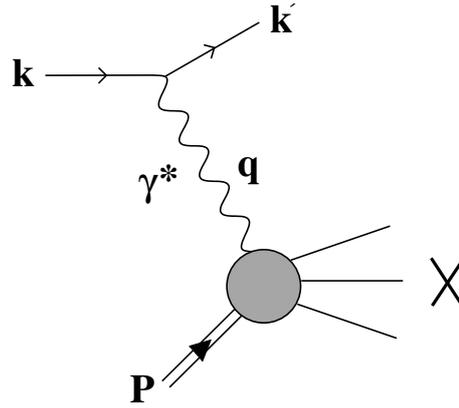
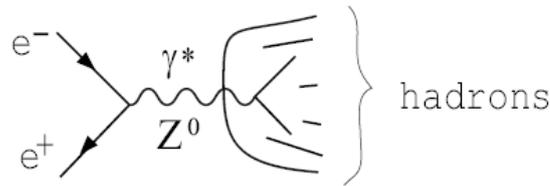


FIGURE 2.1 – Diffusion profondément inélastique entre un lepton et un nucléon [18]

### Conditions pour s'affranchir du processus d'hadronisation méconnu

Le processus le plus simple faisant intervenir l'interaction forte est le processus d'annihilation  $e^+e^- \rightarrow$  hadrons (gerbes de hadrons = jets). Il est considéré comme étant un processus « propre » pour l'étude de l'interaction forte car cette dernière n'intervient qu'après l'annihilation des leptons et suivant deux canaux uniquement : *via* la production d'un photon virtuel  $\gamma^*$  ou d'un  $Z^0$  virtuel. Ces derniers donnent ensuite les quarks constituant les hadrons (modèle des partons). Ce processus est illustré sur la figure 2.2 [17]. L'étude de l'interaction forte au travers des hadrons

FIGURE 2.2 – Annihilation  $e^+e^-$  en hadrons *via* l'échange d'un photon ou d'un  $Z^0$  [17].

semble donc, à première vue, nécessiter de comprendre le processus d'hadronisation. C'est-à-dire le processus qui signe le passage du régime de liberté asymptotique au régime de confinement, durant lequel les quarks et les gluons se recombinent (reconfinent) dans des hadrons non colorés. Cependant, il est possible, sous certaines conditions cinématiques et pour certaines observables de ne pas prendre en compte les effets de confinement.

Nous allons, pour le montrer, nous placer dans le cas particulier  $e^+e^- \rightarrow \gamma$ . C'est-à-dire à une énergie de collisions  $s$  suffisamment faible pour que  $s \ll M_{Z^0}^2$  et que, par conséquent, le canal  $e^+e^- \rightarrow Z^0$  puisse être négligé.

Dans le référentiel du centre de masse de la paire  $e^+e^-$ , d'impulsions  $(Q/2, p_{e^+}^-)$  et  $(Q/2, -p_{e^-}^-)$ , le photon a une impulsion  $q = (Q, \vec{0})$  avec  $Q = \sqrt{s}$ . Le photon est donc au repos, il a une virtualité  $q^2 = Q^2$  et vit donc pendant un temps de l'ordre de  $1/Q$ <sup>1</sup>. La paire quark-antiquark apparaît à ce même moment. Dans le référentiel où l'un des quarks est au repos, l'hadronisation suit dans un temps de l'ordre de  $1/\Lambda$  où  $\Lambda$  est la taille typique de la masse d'un hadron :  $\Lambda \sim 200$  MeV. Ainsi, par analogie avec le photon virtuel, la virtualité d'un quark produit est de l'ordre de  $\Lambda^2$ . Le temps d'hadronisation d'un quark dans le référentiel du centre de masse de la paire  $e^+e^-$  est de l'ordre de  $Q/\Lambda^2$ , à cause de la contraction de Lorentz<sup>2</sup>.

1. Voir annexe B.

2. Dans le régime relativiste, le temps de vie des quarks  $\Delta\tau$  subit une dilatation lorsqu'on se place dans le référentiel de la paire  $e^+e^-$  :  $\Delta t = \gamma\Delta\tau$ , avec  $E = \gamma mc^2$  où  $E$  est l'énergie de la particule dans le référentiel de

Si  $Q$  est tel que  $1/Q \geq Q/\Lambda^2$ , cela signifie qu'il y a eu hadronisation avant même la formation des quarks. En revanche, si  $1/Q \ll Q/\Lambda^2$ , alors cela signifie que les quarks sont produits très rapidement après l'annihilation tandis que leur hadronisation intervient « beaucoup » plus tard, comme le montre la figure 2.3. Par conséquent, sous la condition cinématique  $Q \gg \Lambda$ , on dit que

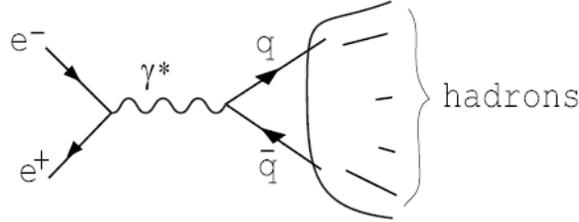


FIGURE 2.3 – Dans la limite de haute énergie  $Q \gg \Lambda$ , le photon virtuel émet deux quarks en un temps très court alors que ces derniers hadronisent ultérieurement [17].

le photon virtuel peut sonder l'intérieur des hadrons car sa longueur d'onde  $1/Q$  est plus petite que la taille typique d'un hadron  $1/\Lambda$ . Ainsi, plutôt que d'étudier les hadrons, on va étudier les partons sans se préoccuper de ce qui se passe ultérieurement, c'est-à-dire, lors du processus d'hadronisation<sup>3</sup>.

### Section efficace inclusive de production de jets au premier ordre

On vient de voir qu'en se plaçant à une énergie de collision suffisamment élevée, on peut ignorer les effets de l'hadronisation sur nos observables, à condition que celles-ci n'en dépendent pas, bien entendu.

C'est le cas de la section efficace inclusive de production des hadrons issus du processus d'annihilation  $e^+e^-$ . Puisque tous les hadrons de l'état final sont issus de la paire  $q\bar{q}$  (c'est la raison pour laquelle ce processus est « propre », on sait d'où viennent tous les hadrons) créée lors de l'annihilation, calculer la section efficace inclusive de production de hadrons, c'est-à-dire n'importe quel état final de hadrons, doit revenir à calculer la section efficace de production de la paire  $q\bar{q}$ .

Plaçons-nous, par exemple, dans le cas d'une collision dont l'énergie dans le centre de masse est de 10 GeV. À cette énergie, la masse des quarks u, d, s, c et b peut être négligée. Cette énergie de collision est également en dessous du seuil de production des paires  $t\bar{t}$  et exclut toujours le canal de production  $e^+e^- \rightarrow Z^0$ .

Les quarks sont des fermions de spin 1/2, comme les muons. Le processus  $\gamma \rightarrow q\bar{q}$  est, comme le processus  $\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$ , un processus électromagnétique. Pour les deux processus, les mêmes règles de Feynman s'appliquent. Par conséquent, la section efficace  $\sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma \rightarrow q\bar{q})$  est égale à la section efficace  $\sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma \rightarrow \mu^+\mu^-)$  (où l'on néglige la masse des muons) à un facteur près :

$$\frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma \rightarrow q\bar{q})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma \rightarrow \mu^+\mu^-)} = 3 \cdot \sum_f e_f^2 \quad (2.1)$$

où  $e_f$  correspond à la charge électrique du quark de saveur  $f$ . La somme s'effectue sur les cinq saveurs de quarks. Le facteur 3 vient des trois couleurs possibles des quarks. Par conséquent, le rapport de l'équation 2.1 est égal à :  $3 \cdot (1/9 + 1/9 + 1/9 + 4/9 + 4/9) = 11/3$ <sup>4</sup>. Cette prédiction est confirmée par les données expérimentales présentées figure 2.4 [21].

la paire  $e^+e^-$  et m l'énergie de la particule dans son référentiel propre. Dans notre cas,  $c=1$ ,  $E=Q$  et  $m=\Lambda$ .

3. Dans le cas du canal  $e^+e^- \rightarrow Z^0$ , la condition pour que l'hadronisation se passe à un temps très lointain n'est pas  $Q^2 \gg \Lambda^2$  mais  $1/\sqrt{Q^2 - M_{Z^0}^2} \ll Q/\Lambda^2$ . Néanmoins la conclusion est toujours la même : pour pouvoir « oublier » l'hadronisation, il faut se placer à grande énergie de collision [17].

4. Ce rapport peut diminuer ou augmenter suivant que l'on se place à des énergies de collision qui permettent ou non de négliger la masse de certains quarks. L'apparition de quarks supplémentaires est visible par les paliers successifs de la courbe présentée sur la figure 2.4.

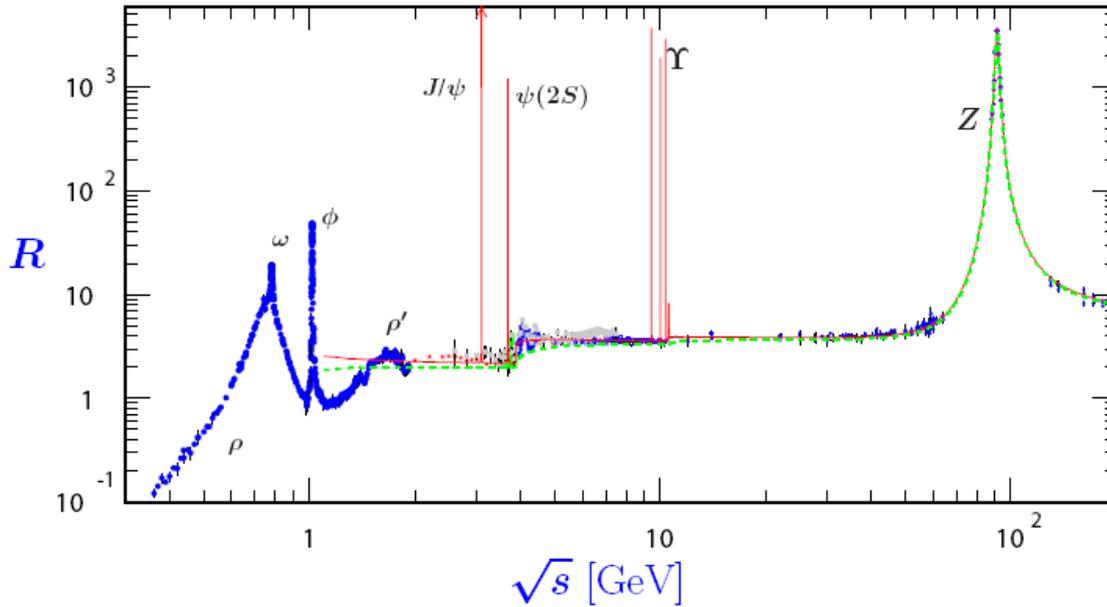


FIGURE 2.4 – Rapport  $R(s) = \sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrons}, s)/\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-, s)$ . La courbe pointillée (verte) provient d'une prédiction d'un modèle naïf quark-parton, la courbe continue (rouge) est une prédiction de pQCD à trois boucles. Les paramétrages de Breit-Wigner du  $J/\Psi$ ,  $\Psi(2S)$  et  $\Upsilon(nS)$ ,  $n = 1, 2, 3, 4$  sont aussi montrés [21]

Le rapport  $R(s) = \sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrons}, s)/\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-, s)$  y est présenté et on constate que pour une énergie de collision dans le centre de masse  $\sqrt{s} \sim 10$  GeV,  $R(s)$  est bien égal à  $11/3$ . On peut donc conclure que le processus  $\gamma \rightarrow q\bar{q}$  est indépendant de l'hadronisation.

On peut donc conclure qu'il est judicieux de se placer à des énergies de collision suffisamment élevées afin d'étudier certaines observables et de s'affranchir de l'hadronisation qui est mal connue aujourd'hui. L'avantage de ce domaine en énergie de collision est qu'il correspond à celui où l'on peut utiliser QCD perturbative et donc prédire certaines observables indépendamment des mécanismes d'hadronisation (qui n'appartiennent pas à ce régime). Les effets de confinement pourront être « ajoutés » par la suite et de façon indépendante dans des fonctions universelles<sup>5</sup>. Nous verrons plus loin que dans le cas où nous serions intéressés par des observables liées à l'hadronisation, cette dernière ne représentera qu'un facteur multiplicatif à prendre en compte.

5. Voir plus loin le théorème de factorisation.

### Apparition de divergences colinéaires et infrarouges dans le calcul de la section efficace inclusive de production de jets aux ordres suivants

Toute la discussion qui précède suppose que les quarks n'interagissent pas entre eux après la production de la paire  $q\bar{q}$ , hypothèse issue du modèle des partons. C'est pourquoi, en première approximation, on néglige les interactions entre quarks. Mais si l'on veut affiner le calcul de la section efficace et aller au-delà du premier ordre en QCD perturbative, il faut prendre en compte le fait que les quarks interagissent entre eux en s'échangeant des gluons, comme le montre la figure 2.5. Par conséquent, le modèle de partons ne s'applique plus car les hadrons peuvent

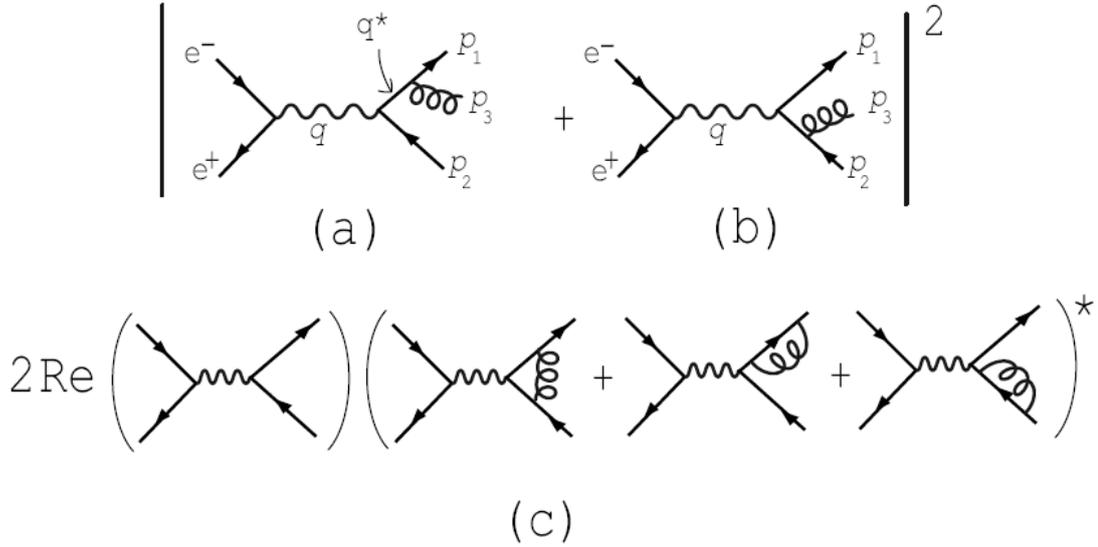


FIGURE 2.5 – Diagrammes de Feynman des corrections à l'ordre  $\mathcal{O}(\alpha_s)$  de la section efficace inclusive de production de hadrons pour le processus  $e^+e^-$  [16].

provenir d'autres configurations partoniques que  $q\bar{q}$ . Cela se traduit par l'égalité suivante :

$$\sigma(\gamma \rightarrow \text{hadrons}) \simeq \sigma(\gamma \rightarrow \text{partons}) = \sigma(\gamma \rightarrow q\bar{q}) + \sigma(\gamma \rightarrow q\bar{q}g) + \sigma(\gamma \rightarrow q\bar{q}gg) + \dots \quad (2.2)$$

Au premier ordre, la section efficace inclusive de production de hadrons est égale à la section efficace de production de paire  $q\bar{q}$ . Mais lorsque l'on se place à des ordres supérieurs, les configurations partoniques incluant des gluons entrent, elles aussi, en ligne de compte.

On doit donc s'assurer que la condition  $Q \gg \Lambda$  est toujours valable lorsqu'on calcule la section efficace inclusive de production de hadrons à des ordres supérieurs.

Au deuxième ordre, QCD perturbative permet de calculer [16] :

$$\frac{d^2\sigma(\gamma \rightarrow q\bar{q}g)}{dx_1 dx_2} = \sigma_0(\gamma \rightarrow q\bar{q}) \cdot C_F \frac{\alpha_s}{2\pi} \frac{x_1^2 + x_2^2}{2\pi(1-x_1)(1-x_2)} \quad (2.3)$$

où  $x_i = 2E_i/Q$ ,  $i = 1 \dots 3$  sont les fractions d'énergie du quark, de l'antiquark et du gluon prises à l'énergie du photon.  $\sigma_0(\gamma \rightarrow q\bar{q})$  est la section efficace au premier ordre vue précédemment. La section efficace de l'équation 2.3 correspond aux processus dits réels, illustrés figure 2.5 (a) et (b).

Si l'on observe la figure 2.5 (a) et que l'on calcule l'énergie dans le centre de masse  $E_{cm}$  sous sa forme invariante de Lorentz au vertex  $q^* \rightarrow p_1 + p_3$ , on obtient l'égalité de l'équation 2.4<sup>6</sup> où

6. Le lecteur pourra se rapporter au chapitre *Kinematics* du *Particle Physics Booklet* du *Particle Data Group* [21].

$\theta_{13}$  est l'angle entre les partons 1 et 3.

$$E_{cm} = [(E_1 + E_3)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_3)^2]^{-1/2} = [m_1^2 + m_3^2 + 2E_1E_3(1 - \beta_1\beta_3\cos\theta_{13})]^{1/2} \quad (2.4)$$

Le quadrivecteur de la particule  $q^*$  s'écrit :  $p^{*2} = E^{*2} - |\vec{p}^*|^2 = m^{*2}$ . Si on néglige la masse de cette particule, on a alors :  $E^{*2} = |\vec{p}^*|^2 = (p_1 + p_3)^2$ . Si on néglige la masse des quarks ( $m_1 = m_3 = 0$ ) et que l'on se trouve dans le régime relativiste ( $\beta_1 = \beta_3 = 1$ ), on obtient l'équation 2.5.

$$(p_1 + p_3)^2 = 2p_1 \cdot p_3 = 2E_1E_3(1 - \cos\theta_{13}) \quad (2.5)$$

Puisque  $E_1 = Qx_1/2$  et que  $E_3 = Qx_3/2$  et que  $q = p_2 + p^*$ , on a alors :

$$(p_1 + p_3)^2 = x_1x_3(1 - \cos\theta_{13})Q^2/2 = (q - p_2)^2 \quad (2.6)$$

Parce que le produit scalaire de deux quadrivecteurs  $p_a$  et  $p_b$  s'écrit  $p_a \cdot p_b = E_aE_b - \vec{p}_a \cdot \vec{p}_b$ , l'équation 2.7 nous donne :

$$(p_1 + p_3)^2 = Q^2 - 2QE_2 = (1 - x_2)Q^2 \quad (2.7)$$

Les équations 2.6 et 2.7 sont donc égales, par conséquent :

$$x_1x_3(1 - \cos\theta_{13})Q^2/2 = (1 - x_2)Q^2 \quad (2.8)$$

Ceci est vrai pour n'importe quelle paire de partons. On peut donc écrire :

$$x_i x_j (1 - \cos\theta_{ij}) = 2(1 - x_k) \quad (2.9)$$

où  $(i, j, k)$  est une permutation de  $(1, 2, 3)$ .

Comme on l'a vu, la désintégration  $\gamma \rightarrow q^* \bar{q}$  se produit très longtemps avant l'hadronisation. En revanche, quand  $x_2 \rightarrow 1$ , d'après l'équation 2.7,  $(p_1 + p_3)^2 \rightarrow 0$ , par conséquent le rayonnement du gluon se produit assez tardivement (il est de l'ordre de  $1/(p_1 + p_3)$ ), au même moment que l'hadronisation. La situation est la même si c'est le parton 2 qui émet un parton 3 et que  $x_1 \rightarrow 1$ . Cela signifie que l'on ne peut pas distinguer la production de partons supplémentaires de l'hadronisation lorsque  $x_1 \rightarrow 1$  et  $x_2 \rightarrow 1$ . Par conséquent, la section efficace  $\sigma(\gamma^* \rightarrow q\bar{q}g)$  sera divergente si  $x_1 \rightarrow 1$  ou  $x_2 \rightarrow 1$ , ce qui était d'ailleurs prévisible au vu de l'équation 2.3.

L'équation 2.9 nous permet de comprendre ces divergences différemment. On remarque que le domaine cinématique correspondant à  $x_2 \rightarrow 1$  ( $x_1$  étant fixé et *vice versa*), contient des divergences molles,  $x_3 \rightarrow 0$ , ou colinéaires,  $\theta_{13} \rightarrow 0$ . Cela signifie qu'en dessous d'une certaine énergie ou d'un certain angle lié à la résolution en énergie ou angulaire expérimentale, le gluon ne peut être observé.

On ne peut donc pas calculer la section efficace  $\sigma(\gamma^* \rightarrow q\bar{q}g)$  en pQCD sous ces conditions.

### Comment pallier ce problème de divergences ?

Plutôt que de calculer la section efficace donnant un nombre fixé de partons dans l'état final, on peut se demander quelle est la probabilité qu'un parton initial se couple à un gluon. Cela consiste à prendre en compte, en plus des diagrammes réels de la figure 2.5 (a) et (b), les diagrammes virtuels de la figure 2.5 (c). On retrouve alors les mêmes divergences que précédemment, figure 2.5 (c). Mais les divergences virtuelles se compensent avec les divergences des diagrammes réels des figures 2.5 (a) et 2.5 (b). Les divergences colinéaires et infrarouges se compensent entre l'ordre  $\mathcal{O}(\alpha_s^0)$  et l'ordre  $\mathcal{O}(\alpha_s^1)$ . C'est en fait ce que nous avons déjà vu, les zones de divergences  $x_1 \rightarrow 1$  et  $x_2 \rightarrow 1$  font que le gluon est émis au moment de l'hadronisation, c'est-à-dire que ces zones n'affectent pas finalement la section efficace au premier ordre et que les divergences se compensent. Donc, si on ajoute à la fois les corrections virtuelles et réelles, la section efficace  $\sigma(\gamma^* \rightarrow \text{hadrons})$  ne diverge plus et pQCD montre que :

$$\sigma(\gamma^* \rightarrow \text{hadrons}) = \sigma_0(\gamma^* \rightarrow q\bar{q})[1 + \frac{\alpha_s}{\pi} + \mathcal{O}(\alpha_s^2)] \quad (2.10)$$

Le terme en  $\alpha_s/\pi$  résulte d'une zone cinématique dans laquelle le couplage du gluon est bien séparé de l'hadronisation.

### Récapitulatif : les critères de la bonne observable de QCD

Nous avons donc vu que grâce au modèle des partons, la section efficace inclusive de production de hadrons dans le processus d'annihilation  $e^+e^-$  peut être calculée au premier ordre et revient à calculer la section efficace de production de la paire quark-antiquark. Ceci est possible, d'une part, parce que pour des énergies de collision élevées (domaine qui nous intéresse), le phénomène d'hadronisation que nous maîtrisons mal peut être « repoussé » à un temps infini, nous donnant ainsi la possibilité de nous pencher sur la paire quark-antiquark uniquement. D'autre part, le domaine de haute énergie nous assure que nous sommes dans le domaine perturbatif de QCD et qu'ainsi, les observables peuvent être exprimées en puissance de la constante de couplage.

Si l'on veut calculer cette même section efficace mais à des ordres supérieurs, des divergences colinéaires et infrarouges liées à l'hadronisation apparaissent. Néanmoins, si on prend en compte à un ordre donné tous les diagrammes, réels et virtuels, les divergences se compensent.

Cette discussion prouve que toutes les observables ne sont pas pertinentes en pQCD. Une « bonne observable » doit être :

- bien séparée de l'hadronisation,
- bien définie : c'est-à-dire ne pas présenter de divergences sur le domaine cinématique observé.

### Le théorème de factorisation

Le premier point, qui définit la bonne observable de QCD, nous permet d'ouvrir une petite parenthèse sur le **théorème de factorisation**. Nous l'avons implicitement appliqué précédemment. Il consiste à séparer le processus dur des processus qui ont lieu avant et après à des échelles d'énergie différentes<sup>7</sup>. On considère donc qu'ils sont indépendants. C'est ce que nous avons fait avec le processus dur et l'hadronisation.

Il peut prendre une forme plus compliquée si, plutôt que de calculer la section efficace inclusive de production de hadrons, on cherche à calculer la section efficace de production d'un type de hadrons  $h$  particulier dans une collision hadron+hadron. Dans ce type de système<sup>8</sup>, interviennent les rayonnements de gluons par les partons avant la collision, appelés les rayonnements de l'état initial (ISR pour *Initial State Radiation*<sup>9</sup>). Ils introduisent non seulement des divergences mais également une violation de l'échelle de Bjorken. Nous avons dit au début de cette partie que les fonctions de structure du proton ne dépendaient que de la variable de Bjorken. Or, lorsque les ISR entrent en ligne de compte, une dépendance en  $Q$  des fonctions de structure apparaît. L'étude de ce type de processus ne permet plus d'ignorer l'hadronisation.

La factorisation permet de distinguer la partie perturbative de la partie non-perturbative, de resommer certains termes pour éviter les divergences et d'opérer une convolution globale, comme le montre l'équation 2.11.

$$d\sigma_{AB\rightarrow h}^{hard} = f_{a/A}(x_1, Q^2) \otimes f_{b/B}(x_2, Q^2) \otimes d\sigma_{ac\rightarrow c}^{hard}(x_1, x_2, Q^2) \otimes D_{c\rightarrow h}(z, Q^2) \quad (2.11)$$

Les deux termes non perturbatifs de l'équation 2.11 sont :

- $f_{i/I}(x_1, Q^2)$ , les fonctions de distribution de partons (PDF pour *Parton Distribution Functions*). Une PDF décrit, par exemple dans le cas du noyau A, la probabilité de trouver un parton de saveur  $a$  et de fraction d'impulsion  $x = p_{parton}/p_{noyau}$  dans ce même noyau.
- $D_{c\rightarrow h}(z, Q^2)$ , la fonction de fragmentation. Elle décrit la probabilité que le parton sortant  $c$  fragmente en un hadron final  $h$  avec une fraction d'impulsion  $z = p_{hadron}/p_{parton}$ .

Le théorème de factorisation est illustré figure 2.6[22].

7. Il n'est donc valide que dans un certain domaine en énergie.

8. Contrairement aux électrons, les hadrons sont constitués de partons.

9. Voir au chapitre 5.

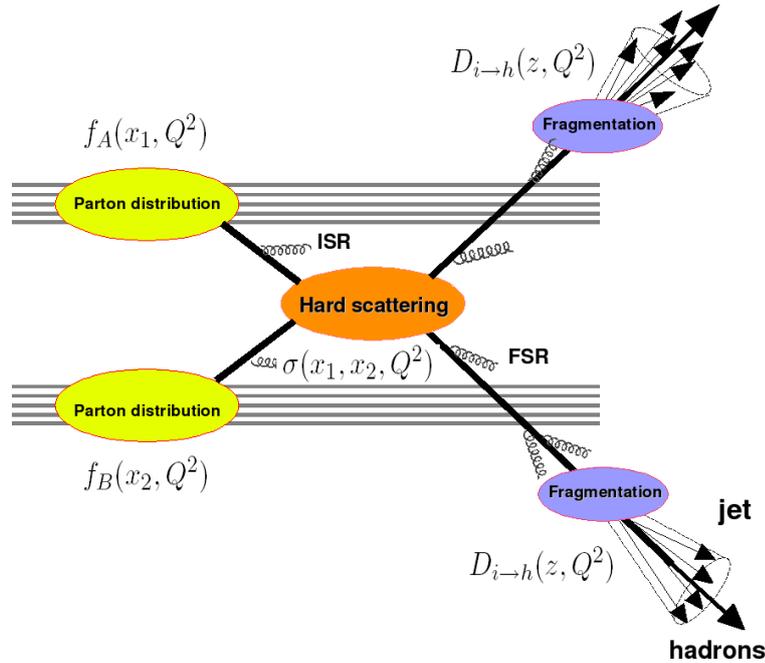


FIGURE 2.6 – Illustration de la production de dijet dans le formalisme du théorème de factorisation dans les collisions hadroniques. Les  $f_{A,B}(x)$  sont les fonctions de distribution partonique et les  $\mathcal{D}_{i \rightarrow h}(z)$  sont les fonctions de fragmentation. Les ISR (FSR) sont les rayonnements de l'état initial (final) [22].

### Comment définir un jet ?

Jusqu'à présent, nous sommes restés assez vagues sur ce qu'est un jet en réalité : une gerbe de particules. D'après le modèle des partons, le processus d'annihilation  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$  correspond à la production de deux **jets** de hadrons émis dos-à-dos, communément appelés dijet. On dit d'un événement qu'il contient deux jets si toute son énergie, exceptée une fraction  $\epsilon$ , est contenue dans une paire de cônes d'angles respectifs  $\delta$ . Cette définition fut proposée par Stermann et Weinberg en 1977 [17]. Elle correspond à une possible définition de ce qu'est un jet. Sans définition de ce type, il n'y a pas de jet, seulement des appréhensions de ce qu'il peut être.

D'après cette définition, les jets sont bien des observables à la fois prédictibles par pQCD et séparées des effets de l'hadronisation. En effet, un flux d'énergie dans un angle donné n'est pas modifié par l'hadronisation. Que l'on se place au niveau partonique ou au niveau hadronique, il sera toujours le même. Dans la section qui suit, nous verrons plus en détail certains aspects des jets en QCD.

Depuis la définition de Stermann et Weinberg, une multitude de définitions pour les jets ont été proposées et traduites en algorithmes de reconstruction de jets. Les algorithmes ont beaucoup évolué depuis, ainsi que la liste des critères de « bonne » définition. Ces différents critères ainsi que certains algorithmes de reconstruction seront vus plus en détail au chapitre 6. Nous y verrons également les résultats de l'étude d'algorithmes simples que nous avons construits. Le lecteur peut d'ailleurs immédiatement se rendre au chapitre 6 pour reprendre la lecture de ce chapitre plus tard.

Les définitions ont beaucoup évolué afin de rendre les algorithmes applicables au niveau expérimental. En effet, une des conditions des algorithmes de reconstruction est qu'ils soient applicables à la fois au niveau expérimental et au niveau théorique afin de pouvoir comparer les résultats. Une autre condition capitale des algorithmes de reconstruction est leur insensibilité aux divergences colinéaires et infrarouges (pour correspondre aux critères de « bonne » observable de QCD). C'est-à-dire que l'ordre auquel on se place ne doit pas modifier les jets trouvés (en nom-

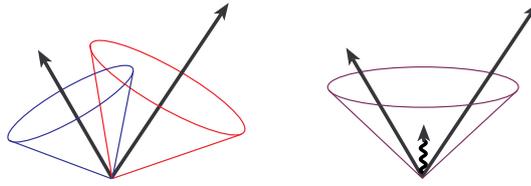


FIGURE 2.7 – Illustration d'un algorithme sensible aux divergences infrarouges [23].

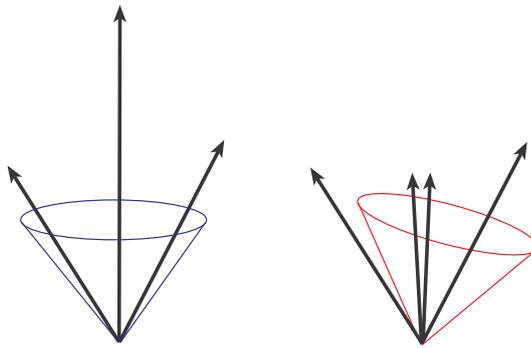


FIGURE 2.8 – Illustration d'un algorithme sensible aux divergences colinéaires [23].

bre et en contenu dur) si d'un ordre à l'autre, il y a émission d'une particule molle ou colinéaire. Les figures 2.7 et 2.8 présentent des exemples d'algorithmes sensibles aux divergences colinéaires et infrarouges [23]. Sur la figure 2.7, à gauche, l'algorithme trouve deux jets. Mais l'émission d'une particule molle à l'ordre supérieur (à droite) le conduit à ne plus trouver qu'un seul jet : cet algorithme est sensible aux divergences infrarouges.

Sur la figure 2.8, à gauche, l'algorithme trouve un jet contenant trois particules dures. Mais la désintégration de la particule du milieu en deux autres particules colinéaires à l'ordre supérieur (à droite) le conduit à exclure la particule dure de gauche du jet : cet algorithme est sensible aux divergences colinéaires.

Nous allons donner maintenant plusieurs définitions simplistes des jets afin de les appréhender (en attendant le chapitre 6) : de l'échelle partonique à l'échelle des hadrons dans les détecteurs.

- Une première définition possible de ces objets est la suivante. Un jet serait le parton initial créé lors d'un processus dur entre deux partons constituant les objets en collision.
- Ce parton initial génère ensuite une gerbe de partons rayonnants, la gerbe partonique, qui correspond à une deuxième définition possible de ce qu'est un jet (cette représentation du jet est décrite dans la section 2.2).
- Une troisième définition correspond au passage du régime de liberté asymptotique au régime de confinement, les partons de la gerbe partonique hadronisent (on dit qu'ils fragmentent) donnant ainsi une gerbe de particules.
- La dernière définition possible est, elle, typiquement expérimentale : un jet est la réponse des détecteurs à une gerbe de particules, comme par exemple un ensemble de cellules d'un calorimètre ayant détecté, dans une zone donnée, un flux important d'énergie.

Toutes ces définitions, résumées sur la figure 2.9, correspondent en fait aux différentes étapes de la « vie » des partons initiaux après le processus dur. Elles traduisent la présence des multiples échelles gouvernant les jets et nous permettent de les cerner. Ces définitions s'avéreront utiles pour la compréhension des outils utilisés pour leur reconstruction que nous verrons au chapitre 6.

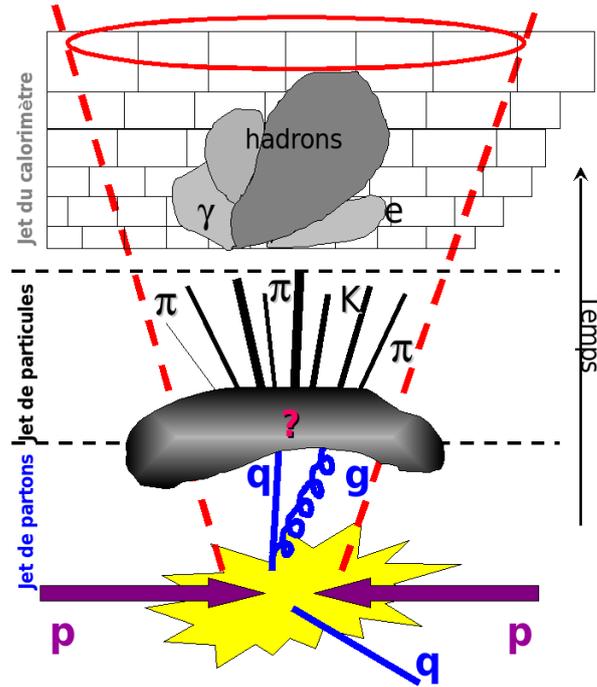


FIGURE 2.9 – Les différentes étapes de la vie d’un jet vues par l’expérimentateur.

## 2.2 Évolution de la gerbe partonique

Dans cette partie, nous allons nous pencher sur la « deuxième » définition de ce qu’est un jet, à savoir la gerbe partonique. Nous verrons premièrement comment la gerbe partonique se développe après l’émission des partons initiaux. Puis nous montrerons que cette émission est liée à des effets de cohérence de couleur en QCD.

### 2.2.1 Les fonctions de *splitting*

Nous avons vu que la section efficace de production de partons présente des divergences à petit angle. Cela signifie que la contribution des émissions à petit angle est très importante dans la gerbe partonique. C’est pourquoi, les calculs d’amplitude de processus tel que celui présenté sur la figure 2.10, où l’on peut voir le branchement partonique :  $a \rightarrow b + c$ , et qui déterminent quels sont les branchements possibles, se placent dans ce cas de figure [16]. Ces calculs de pQCD

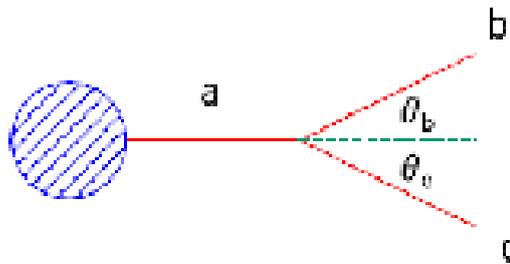


FIGURE 2.10 – Cinématique d’une branche partonique [16].

permettent de définir les **fonctions de *splitting***. Ces dernières donnent la probabilité qu’un processus  $a \rightarrow b+c$  se produise, tel que  $b$  emporte une fraction  $z$  de l’énergie du parton  $a$  (et  $c$

un fraction  $1-z$ ). La **fonction de *splitting* gluonique** s'écrit de la façon suivante :

$$P_{gg}(z) = 3 \cdot \left[ \frac{z}{1-z} + \frac{1-z}{z} + z(1-z) \right] \quad (2.12)$$

De la même façon, on peut définir les fonctions de *splitting* pour les branches  $g \rightarrow q\bar{q}$  (ou  $g \rightarrow \bar{q}q$ ),  $P_{gq}$  et  $q \rightarrow qq$  (ou  $q \rightarrow gq$ ),  $P_{qq}$  [16] :

$$P_{gq}(z) = \frac{1}{2} [z^2 + (1-z)^2] \quad (2.13)$$

$$P_{qq}(z) = \frac{4}{3} \cdot \frac{1+z^2}{1-z} \quad (2.14)$$

*A priori*, on a la même probabilité ( $\rightarrow \infty$ ) d'émettre des rayonnements de grand  $z$  que des rayonnements de petit  $z$  *via* les fonctions de *splitting*  $P_{gg}$  et  $P_{qq}$ . De plus,  $E_b + E_a = 1$ . Par conséquent, on peut imaginer qu'à chaque rayonnement dans la gerbe partonique, on se retrouve avec un parton fille de grand  $z$  et donc un parton fille de petit  $z$ . Si le parton de grand  $z$  peut à nouveau rayonner un parton fille de grand  $z$  et un parton fille de petit  $z$ , le parton fille de petit  $z$  ne peut lui rayonner que des partons de petite énergie par rapport au parton initial. Ainsi, de fil en aiguille, à chaque rayonnement supplémentaire, on se retrouve avec davantage de partons de petite énergie que de partons de grande énergie<sup>10</sup>, par rapport au parton initial. À petit  $z$  ( $z \rightarrow 0$ ), c'est la probabilité d'émettre des gluons qui domine. Seule la fonction de *splitting* gluonique compte. Donc pour  $z \rightarrow 0$ , on a :

$$P_{gg} \sim 3 \cdot \frac{1}{z} \quad (2.15)$$

On peut en conclure que dans la gerbe partonique, les partons de petite énergie ont une plus grande probabilité d'être des gluons.

### 2.2.2 Les effets de cohérence de couleur dans la gerbe partonique

Maintenant que l'on a vu les fonctions de *splitting* qui régissent la probabilité d'émettre dans la gerbe partonique, nous allons nous pencher sur la distribution « spatiale » des particules dans cette dernière. Nous commencerons tout d'abord par introduire la notion d'effets de cohérence en QED, avant de faire le parallèle avec les effets de cohérence de couleur qui contraignent cette distribution.

Toute cette partie est basée sur les ouvrages *QCD and Collider Physics* et *Basics Of Perturbative QCD* [16, 24].

#### Introduction aux effets de cohérence de couleur *via* l'effet Chudakov

Pour comprendre comment la gerbe de partons se construit dans un jet, nous nous plaçons dans le cas plus simple de la QED. Prenons pour exemple de modélisation simple de gerbe de particules, un photon, qui émet une paire électron-positron  $e^+e^-$  avec un angle  $\theta_{e^+e^-}$ . Il va s'en suivre des émissions possibles de photons successives d'une des deux branches  $e^+$  ou  $e^-$  du diagramme. La question que l'on se pose est la suivante : dans quelle mesure l'électron et le positron peuvent-ils émettre indépendamment un photon ? Et si une émission a lieu, quelle sera la valeur de l'angle  $\theta_{e^-\gamma}$  d'émission ?

Le temps nécessaire à l'émission du photon, appelé **temps de formation**  $t_{form}$  peut être dérivé du principe d'incertitude de Heisenberg<sup>11</sup> et s'écrit selon l'équation 2.16.

$$t_{form} = \frac{\lambda_{\perp}}{\theta_{e^-\gamma}} \quad (2.16)$$

10. On retrouvera ce phénomène dans la forme du plateau bossu que nous verrons plus loin.

11. Voir l'annexe B.

où  $\lambda_{\perp}$  est la longueur d'onde transverse du photon émis. Durant ce temps, la paire  $e^+e^-$  se sépare. La distance dans le plan transverse entre l'électron et le positron de la paire,  $d_{\perp}^{e^+e^-}$ , se formule alors de la façon suivante :

$$d_{\perp}^{e^+e^-} \approx \theta_{e^+e^-} t_{form} \approx \lambda_{\perp} \frac{\theta_{e^+e^-}}{\theta_{e^- \gamma}} \quad (2.17)$$

L'équation 2.17 implique que si l'angle d'émission du photon est très grand devant l'angle d'émission de la paire  $e^+e^-$ , alors la distance  $d_{\perp}^{e^+e^-}$  est très petite devant la longueur d'onde du photon :

$$\theta_{e^- \gamma} \gg \theta_{e^+e^-} \Rightarrow d_{\perp}^{e^+e^-} \ll \lambda_{\perp} \quad (2.18)$$

Par conséquent, le photon est incapable de résoudre, de distinguer les composants de la paire électron-positron, il n'est donc pas émis. Cet effet est appelé **effet Chudakov** [24]. C'est vraiment la présence de la charge sur chaque branche qui contraint l'angle d'émission. Ainsi, en QED, il est impossible à un électron ou à un positron d'émettre un photon à un angle supérieur à celui avec lequel il a été émis.

### La cohérence de couleur

En QCD, les effets de cohérence sont plus compliqués. Nous avons vu que les processus durs donnent naissance aux partons initiaux. Ces derniers vont rayonner des partons, qui vont à leur tour rayonner des partons et ainsi de suite, générant ce qu'on appelle la gerbe partonique. La gerbe partonique est elle aussi sujette à des effets de cohérence, de couleur cette fois. Ils sont responsables de la structure du rayonnement dans la gerbe partonique et diffèrent des effets de cohérence en QED. Le rôle joué par la charge en QED est joué cette fois par la charge de couleur de QCD.

En effet, la façon dont les partons rayonnent tout au long de la gerbe est contrainte par la présence d'autres objets colorés. Chaque nouveau gluon, lui aussi porteur d'une charge de couleur (contrairement au photon neutre de QED) va contraindre l'émission suivante (couplé avec l'autre particule de la paire responsable de l'émission). Ce n'est pas le cas en QED où seules les émissions issues soit de l' $e^-$  soit du  $e^+$  sont contraintes par rapport à  $\theta_{e^+e^-}$  et pas par rapport à  $\theta_{e^- \gamma}$  puisque le photon est neutre. Par conséquent, d'une émission à l'autre, l'angle d'émission  $\theta$  décroît en QCD. Ce qui diminue l'espace des phases dans lequel les partons peuvent être émis. Sur la

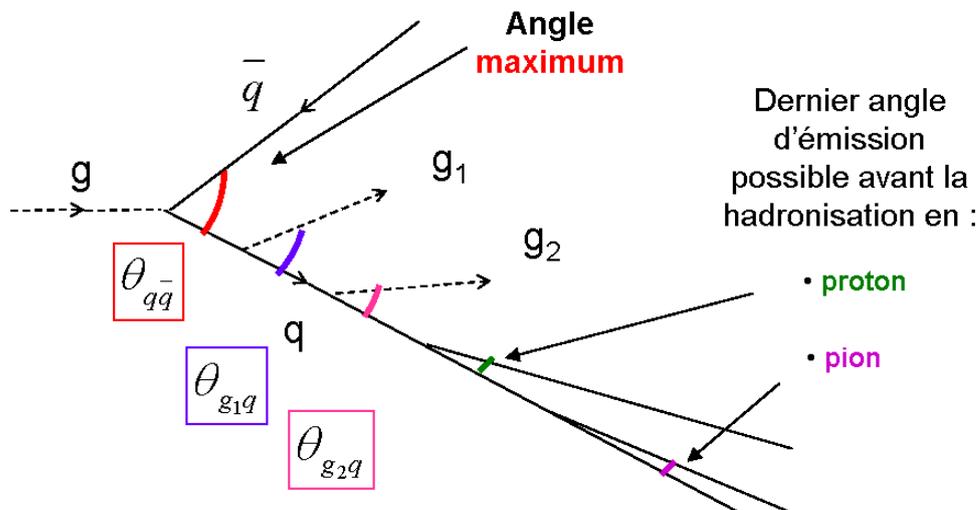


FIGURE 2.11 – Schéma du rayonnement successif de deux gluons d'une des branches du diagramme  $g \rightarrow q\bar{q}$  avant l'hadronisation.

figure 2.11, on voit un gluon émettre une paire quark-antiquark. Un gluon ne pourra donc être

émis d'une des branches  $q$  ou  $\bar{q}$  qu'à un angle inférieur à celui de l'émission précédente. C'est-à-dire que l'émission des gluons suit la relation 2.19. Ceci mène à un **ordonnement angulaire** des émissions partoniques.

$$\theta_{qg_2} < \theta_{qg_1} < \theta_{q\bar{q}} \quad (2.19)$$

Les angles d'émission des gluons mous décroissent de façon monotone au fur et à mesure que la cascade partonique évolue à partir du processus dur. Majoritairement, le rayonnement est donc confiné dans un cône centré dans la direction d'un parton et est limitée par la direction de son partenaire de couleur. On dit qu'à grand angle, la production de particules est supprimée et ce à cause des effets d'interférences entre les gluons mous rayonnés, le quark et l'antiquark.

Les effets de cohérence de couleur contraignent donc la production de partons mous dans la gerbe partonique.

Un autre effet contraint cette production. La gerbe continue d'évoluer en émettant des partons d'impulsion transverse  $k_{\perp}$  tant que l'on se trouve dans un domaine d'énergie, perturbatif, supérieur à  $1/R$ , où  $1/R$  est de l'ordre de la masse du hadron à la « fin » de la gerbe partonique.

$$k_{\perp} > \frac{1}{R} \quad (2.20)$$

Une fois cette limite atteinte, nous ne sommes plus dans le régime perturbatif, l'hadronisation a lieu et l'émission de partons est stoppée. De l'inégalité 2.20, on peut alors déduire les équivalences suivantes :

$$k\theta_{gq} > \frac{1}{R} \Rightarrow \theta_{gq} > \frac{1}{kR} \quad (2.21)$$

L'équation 2.21 signifie donc que la gerbe continue d'évoluer en émettant des partons d'impulsion  $k$  tant que  $\theta > (kR)^{-1}$ .

Ceci implique que l'angle d'émission des rayonnements est aussi limité par un angle d'émission minimum qui est lié à la masse du hadron au bout de la gerbe partonique. Par conséquent, plus la gerbe est arrêtée tôt, plus la masse du hadron en fin de gerbe partonique sera élevée et plus le dernier angle d'émission sera grand.

Par conséquent, l'angle d'émission des rayonnements dans la gerbe partonique est limitée par une valeur supérieure et une valeur inférieure liée à la masse du hadron de par les effets combinés d'interférences de couleur et d'hadronisation qui limitent la production de rayonnements mous comme cela est résumé dans l'inégalité 2.22 [24].

$$\frac{1}{kR} < \theta_{gq} < \theta_{q\bar{q}} \quad (2.22)$$

Expérimentalement, pour tenter de « voir » les effets de cohérence de couleur et de l'hadronisation, nous allons examiner les particules émises dans la gerbe partonique, appelées rayonnements intra jet.

On peut, par exemple, étudier leur distribution en angle dans les jets, directement liée aux angles d'émission des rayonnements mous.

La « hadrochimie » des jets est elle aussi une observable intéressante car elle nous renseigne sur l'hadronisation et le moment où la gerbe partonique a été interrompue.

## 2.3 Observables liées aux jets pertinentes pour tester QCD

Comme nous l'avons vu dans les paragraphes précédents, les jets sont bien définis en pQCD et leurs caractéristiques dépendent directement des propriétés de QCD. Nous avons porté notre intérêt expérimental sur trois observables liées aux jets pour lesquelles des prédictions théoriques existent afin de tester QCD. Il s'agit de la section efficace inclusive de production de jets, de la distribution en énergie des hadrons dans les jets ainsi que de la collimation de ces derniers.

### 2.3.1 La section efficace inclusive de production de jets

La première étape de l'étude expérimentale des jets est de vérifier que l'on reproduit correctement la section efficace inclusive calculée théoriquement. Cela a été étudié, entre autres, auprès du collisionneur Tevatron pour les collisions  $p+\bar{p}$  à  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV pour les expériences CDF [25] et D0 [28] et auprès du collisionneur RHIC pour les collisions  $p+p$  à  $\sqrt{s} = 200$  GeV dans les expériences STAR [29] et PHENIX [31].

Nous allons présenter les méthodes de détection des jets dans ces différentes expériences ainsi que leurs résultats comparés aux prédictions théoriques de QCD.

#### Au Tevatron

Dans l'expérience CDF, les jets sont mesurés en combinant trajectographes et calorimètres. Le détecteur central est cylindrique et il est constitué d'un détecteur de vertex en silicium, d'une couche intermédiaire en silicium et d'une chambre à dérive [25]. Le tout est entouré d'un calorimètre électromagnétique et d'un calorimètre hadronique. Il y a des calorimètres électromagnétiques et hadroniques vers l'avant également.

Les événements contenant des jets sont sélectionnés s'ils laissent, dans des ensembles de tours adjacentes des calorimètres, une énergie supérieure à un certain seuil.

Les jets ont été reconstruits par l'algorithme *Midpoint* avec un rayon de 0.7 (voir chapitre 6). Leur mesure a été corrigée de la réponse non linéaire des calorimètres, de l'empilement et de la perte d'énergie due à l'acceptance limitée des détecteurs.

La figure 2.12 présente les sections efficaces inclusives de production de jets résultantes dans cinq régions de rapidité comparées aux prédictions de pQCD à l'ordre NLO basées sur les PDFs CTEQ6.1M [25]. La collaboration a aussi effectué ce travail avec des jets reconstruits par l'algorithme  $k_T$  [26, 27].

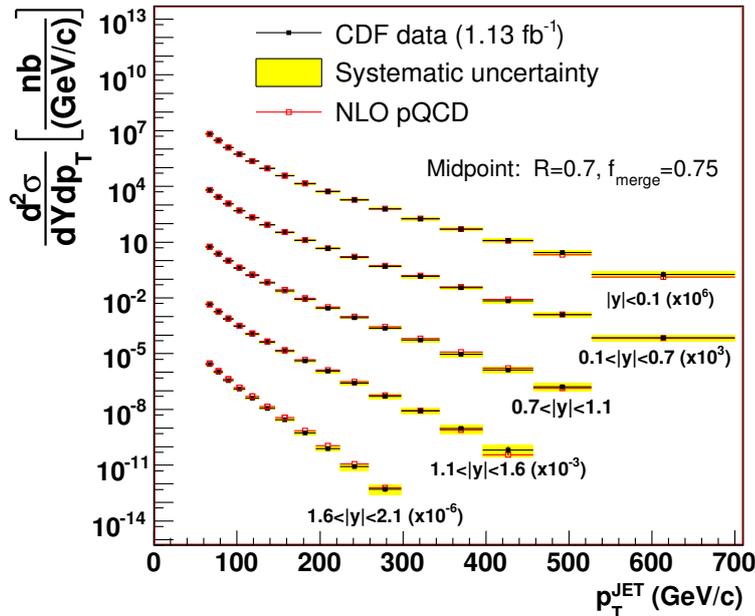


FIGURE 2.12 – Sections efficaces inclusives de production de jets mesurées au niveau hadronique par l'expérience CDF dans les collisions  $p+\bar{p}$  à  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV à l'aide d'un algorithme *Midpoint* dans cinq régions de rapidité comparées aux prédictions de pQCD à l'ordre NLO basées sur les PDFs CTEQ6.1M. Les sections efficaces des cinq régions de rapidité sont normalisées par un facteur  $10^3$  les unes par rapport aux autres pour des raisons de présentation [25].

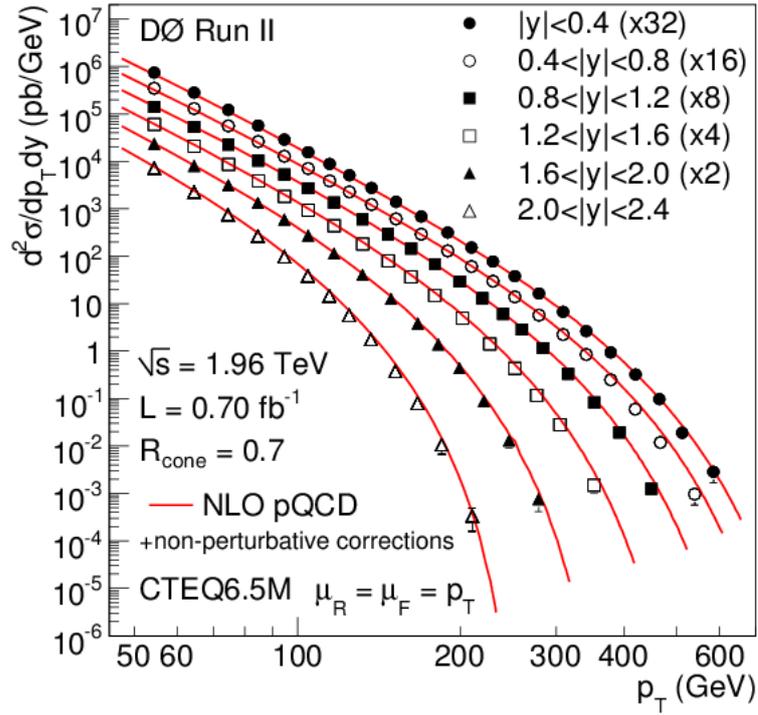


FIGURE 2.13 – Sections efficaces inclusives de production de jets en fonction du  $p_T$  du jet dans six intervalles de  $|y|$  mesurées par l’expérience D0 dans les collisions  $p+\bar{p}$  à  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV. Les données sont multipliées par 2, 4, 8, 16 et 32 pour les intervalles  $1.6 < |y| < 2.0$ ,  $1.2 < |y| < 1.6$ ,  $0.8 < |y| < 1.2$ ,  $0.4 < |y| < 0.8$  et  $|y| < 0.4$  respectivement [28].

La détection des jets dans D0 se fait uniquement avec des calorimètres. Au centre, un calorimètre cylindrique couvre l’intervalle de pseudorapidité  $|\eta| < 1.1$ . Ce cylindre est fermé par deux « bouchons » calorimétriques qui couvrent la région  $\eta \sim 4.2$ . Entre les deux se trouvent des scintillateurs.

Les jets sont reconstruits avec l’algorithme *Midpoint* et un rayon  $R = 0.7$  puis sont corrigés [28]. La section efficace inclusive de production de jets finale est présentée figure 2.13 dans six intervalles de  $|y|$  [28]. Cette section efficace est corrigée de l’inefficacité du déclencheur pour la sélection des événements contenant des jets.

Les mesures de CDF et D0 sont en bon accord avec les calculs NLO.

## À RHIC

Dans STAR, la reconstruction des jets s'effectue à partir des moments des traces laissées par les particules chargées dans la chambre à projection temporelle et de l'énergie déposée par les particules neutres dans les tours du calorimètre telles que :  $p_T > 0.2$  GeV/c et  $|\eta| < 1$ . Sur ces traces/tours, les algorithmes de reconstruction suivants ont été appliqués :  $k_T$  (points noirs), anti- $k_T$  (ronds rouges) et *mid-point* (étoiles bleues) (voir le chapitre 6).

Les événements « jet » ont été sélectionnés grâce au déclencheur du calorimètre BEMC<sup>12</sup> *Jet Patch*<sup>13</sup> (JP) avec une graine de 7.6 GeV.

La figure 2.14 présente les sections efficaces inclusives de production de jets mesurées par l'expérience STAR dans les collisions p+p à  $\sqrt{s} = 200$  GeV [29]. Sur la figure, seuls les jets tels que  $|\eta| < 0.6$  ont été utilisés. La bande grise correspond à l'incertitude sur l'énergie du jet. En haut à droite, on peut voir le rapport de la section efficace mesurée par l'algorithme *Midpoint* sur les prédictions théoriques de pQCD à l'ordre NLO utilisant la fonction de distribution partonique CTEQ6M. Les bandes pointillées grise (ou jaune) correspondent aux incertitudes théoriques et aux incertitudes systématiques respectivement.

Les jets ont été corrigés du biais introduit par le déclencheur JP, de l'inefficacité des trajectographes, de l'énergie neutre manquante, de la calibration du calorimètre, du bruit de fond et de ses fluctuations. La résolution instrumentale sur l'énergie du jet a été corrigée par déconvolution (*unfolding*). Nous parlerons des facteurs de dégradation du signal et de leurs corrections dans le chapitre 8.

On constate que les mesures des différents algorithmes concordent entre elles sur 7 ordres de grandeur. Les résultats de l'algorithme *Midpoint* sont en bon accord également avec les calculs de pQCD à l'ordre NLO.

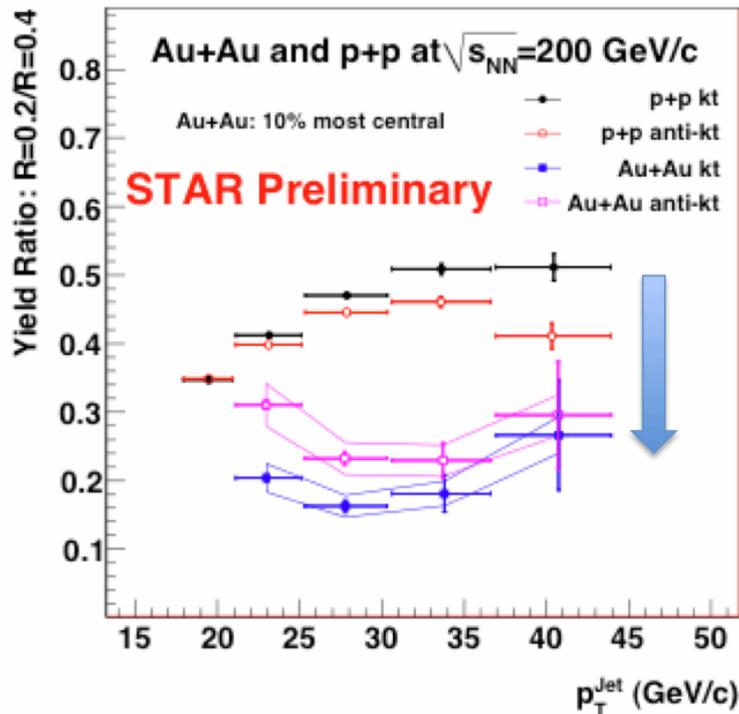


FIGURE 2.14 – Sections efficaces inclusives de production de jets en fonction du  $p_T$  des jets pour les collisions p+p à  $\sqrt{s} = 200$  GeV mesurées par l'expérience STAR [29].

12. Les déclencheurs seront vus dans le chapitre 4.

13. Son principe de fonctionnement est expliqué dans le chapitre suivant, dans la partie liée à l'étude des jets de recul.

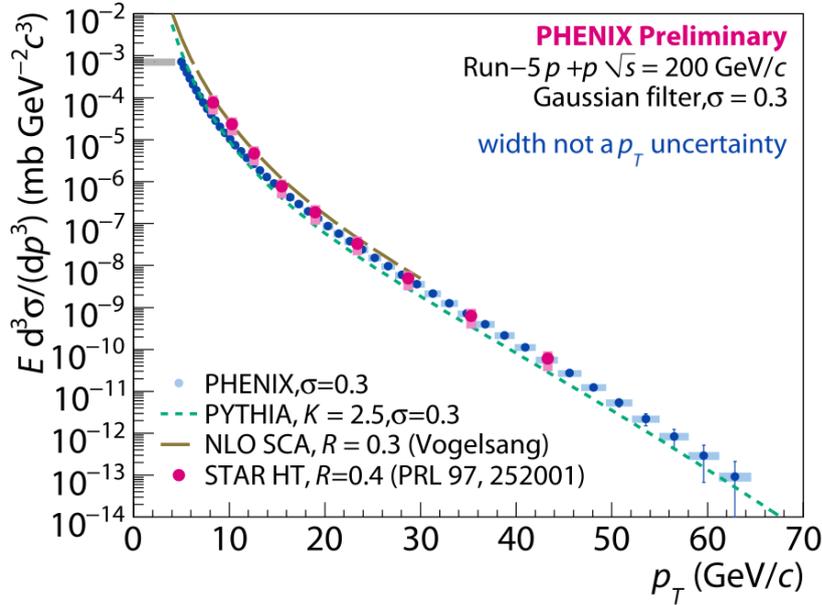


FIGURE 2.15 – Comparaison des sections efficaces de production de jets mesurées par les expériences PHENIX (points bleus) et STAR (points violets) dans les collisions p+p à  $\sqrt{s} = 200$  GeV [31].

La collaboration PHENIX reconstruit les jets à l'aide de trajectographes : une chambre à dérive et des *Pad Chamber Layer* et d'un calorimètre électromagnétique [31]. Les événements « jet » sont sélectionnés s'ils laissent, dans un ensemble de  $4 \times 4$  tours du calorimètre, une énergie supérieure à 1.4 GeV. Les jets sont reconstruits grâce à la méthode du filtre gaussien avec pour paramètre  $\sigma = 0.3$  [30]. Le spectre a été corrigé pour l'efficacité de reconstruction des traces et par des méthodes de déconvolution.

La figure 2.15 présente la comparaison des sections efficaces de production de jets mesurés par l'expérience PHENIX (points bleus) et l'expérience STAR (points violets) dans les collisions p+p à  $\sqrt{s} = 200$  GeV [31]. La bande grise indique l'incertitude systématique globale. Dans STAR, les jets sont reconstruits avec un algorithme de type cône et un rayon de 0.4. Ces mesures sont confrontées aux prédictions des calculs NLO dans l'approximation des petits cônes (SCA pour *Small Cone Approximation* [32]) et de PYTHIA pour  $K = 2.5$ <sup>14</sup>. Les sections efficaces expérimentales sont en assez bon accord entre elles, aux erreurs systématique et statistique près et sont également compatibles avec les prédictions théoriques. On notera tout de même un léger désaccord à bas  $p_T$  : PHENIX semble plus en accord avec PYTHIA tandis que STAR est plus proche des calculs NLO. Les données semblent mieux concorder à partir de 15 GeV/c. À grand  $p_T$ , PYTHIA est légèrement en-dessous des mesures et des calculs NLO, certainement parce que PYTHIA ne va pas plus loin que l'ordre LO (voir chapitre 5).

Ces résultats sont donc très encourageants. De plus, toutes ces expériences, D0 excepté, reconstruisent les jets en combinant les mesures des particules chargées des trajectographes et les mesures des particules neutres des calorimètres électromagnétiques. Au vu de leurs résultats, ces méthodes semblent fonctionner. Or, nous verrons au chapitre 4 que c'est cette même méthode qui sera appliquée dans ALICE pour la détection des jets.

14.  $K$  est un facteur multiplicatif appliqué dans PYTHIA à la probabilité des événements MC afin d'avoir des sections efficaces inclusives qui correspondent mieux à la réalité des données. Ce facteur permet d'ajuster « à la main » les contributions des ordres supérieurs non négligeables qui ne sont pas pris en compte dans PYTHIA.

### Prévisions pour le LHC

NLOJet++ fait partie des *cross section integrators* dont nous expliquerons le fonctionnement au chapitre 5. C'est un programme écrit en C++ qui permet de calculer des sections efficaces de production de jets aux ordres LO et NLO [33]. Il effectue ces calculs pour les processus d'annihilation  $e^+e^-$ , les diffusions inélastiques profondes, la photoproduction dans la diffusion d'un électron sur un proton ainsi que dans différents processus présents dans les collisions hadron+hadron.

Nous l'avons exécuté, pour des collisions p+p à  $\sqrt{s} = 7$  TeV, aux ordres LO et NLO pour différentes valeurs de  $\mu$  afin de voir les sections efficaces inclusives de production de jets auxquelles nous devons nous attendre au LHC. C'est ce que montre la figure 2.16.  $\mu$  correspond à l'échelle de dureté qui intervient comme paramètre de  $\alpha_s$  et des distributions partoniques.

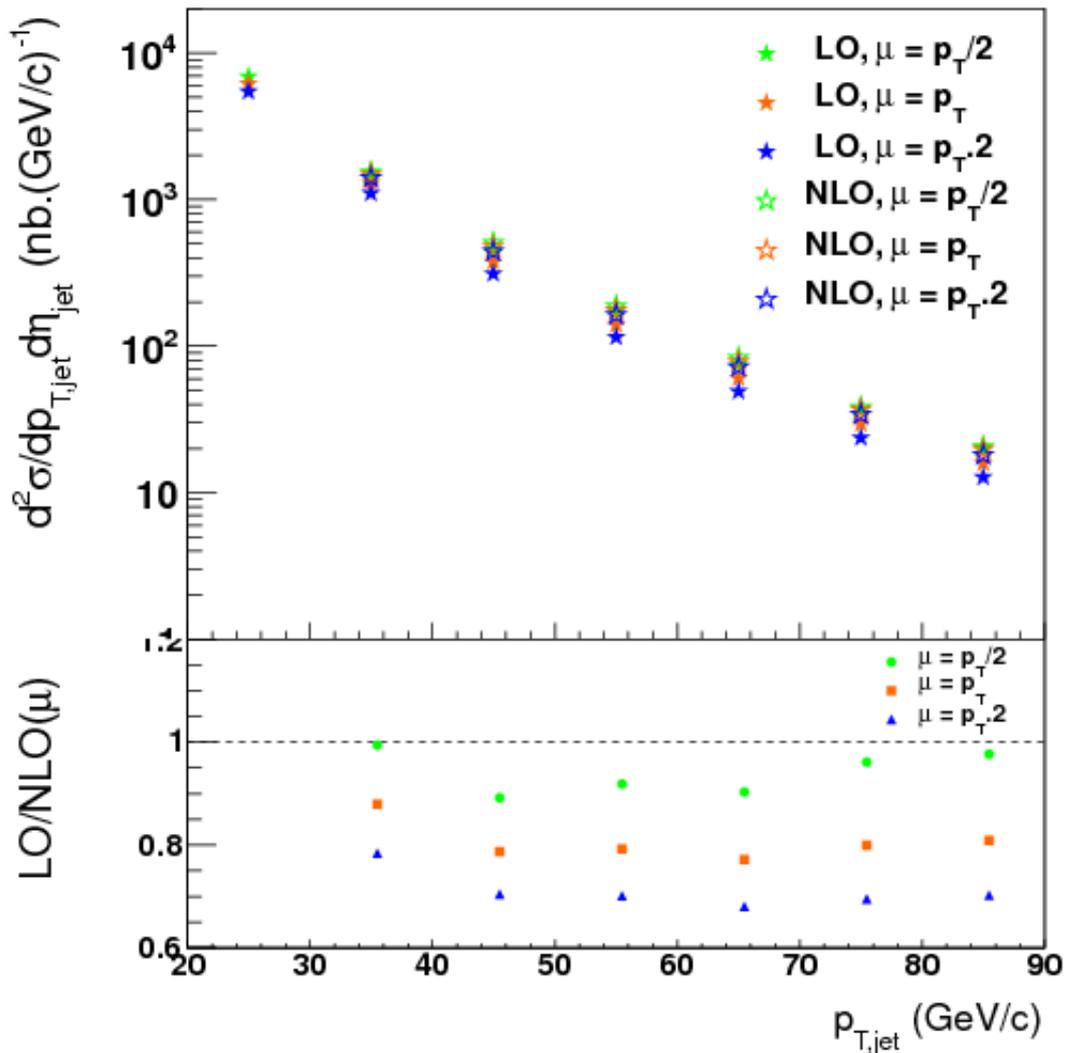


FIGURE 2.16 – En haut : sections efficaces inclusives de production de jets calculées par NLO-Jet++ pour des collisions p+p à  $\sqrt{s} = 7$  TeV aux ordres LO (étoiles pleines) et NLO (étoiles vides) pour différentes valeurs de  $\mu$  :  $p_T/2$  (vert),  $p_T$  (orange) et  $p_T \times 2$  (bleu). En bas : rapports des sections efficaces LO/NLO pour des échelles  $\mu$  de :  $p_T/2$  (points),  $p_T$  (carrés) et  $p_T \cdot 2$  (triangles) [34].

Les particules ont été associées avec l'algorithme de reconstruction  $k_T$  pour un rayon de 0.4. Les jets sont issus de l'intervalle  $|\eta| < 0.5$ . La fonction de structure correspondante est CTEQ6.

On constate que les valeurs LO sont assez sensibles au choix de l'échelle contrairement aux valeurs NLO. Cependant, quelle que soit la valeur de  $\mu$ , la différence entre les sections efficaces calculées à l'ordre LO et à l'ordre NLO est faible. Les valeurs LO correspondent au minimum à environ 70% des valeurs NLO. Cette observation justifie donc l'utilisation d'outils se restreignant à l'ordre LO pour l'étude de la section efficace inclusive de production de jets, tels que PYTHIA (que nous verrons au chapitre 5) quitte à réajuster les valeurs données par ces outils par des facteurs (voir plus loin le facteur K).

### 2.3.2 Le plateau bossu

Nous avons parlé dans la section 2.2 des effets de cohérence de couleur sur la gerbe partonique et de l'ordonnement angulaire qu'ils engendrent sur les partons émis. Dans cette partie nous souhaitons commenter le fait que les hadrons produits suite à la fragmentation des partons de la gerbe subissent (ou gardent en mémoire) les conditions physiques sous-jacentes à cette émission. Il est intéressant à ce propos, d'observer la distribution du nombre de hadrons dans les jets *versus* la variable  $\xi$  définie par  $\xi = \ln(p_{jet}/p_{hadron})$ . Cette distribution, qui a une forme bien particulière, s'appelle le *hump-backed plateau* que nous traduisons par **plateau bossu**. Sa représentation en terme de logarithme du rapport  $p_{jet}/p_{hadron}$  permet une meilleure visibilité des rayonnements de basse impulsion. Nous allons en discuter dans cette partie.

Il existe plusieurs modèles qui tentent de décrire l'évolution de la gerbe partonique et calculent la distribution en impulsion et en multiplicité des hadrons dans les jets [35]. Le modèle MLLA (pour *Modified Leading Logarithmic Approximation*) est l'un d'eux. Il contient deux paramètres libres :

- un paramètre de constante de couplage fort défini par une échelle de QCD :  $\Lambda_{QCD}$ .
- un paramètre qui permet de stopper l'évolution de la gerbe, de l'ordre de  $\Lambda_{QCD} : Q$ .

Les résultats calculés avec MLLA se sont montrés très probants et ce, jusqu'à la limite du régime perturbatif [36].

MLLA est suppléé par l'hypothèse de *Local Parton Hadron Duality* (LPHD) qui stipule que les distributions de partons à la fin de la gerbe partonique sont identiques, à un facteur de proportionnalité  $K^h$  près, aux distributions de hadrons :  $N_{partons} \sim K^h \cdot N_{hadrons}$ . La combinaison MLLA+LPHD permet de prédire la distribution  $dN^h/d\xi$  des hadrons dans les jets d'après l'équation 2.23 ainsi que la forme du plateau bossu comme le montre la figure 2.17 [37].

Dans l'équation 2.23,  $D$  est la distribution inclusive des hadrons d'impulsion  $p$  dans les jets avec  $x = p/E_{jet}$  et  $\Lambda_{eff} = O(\Lambda_{QCD})$ .

$$\frac{dN^h}{d\xi} = K^h D(x, \tau = \ln[\frac{Q = E}{\Lambda_{eff}}]) \quad (2.23)$$

Nous voyons, sur la figure 2.17, les prédictions MLLA+LPHD du plateau bossu pour différentes énergies de jet. On constate tout d'abord que lorsque l'énergie du jet croît, la population dans les intervalles de haut  $\xi$  (basses énergies de hadrons) augmente. En effet, lorsque l'énergie du jet augmente, on élargit par la même occasion l'espace des phases disponible pour les radiations molles. Or, les fonctions de *splitting* dont nous avons parlé dans la section 2.1.1, qui traduisent la probabilité d'émission d'un parton, sont proportionnelles à  $1/z$ , c'est-à-dire à la fraction d'énergie du hadron dans le jet. Ce sont donc les petits rayonnements qui ont le plus de chance d'être émis [24].

Deuxièmement, la forme de la distribution à haut  $\xi$  est directement liée aux effets de cohérence de couleur qui y suppriment l'émission de hadrons, du fait des deux effets décrits dans la partie 2.2 qui entrent en compétition dans ce domaine de  $\xi$ . La décroissance seule ne suffit pas à prouver la présence d'effets de cohérence de couleur. En effet, sur des bases purement cinématiques, on s'attend également à une décroissance de la distribution à grand  $\xi$  [38]. En

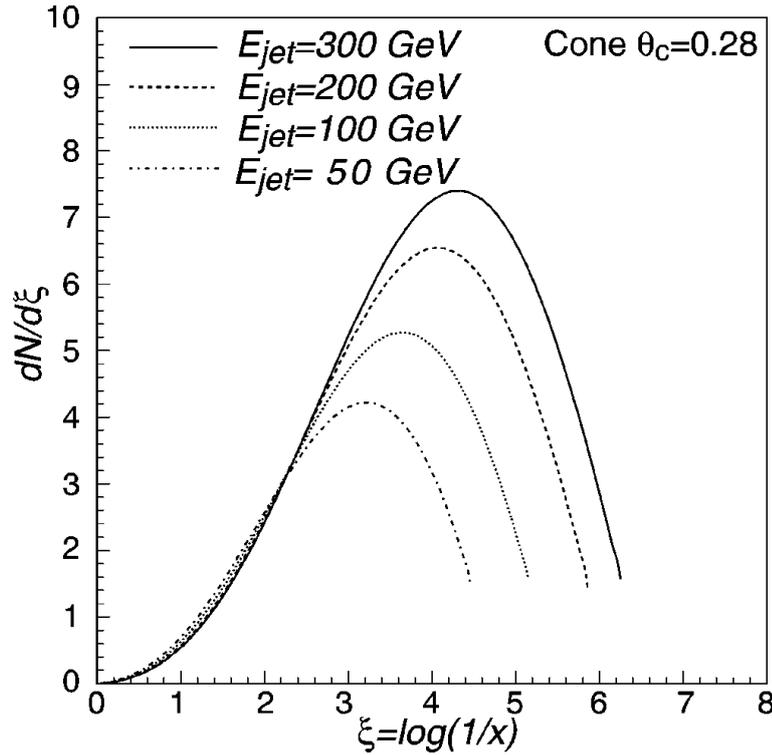


FIGURE 2.17 – Prédictions de la distribution du plateau bossu de MLLA+LPHD pour quatre énergies de jets [37].

revanche, l'évolution de la position du pic de la distribution avec l'énergie du jet démontre que la suppression n'est pas due uniquement à des causes cinématiques. Regardons la figure 2.18. Elle présente la position du pic  $\xi_p$  en fonction de l'énergie de la collision. La ligne pointillée correspond aux positions du pic sans cohérence de couleur. La ligne continue représente, elle aussi, la position du pic mais telle que prédite par MLLA avec des effets de cohérence de couleur [38]. On constate que sans cohérence, la position du pic évolue beaucoup plus rapidement. Les prédictions de MLLA ont d'ailleurs été confirmées par les expériences de  $e^+e^-$  et de DIS [38].

Il faut cependant garder à l'esprit que l'utilisation d'un angle réduit (le  $\delta$  de la définition de Sterman et Weinberg) dans lequel on recueille les hadrons pour reconstruire les jets induit un biais dépendant de l'énergie du jet. Nous verrons par la suite que suivant son énergie, un jet peut être plus ou moins collimaté en énergie et en multiplicité. Or, expérimentalement, pour des raisons entre autres de bruit de fond et d'acceptance des détecteurs qui seront discutées dans le chapitre 8, il est nécessaire de choisir un cône d'angle d'ouverture restreint pour reconstruire les jets. Par conséquent, la reconstruction des jets va exclure certaines particules situées hors de ce cône et ces particules ne seront pas visibles dans des distributions de type Plateau Bossu. L'absence des particules de basse impulsion sera plus visible du fait de leur plus grand nombre à grand angle et se traduira là aussi par une chute de la distribution du plateau bossu à grand  $\xi$  [39].

Les effets de cohérence de couleur ont déjà été observés par exemple dans les expériences TPC<sup>15</sup>, CDF et STAR [40, 41].

Dans l'expérience TPC pour les collisions  $e^+e^-$  à  $\sqrt{s} = 29$  GeV, dans l'expérience CDF pour des

15. TPC (pour *Time Projection Chamber*) est une expérience qui a effectué des mesures auprès du collisionneur PEP (pour *Positron Electron Project*) situé au SLAC (pour *Stanford Linear Accelerator Center*) *National Accelerator Laboratory* pour des collisions  $e^+e^-$  à  $\sqrt{s} = 29$  GeV. Le détecteur n'était pas uniquement composé d'une TPC mais les données présentées ici proviennent uniquement des mesures effectuées avec la TPC.

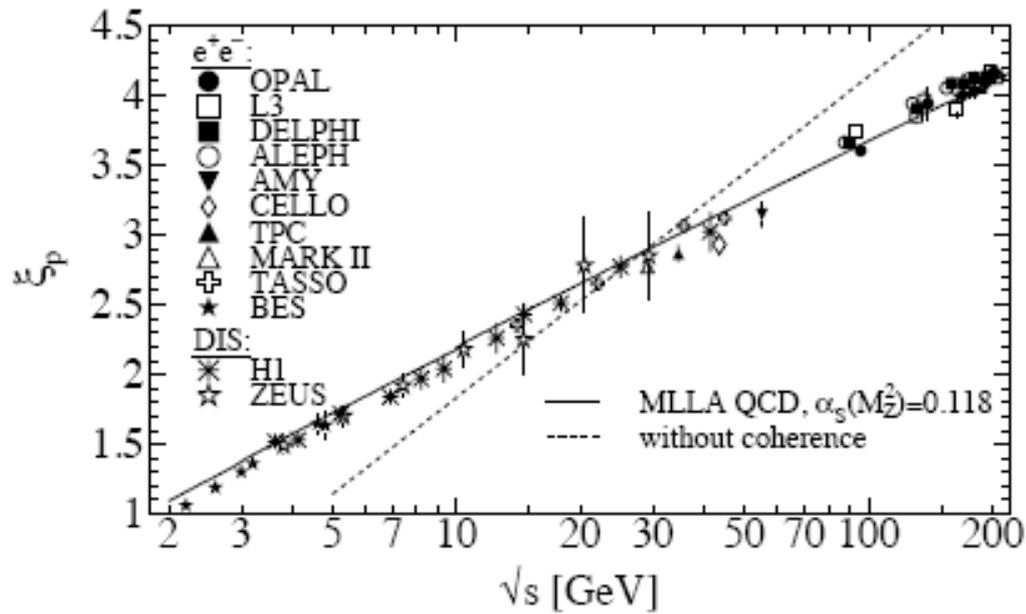


FIGURE 2.18 – Évolution de la position du pic  $\xi_p$  de la distribution du plateau bossu en fonction de l'énergie du centre de masse  $\sqrt{s}$ . La ligne continue représente les prédictions de QCD de MLLA avec  $\alpha_s = 0.118$  et la ligne pointillée représente ce qui est attendu sans cohérence de couleur. Les données des expériences  $e^+e^-$  et de DIS sont superposées aux deux lignes [38].

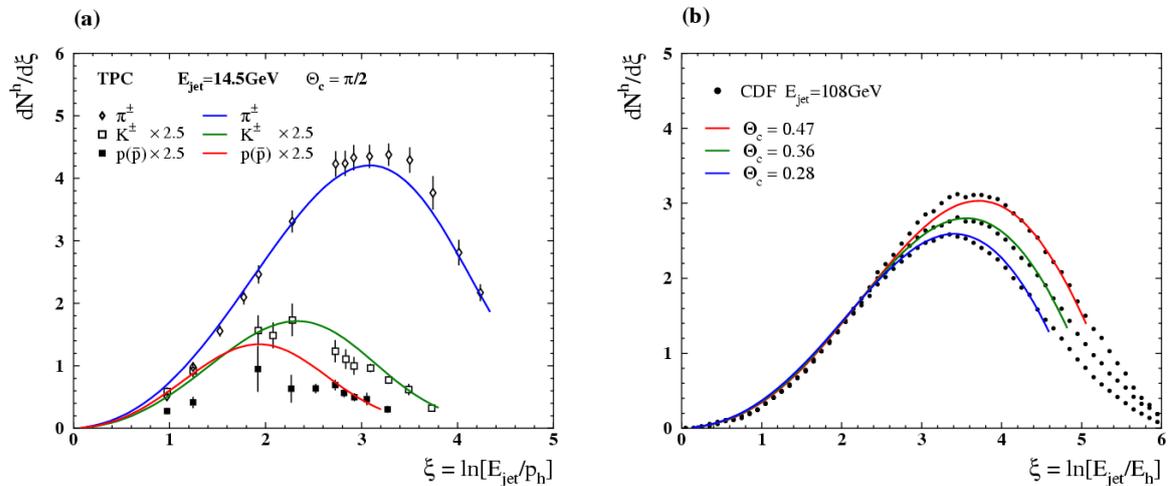


FIGURE 2.19 – Comparaison des prédictions MLLA+LPHD avec les données de l'expérience TPC pour différentes espèces de hadrons (à gauche) et avec les données de l'expérience CDF pour différents rayons d'ouverture de cône (à droite) [40].

collisions  $p + \bar{p}$  à  $\sqrt{s} = 1.8$  TeV et dans l'expérience STAR pour des collisions  $p+p$  à  $\sqrt{s} = 200$  GeV [40].

Sur la figure 2.19, à droite, les prédictions du modèle MLLA+LPHD sont comparées aux données de CDF pour différentes ouvertures de cône, c'est à dire pour des hadrons contenus dans des cônes de plus en plus larges autour de l'axe du jet. Les symboles noirs correspondent au données et les courbes, aux prédictions théoriques. On constate que lorsqu'on ouvre le cône, les intervalles de haut  $\xi$  se remplissent davantage. On récupère donc plus de hadrons de basse énergie comme discuté ci-dessus.

À gauche, nous voyons le résultat d'une étude de l'hadrochimie des jets. Il s'agit de plateaux

bossus correspondant à différents types de hadrons : pions (losanges), kaons (carrés) et protons (carrés pleins). Le comportement des données correspond à celui prédit par les prédictions théoriques de MLLA+LPHD (traits continus de couleur) : la distribution chute à haut  $\xi$ , d'abord pour les hadrons lourds puis ensuite pour les hadrons plus légers, comme expliqué dans la partie 2.2 ci-dessus.

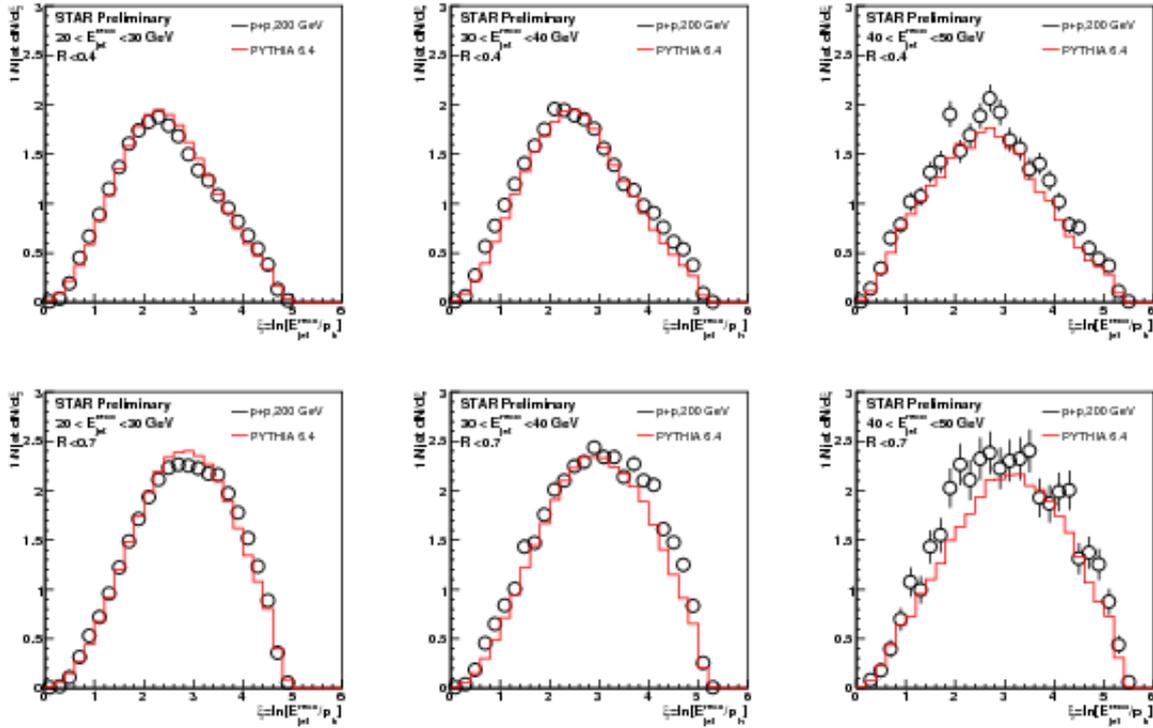


FIGURE 2.20 – Comparaison de simulations PYTHIA 6.4 (histogramme) de plateaux bossus pour différents intervalles en énergie de jet : 20-30 GeV, 30-40 GeV et 40-50 GeV pour des jets reconstruits avec un rayon de 0.4 (en haut) et 0.7 (en bas) avec les données p+p à  $\sqrt{s} = 200$  GeV de l'expérience STAR (cercles noirs) [41].

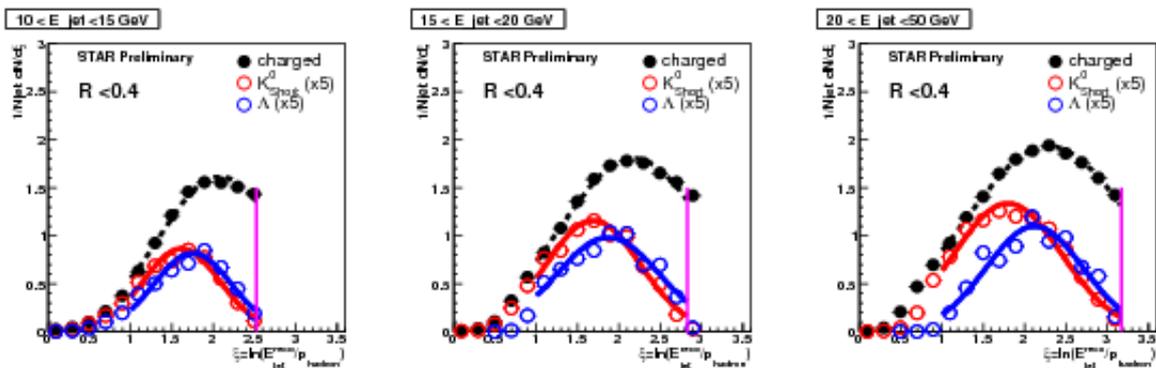


FIGURE 2.21 – Plateaux Bossus issus des collisions p+p à  $\sqrt{s} = 200$  GeV de l'expérience STAR pour les hadrons chargés (points noirs), pour les  $K_{short}^0$  (cercles rouges) et les  $\Lambda$  (cercles bleus) pour des jets reconstruits avec un rayon de 0.4 à des énergies de 10-15 GeV, 15-20 GeV et 20-50 GeV [41].

L'expérience STAR a aussi effectué des études de plateau bossu pour différents intervalles

d'énergie de jet [41]. Sur la figure 2.20, nous pouvons voir les comparaisons des données de STAR (cercles) avec des simulations du générateur d'événements PYTHIA dans lequel une modélisation de l'ordonnancement angulaire est incluse.

Les jets ont été reconstruits avec un rayon de 0.4 (en haut) et de 0.7 (en bas) dans différents intervalles en énergie de jets : 20-30 GeV, 30-40 GeV et 40-50 GeV. On constate que l'accord est plutôt satisfaisant et, comme attendu, on atteint des  $\xi$  plus élevés ainsi que des intervalles de bas  $\xi$  plus peuplés quand l'énergie du jet augmente.

STAR a aussi commencé des études d'hadrochimie des jets dont on peut voir le résultat sur la figure 2.21. On y observe les plateaux bossus pour des hadrons identifiés : les  $K_{short}^0$  (cercles rouges) et les  $\Lambda$  (cercles bleus), comparés au plateau bossu de tous les hadrons chargés (points). Les jets ont été reconstruits avec un rayon de 0.4 dans différents intervalles en énergie : 10-15 GeV, 15-20 GeV et 20-50 GeV. Mais on constate que les comportements des distributions des  $K_{short}^0$  et des  $\Lambda$  vont à l'encontre de ce qui est attendu : la distribution des  $K_{short}^0$  décroît avant celle des  $\Lambda$  !

Dans ce travail de thèse nous allons, effectuer un travail préparatoire<sup>16</sup> afin d'évaluer les capacités d'ALICE à réaliser ce type d'étude. Nous verrons dans les chapitres suivants comment sont reconstruits les jets dans ALICE et quels sont les biais que nous devons corriger afin d'être à même d'étudier les rayonnements intra jet et d'extraire des plateaux bossus des collisions effectuées au LHC à des énergies de collisions supérieures. Nous pourrons alors, à notre tour, faire des études systématiques en fonction de l'énergie du jet et de l'énergie de collision.

---

16. Nous employons le terme « préparatoire » dans la mesure où ce travail de thèse ne montrera pas de résultats totalement corrigés.

### 2.3.3 La collimation des jets

Nous avons vu que les effets de cohérence de couleur contraignent la gerbe partonique à être comprise dans un cône d'ouverture donnée. C'est pourquoi, il peut être intéressant d'étudier le « confinement » des jets dans un angle solide donné. C'est ce qu'on appelle la collimation.

Il existe deux sortes de collimations : la collimation en énergie et la collimation en multiplicité. La première est sensible aux processus durs tandis que la seconde est sensible à l'émission de gluons mous dans la gerbe partonique [42].

La première représente l'angle  $\theta$  dans lequel se trouve une fraction  $z \sim 1$  de l'énergie d'un jet d'énergie  $E$  et d'ouverture  $\theta_0$ . Plus  $\theta$  est petit, plus le jet est collimaté. La collimation en énergie augmente avec l'énergie du jet et est plus importante pour les jets issus de quarks que les jets issus de gluons [24].

Dans ce travail de thèse, nous effectuerons une étude préliminaire de la collimation en multiplicité dans les jets. Elle représente l'ouverture de cône  $\theta_\delta$  d'un sous-jet contenant une fraction  $\delta$  de la multiplicité totale du jet. Si  $N(E, \theta_0)$  est la multiplicité totale d'un jet d'énergie  $E$  dans un cône d'ouverture  $\theta_0$  et que  $\hat{N}(\theta; E, \theta_0)$  représente la multiplicité d'un sous-jet dans un cône d'ouverture  $\theta$  dans ce jet, alors on peut déterminer la valeur de  $\theta_\delta$  en résolvant l'équation 2.24 :

$$\hat{N}(\theta_\delta; E, \theta_0) = \delta \times N(E, \theta_0) \quad (2.24)$$

D'après LLA et MLLA, l'angle  $\theta_{1/2}$  contenant la moitié de la multiplicité d'un jet diminue avec la dureté<sup>17</sup> du jet<sup>18</sup> [43]. C'est ce que montre la figure 2.22 [43]. Elle représente la collimation de la multiplicité moyenne dans un jet de gluon (à gauche) et dans un jet de quark (à droite) dans le vide prédit par LLA (courbes solides) et par MLLA (courbes pointillées). On s'attend également à ce que  $\theta_{1/2}$  augmente dans un milieu partonique dense.

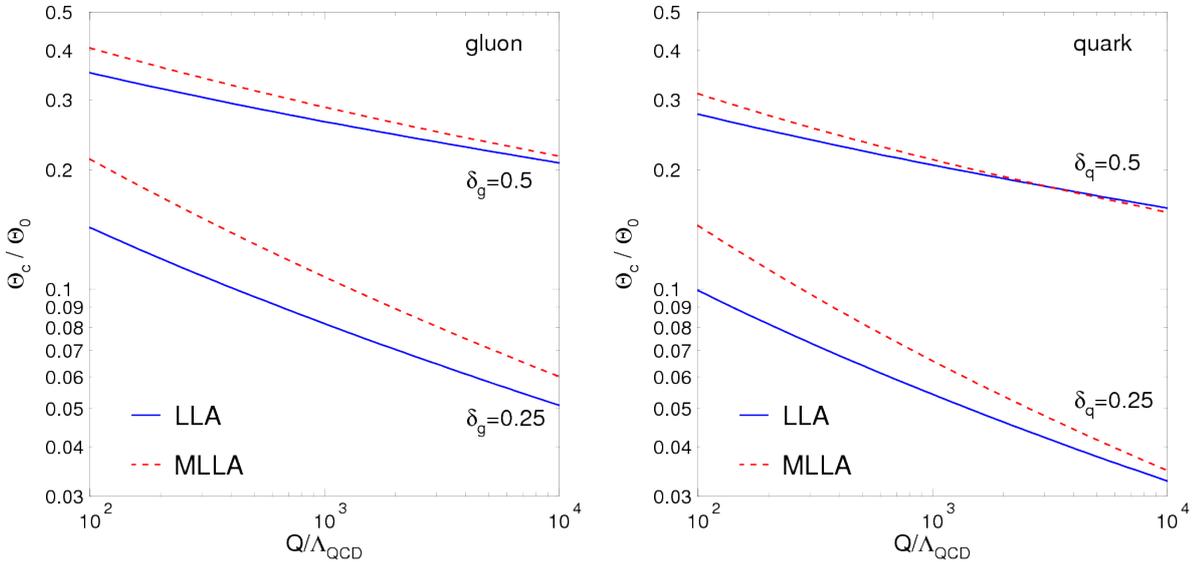


FIGURE 2.22 – Collimation de la multiplicité moyenne dans un jet de gluon (à gauche) et dans un jet de quark (à droite) dans le vide prédit par LLA (courbes continues) et par MLLA (courbes pointillées) [43].

17. Plus un jet est énergétique plus il est dur.

18. Dans MLLA,  $\theta_{1/2}$  est un peu plus élevé que celui prédit par LLA

## Chapitre 3

# Les jets, sondes du Plasma de Quarks et de Gluons

« Les moments les plus difficiles sont ceux qui donnent le plus de satisfaction. »,  
Claude Lelouch.

Nous avons vu dans le chapitre précédent que l'étude de la structure des jets dans les collisions p+p nous permet de tester les prédictions de pQCD, sur les effets de cohérence de couleur notamment. Mais les jets présentent également un intérêt dans les collisions d'ions lourds.

Dans ce chapitre, nous expliquerons pourquoi les jets sont une sonde intéressante pour mettre en évidence la formation d'un PQG ainsi que pour en extraire les propriétés en nous appuyant sur quelques modèles de perte d'énergie.

Finalement, nous passerons en revue quelques observables liées aux jets ainsi que les résultats passés les plus probants en terme de mise en évidence de la formation d'un PQG.

### 3.1 Perte d'énergie dans un milieu partonique dense, suppression des jets et modèles de perte d'énergie

C'est Bjorken qui, en 1982, a émis l'hypothèse que dans des collisions très énergétiques créant un milieu partonique dense, les partons initiaux devraient être absorbés, s'ils traversent le milieu, par perte d'énergie collisionnelle. Il devrait en résulter une disparition des hadrons de haute énergie ainsi qu'une augmentation du nombre de hadrons de basse énergie dans l'événement et donc dans les jets. C'est ce qu'on appelle **la suppression des jets**, qui est une des signatures présumées du PQG. La suppression ici ne concerne pas les jets en eux-même mais les particules très énergétiques qui les constituent. Cette hypothèse de Bjorken a fortement motivé le développement de travaux liés à la perte d'énergie des partons dans un milieu dense et par voie de conséquence, l'étude des jets pour les raisons présentées ci-après [44].

Pour pouvoir mettre en évidence la suppression des jets dans les collisions d'ions lourds, nous avons besoin d'une référence. Comme nous l'avons dit dans la partie précédente, celle-ci est fournie par les collisions p+p dans lesquelles, *a priori*, aucun milieu partonique dense n'est créé. La figure 3.1 illustre la variation d'énergie des partons initiaux dans le plan transverse à celui de la collision pour différents systèmes. Dans le cas d'une collision p+p, les partons initiaux sont émis dos à dos, par conservation d'énergie et évoluent dans le « vide ».

Dans le cas d'une collision p+noyau, dans le référentiel du centre de masse, les partons de grand  $p_T$  issus du processus dur, sont accélérés dans le plan transverse, à rapidité centrale et traversent pendant un temps très court la matière nucléaire froide du noyau qui, elle, est en mouvement dans le sens du *boost*. Par conséquent, les partons initiaux interagissent avec le milieu de faible densité pendant un temps très court, ils ne subissent donc que très peu les effets du milieu.

Si maintenant on observe le cas d'une collision noyau+noyau peu énergétique et/ou périphérique,

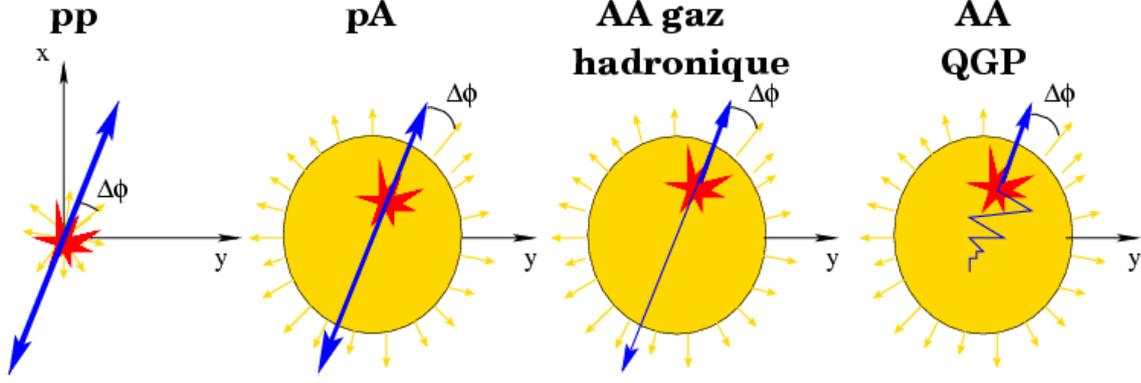


FIGURE 3.1 – Impulsion des partons initiaux (flèches bleues) dans le plan transverse de collisions de différents systèmes. De gauche à droite : p+p, p+noyau, noyau+noyau peu énergétique et/ou périphérique et noyau-noyau énergétique et/ou centrale avec formation d'un PQG.

le parton initial qui doit traverser le milieu statique  $y$  perd un peu d'énergie car il est plus dense. Dans le cas d'une collision noyau+noyau énergétique et/ou centrale, en revanche, avec création d'un milieu partonique dense tel que le PQG, le parton initial qui traverse le milieu  $y$  perd énormément d'énergie. Le jet émis à la surface pourra être mesuré, en revanche, les particules issues du jet émis à l'opposé, du côté du milieu, seront fortement supprimées et le jet ne pourra pas être reconstruit.

Par conséquent, il est possible, en comparant les propriétés des observables de jets dans les collisions p+p de référence et les collisions d'ions lourds de mettre en évidence la formation d'un milieu partonique dense de type PQG.

Certaines observables peuvent nous fournir des informations directes sur les propriétés physiques du milieu créé par la collision. C'est le cas par exemple, de la perte d'énergie  $\Delta E$  d'une particule dans un milieu car elle dépend à la fois des caractéristiques de la particule (énergie  $E$ , masse  $m$  et la charge) et des propriétés du milieu traversé (température  $T$ , couplage particule-milieu  $\alpha_s$  et son épaisseur  $L$ ). Certaines variables, directement reliées à ces propriétés, sont très utiles pour caractériser les interactions entre particules et milieu. Nous pouvons citer par exemple le coefficient de transport  $\hat{q}$ , l'impulsion de transfert moyenne au carré transférée à la particule par unité de longueur :

$$\hat{q} = m_D^2/\lambda = m_D^2\rho\sigma \quad (3.1)$$

où  $m_D \sim gT$  est la masse de Debye ( $g$  est le couplage fort).  $m_D$  caractérise l'impulsion échangée avec le milieu lors d'une diffusion sur un parton thermique<sup>1</sup>.  $\lambda = 1/(\rho\sigma)$  est le libre parcours moyen qui dépend de la densité  $\rho$  du milieu et de la section efficace intégrée de l'interaction particule milieu.  $\hat{q}$  caractérise le pouvoir de diffusion du milieu : il permet de déterminer sa densité gluonique<sup>2</sup>.

Deux contributions sont responsables de la perte d'énergie d'un parton induite par un milieu. La perte d'énergie par diffusion élastique avec les constituants du milieu et la perte d'énergie de rayonnement ou bremsstrahlung :  $\Delta E = \Delta E_{coll} + \Delta E_{ray}$  [45]. Ces mécanismes sont illustrés sur la figure 3.2 [22].

1. Un parton thermique est un parton qui constitue le milieu.

2. En pQCD,  $\hat{q} \sim \alpha_s^2 T^3$ , cette variable est donc bien reliée au nombre de gluons dans le milieu  $n_g$  car :  $n_g \sim T^3$ .

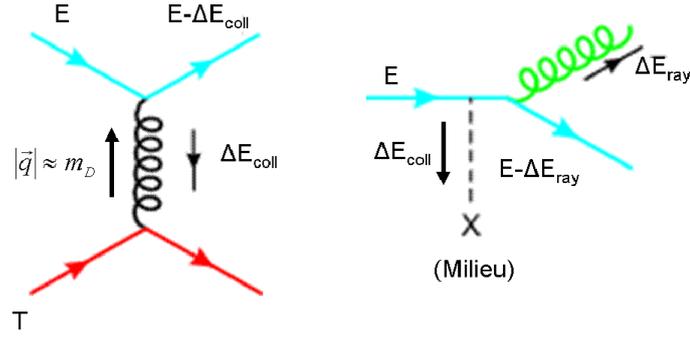


FIGURE 3.2 – Diagrammes des processus de perte d'énergie par collision (à gauche) et par rayonnement (à droite) d'un quark d'énergie  $E$  traversant un milieu partonique dense [22]. Dans le second processus on a, *a priori*, également une perte d'énergie collisionnelle, mais négligeable en général devant la perte d'énergie radiative.

La première est dominante pour les partons de basse impulsion. Mais dans le cas de partons<sup>3</sup> très énergétiques (d'énergie très supérieure à leurs masses et à la température  $T$  du milieu), c'est la perte d'énergie radiative qui domine. En effet, la perte d'énergie collisionnelle  $\Delta E_{coll}$ , se calcule en pQCD à l'ordre LO et est de l'ordre de  $\Delta E_{coll} \sim \alpha_s^2 T^2 L$ . La perte d'énergie radiative  $\Delta E_{rad}$ , en revanche, se calcule à l'ordre supérieur et est de l'ordre de  $\Delta E_{rad} \sim \alpha_s^3 T^3 L^2$  et domine lorsque  $L > \frac{1}{\alpha_s T} \sim \lambda$ .

Il existe deux régimes de perte d'énergie par rayonnement distingués par la taille du milieu. Si la taille  $L$  du milieu est inférieure au libre parcours moyen  $\lambda$  du parton,  $L \ll \lambda$ , on se situe dans le régime de **Bethe-Heitler**<sup>4</sup> [47]. Le spectre de gluons rayonnés s'écrit alors comme :

$$\omega \frac{dI_{rad}}{d\omega} \sim \alpha_s \hat{q} L^2 / \omega \quad (3.2)$$

pour  $L m_D^2 < \omega < E$ <sup>5</sup>. La perte d'énergie qui en résulte est :

$$\Delta E_{rad}^{BH} \sim \alpha_s \hat{q} L^2 \ln(E / (m_D^2 L)) \quad (3.3)$$

Si le milieu est épais,  $L \gg \lambda$ , nous sommes dans le régime de **Landau-Pomeranchuk-Migdal** (LPM) [48]. Le spectre de rayonnement de gluons diffère selon qu'ils sont "mous" ( $\omega < \omega_c$ ) ou « durs » ( $\omega > \omega_c$ ) par rapport à l'énergie caractéristique :  $\omega_c = \frac{1}{2} \hat{q} L^2$ .

– si  $\omega < \omega_c$ ,

$$\omega \frac{dI_{rad}}{d\omega} \sim \alpha_s \sqrt{\omega_c / \omega} \implies \Delta E_{rad}^{LPM} \sim \alpha_s \omega_c \sim \alpha_s \hat{q} L^2 \quad (3.4)$$

– si  $\omega > \omega_c$ ,

$$\omega \frac{dI_{rad}}{d\omega} \sim \alpha_s \omega_c / \omega \implies \Delta E_{rad}^{LPM} \sim \alpha_s \omega_c \ln(E / \omega_c) \sim \alpha_s \hat{q} L^2 \ln(E / (\hat{q} L^2)) \quad (3.5)$$

**Remarque** : ceci est valide tant que  $\omega_c < E$ , c'est-à-dire, tant que la taille du milieu reste en-dessous d'une valeur critique  $L_{cr}$  :  $L < L_{cr} \equiv \sqrt{E / \hat{q}}$ . Dans le cas contraire, le spectre de l'équation 3.4 est valide jusqu'à  $\omega \sim E$ , ensuite, la perte d'énergie s'écrit :

$$\Delta E_{rad} \sim \alpha_s \sqrt{E \omega_c} \sim \alpha_s L \sqrt{\hat{q} E} \quad (3.6)$$

3. Nous ne discuterons pas ici de la différence entre partons légers et partons lourds. Nous renvoyons le lecteur à [46].

4. Dans le cas de l'étude du PQG, ce régime nous intéresse peu, il est plutôt académique, sauf à considérer un parton émis à la surface du milieu.  $L$  n'est alors plus la taille du milieu mais la longueur du milieu parcouru.

5. C'est-à-dire quand le temps de formation du gluon est largement supérieur au temps que met le parton dur à traverser le milieu, du fait de sa petite taille. L'interaction avec le milieu est alors nulle ou très réduite.

Donc la détermination de la perte d'énergie des partons initiaux dans le milieu créé par les collisions d'ions lourds peut nous permettre de retrouver des paramètres tels que  $\hat{q}$  et donc de caractériser le milieu créé par la collision. En négligeant les termes logarithmiques, la perte d'énergie radiative peut s'écrire comme étant :  $\Delta E_{rad} \sim \alpha_s \hat{q} L^2$ . Pour la matière nucléaire froide,  $\hat{q} \simeq 0.05 \text{ GeV}^2/\text{fm}$  et dans le cas d'un PQG,  $\hat{q} \geq 1 \text{ GeV}^2/\text{fm}$ .

Plusieurs modèles tentent d'inclure la perte d'énergie d'un parton dans un milieu partonique dense. Ils ont introduits différents effets non pris en compte dans les formules de perte d'énergie précédentes, qui s'appliquent à un cas idéal, avec des partons qui traversent un milieu statique et uniforme ayant l'équation d'état d'un gaz idéal. Ces modèles prennent notamment en compte l'hadronisation des partons, le fait que les partons peuvent être créés n'importe où dans le milieu, que les propriétés du PQG dépendent de la position spatiale et du temps et que la perte d'énergie fluctue du fait de l'inhomogénéité du milieu.

Ces modèles se divisent en deux groupes que nous ne détaillerons pas ici :

- les modèles dits « théoriques » qui calculent le spectre de rayonnement de gluons  $\omega dI/d\omega$ . Parmi ces modèles, on compte : BDMPS-Zakharov, GLV et AMY <sup>6</sup> [49, 50, 51].
- l'autre catégorie regroupe des modèles phénoménologiques dont le but est d'implémenter le rayonnement de gluons dans un modèle réaliste afin de pouvoir prédire certaines observables telles que le  $R_{AA}$ . DGLV <sup>7</sup>, AMY et HT (*Higher Twist*) font partie de ces modèles [52].

### 3.2 Observables pour la mise en évidence de la suppression des jets

Nous avons vu que l'on crée le PQG au moyen des collisions d'ions lourds. Mais ces collisions génèrent énormément de bruit de fond. Il est donc difficile de distinguer les particules constituant les jets des particules du bruit de fond, comme le montre la figure 3.3. Il s'agit de l'énergie

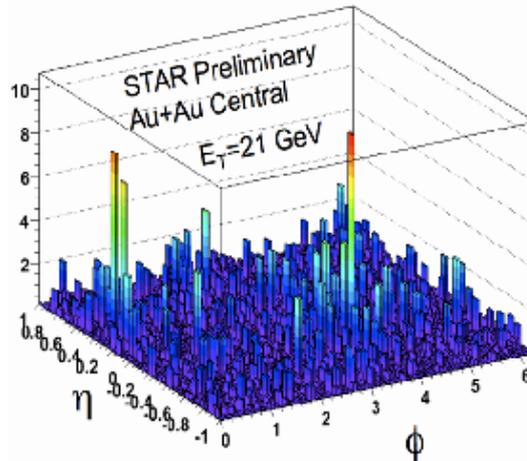


FIGURE 3.3 – Énergie transverse des particules d'un événement « dijet » mesuré par l'expérience STAR dans le plan  $(\eta, \phi)$ .

transverse des particules d'un événement « dijet » mesuré par l'expérience STAR dans le plan  $(\eta, \phi)$ . On constate qu'il y a beaucoup de bruit de fond. Néanmoins, certaines particules semblent sortir du bruit de fond. Ce sont les particules les plus énergétiques qui constituent les jets. On les appelle les particules prépondérantes (*leading particles*).

6. Ces modèles ont pour nom les initiales de leurs auteurs : BDMPS pour Baier, Dokshitzer, Mueller, Peigné et Schiff, GLV pour Gyulassy, Lévai et Vitev et AMY pour Arnold, Moore et Yaffe

7. Djordjevic, Gyulassy, Lévai et Vitev

Dans un premier temps donc, les études de jets se sont effectuées au travers d'observables liées aux particules prépondérantes, afin de s'affranchir autant que possible du bruit de fond. Nous passerons en revue dans cette partie quelques résultats importants obtenus avec ces observables. Nous verrons que toutefois, ces dernières introduisent des biais dans l'étude des jets, c'est la raison pour laquelle la reconstruction totale des jets est aujourd'hui préférée à la physique des particules prépondérantes. La reconstruction complète d'un jet nous donne la possibilité d'étudier tout un ensemble de nouvelles observables que nous examinerons également.

### 3.2.1 Quelques observables choisies liées à la physique de la particule prépondérante

#### Le spectre des hadrons de haute impulsion transverse

L'un des résultats le plus remarquable obtenu par les expériences du collisionneur RHIC<sup>8</sup> est la suppression du taux de production des hadrons de haute impulsion transverse dans les collisions Au+Au en comparaison des collisions p+p et d+Au.

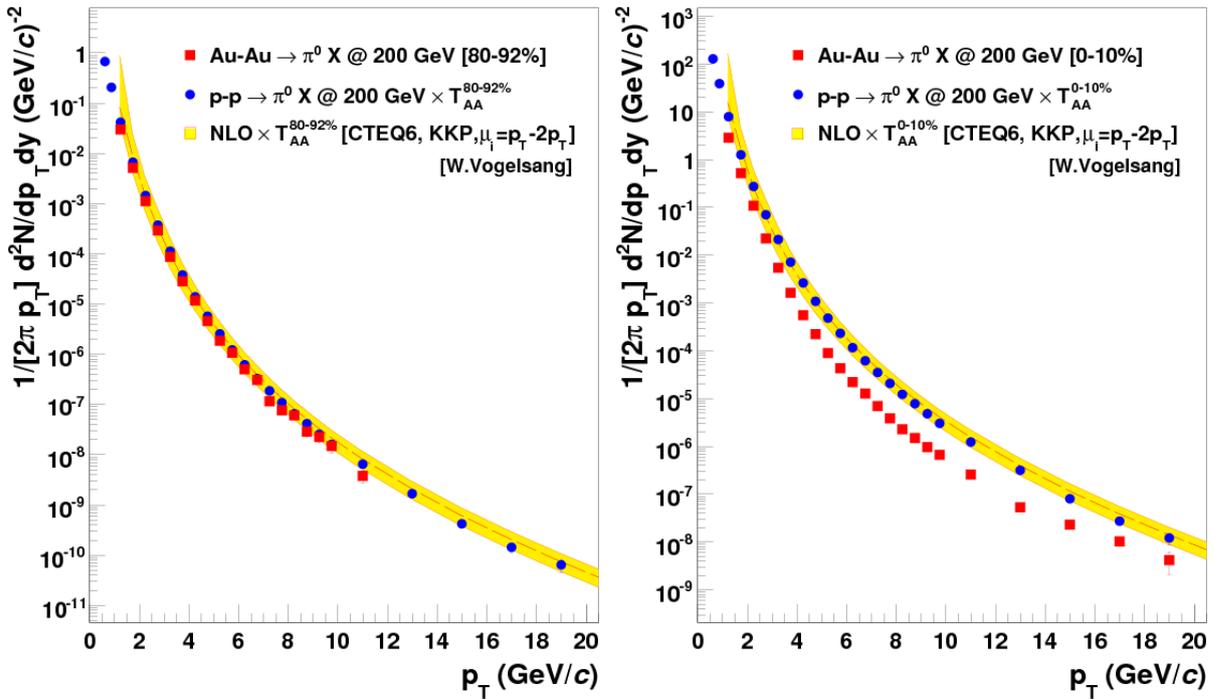


FIGURE 3.4 – Taux de production des  $\pi^0$  mesurés par l'expérience PHENIX dans les collisions p+p (points bleus) à  $\sqrt{s} = 200$  GeV ainsi que dans les collisions Au+Au périphériques (carrés rouges, à gauche) et centrales (à droite) à  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV. Les données sont comparées aux calculs NLO (bande jaune) [22].

Sur la figure 3.4, on voit les spectres des taux de production des  $\pi^0$  mesurés par l'expérience PHENIX<sup>9</sup> dans les collisions Au+Au (carrés rouges) à  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV périphériques (à gauche) et centrales (à droite), comparés aux spectres pour les collisions p+p à  $\sqrt{s} = 200$  GeV (points bleus). Les données sont comparées aux calculs NLO (bande jaune ou grisée).

La comparaison Au+Au/p+p est rendue possible par la multiplication des courbes p+p par un facteur  $T_{AA}^{80-92\%}$  ou  $T_{AA}^{0-10\%}$ . Il est évident que le taux de production de hadrons n'est pas le même dans les collisions p+p que dans les collisions Au+Au, le nombre d'interactions n'étant pas le même. Pour les rendre comparables, on peut, par exemple, se placer dans le cadre du modèle de Glauber [53]. Ce modèle décrit la géométrie d'une collision comme étant une simple superposition de collisions nucléon+nucléon incohérentes. Par conséquent, d'après ce modèle, la seule différence

8. Voir chapitre 4.

9. Voir chapitre 4.

entre collisions p+p et Au+Au est le nombre de collisions binaires  $\langle N_{coll} \rangle$ . Ainsi, on peut normaliser les données Au+Au ou multiplier les données p+p par un facteur correspondant au nombre de collisions binaires estimées dans le type de collisions (périphériques ou centrales) d'ions lourds effectuées. Ceci permet la comparaison directe des collisions p+p aux collisions Au+Au. Les facteurs  $T_{AA}$ , appelés fonctions nucléaires de recouvrement, caractérisent le profil de la surface de deux faisceaux de nucléons collisionnant à une distance  $b$  (d'où le lien à la centralité de ces fonctions). Ces fonctions ont la dimension de l'inverse d'une aire et représentent en quelque sorte la « luminosité partonique » de la collision. Par conséquent, le nombre de collisions binaires pour un  $b$  donné et  $T_{AA}(b)$  sont proportionnels :  $N_{coll}(b) = T_{AA}(b) \cdot \sigma_{AA}$ , où  $\sigma_{AA}$  est la section efficace de collision AA. Ils ont la même fonction normalisatrice pour pouvoir comparer les spectres en collisions p+p et en collisions d'ions lourds..

On constate que le taux de production de particules renormalisé par le bon facteur est identique en p+p et en Au+Au pour des collisions périphériques et que ces mesures concordent avec les prédictions de NLO. En revanche, lorsqu'on passe aux collisions Au+Au centrales, le taux de production de  $\pi^0$  est inférieur à celui des collisions p+p multipliées par le bon facteur et plus particulièrement à haut  $p_T$ . En effet, lorsque les collisions sont plus centrales, la densité du milieu augmente. Il n'est donc pas étonnant de voir les spectres de  $\pi^0$  « supprimés » dans les collisions Au+Au centrales par rapport aux collisions p+p et aux collisions Au+Au périphériques du fait de la perte d'énergie subie par les partons durs dans le milieu. Et c'est bien ce que l'on attend en cas de suppression des jets.

Mais pour avoir une meilleure vision de la suppression des hadrons de haut  $p_T$ , on observe de préférence le facteur de modification nucléaire  $R_{AA}$ . Il permet de quantifier les effets du milieu nucléaire sur la production de particules à haut  $p_T$ . Le  $R_{AA}$  s'écrit selon l'équation 3.7.

$$R_{AA} = \frac{1}{\langle N_{coll} \rangle} \frac{d^2 N_{AB}/dydp_T}{d^2 N_{pp}/dydp_T} \quad (3.7)$$

Le  $R_{AA}$  est le rapport du taux de production de particules dans les collisions noyau+noyau au taux de production de particules dans les collisions p+p. Le tout est normalisé par le nombre de collisions binaires  $\langle N_{coll} \rangle$ . Ainsi, un  $R_{AA}$  égal à 1 implique qu'une collision Au+Au n'est autre qu'une superposition de  $N_{coll}$  collisions p+p, donc que le nombre de particules produites en Au+Au est  $N_{coll}$  fois le nombre produit en p+p.

Sur les figures 3.5 et 3.6 sont présentés les  $R_{AA}$  mesurés par l'expérience PHENIX et l'expérience STAR [54, 55]. Les  $R_{AA}$  correspondent aux rapports des taux de production des hadrons chargés dans les collisions d+Au (carrés noirs, points rouges et triangles verts) et Au+Au (carrés et étoiles bleus) aux collisions p+p à  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV. Pour les collisions Au+Au, on constate une claire suppression du taux de production de hadrons à haut  $p_T$  par rapport aux collisions p+p, le  $R_{AA}$  étant bien en-dessous de 1.

Mais on ne peut pas encore conclure quant à la formation d'un milieu partonique dense. En effet, d'autres effets pourraient expliquer cette suppression comme par exemple le *gluon shadowing*, qui est un effet de l'état initial [56]. Par conséquent, pour déterminer avec exactitude la contribution due à la suppression des jets, on étudie également les collisions d+Au pour lesquelles on est sûr de ne pas avoir de suppression due à la perte d'énergie dans un milieu dense puisqu'un tel milieu ne peut pas être créé. On constate dans les collisions d+Au une légère augmentation des taux à  $p_T$  intermédiaire ( $p_T < 7$  GeV/c). C'est un effet de l'état initial, appelé effet Cronin. Les partons subissent plusieurs interactions molles élastiques avant d'interagir de façon dure dans le milieu<sup>10</sup> [57]. Ils gagnent ainsi en impulsion transverse avant l'interaction dure. Ce gain en impulsion transverse se voit au niveau du  $R_{AA}$  qui devient supérieur à 1.

En revanche, il n'y a pas de suppression des hadrons à haut  $p_T$ , au vu des données de PHENIX en tout cas. Ceci est moins clair en ce qui concerne les données de STAR, où l'on observe une

10. Suivant le modèle choisi pour décrire l'effet Cronin, ce sont les hadrons plutôt que les partons qui subissent des interactions multiples avant d'entrer en collision.

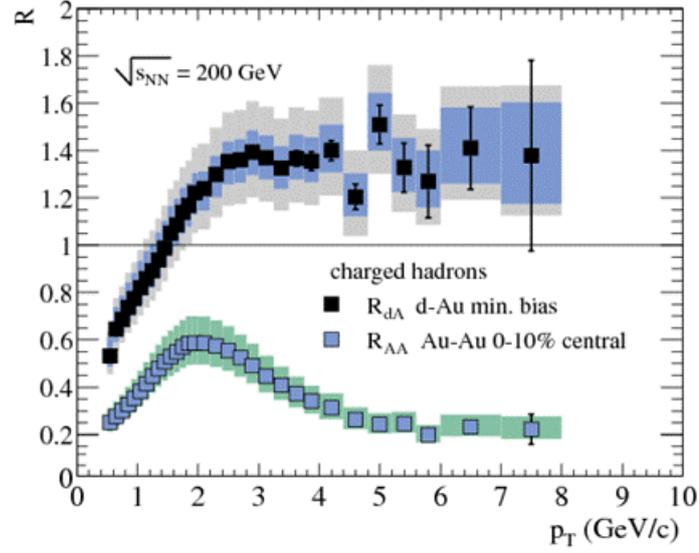


FIGURE 3.5 – Facteurs de modification nucléaire extraits par l'expérience PHENIX [54].

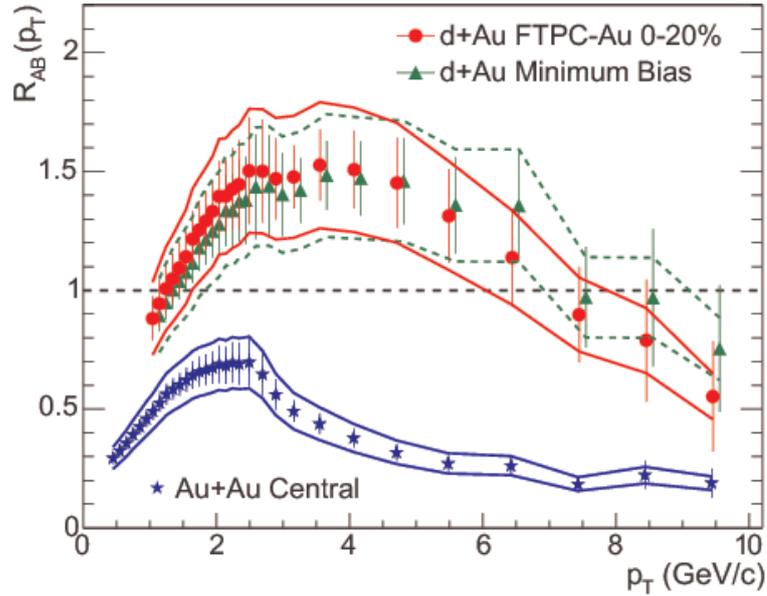


FIGURE 3.6 – Facteurs de modification nucléaire extraits par l'expérience STAR [55].

chute en dessous de 1 de la distribution pour  $p_T > 7$  GeV/c. Néanmoins, les barres d'erreurs statistiques (traits verticaux) et systématiques (bandes) sont compatibles (dernier point excepté) avec un  $R_{AA} \sim 1$  pour les données *Minimum Bias* (MB, voir le chapitre 4) et pour les données appartenant au domaine de centralité 0-20% jusqu'à  $p_T \sim 8$  GeV/c. On peut donc conclure que la suppression observée pour les collisions Au+Au est due à des effets de l'état final liés au milieu dense créé par la collision dans lequel les partons initiaux ont perdu de l'énergie.

### Les corrélations azimuthales à deux particules

Nous avons vu que pour des raisons de conservation d'énergie, les partons initiaux sont émis dos-à-dos dans le plan transverse à celui de la collision. Par conséquent, il est intéressant d'observer les modifications de la structure des jets dans ce plan *via* l'observation des particules qui les constituent. On peut effectuer ce type d'étude grâce aux corrélations azimuthales à deux

particules. Nous avons effectué ce type d'étude lors de mon stage de master 2 dans le cadre de l'expérience ALICE sur des données simulées. Nous en présenterons le résultat principal dans la partie suivante [58]. Sur la figure 3.7, le principe y est schématisé. On mesure dans le plan

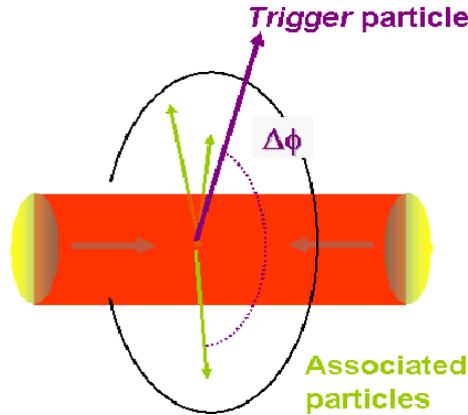


FIGURE 3.7 – Schéma du principe de corrélations azimutales à deux particules.

transverse l'angle  $\Delta\Phi$  entre les particules prépondérantes de grande impulsion transverse et les particules de plus basse impulsion transverse, dites associées. Les intervalles en  $p_T$  distinguant les particules prépondérantes des particules associées sont empiriquement choisis. Ces corrélations nous permettent d'extraire la fonction de corrélation qui s'écrit selon l'équation 3.8.

$$C(\Delta\Phi) = \frac{1}{N_{trig}} \frac{dN_{pair}}{d\Delta\Phi} \quad (3.8)$$

Cette fonction décrit la distribution en  $\phi$  des hadrons autour des particules prépondérantes. Si on effectue des corrélations de particules issues de jets créés dans des collisions p+p, nous devrions observer une différence avec des corrélations effectuées pour des particules issues de jets formés dans des collisions A+A. En effet, dans les collisions A+A, les partons initiaux vont perdre beaucoup d'énergie dans le milieu créé par la collision, cette perte sera ressentie par les particules qui constituent les jets : elles seront beaucoup moins énergétiques. Par conséquent, si l'on garde les mêmes intervalles en impulsion transverse pour les particules associées, le nombre de particules corrélées aux particules *triggers* sera réduit.

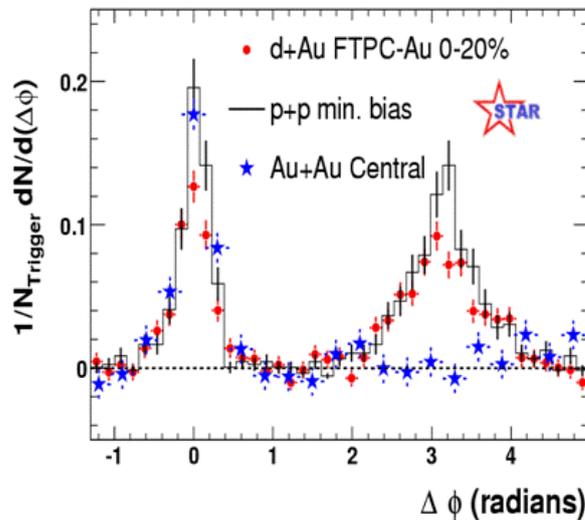


FIGURE 3.8 – Fonctions de corrélations azimutales à deux particules extraites par STAR pour des collisions p+p (histogramme continu), d+Au (points) et Au+Au (étoiles) [55].

La suppression des jets au travers des corrélations azimutales à deux particules a déjà été observée au RHIC. Nous avons choisi de présenter le premier résultat obtenu par STAR sur ce sujet [55]. Sur la figure 3.8, nous voyons les fonctions de corrélations azimutales à deux particules pour des collisions p+p (histogramme noir), d+Au (points rouges) et Au+Au (étoiles bleues). On observe pour les collisions p+p, deux pics, l'un à  $\Delta\Phi = 0$  et l'autre à  $\Delta\Phi = \pi$  qui correspondent aux particules constituant les deux jets émis dos-à-dos.

Pour s'assurer que les éventuelles différences que l'on observerait entre les collisions p+p et Au+Au ne sont pas dues à des effets de l'état initial, les corrélations pour des collisions d+Au pour lesquelles on sait qu'il n'y a pas création de PQG ont été effectuées. Deux pics ont été observés également.

En revanche, lorsqu'on passe aux collisions d'ions lourds, on constate que le pic à  $\Delta\Phi = \pi$  est supprimé. Ce qui signifie que les particules constituant le deuxième jet ne sont plus assez énergétiques pour être vues dans l'intervalle de  $p_T$  que l'on avait déterminé pour étudier les collisions p+p. Ceci est un signe de la suppression des jets et de la formation d'un milieu partonique dense.

### 3.2.2 De la méthode de la particule prépondérante à la reconstruction totale des jets

Même si la méthode des particules prépondérantes a fait ses preuves à RHIC, elle présente des limitations et risque d'être plus difficile à appliquer au LHC. En effet, le fait de rechercher des particules prépondérantes amène à introduire deux biais dans l'étude des jets. Tout d'abord, nous ne sélectionnons que les jets qui n'ont que peu ou pas subi d'effets de milieu, c'est-à-dire les jets formés dans la zone la moins dense du milieu : sur sa couronne. C'est l'effet de *surface bias*. Par conséquent, pour un jet produit au centre du milieu dense qui aurait perdu beaucoup d'énergie, il devient difficile d'identifier la particule prépondérante qui serait noyée dans le bruit de fond de la collisions d'ions lourds. Cela signifie qu'à partir d'une certaine densité de milieu, la mesure des particules prépondérantes ne permet plus de faire la différence entre un milieu très dense et un milieu encore plus dense. La méthode des particules prépondérantes ne serait plus une sonde assez « pénétrante » de la matière dense [59]. Donc, petit à petit, des observables telles que le  $R_{AA}$  perdent de leur sensibilité au milieu et finissent par devenir presque indépendantes du  $p_T$  comme le montre la figure 3.9 [60]. À partir d'un certain  $\hat{q}$ , il n'est plus aisé de distinguer

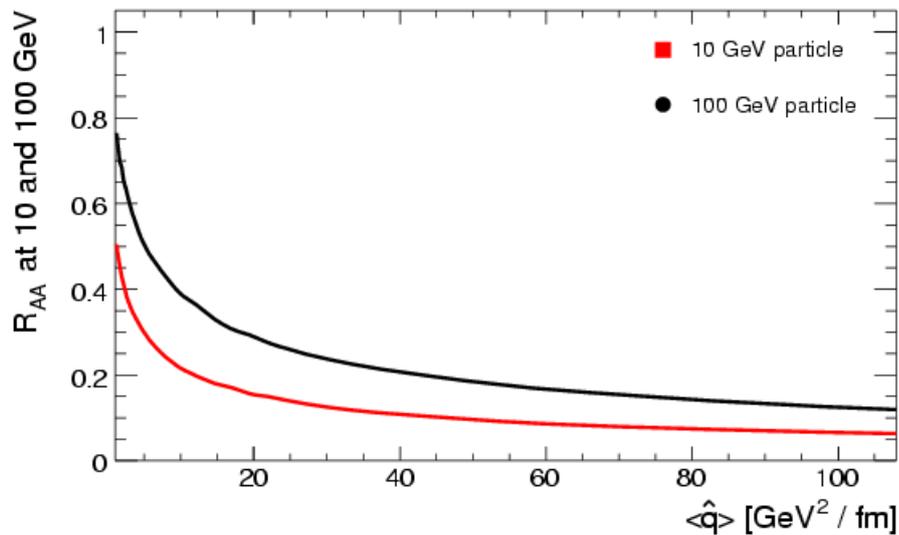


FIGURE 3.9 –  $R_{AA}$  en fonction du coefficient de transport moyen,  $\langle \hat{q} \rangle$ , pour des hadrons de 10 GeV (rouge) et des hadrons de 100 GeV (noir) dans les collisions Pb+Pb de centralité 0-10% à  $\sqrt{s_{NN}} = 5.5$  TeV [60].

une variation du  $R_{AA}$  pour les hadrons de 10 GeV (rouge) et des hadrons de 100 GeV (noir)

dans les collisions Pb+Pb de centralité 0-10% à  $\sqrt{s_{NN}} = 5.5$  TeV. Par conséquent, il devient impossible d'estimer  $\hat{q}$ .

Le deuxième point limitant que nous souhaitons souligner est ce que l'on appelle l'effet de *trigger bias*. En moyenne, dans un jet reconstruit dans les collisions d'ions lourds, l'énergie emportée par la particule prépondérante est de l'ordre de 20% de l'énergie du parton initial [61]. Les particules prépondérantes ne portent donc que peu d'énergie du parton initial et par voie de conséquence auront une direction différente de celle du parton.

De plus, nous avons observé lors d'études sur les corrélations azimutales à deux particules dans l'expérience ALICE, que les corrélations dans les collisions p+p au LHC et au RHIC sont très différentes. Comme on le voit sur la figure 3.10, le pic de corrélation à  $\Delta\phi = \pi$  est fortement atténué au LHC par rapport à ce qu'il est à RHIC pour les collisions p+p [58]. Ces corrélations

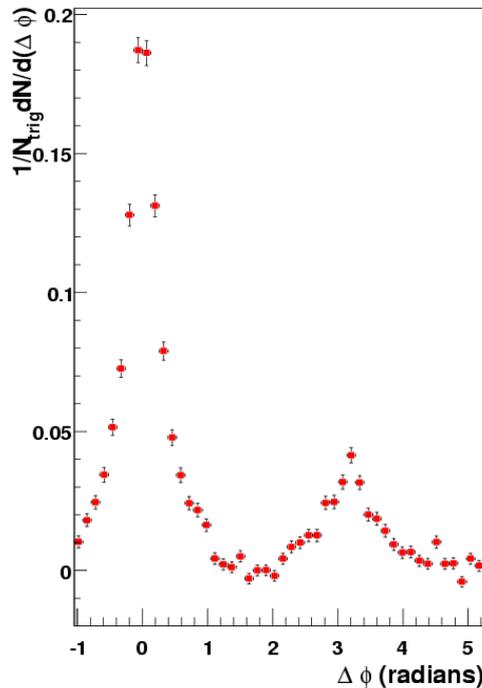


FIGURE 3.10 – Fonction de corrélation extraite de données p+p simulées avec PYTHIA, à  $\sqrt{s} = 14$  TeV, donnant des événements « jet » [58].

étant issues de simulations PYTHIA d'événements p+p à  $\sqrt{s} = 14$  TeV donnant des jets, cette « suppression du pic » n'est pas due à la formation d'un milieu partonique dense mais à un phénomène cinématique. En effet, comme nous le discutons dans l'annexe C, parce qu'au LHC, l'énergie dans le centre de masse des collisions est plus importante qu'au RHIC, l'intervalle en  $\eta$  (appelé le *gap*) entre un jet et son jet de recul a la possibilité d'être beaucoup plus large. Par conséquent, la probabilité que l'un des jets sorte de l'acceptance des détecteurs et donc que la corrélation soit perdue est plus importante. Ceci est un autre point faible de l'étude des particules prépondérantes<sup>11</sup> au LHC dans l'expérience ALICE car son acceptance est limitée.

L'étude du  $R_{AA}$  et des corrélations au LHC présente donc des limitations qui devraient rendre l'étude du PQG moins claire qu'au RHIC. Par conséquent, plutôt que d'étudier les constituants des jets, on étudiera le jet dans son ensemble en le reconstruisant totalement. L'énergie dans le

11. Mais cet effet touche aussi les jets reconstruits totalement dont nous allons parler ci-dessous.

centre de masse atteinte au LHC, 30 fois supérieure à celle de RHIC, va permettre la création de jets de plus de 50 GeV avec une bonne statistique. Ceci sera discuté dans le chapitre 7. De plus, les outils pour la reconstruction des jets ont été grandement améliorés récemment (voir le chapitre 6). Par conséquent, nous pourrions reconstruire totalement les jets même dans un environnement d'ions lourds.

Cependant, il faut garder à l'esprit que des problèmes tels que l'émission de jets hors de l'acceptance des détecteurs ou des problèmes inhérents à la reconstruction totale des jets vont se présenter à nous (voir au chapitre 8).

### 3.2.3 Les observables liées à la reconstruction totale des jets

La reconstruction totale des jets nous donne la possibilité d'étudier un large ensemble de nouvelles observables. Dans cette partie, nous allons en décrire quelques unes et montrer les résultats déjà obtenus par STAR et PHENIX. Comme dans ALICE, ces détecteurs reconstruisent les jets en combinant les mesures de trajectographes et de calorimètres électromagnétiques [29, 31].

#### Mesure de la section efficace de production de jets en ions lourds

Nous avons présenté dans le chapitre précédent les mesures de sections efficaces inclusives de production de jets effectuées par PHENIX et STAR. Les mêmes études ont été effectuées en ions lourds, dans les collisions Cu+Cu et Au+Au à  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV dans PHENIX et STAR, respectivement. Les résultats sont présentés sur les figures 3.11 et 3.12 [31, 62].

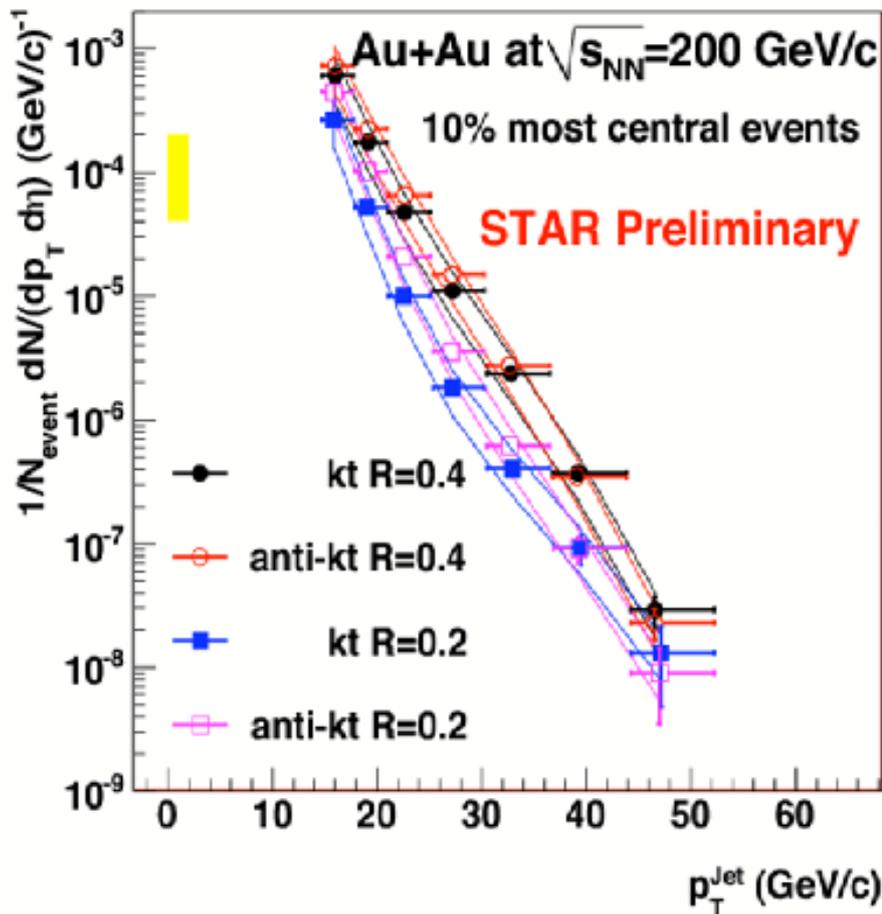


FIGURE 3.11 – Sections efficaces de production de jets mesurées par l'expérience STAR pour les collisions Au+Au à  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV avec les algorithmes de reconstruction suivants :  $kt$  (symboles pleins) et  $anti-kt$  (symboles vides) pour des rayons  $R = 0.2$  (carrés) et  $R = 0.4$  (cercles). La bande jaune correspond à l'incertitude sur l'échelle en énergie du jet. Les lignes continues représentent l'incertitude systématique due aux fluctuations du bruit de fond [31].

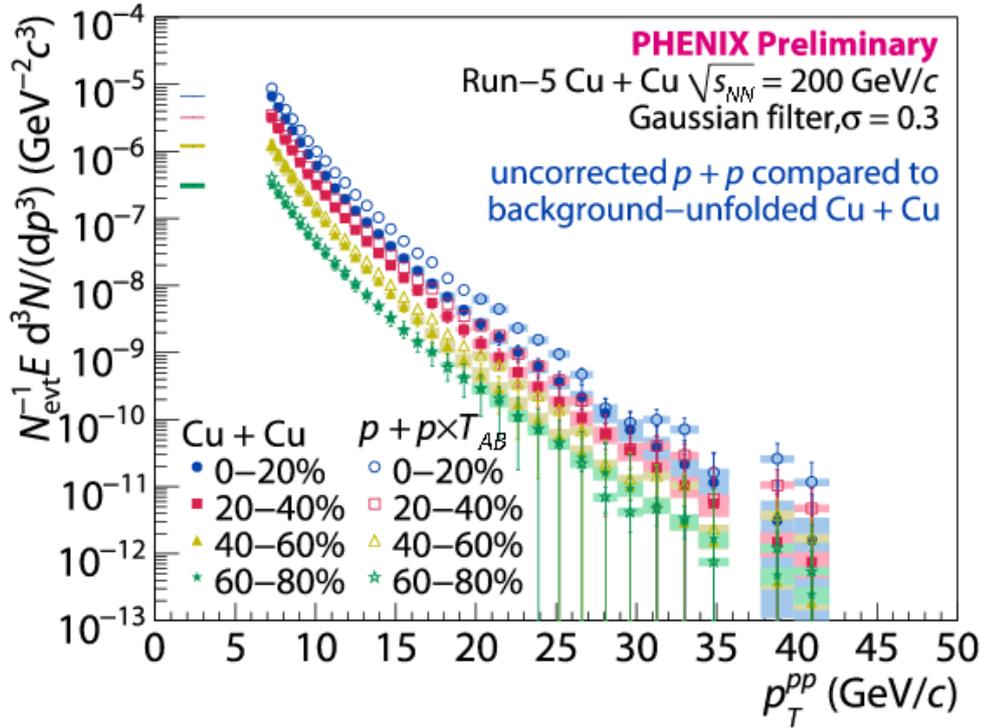


FIGURE 3.12 – Comparaison entre les taux de production de jets mesurés dans PHENIX pour les collisions Cu+Cu (symboles pleins) et les taux mesurés en p+p normalisés par le facteur de recouvrement nucléaire  $T_{AB}$  pour différentes classes de centralité : 0-20 % (cercles bleus), 20-40% (carrés roses), 40-60% (triangles jaunes) et 60-80% (étoiles vertes). Les bandes colorées correspondent à l’incertitude systématique liée à la normalisation qui dépend de la classe de centralité [62].

Sur la figure 3.11, on voit les sections efficaces de production de jets mesurées par STAR dans les 10% de collisions Au+Au les plus centrales à  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV avec les algorithmes de reconstruction suivants :  $k_T$  (symboles pleins) et anti- $k_T$  (symboles vides) pour des rayons  $R = 0.2$  (carrés) et  $R = 0.4$  (cercles). Les événements ont été sélectionnés avec un déclenchement MB (voir au chapitre 4). La bande jaune correspond à l’incertitude sur l’échelle en énergie du jet. Quant aux lignes continues, elles représentent l’incertitude systématique due aux fluctuations du bruit de fond.

On constate que les spectres des jets reconstruits par  $k_T$  et anti- $k_T$  concordent entre eux sur tout l’intervalle de  $p_T$  aux erreurs systématiques près.

Sur la figure 3.12, on observe la comparaison entre les taux de production de jets mesurés dans les collisions Cu+Cu à  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV (symboles pleins) et dans les collisions p+p (symboles ouverts) à  $\sqrt{s} = 200$  GeV normalisés par le facteur de recouvrement nucléaire  $T_{AB}$ , par PHENIX pour différentes classes de centralité : 0-20 % (cercles bleus), 20-40% (carrés roses), 40-60% (triangles jaunes) et 60-80% (étoiles vertes). Les bandes colorées correspondent à l’incertitude systématique liée à la normalisation qui dépend de la classe de centralité. Les spectres en p+p n’ont pas été corrigés tandis que les spectres en Cu+Cu ont été corrigés du bruit de fond par des méthodes de déconvolution (voir le chapitre 8).

On remarque que plus les collisions sont centrales, plus le taux de production de jets augmente sur tout le spectre en  $p_T$ . Cependant, ce taux est inférieur à celui attendu dans le cas où les collisions Cu+Cu seraient de simples superpositions de collisions p+p indépendantes. La différence se fait moins sentir pour les collisions plus périphériques.

Il y a donc suppression des jets dans les collisions Cu+Cu, comme attendu en cas de formation d’un milieu partonique dense. Les jets subissent les effets de milieu. Ils sont donc constitués

de particules moins énergétiques et moins collimatés. Par conséquent, on reconstruit des jets moins énergétiques que dans les collisions p+p. Il faut tout de même souligner que les spectres correspondant aux collisions p+p ne sont pas corrigés.

Mais pour avoir une idée plus claire de cette suppression, il est préférable d'observer le rapport de ces taux de production de jets *via* leur  $R_{AA}$ . Nous allons en discuter maintenant.

### Mesure du $R_{AA}^{\text{Jet}}$ des jets

La reconstruction totale des jets, permet également d'étudier, non pas le  $R_{AA}$  des particules mais le  $R_{AA}$  des jets.

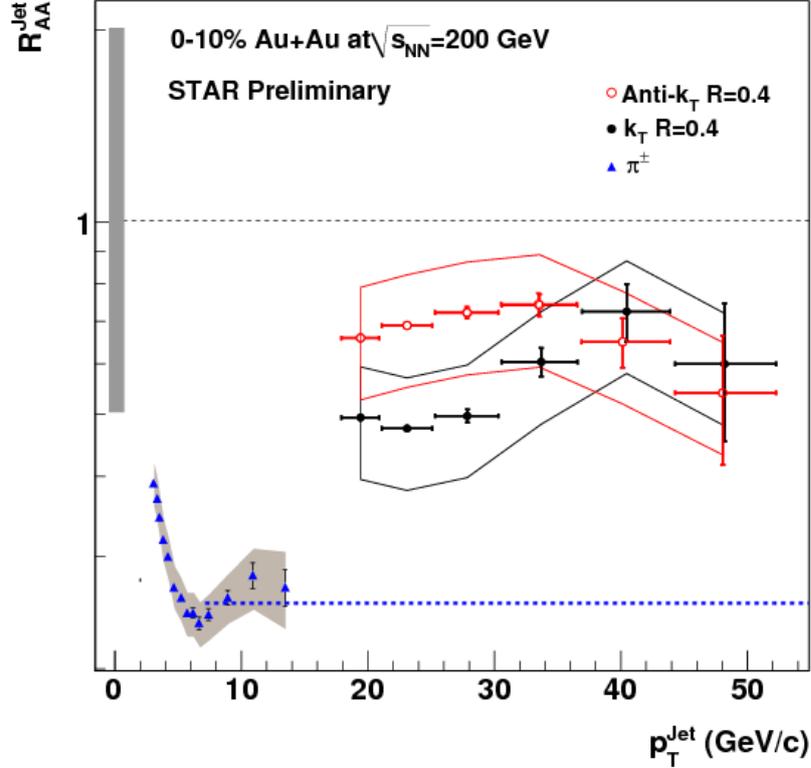


FIGURE 3.13 –  $R_{AA}$  des jets reconstruits dans STAR avec les algorithmes de reconstruction  $k_T$  (points noirs) et anti- $k_T$  (cercles rouges) avec un rayon de 0.4. Les triangles bleus correspondent à  $R_{AA}$  des pions, la bande grise détermine l'incertitude systématique sur leur mesure [29].

Sur la figure 3.13, on peut observer le  $R_{AA}$  des jets issus de collisions Au+Au à  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV les plus centrales (10%). Les jets sont reconstruits par l'algorithme  $k_T$  (points noirs) et l'algorithme anti- $k_T$  (cercles rouges) avec un rayon de 0.4. L'enveloppe représente l'incertitude à  $1\sigma$  de la déconvolution du bruit de fond d'ions lourds. Les triangles bleus correspondent au  $R_{AA}$  des pions, la bande grise détermine l'incertitude systématique sur la mesure des jets et des pions. Dans le cas idéal où l'on reconstruirait les jets parfaitement, le  $R_{AA}$  devrait être égal à 1 dans tous les cas. En réalité, en cas de suppression, une partie de l'énergie du jet est distribuée hors du cône de reconstruction entre plusieurs particules, du fait de la perte d'énergie des partons initiaux dans le milieu. Il en résulte un  $R_{AA}$  inférieur à 1.

On constate donc que les deux algorithmes mesurent une suppression des jets dans les collisions Au+Au les 10% plus centrales à  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV : le rapport du taux de production de jets dans les collisions Au+Au et dans les collisions p+p est inférieur à 1. De 20 à 40 GeV/c, la suppression est plus importante pour les jets reconstruits avec  $k_T$  que pour les jets reconstruits avec anti- $k_T$ . Sur cet intervalle de  $p_T$ , on reconstruit donc moins de jets avec  $k_T$  qu'avec anti- $k_T$ . Or nous verrons au chapitre 6 que par construction, l'algorithme anti- $k_T$  est mieux adapté pour retrouver le flux d'énergie du jet que  $k_T$ . Ce résultat semble donc mettre en défaut l'algorithme anti- $k_T$  pour les collisions d'ions lourds et justifie plutôt l'utilisation de  $k_T$ . Il a d'ailleurs déjà été montré qu'anti- $k_T$  sous-estime l'énergie des jets en présence d'un bruit de fond important [63]. À partir de 40 GeV/c, les tendances semblent converger davantage.  $k_T$  est donc plus approprié pour reconstruire des jets énergétiques qui se distinguent du bruit de fond.

Cependant, il est difficile de conclure au vu de la taille des barres d'erreur.

Cette tendance est plus marquée encore si l'on considère les pions. En effet, on reconstruit une

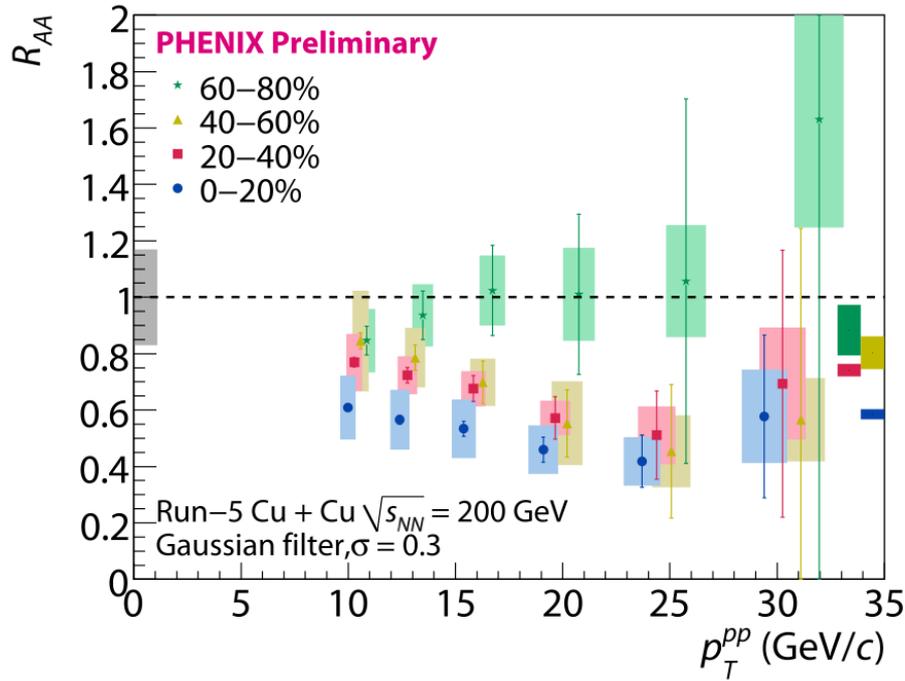


FIGURE 3.14 –  $R_{AA}$  des jets corrigé du bruit de fond par déconvolution obtenu par PHENIX dans les collisions Cu+Cu à  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV pour quatre classes de centralité [31].

bonne partie de l'énergie des jets grâce aux particules présentes dans le cône de reconstruction. En revanche, les pions sont directement affectés par la redistribution de l'énergie du jet. Plus la suppression est importante, plus ces pions sont nombreux à en bénéficier et plus leurs énergies respectives sont basses.

Sur la figure 3.14, on observe les  $R_{AA}$  des jets issus des collisions Cu+Cu à  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV reconstruits par PHENIX avec un filtre gaussien et un paramètre  $\sigma = 0.3$  pour différentes classes de centralité : 60-80% (étoiles vertes), 40-60% (triangles jaunes), 20-40% (carrés roses) et 0-20% (points bleus) [31]. Le spectre a été corrigé du bruit de fond par déconvolution.

Ce  $R_{AA}$  est bien en accord avec les spectres de la figure 3.12. Le taux de production de jet est identique dans les collisions p+p et dans les collisions Cu+Cu périphériques (60-80%). Puis, on remarque que le  $R_{AA}$  diminue avec la centralité. Cette diminution est plus marquée pour des  $p_T$  compris entre 20 et 25 GeV/c.

En effet, plus la collision est centrale, plus le milieu partonique formé est dense et plus les partons initiaux subissent des effets de milieu. Par conséquent, les jets sont moins collimatés et on ne récupère qu'une fraction de leur énergie lors de leur reconstruction, d'où la suppression du taux de production de jets observée.

### Mesure du rapport des taux de production de jets reconstruits avec des rayons différents

L'expérience STAR a également mesuré des rapports de taux de production de jets pour différents rayons comme le montre la figure 3.15 [62]. Sur cette figure, on peut comparer les rapports de taux de production de jets reconstruits avec un rayon de 0.2 à ceux reconstruits avec un rayon de 0.4 dans les collisions p+p (carrés) et Au+Au (cercles) à 200 GeV. Les jets ont été reconstruits avec deux algorithmes :  $k_T$  (symboles pleins) et anti- $k_T$  (symboles vides).

Si l'on observe le rapport pour les collisions p+p uniquement, on constate qu'il augmente avec l'impulsion transverse du jet. Ceci est en accord avec la collimation des jets plus énergétiques dont nous avons parlé au chapitre 2. En effet, plus le jet est énergétique, plus il est concentré

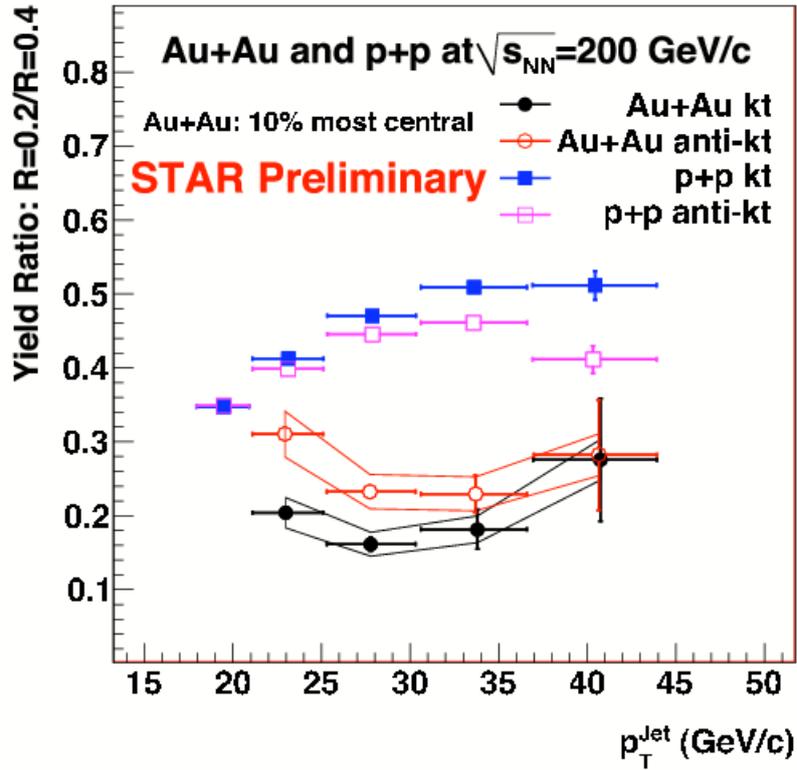


FIGURE 3.15 – Rapports de taux de production de jets reconstruits avec un rayon de 0.2 aux jets reconstruits avec un rayon de 0.4 dans les collisions p+p (carrés) et Au+Au (cercles) à 200 GeV. Les jets ont été reconstruits avec deux algorithmes :  $k_T$  (symboles pleins) et anti- $k_T$  (symboles vides) [62].

dans un cône de petite taille. Par conséquent, on retrouve plus d'énergie dans des jets de rayon 0.2 pour les jets de haut  $p_T$ . Ainsi, dans ce domaine de  $p_T$ , les taux de production de jets mesurés pour des rayons de 0.2 et 0.4 sont plus proches.

On observe une diminution de ces rapports quand on passe des collisions p+p aux collisions Au+Au, les deux algorithmes s'accordent sur ce point. On peut interpréter cette tendance comme étant une preuve de la formation d'un milieu partonique dense dans les collisions Au+Au. Parce que les partons initiaux ont perdu de l'énergie dans le milieu créé par la collision, les jets sont moins collimatés et donc plus larges que dans les collisions p+p. Par conséquent, on récupère moins d'énergie dans les petits rayons.

### Hadrochimie des jets

Les observables que nous venons de présenter se limitent à extraire des informations à partir de la seule énergie du jet reconstruit. Mais la reconstruction totale des jets nous permet d'aller encore plus loin et d'observer toutes les particules qui constituent le jet. C'est le cas de l'hadrochimie des jets et du plateau bossu.

Il se peut, par exemple, que le milieu n'affecte pas les différentes espèces de hadrons de la même façon. Si l'on inclut des effets de milieu dans le modèle MLLA+LPHD en augmentant la probabilité des partons à fragmenter, on obtient les distributions présentées sur la figure 3.16. Il s'agit des rapports des taux de production  $K^\pm/\pi^\pm$  (colonne de gauche) et  $p(\bar{p})/\pi^\pm$  (colonne de droite), pour différentes énergies de jet : 50 GeV (en haut), 100 GeV (au milieu) et 200 GeV (en bas), pour des jets dans le vide (trait continu rouge) et dans un milieu (trait pointillé

bleu) [40]. On observe pour des jets de 50 GeV des augmentations des rapports kaon sur pion

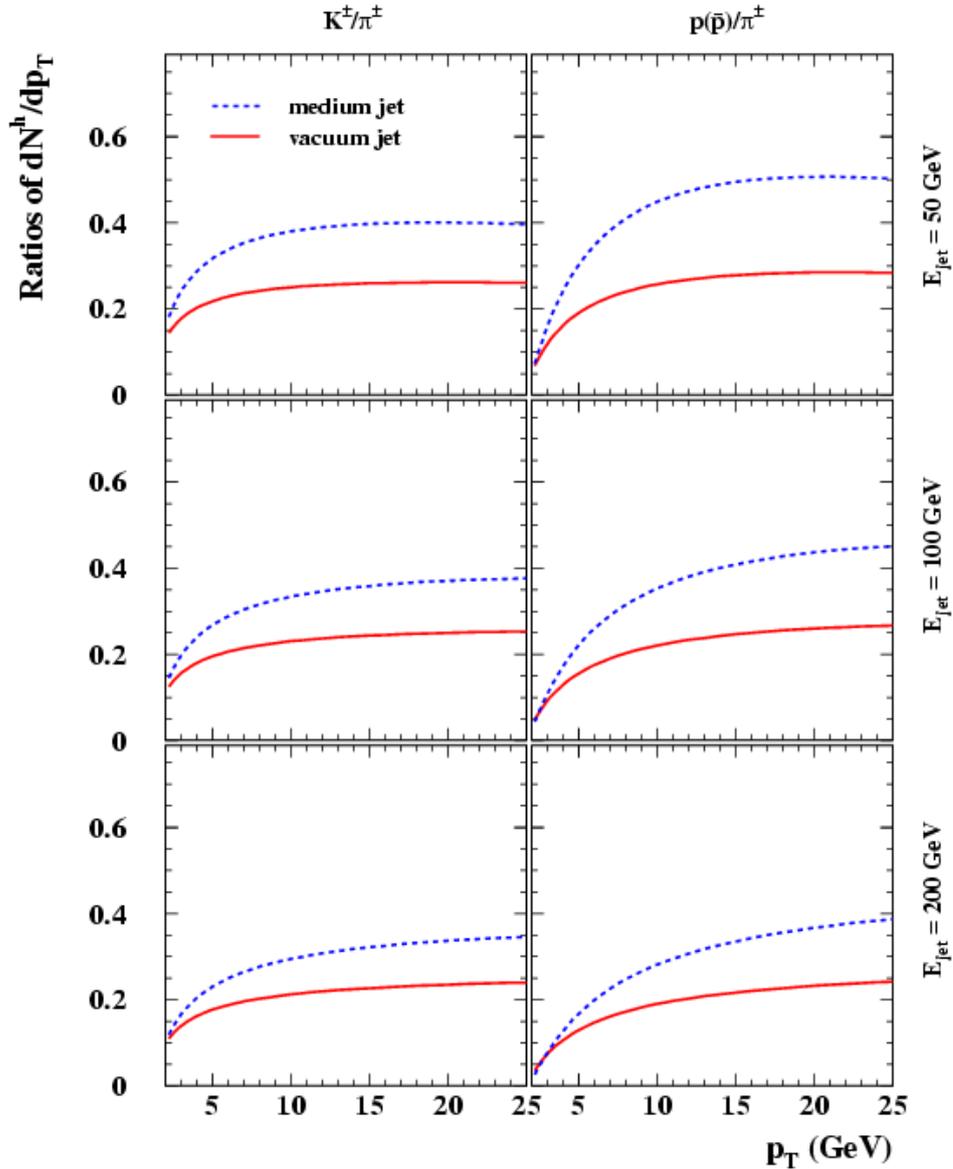


FIGURE 3.16 – Prédications MLLA+LPHD pour les rapports de taux de production  $K^\pm/\pi^\pm$  (colonne de gauche) et  $p(\bar{p})/\pi^\pm$  (colonne de droite), pour différentes énergies de jet : 50 GeV (en haut), 100 GeV (au milieu) et 200 GeV (en bas), pour des jets dans le vide (tracés continus rouges) et dans un milieu (tracés pointillés bleus) [40].

et proton sur pion d'environ 50% et 100% respectivement sur tout le spectre en  $p_T$ . Même si cette augmentation est moins importante quand l'énergie du jet augmente, elle est toujours bien présente. Les taux de production de protons et de kaons devraient donc être accrus par rapport aux taux de production des pions en cas de formation d'un milieu partonique dense.

Ces modifications importantes sont prédites alors même que le modèle n'utilise, pour modéliser les effets de milieu, qu'un seul paramètre : la probabilité de fragmenter du parton qui est augmentée. En effet, le modèle n'implique pas de transfert de couleur ou d'autre nombre quantique entre le parton initial et le milieu qui eux aussi ont une influence sur les hadrons de l'état final.

Des diverses observables présentées précédemment, c'est la mesure du plateau bossu et l'étude des rayonnements intrajet qui va retenir notre attention dans ce travail de thèse.

### La distorsion du plateau bossu

Nous avons déjà vu que dans les collisions p+p, le plateau bossu et l'étude des rayonnements intrajet nous permettent de tester les prédictions de QCD sur les effets de cohérence de couleur. Mais elles peuvent également être utiles dans les collisions d'ions lourds. En effet, elles peuvent permettre de mettre en évidence la formation d'un PQG et d'en extraire les propriétés.

Les modèles théoriques prédisent que non seulement, l'évolution des jets dans un milieu va changer leurs énergies transverse et longitudinale, donc la distribution en énergie des hadrons dans les jets, mais aussi la composition hadrochimique des jets, comme nous l'avons discuté ci-dessus.

Dans un milieu partonique dense, les partons initiaux ainsi que les partons de la gerbe partonique vont interagir avec le milieu. Il peut y avoir échange de nombre baryonique ou étrange par recombinaison d'un parton du jet avec un parton du milieu, échange de couleur entre le milieu et le jet. Ces différents effets, pris en compte par les modèles de perte d'énergie partonique, vont changer la composition hadrochimique des jets.

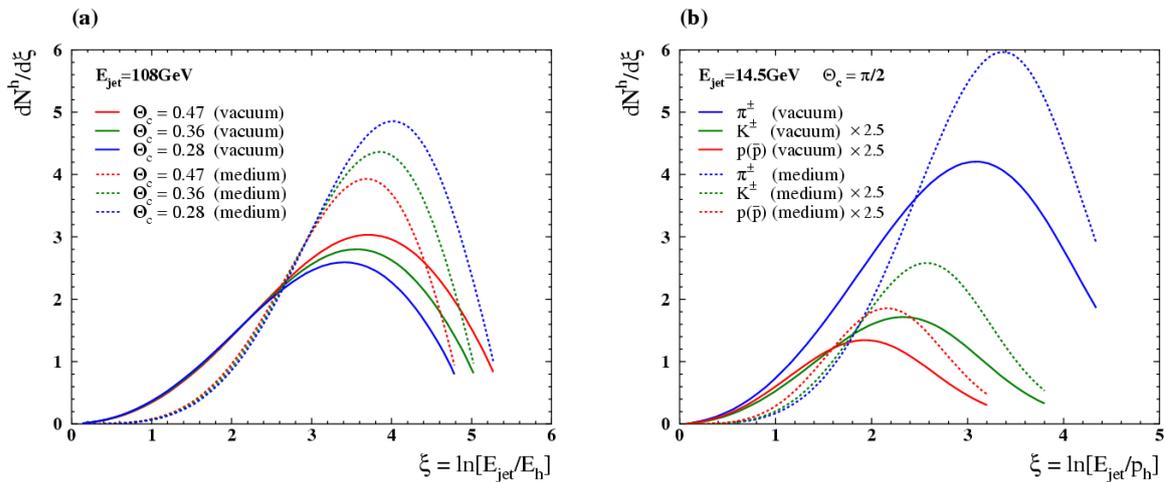


FIGURE 3.17 – À gauche : prédictions théoriques de MLLA+LPHD pour des jets de 108 GeV issus de partons initiaux ayant évolué dans le vide (lignes continues) et dans un milieu (lignes pointillées). À droite : plateaux bossus pour des partons initiaux ayant évolué dans le vide (lignes continues) et dans un milieu (lignes pointillées) et ayant donné des jets de 14.5 GeV. Les hadrons sont récupérés dans un cône de rayon  $\pi/2$ . Les plateaux bossus correspondent à différentes espèces de hadrons : les protons (en rouge), les kaons (en vert) et les pions (en bleu) [40].

Sur la figure 3.17 [40], on observe, à gauche, les prédictions théoriques de MLLA+LPHD pour des jets de 108 GeV issus de partons initiaux ayant évolué dans le vide (courbes continues) et dans un milieu (courbes pointillées). Les différentes couleurs correspondent à des ouvertures de cône de 0.47 (rouge), 0.36 (en vert) et 0.28 (en bleu).

D'après ces prédictions, nous devrions observer, en passant du vide à un milieu partonique dense, un déplacement du maximum des distributions vers les hauts  $\xi$  ainsi qu'une augmentation de leur amplitude, ce qui correspond à plus de particules de basse énergie et en parallèle, une diminution de la population des intervalles de bas  $\xi$  c'est-à-dire moins de particules énergétiques. C'est exactement ce qui est attendu en cas de suppression des jets dans un milieu tel que le PQG.

Toujours sur la figure 3.17 à droite, on peut observer les plateaux bossus pour des partons initiaux ayant évolué dans le vide (lignes continues) et dans un milieu (lignes pointillées) et ayant donné des jets de 14.5 GeV. Les hadrons sont collectés dans un cône de rayon  $\pi/2$ . Les plateaux bossus correspondent à différentes espèces de hadrons : les protons (en rouge), les kaons (en vert) et les

pions (en bleu). On constate que passer du vide à un milieu ne change pas l'ordre dans lequel les distributions sont atténuées en fonction de la masse du hadron. Cependant, le nombre de hadrons de basse énergie augmente considérablement pour toutes les espèces.

Dans l'expérience STAR, le plateau bossu a déjà été mesuré dans les collisions p+p comme nous l'avons vu au chapitre 2, mais également dans les collisions Au+Au. Sur la figure 3.18, on peut voir les plateaux bossus non corrigés mesurés par STAR dans les collisions p+p à  $\sqrt{s} = 200$  GeV à l'aide du déclencheur JP (voir la section suivante) pour des jets de  $p_T$  compris entre 30 et 40 GeV/c. Les jets sont reconstruits avec différents algorithmes de reconstruction : *midpoint*

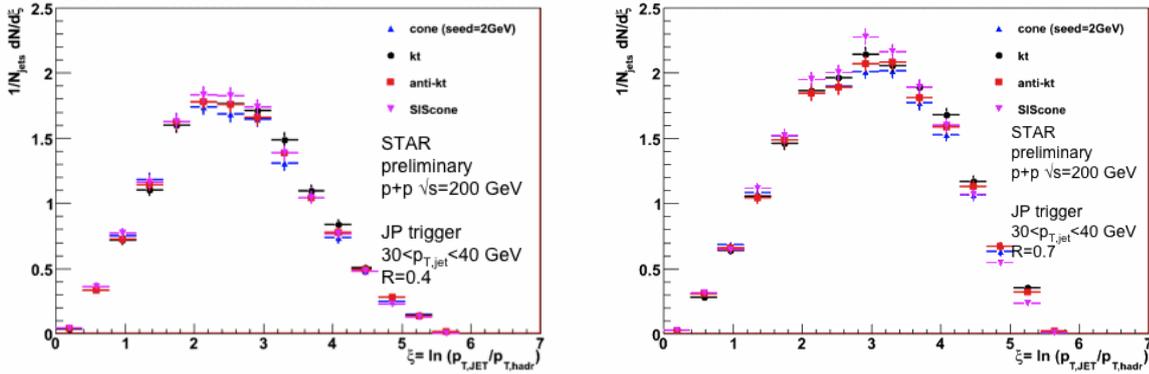


FIGURE 3.18 – Plateaux bossus non corrigés mesurés par l'expérience STAR dans les collisions p+p à  $\sqrt{s} = 200$  GeV à l'aide du déclencheur JP pour des jets de  $p_T$  compris entre 30 et 40 GeV/c. Les jets sont reconstruits avec différents algorithmes de reconstruction : *midpoint* (triangles bleus),  $k_T$  (points noirs), anti- $k_T$  (carrés rouges) et SIScone (triangle renversé violet). À gauche : les jets sont reconstruits avec un rayon de 0.4. À droite : les jets sont reconstruits avec un rayon de 0.7 [64].

(triangles bleus),  $k_T$  (points noirs), anti- $k_T$  (carrés rouges) et SIScone (triangle renversé violet). À gauche : les jets sont reconstruits avec un rayon de 0.4 . À droite : les jets sont reconstruits avec un rayon de 0.7 [64].

Dans les collisions p+p, les algorithmes de reconstruction sont cohérents entre eux, comme le montre la figure 3.18. Mais aucune différence n'a été constatée entre les plateaux bossus mesurés dans les collisions p+p et ceux mesurés dans les collisions Au+Au, comme le montre la figure 3.19 [65]. Elle présente le rapport des plateaux bossus mesurés dans les collisions Au+Au

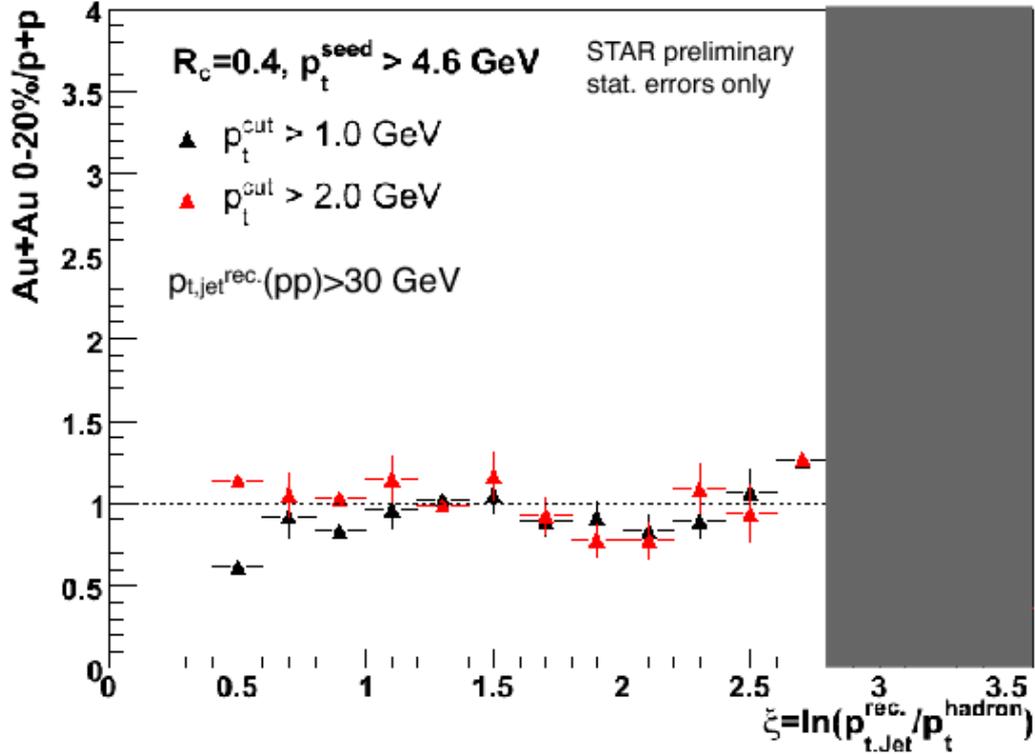


FIGURE 3.19 – Rapport des plateaux bossus mesurés dans les collisions Au+Au de centralité 0-20% et dans les collisions p+p avec des coupures sur le  $p_T$  des traces de 1 GeV/c (triangles noirs) et 2 GeV/c (triangles rouges). La zone grise correspond à la région où la mesure en collisions Au+Au est dominée par le bruit de fond de l'UE [65].

de la classe de centralité 0-20% et les collisions p+p avec des coupures sur le  $p_T$  des traces de 1 GeV/c (triangles noirs) et 2 GeV/c (triangles rouges). La zone grise correspond à la région où la mesure pour des collisions Au+Au est dominée par le bruit de fond de l'UE. Ces rapports égaux à 1 (alors qu'on attendrait plutôt un rapport inférieur à 1 dans ce domaine de  $\xi$ ) signifient soit, que l'on a pas formé de milieu partonique dense, soit que la sélection des jets est toujours biaisée ou encore qu'il y a un décalage des distributions dû à une mauvaise estimation de l'impulsion des jets qui n'est pas corrigé correctement (voir chapitre 8). L'explication de la deuxième hypothèse est donnée ci-dessous.

### Étude du jet de recul

Nous avons vu que la reconstruction totale des jets est une alternative pour s'affranchir du biais introduit par la recherche des particules prépondérantes. Il subsiste néanmoins un biais lié à la manière dont on déclenche l'enregistrement des événements « jet ». Un événement est déclaré événement contenant un jet si l'on détecte sur une surface déterminée du calorimètre une quantité d'énergie supérieure à un seuil donné. C'est ce type de sélection qui est utilisé par STAR notamment, avec le déclencheur JP. Mais cette sélection des événements introduit un biais identique à celui induit par la recherche des particules prépondérantes.

Pour s'en libérer, on peut étudier non pas le jet le plus énergétique mesuré, mais son jet de recul, moins énergétique et qui a donc plus de chance d'avoir subi des effets de milieu.

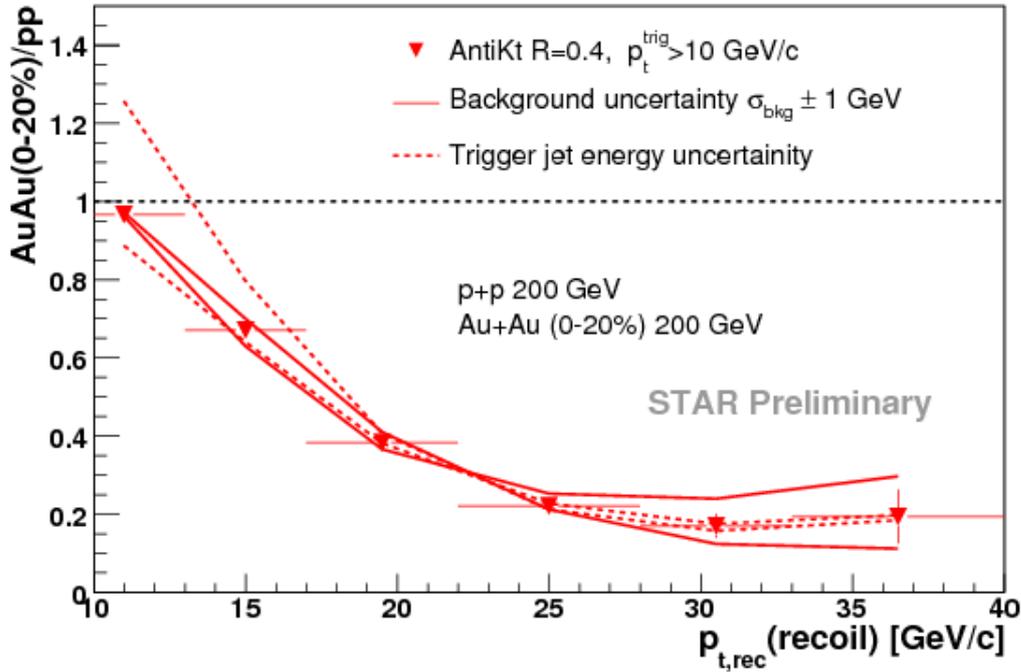


FIGURE 3.20 –  $R_{AA}$  des jets de recul produits dans les collisions p+p et Au+Au à  $\sqrt{s} = 200$  GeV dans STAR, reconstruits avec l’algorithme anti- $k_T$  et un rayon de 0.4. Les incertitudes sont liées au bruit de fond (tracés continus) et au déclenchement sur l’énergie du jet (tracés pointillés) [29].

Des études de  $R_{AA}$  des jets de recul par exemple peuvent donc être opérées comme le montre la figure 3.20.

On peut y observer le  $R_{AA}$  des jets de recul produits dans les collisions p+p et Au+Au à  $\sqrt{s} = 200$  GeV dans STAR, reconstruits avec l’algorithme anti- $k_T$  et un rayon de 0.4. Les incertitudes sont liées au bruit de fond (traits continus) et au déclenchement sur l’énergie du jet (traits pointillés).

On constate une suppression du taux de production de jets de recul dans les collisions Au+Au par rapport aux collisions p+p. Ce résultat est rassurant au premier abord : on voit effectivement des effets de milieu. Mais cela ne signifie pas que nous sommes totalement affranchis du biais dû au *trigger*. On a dit que ce dernier conduisait à enregistrer des événements dans lesquels les jets ont peu ou pas subi d’effets de milieu. Des jets qui se situent donc à la périphérie du milieu. Dans le cas des événements « dijet », si le jet qui a mené à l’enregistrement de l’événement n’a pas subi d’effets de milieu, le jet de recul, peut soit lui aussi se situer sur la couronne du milieu et ne pas en subir les effets, soit traverser le milieu. On peut alors se demander s’il est vraiment détecté en cas de suppression très importante. Dans ce cas là, le problème de biais serait identique, même en étudiant le jet de recul.

Dans ce travail de thèse, nous allons effectuer une étude préparatoire de la mesure des jets dans ALICE. Ce travail pourra servir par la suite à les étudier de façon plus rigoureuse dans les collisions p+p afin de tenter de confirmer les prédictions de LLA et MLLA mais aussi afin de fournir une référence aux études futures des rayonnements intrajet dans les collisions d’ions lourds.

Deuxième partie

## **LES OUTILS EXPÉRIMENTAUX**



## Chapitre 4

# Outils expérimentaux pour la mise en oeuvre des collisions et la détection

« Lorsque les hommes travaillent ensemble, les montagnes se changent en or. »,  
Proverbe chinois.

### 4.1 Du Tevatron au *Large Hadron Collider* (LHC)

#### 4.1.1 Les collisionneurs Tevatron, RHIC et LHC

Les collisionneurs sont des dispositifs qui permettent d'accélérer et de faire entrer en collision deux faisceaux de leptons, de hadrons ou d'ions lourds circulant en sens inverse. Ces collisions génèrent des particules dont l'étude nous informe sur les interactions fondamentales de la matière. Plusieurs paramètres permettent de distinguer les collisionneurs, citons entre autres, leur taille, les particules qu'ils accélèrent, l'énergie atteinte dans le centre de masse de la collision et la luminosité.

La luminosité est un paramètre intrinsèque du collisionneur. Elle nous informe sur sa capacité à produire des particules lors des collisions. Elle s'exprime de la façon suivante dans le cas des collisions p+p [66, 67] :

$$\mathcal{L} = \frac{f.n.N_1.N_2}{4\pi.\sigma_x.\sigma_y} \quad (4.1)$$

Elle est dépendante de la fréquence de croisement des faisceaux de protons ( $f$ ), du nombre de protons par paquet dans les faisceaux<sup>1</sup> ( $N_1$  et  $N_2$ ), du nombre de paquets par faisceau ( $n$ ) ainsi que de la surface transverse des faisceaux, donc de leur collimation (leurs largeurs étant données par  $\sigma_x$  et  $\sigma_y$ ).

Cette variable a pour unité le  $\text{cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ . C'est donc l'inverse d'une section efficace par unité de temps. En effet, plus la luminosité est élevée, plus la probabilité de créer des particules est grande. D'ailleurs, pour connaître le taux de production par seconde d'une particule suivant un canal de production donné, il faut multiplier la luminosité par la section efficace de ce processus. Ce même taux de production, mais pour une durée fixée  $N_s$  (en secondes) est donné par le produit de la section efficace par la luminosité intégrée  $\mathcal{L}_{int}$  définie par l'équation suivante :

$$\mathcal{L}_{int} = \mathcal{L}.N_s \quad (4.2)$$

Parmi les collisionneurs antérieurs au *Large Hadron Collider* (LHC), nous mentionnerons le Tevatron et le *Relativistic Heavy Ion Collider* (RHIC).

---

1. Les protons sont envoyés dans l'accélérateur par paquets, les faisceaux sont donc constitués de paquets de protons qui se suivent.

Le Tevatron, se situe au *Fermi National Laboratory* près de Chicago [68]. Il fait entrer en collision des faisceaux de protons et d'anti-protons avec une énergie nominale dans le centre de masse de 1,96 TeV. Il est en fonctionnement depuis 1987. Il a pour but l'étude du Modèle Standard (quark top, boson de Higgs ...) ainsi que la physique au-delà du Modèle Standard (supersymétrie, dimensions supplémentaires).

Le RHIC qui se trouve au *Brookhaven National Laboratory* près de New York est historiquement le premier collisionneur d'ions lourds [69]. Il a permis de produire des collisions p+p, d+Au, Cu+Cu et Au+Au à de multiples énergies dans le centre de masse (7.7 GeV, 11.5 GeV et 39 GeV dans les collisions Au+Au, 200 GeV pour les collisions p+p, d+Au et Au+Au et dernièrement, 500 GeV en collisions p+p). Il a ainsi pu atteindre pour les collisions Au+Au jusqu'à  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV dans le centre de masse ainsi qu'une luminosité de  $2.10^{26} \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ . RHIC est ainsi dédié à l'étude de la matière partonique dense (le PQG) et la structure des protons.

Le LHC, au Centre Européen pour la Recherche Nucléaire (CERN) près de Genève, permet d'atteindre des valeurs sans précédent en matière de collisions p+p et d'ions lourds [70]. Tant par sa taille, 27 km de circonférence, que par l'énergie nominale dans le centre de masse qu'il atteint pour les collisions p+p et Pb+Pb à  $\sqrt{s} = 14$  TeV et  $\sqrt{s_{NN}} = 5.5$  TeV respectivement et par la luminosité atteinte. À ce jour, il a déjà permis d'effectuer des collisions p+p à  $\sqrt{s} = 900$  GeV et 7 TeV ainsi que des collisions Pb+Pb à  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV. C'est le plus grand collisionneur de particules au monde.

Le tableau 4.1 récapitule les principales caractéristiques du Tevatron, du RHIC et du LHC. Nous ne montrons ici que les meilleures performances atteintes par le Tevatron et le RHIC pour les collisions p+p et Au+Au afin de voir le saut opéré par le LHC. Dans la suite de ce chapitre, nous reviendrons plus en détail sur le LHC et les différents scénarii que ce dernier va suivre jusqu'à son fonctionnement nominal.

Collisionneur	Taille (km)	Système	$\sqrt{s}$ (GeV)	$\mathcal{L}$ ( $\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ )
Tevatron	6.4	proton+antiproton	1960	$2.10^{31}$
RHIC	3.8	Au+Au	200	$2.10^{26}$
LHC	27	p+p	14000	$10^{34}$
LHC	27	Pb+Pb	5500	$5.10^{26}$

TABLE 4.1 – Les capacités des différents collisionneurs (les valeurs données ici correspondent aux énergies et luminosités ( $\mathcal{L}$ ) les plus importantes atteintes par les collisionneurs). Quant à la taille des collisionneurs, il s'agit de leur circonférence.

Le LHC est conçu pour les conditions expérimentales nominales suivantes [71] :

- $f = 11.245$  kHz,
- $n = 2808$ ,
- $N_1 = N_2 \sim 10^{11}$ ,
- $\sigma_x = \sigma_y = 15 \mu\text{m}$  ou  $71 \mu\text{m}$  suivant le point d'interaction des faisceaux.

Ces paramètres vont permettre d'atteindre la luminosité la plus élevée jamais atteinte, c'est-à-dire environ  $10^{34} \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ .

### 4.1.2 Le dispositif d'accélération du LHC

Une fois produits, les protons et les ions de plomb passent dans une chaîne accélératrice présentée figure 4.1 avant d'être injectés dans le LHC [72]. Le LHC réutilise le tunnel de 27 km

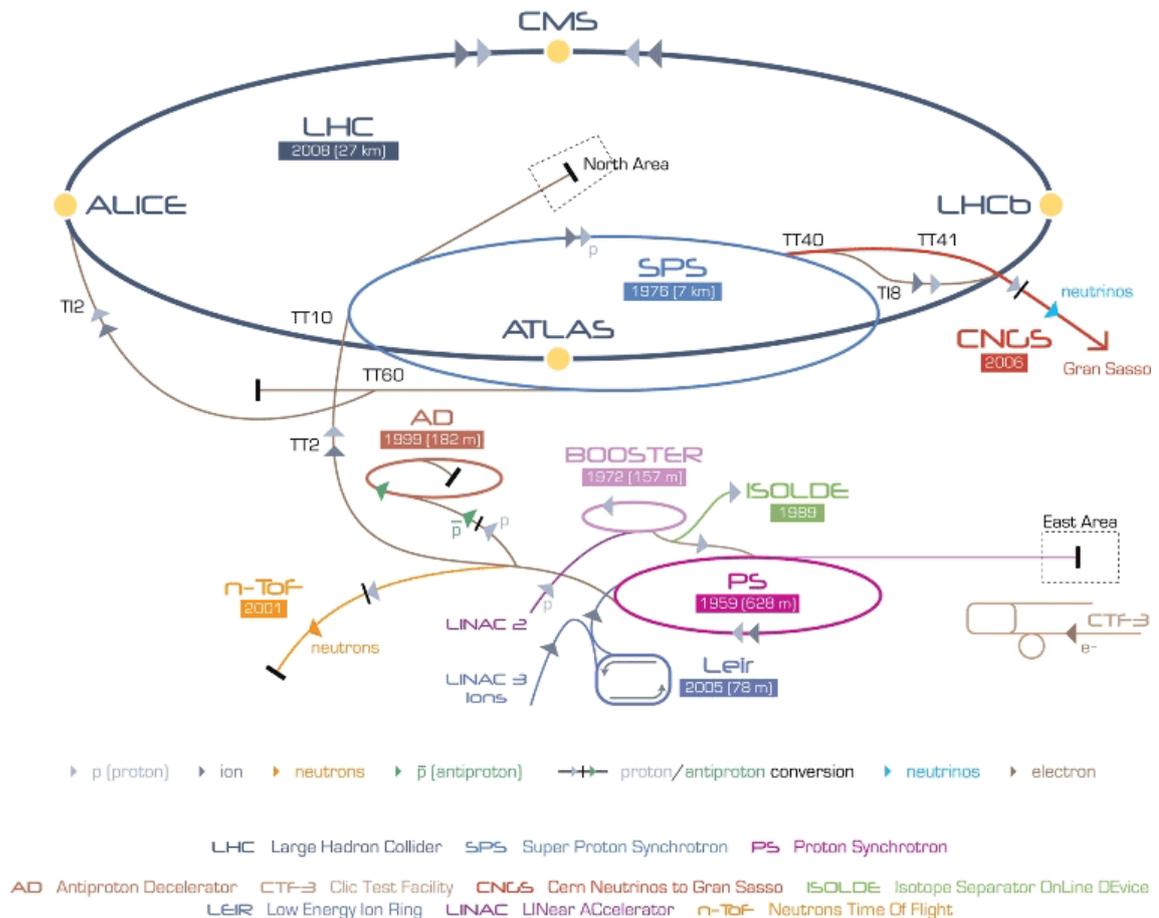


FIGURE 4.1 – Chaîne accélératrice du LHC [72].

de circonférence d'un ancien collisionneur  $e^+e^-$ , le *Large Electron Positron collider* (LEP) qui se situe entre 50 et 175 m sous terre.

Les faisceaux de protons et d'ions de plomb sont accélérés par des champs électriques et guidés par des dipôles et par des quadripôles magnétiques. Du fait de l'intensité des champs magnétiques nécessaires à la déviation des faisceaux (plus ils sont énergétiques, plus il est difficile de les courber pour les garder sur une trajectoire de même circonférence), les aimants du LHC sont supraconducteurs et pour cela sont refroidis à  $-271^\circ\text{C}$  avec de l'hélium liquide qui a nécessité la mise en place d'un système de refroidissement complexe et coûteux tout au long des 27 km de faisceau [72, 73].

Le faisceau de protons a pour source un duoplasmatron. Dans un volume sous vide, un filament cathodique délivre des électrons qui ionisent l'hydrogène qu'on y introduit. Ces protons sont ensuite injectés, à une certaine cadence dans un accélérateur linéaire, le Linac2. Le Linac2 les accélère jusqu'à 50 MeV, puis ils rejoignent le *Proton Synchrotron Booster* (PSB) où ils atteignent 1.4 GeV, puis 28 GeV et ensuite 450 GeV dans le *Proton Synchrotron* (PS) et le *Super Proton Synchrotron* (SPS) respectivement.

Pour ce qui est du faisceau de plomb, on transforme un échantillon de plomb solide à l'état gazeux en le chauffant à environ  $500^\circ\text{C}$ . On arrache aux atomes de plomb gazeux plusieurs électrons. Une fois que ceux-ci sont devenus des ions, ils peuvent être accélérés.

Les ions de plomb sont créés en deux étapes appelées « épluchages » (*stripping*). Le premier épluchage consiste à bombarder les atomes de plomb avec des électrons. Mais on n'arrache alors que les électrons les plus éloignés du noyau. Les ions produits portent des charges très variables avec un maximum aux environs de  $\text{Pb}^{29+}$ . Pour arracher les électrons ayant une forte énergie de liaison, on procède alors à un deuxième épluchage : une feuille solide et mince en carbone est intercalée sur le parcours du faisceau ayant déjà acquis une certaine énergie. Cette feuille ralentit très peu le faisceau mais le nombre de collisions à l'intérieur de la feuille est tel que l'état de charge moyen en sortie de la feuille est plus élevé qu'en entrée. La plupart des ions sortant est alors du type  $\text{Pb}^{54+}$ .

Une fois créés, les ions de plomb sont envoyés dans l'accélérateur linéaire Linac3 où ils atteignent une énergie de 4.2 MeV/nucléon, puis ils passent au *Low Energy Ion Ring* (LEIR) qui les accélère jusqu'à 7.2 MeV/nucléon. Dans l'accélérateur suivant, le PS, ils gagnent une énergie de 5.9 GeV/nucléon. Les ions traversent alors une dernière feuille, c'est le dernier « épluchage » qui donne en sortie des ions  $\text{Pb}^{82+}$ . Ces derniers gagnent encore 177 GeV/nucléon dans le SPS et ils atteignent enfin une énergie de 2.75 GeV/nucléon dans le LHC [74, 75].

Lorsqu'ils ont atteint leur énergie nominale, les faisceaux, qui circulent en sens opposés dans le LHC, sont déviés grâce à un champ magnétique qui les conduit à se croiser en quatre points précis, marqués par des points jaunes sur la figure 4.1, où se situent les détecteurs des quatre expériences du LHC que nous décrirons très brièvement ci-dessous.

### 4.1.3 Les expériences du LHC

Les quatre grandes expériences implantées au LHC sont les suivantes :

- *A Toroidal LHC ApparatuS* (ATLAS) et *Compact Muon Solenoid* (CMS) dédiées à l'étude des collisions proton+proton pour la recherche du boson de Higgs, de la supersymétrie et des dimensions supplémentaires (voir les figures 4.2 et 4.3) [76, 77].

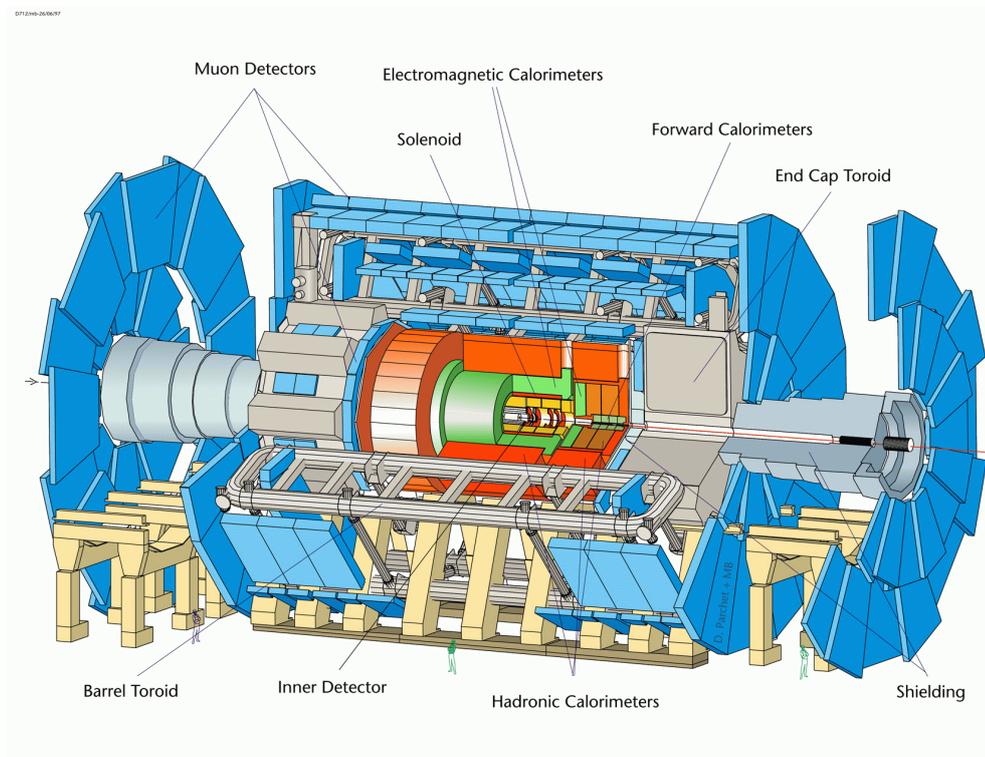


FIGURE 4.2 – Le détecteur ATLAS [76].

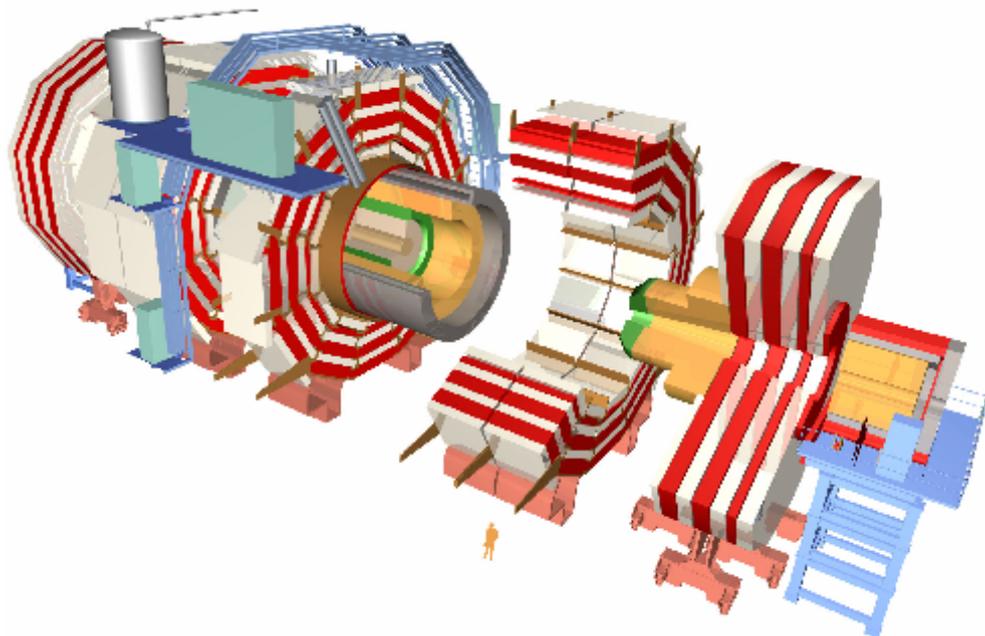


FIGURE 4.3 – Le détecteur CMS [77].

- *Large Hadron Collider beauty experiment* (LHCb) dont le but est de comprendre l'asymétrie entre matière et anti-matière *via* l'étude du quark b (voir figure 4.4) [78].

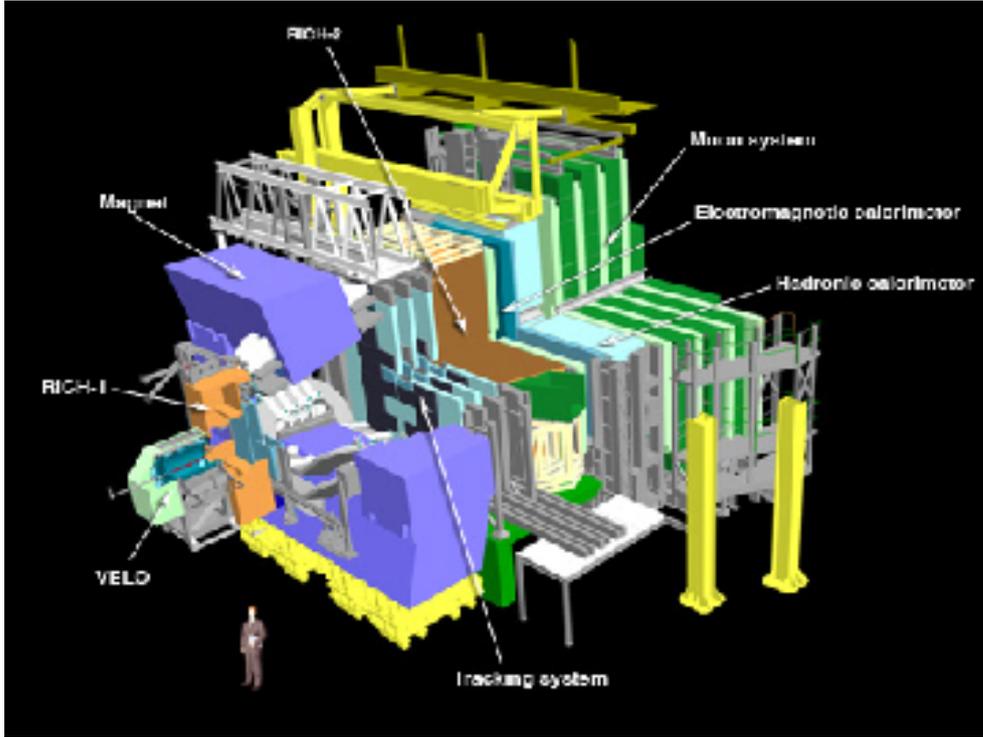


FIGURE 4.4 – Le détecteur LHCb [78].

- *A Large Ion Collider Experiment* (ALICE) dédiée aux collisions d’ions lourds pour l’étude du PQG [79].

C’est dans le cadre de cette dernière expérience que s’inscrit ce travail de thèse. Nous y reviendrons plus en détail par la suite.

Il existe encore deux expériences d’ampleur moins importantes :

- *TOTAL Cross Section, Elastic Scattering and Diffraction Dissociation at the LHC* (TOTEM) dont le but est de mesurer la taille réelle des protons, soit leur section efficace dans le LHC. TOTEM est proche de CMS [81].
- *Large Hadron Collider forward experiment* (LHCf) : elle va mesurer les particules émises à très petit angle par rapport à la direction du faisceau pour contraindre les modèles qui estiment l’énergie primaire des rayons cosmiques de très haute énergie. LHCf se situe à 140 m du point d’interaction d’ATLAS [82].

#### 4.1.4 Prise de données au LHC

##### Démarrage et premières prises de données au LHC

Le démarrage du LHC a eu lieu le 10 septembre 2008 de façon satisfaisante avec la première circulation de deux faisceaux de protons dans le tunnel. Mais le 19 septembre 2008, un problème technique a interrompu son fonctionnement. Lors de tests en vue d’une exploitation à 5 TeV, une connexion défectueuse entre deux aimants a fondu lors du passage du fort courant électrique. Cette connexion défectueuse est illustrée figure 4.5 [83]. Ceci a entraîné une fuite d’hélium dans le tunnel ainsi que l’endommagement de plusieurs aimants supraconducteurs.

C’est le 23 novembre 2009, qu’à nouveau des faisceaux de protons ont pu circuler dans le LHC à 450 GeV<sup>2</sup> et fournir aux quatre expériences les premières collisions à  $\sqrt{s} = 900$  GeV. La collaboration ALICE a pu en extraire 284 événements permettant une première publication [84], sur la densité des particules primaires chargées en fonction de la pseudorapidité. L’année 2009 se

2. Il s’agit de l’énergie d’injection.

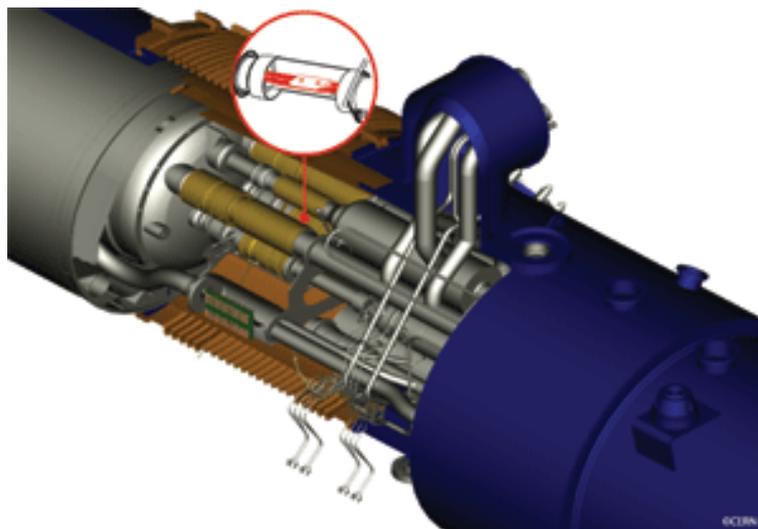


FIGURE 4.5 – Connexion défectueuse (zoom) entre deux aimants du LHC [83].

terminera avec un record, celui de 1.18 TeV/faisceau. Les collisions ont ensuite repris le 30 mars 2010, après un arrêt dédié à la consolidation du LHC en vue des collisions à 3.5 TeV/faisceau.

### Souhaits des collaborations et limitations techniques

La suite des événements est dictée d'une part, par les capacités techniques du LHC et des détecteurs et d'autre part, par les exigences des collaborations en matière de physique, à savoir :

- Comment égaler ou surpasser les expériences du Tevatron ? Quelle est la quantité de données nécessaire pour que le LHC soit compétitif ?
- Quels sont les besoins spécifiques des *non-General Purpose Detectors* (NGPD<sup>3</sup>).

**ATLAS** et **CMS** sont dédiées à l'étude des collisions p+p et des phénomènes de haute impulsion transverse. Par conséquent, ces expériences sont optimisées pour de hautes luminosités, afin de pouvoir explorer de nouveaux domaines de physique. C'est donc pour ces deux expériences que l'on espère atteindre jusqu'à  $1 \times 10^{34} \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$  en luminosité.

**ALICE**, quant à elle, est dédiée aux ions lourds. Par conséquent, certaines périodes de l'année seront dédiées aux collisions d'ions lourds au LHC. Même si elle contient un programme de physique en collisions p+p, ALICE n'est pas optimisée pour les très hautes luminosités. En effet, qui dit haute luminosité, dit fort empilement<sup>4</sup> d'événements (*pileup*) et ALICE est limitée par le temps de lecture de son principal trajectographe<sup>5</sup>, lié au temps de dérive des charges jusqu'aux cellules de lecture ( $88 \mu\text{s}$ ). Donc les collisions p+p dans ALICE se feront à basse luminosité ou, lors des prises de données à haute luminosité d'ATLAS et CMS, les faisceaux seront soit défocalisés, soit séparés dans le plan transverse afin de limiter l'empilement.

ALICE collectera des données p+p à une luminosité de  $10^{29} \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$  pour la physique *Minimum Bias* et jusqu'à  $5 \times 10^{30} \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$  pour les processus rares.

Néanmoins, le programme p+p d'ALICE est essentiel pour l'identification des signaux propres à p+p en vue de la comparaison avec les collisions d'ions lourds. Le fait d'étudier les collisions p+p et Pb+Pb dans le même détecteur permet de minimiser les erreurs systématiques. De plus, ALICE est complémentaire d'ATLAS et CMS. En effet, elle permet de descendre très bas en

3. Ce sont les détecteurs autres que ATLAS et CMS, à savoir : ALICE, LHCb, LHCf et TOTEM.

4. Lors du croisement des faisceaux, plusieurs collisions peuvent avoir lieu en même temps. Les agrégats de certaines collisions peuvent venir polluer les données mesurées par les détecteurs pour une collision donnée.

5. Voir plus loin.

impulsion transverse avec une meilleure efficacité et elle est optimisée pour étudier les hautes multiplicités [85].

### Les collisions d'ions lourds au LHC

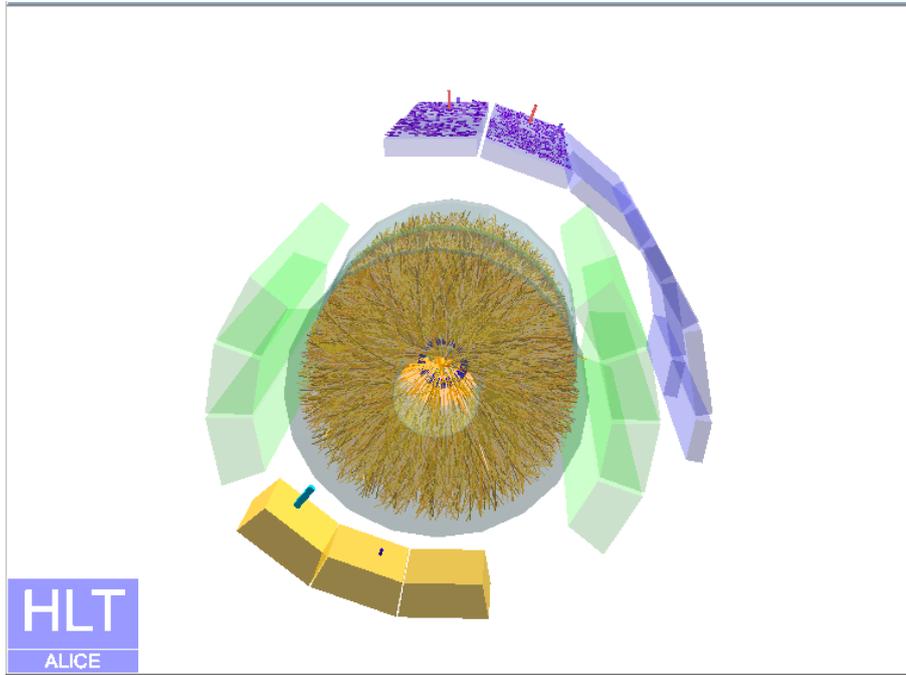


FIGURE 4.6 – Événement issu des premières collisions d'ions lourds enregistré dans ALICE. On observe les traces mesurées dans l'ITS et dans la TPC ainsi que les dépôts d'énergie dans EMCal [86].

Le programme p+p du LHC pour l'année 2010 s'est achevé le 4 novembre. La première exploitation du LHC en ions lourds a eu lieu le 7 novembre 2010 pour une énergie dans le centre de masse de  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV. La figure 4.6 présente un événement issu des premières collisions d'ions lourds enregistré dans ALICE. On observe les traces de l'ITS et de la TPC ainsi que les dépôts d'énergie dans EMCal<sup>6</sup> [86]. C'est à partir de ces données que les premiers résultats de la collaboration ALICE ont été publiés [87, 88].

6. Pour l'ITS, la TPC et EMCal, voir plus loin.

## 4.2 Le détecteur ALICE

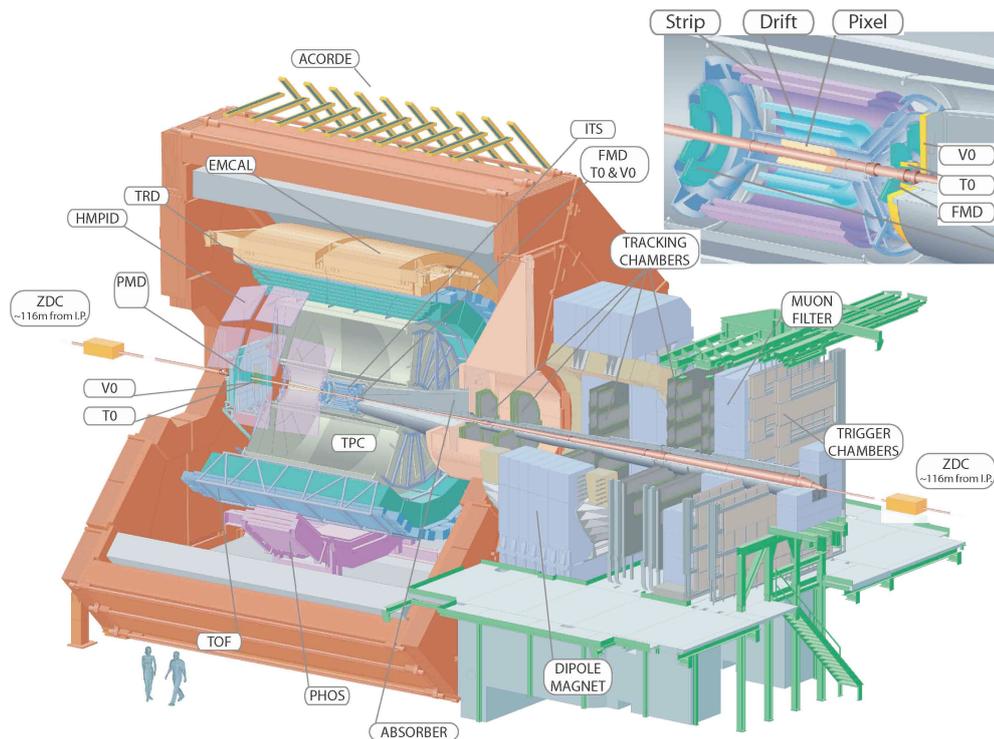


FIGURE 4.7 – Le détecteur ALICE [79].

Le détecteur ALICE est représenté sur la figure 4.7 [79]. Ce vaste ensemble de détecteurs est composé d'une partie cylindrique centrale et d'un bras vers l'avant. Il mesure 16 m de haut et 26 m de long et il pèse environ 10000 t.

Nous nous restreindrons dans cette partie à la description des détecteurs qui permettent l'étude des jets, du déclenchement de l'enregistrement des événements à la mesure des hadrons qui constituent les jets. Ces détecteurs se situent dans la partie centrale d'ALICE.

### 4.2.1 Les déclencheurs

Tous les événements produits dans ALICE ne sont pas intéressants à conserver pour une analyse physique. Par conséquent, ALICE dispose d'un système de déclenchement (*trigger*) qui permet de sélectionner les « bons » événements, de préparer les détecteurs à leur enregistrement et de donner l'autorisation finale d'enregistrement des données. Le système de déclenchement d'ALICE est présenté figure 4.8.

Tout le système de prise de données d'ALICE est supervisé par le *Experiment Control System* (ECS). Le *Central Trigger Processor* (CTP) reçoit des sous-détecteurs déclencheurs (*trigger sub-detector*) des signaux qui vont le mener à générer ou non un signal d'enregistrement des données aux détecteurs de lecture (*readout sub-detector*). Ce message est transmis *via* leur *Local Trigger Unit* (LTU). Afin de rendre possible l'archivage des données par le système d'acquisition des données (DAQ pour *Data Acquisition*) qui archive à une fréquence de 1.25 GB/s, le *High Level Trigger* (HLT) effectue une analyse primaire de la région d'intérêt des événements (*Region of Interest*, RoI) ainsi que des données en vue de leur réduction pour faciliter l'archivage.

Au type d'événement que l'on veut sélectionner correspond ce qu'on appelle une classe de déclenchement. Il s'agit d'un ensemble de conditions qui peuvent être affirmées, niées ou jugées non pertinentes suite à l'analyse des signaux<sup>7</sup> envoyés par un ensemble de détecteurs donné (appelé

7. Voir l'exemple des signaux de la classe *Minimum Bias* plus loin.

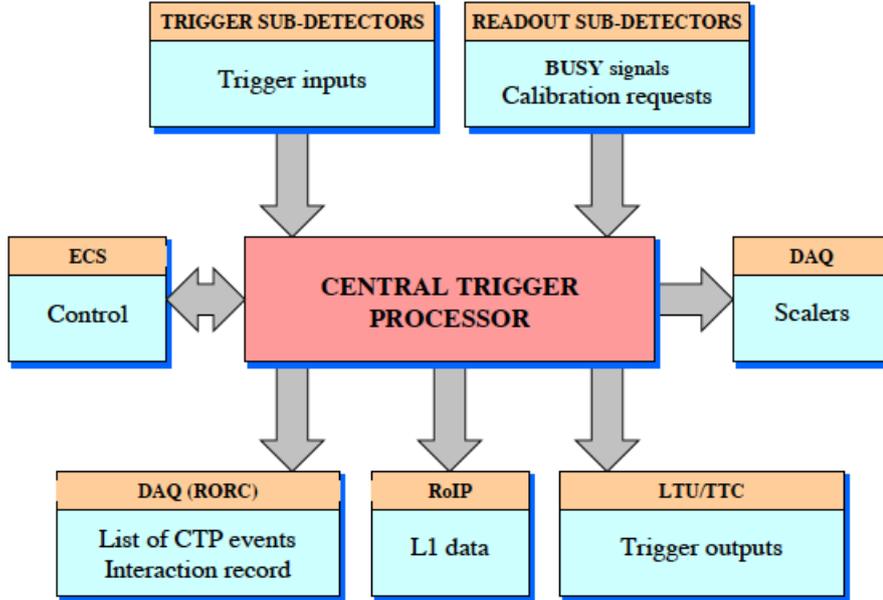


FIGURE 4.8 – Schéma du système de déclenchement d'ALICE [80].

*cluster*). Ces conditions sont liées aux caractéristiques physiques des événements que l'on veut mesurer (multiplicité, présence de particules de haute impulsion dans le calorimètre, *etc.*) et aux capacités techniques des détecteurs (ces événements sont-ils mesurables par les détecteurs?). Il existe 50 classes de *trigger*.

Les différents détecteurs de déclenchement sont classés dans trois catégories qui correspondent au temps nécessaire pour qu'ils soient en mesure de vérifier les conditions de la classe de déclenchement et envoyer l'information au CTP.

Il existe trois niveaux de déclenchement. Le déclenchement de niveau 0 (L0) qui est envoyé 1.2  $\mu$ s après l'événement. Il existe 24 signaux de type L0. C'est un pré-déclencheur qui prépare les détecteurs à éventuellement prendre des données. À ce niveau, toutes les conditions de la classe ne peuvent pas être vérifiées, le temps étant très court. Il faut attendre le déclenchement de niveau 1 (L1), 6.5  $\mu$ s après la formation de l'événement pour que toutes les réponses aux conditions soient apportées. Le L1 compte 20 signaux. Si les conditions sont remplies, il reste encore un dernier déclenchement, de niveau 2 (L2), 88  $\mu$ s après l'événement<sup>8</sup>, qui compte 6 signaux. Il vérifie les conditions de protection *past future protection* qui sont liées au *cluster* de détecteurs utilisés. Ces conditions permettent de s'assurer que l'événement n'est pas pollué par l'empilement d'événements et que l'ensemble des détecteurs du *cluster* sont en mesure d'enregistrer l'événement [89]. Lorsque l'événement est accepté, chaque détecteur de lecture reçoit en plus de l'ordre d'enregistrer, le type d'analyse (physique, calibration, ...), le *cluster* et les classes de déclenchement.

À titre d'exemple, la plus basique des classes de *trigger* est la classe d'événements *Minimum Bias* dont les conditions d'enregistrement sont les plus lâches possibles. L'enregistrement d'un événement MB est déclenché si le CTP reçoit l'un des trois signaux suivant : i) deux impacts dans la couche externe du SPD, ii) un signal dans le V0A, iii) un signal dans le V0C. Nous parlerons plus loin du SPD et des détecteurs qui constituent le  $V_0$ . Nous allons maintenant voir les principaux détecteurs déclencheurs.

Le détecteur *Time 0* (**T0**) : c'est le premier détecteur à entrer en action. Son rôle est d'envoyer les premiers signaux déclencheurs d'enregistrement des données aux autres détecteurs. Il envoie

8. Lié au temps de dérive des charges du détecteur le plus lent, à savoir la TPC dont nous parlerons plus loin.

donc des signaux de déclenchement rapides de niveau L0. Il doit premièrement mesurer la position du vertex. Si ce dernier correspond aux critères d'un « bon » vertex (voir chapitre 9), alors le T0 envoie un signal *T0-vertex*. Ce signal va préparer la partie centrale d'ALICE à prendre des données. Le T0, présenté figure 4.9, est situé de part et d'autre du point d'interaction [91]. Il est constitué de deux compteurs Cerenkov contenant 12 photomultiplicateurs : le T0A, qui se trouve du côté opposé au bras dimuons [90] (selon les  $z$  positifs) à 350 cm du vertex nominal et le T0C, à 70 cm du point d'interaction, devant le bras dimuons. T0A couvre en rapidité la région  $-5 < \eta < -4.5$  et le T0C, la région  $2.9 < \eta < 3.3$ . Le choix de ce type de détecteur est lié aux

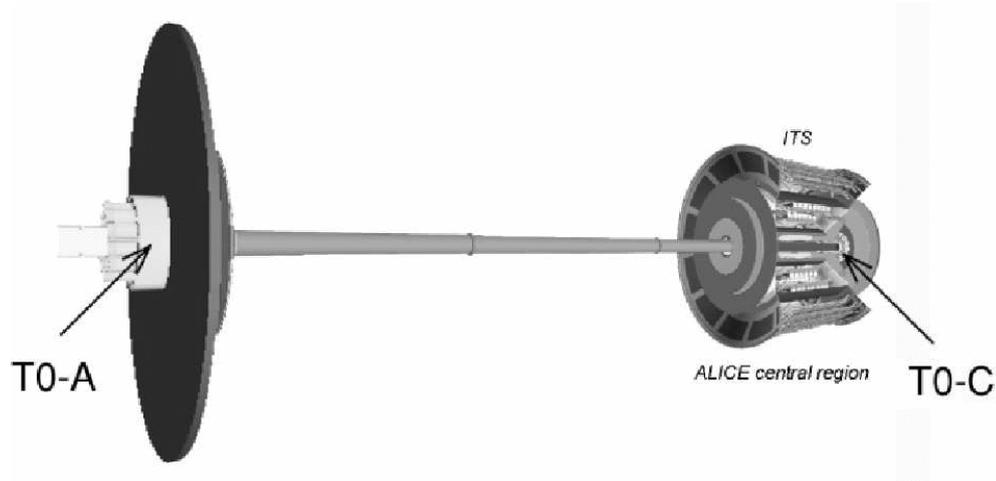


FIGURE 4.9 – Le T0 [91].

exigences en matière :

- de place (de part et d'autre du point d'interaction, il y a peu d'espace disponible),
- de vitesse (le T0 a moins de 25 ns de temps mort<sup>9</sup>) et les détecteurs Cerenkov ont une émission de lumière rapide.

9. 25 ns est le temps de *bunch crossing*

Le **V0** : il est présenté sur la figure 4.10 [91]. Le V0 est constitué de deux grilles de scintilla-

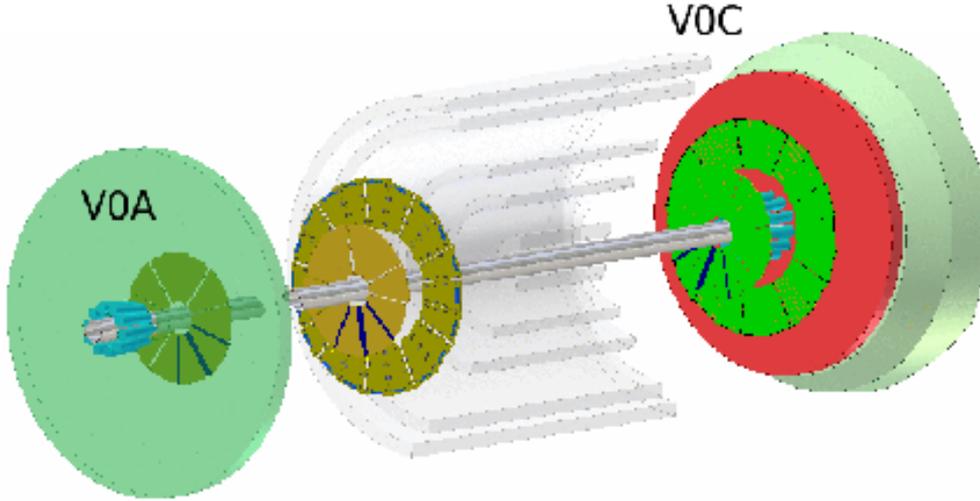


FIGURE 4.10 – Le V0 [91].

teurs situées de part et d'autre du point d'interaction. Le V0A, du côté opposé au bras dimuons à 340 cm du point d'interaction et le V0C, de l'autre côté, à 90 cm du point d'interaction. Le V0A et le V0C ont une forme de disque segmenté par quatre anneaux et huit secteurs de 45° en azimut. Ils couvrent une zone de  $2.8 < \eta < 5.2$  et  $-3.7 < \eta < -1.7$  en pseudorapidité respectivement.

Ce détecteur sert également à déclencher le signal MB notamment, pour les détecteurs centraux en collisions p+p et en collisions d'ions lourds. Le V0 est également utilisé dans ALICE pour déterminer le degré de centralité des collisions d'ions lourds. Nous y reviendrons par la suite.

Les *Zero Degree Calorimeters* (**ZDC**) sont constitués de calorimètres à neutrons (ZN) et de calorimètres à protons (ZP). Deux ensembles de ZDC sont placés à 116 m<sup>10</sup> de part et d'autre du point d'interaction et à 0° par rapport au faisceau. Ils sont présentés figure 4.11 [92]. Ils sont suppléés par deux petits *Forward Electromagnetic Calorimeters* (ZEM pour *Zero degrees ElectroMagnetic calorimeter*). Les ZEMs se situent à environ 7 m du point d'interaction, d'un côté du faisceau uniquement et à 45° par rapport à l'axe du faisceau. Ces détecteurs sont constitués de couches de plomb et de fibres de quartz qui fonctionnent selon le principe des détecteurs Cerenkov. La distance au point d'interaction fait de ces détecteurs des déclencheurs de niveau L1.

Les ZDCs mesurent les énergies  $E_{ZDC}$  des hadrons chargés et neutres spectateurs, qui n'ont pas participé à la collision, par des techniques utilisant la lumière Cerenkov. Ils ont pour rôle de déterminer la centralité des événements.

### Détermination de la centralité des événements dans ALICE

Dans une collision d'ions lourds, le nombre de participants  $N_{participants}$  (ou de spectateurs  $N_{spectateurs}$ ) est directement relié à sa géométrie. Plus elle est frontale (on parle de collision centrale), plus  $N_{participants}$  augmente ( $N_{spectateurs}$  diminue). En effet, quand la collision est périphérique, il y a peu de participants, c'est-à-dire que la majorité des nucléons « continuent leur chemin » à haute rapidité. La centralité peut donc être déterminée en déduisant le nombre de nucléons spectateurs  $N_{spectateurs}$  de la mesure de leur énergie, dans la direction du faisceau. Dans un cas idéal où tous les spectateurs seraient détectés, le nombre de participants peut se retrouver grâce aux équations suivantes :

10. C'était la distance nécessaire pour pouvoir les intercaler entre les deux faisceaux.

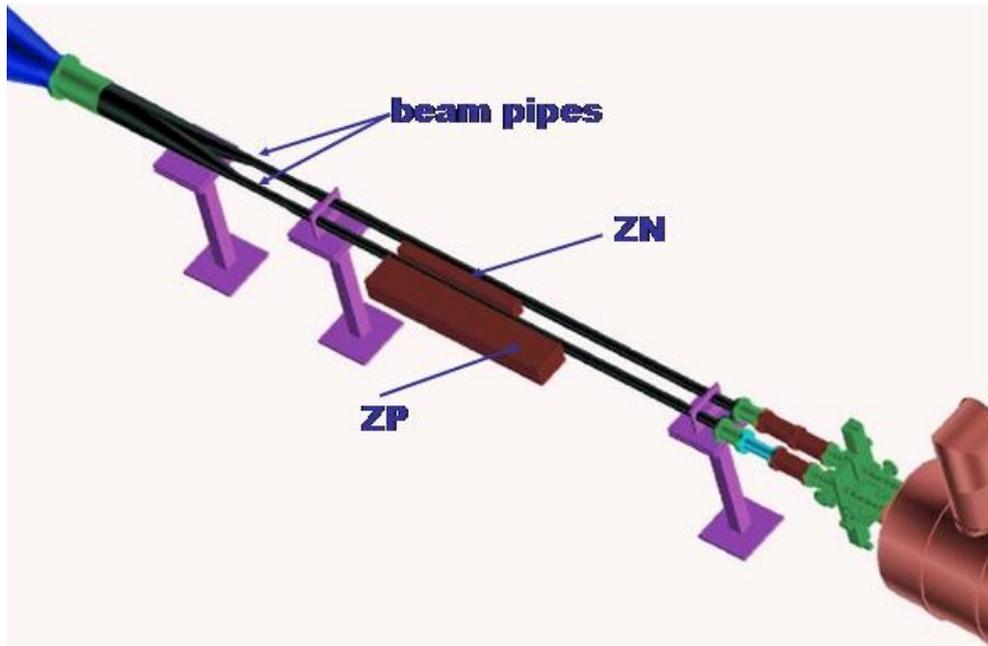


FIGURE 4.11 – Les ZDCs [92].

$$E_{ZDC}[TeV] = 2.76 \cdot N_{spectateurs} \quad (4.3)$$

$$N_{participants} = A - N_{spectateurs} \quad (4.4)$$

où 2.76 TeV est l'énergie des ions de plomb au LHC et  $A (= 208)$  le nombre de masse du plomb. Les protons spectateurs sont séparés des neutrons spectateurs par les éléments magnétiques du faisceau du LHC et mesurés par le ZP. Les neutrons sont mesurés par les ZN.

Cependant, il arrive que lors de collisions vraiment très périphériques, les spectateurs soient si peu déviés qu'ils restent dans l'axe du faisceau et ne sont pas détectables par les ZDCs. Pour pouvoir distinguer ce cas des collisions centrales où le nombre de spectateurs est lui aussi très faible, on corrèle les mesures des ZDCs avec celles des ZEM qui mesurent l'énergie des particules à très haute rapidité. Cette dernière augmente de façon monotone avec la centralité de la collision. C'est ce que montre la figure 4.12. De ces corrélations, onze classes de centralité sont extraites. 80–100% étant la classe des événements les plus périphériques et 0–5% la classe des événements les plus centraux. On constate effectivement que l'énergie dans les ZDCs augmente de la classe 80-100% à la classe 40-50% pour diminuer pour les classes de centralité plus élevées. C'est grâce aux ZEMs que l'on peut distinguer les premières classes des classes suivantes.

Le V0 peut lui aussi envoyer des signaux de déclenchement pour la détermination de la centralité d'un événement ion lourd.

Le V0 évalue la centralité d'un événement grâce à l'amplitude des signaux mesurés qui est proportionnelle à la multiplicité de cet événement. Le V0 peut être employé seul à l'aide d'un ajustement, comme le montre la figure 4.13 [93]. Les lignes verticales séparent les classes de centralité. Les collisions les plus centrales correspondent aux larges amplitudes.

Il peut également être utilisé en association avec les ZDCs, comme le montre la figure 4.14 [94].

L'histogramme du haut présente la corrélation de la réponse des ZDCs et du V0 dans les collisions Pb+Pb. La réponse du V0 est proportionnelle à la multiplicité de l'événement et l'énergie dans les ZDCs est proportionnelle au nombre de nucléons proches de l'axe des faisceaux qui n'interagissent pas. Par conséquent, plus un événement est central, plus la multiplicité dans le V0 est grande et plus l'énergie dans les ZDCs est faible.

L'histogramme du bas présente la distribution en amplitude du V0 ajustée en utilisant le modèle

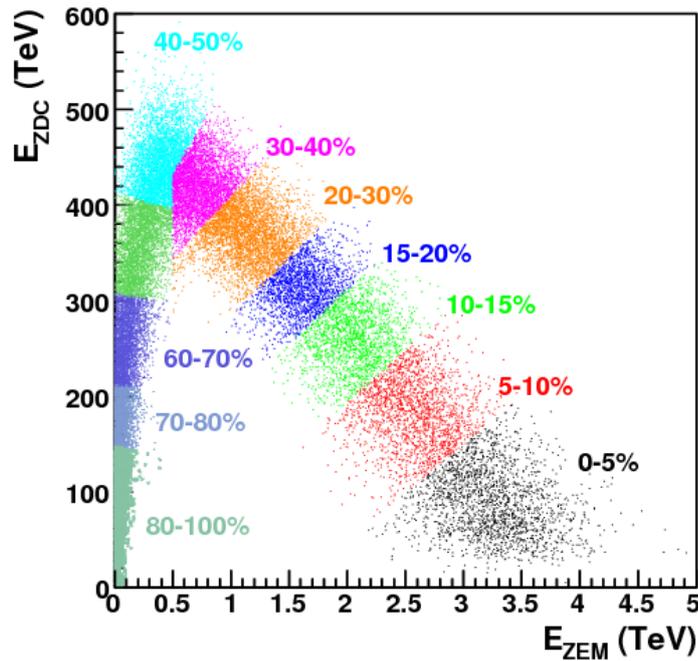


FIGURE 4.12 – Détermination des classes de centralité des événements en fonction de l'énergie déposée dans les ZDCs et les *Forward Electromagnetic Calorimeters* (ZEM) [90].

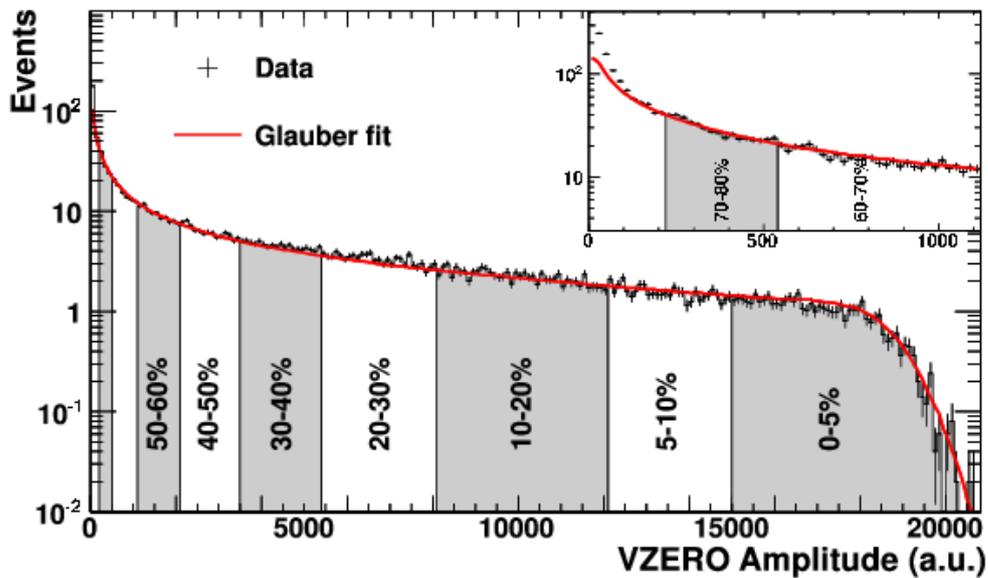


FIGURE 4.13 – Distribution des amplitudes sommées dans le V0 et classes de centralité correspondantes [93].

de Glauber (trait rouge en pointillés). La zone grise correspond aux 5% de collisions les plus centrales. Le petit encart est un zoom de cette distribution à basse amplitude.

La centralité dans ALICE pour les premiers événements Pb+Pb a été déterminée grâce au V0 [93, 94].

Il existe encore deux autres détecteurs déclencheurs (le *Silicium Pixel Detector* et le *Electro-*

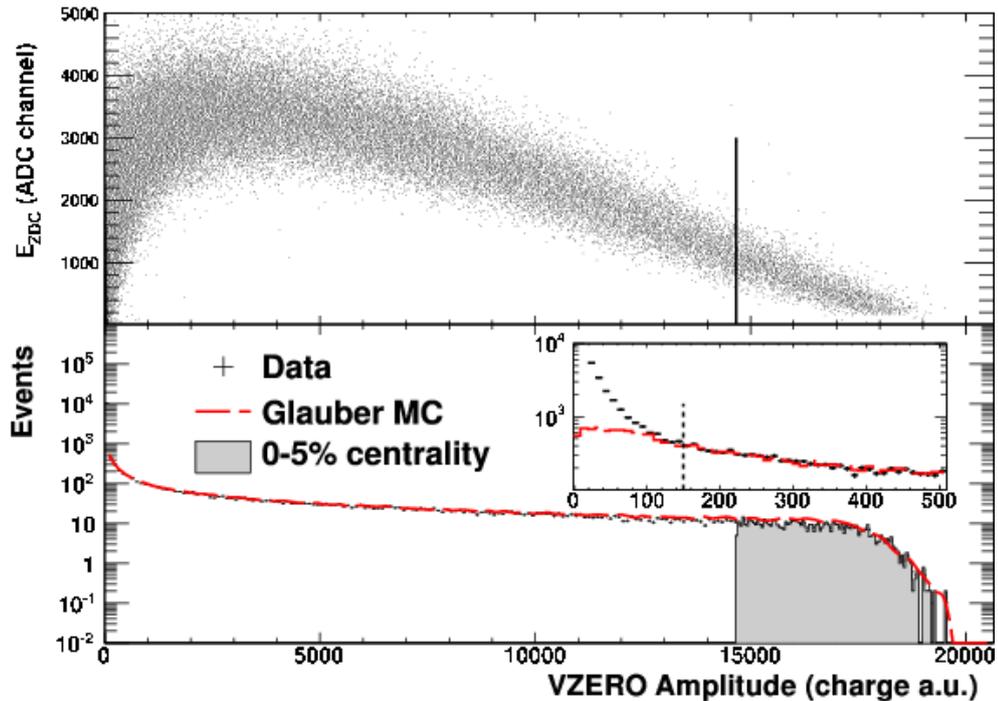


FIGURE 4.14 – En haut : corrélation de la réponse des ZDCs et du V0 dans les collisions Pb+Pb. En bas : distribution de la somme des amplitudes dans le V0 [94].

*magnetic Calorimeter*) mais qui servent également à la reconstruction des jets. Nous en parlerons donc plus en détail dans la suite de cette partie.

Nous venons de voir les détecteurs déclencheurs qui permettent de sélectionner les événements à enregistrer. Nous allons maintenant voir les détecteurs qui nous intéressent plus particulièrement pour l'étude des jets.

#### 4.2.2 Les trajectographes

##### Le système de trajectographie interne : *Inner Tracking System (ITS)*

L'ITS est l'un des trajectographes de l'expérience ALICE. Il est illustré sur la figure 4.15, on peut en observer la coupe latérale (à gauche) et la coupe transverse (à droite) [90]. C'est le détecteur le plus proche du faisceau. Il a pour but de :

- retrouver le vertex primaire de l'interaction (avec une résolution meilleure que  $100 \mu\text{m}$ ),
- reconstituer les traces des particules et améliorer la reconstruction faite par la chambre à projection temporelle (TPC) décrite ci-après,
- localiser les vertex secondaires issus des décroissances des particules lourdes (dont les durées de vie sont courtes),
- détecter les particules de très basse impulsion ( $< 100 \text{ MeV}/c$ ) que la TPC ne détecte pas<sup>11</sup>,
- séparer les particules d'impulsions proches dans la TPC,
- reconstruire les traces que la TPC n'a pas pu reconstruire dans ses zones mortes,
- identifier les particules en mesurant leur perte d'énergie,
- déclencher l'enregistrement des événements pour l'ensemble des détecteurs d'ALICE et pour le bras dimuons séparément,
- déterminer la multiplicité des événements en particules chargées.

11. Les trajectoires des particules de basse impulsion sont tellement courbées par le champ magnétique appliqué qu'elles n'atteignent pas la TPC.

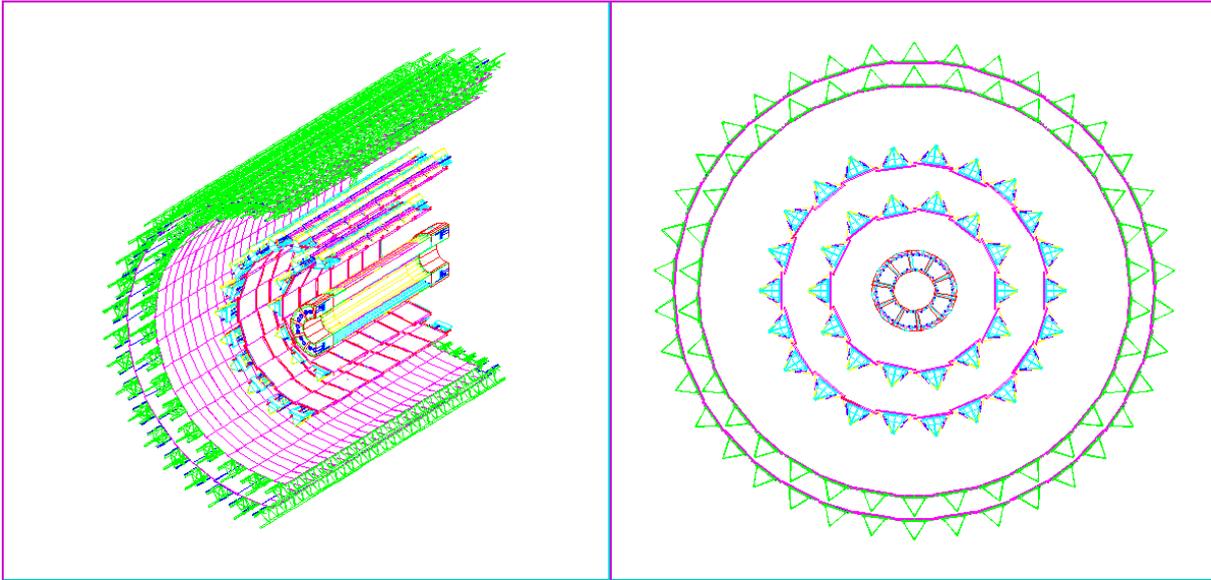


FIGURE 4.15 – Coupe latérale (à gauche) et coupe transverse (à droite) de l’ITS [90].

Les dimensions de l’ITS ont été choisies de sorte que l’on soit le plus proche possible du faisceau (le diamètre du tube du faisceau est de 2.9 cm) et le plus proche possible de la TPC afin de favoriser la correspondance des traces. C’est un détecteur cylindrique de rayon interne de 4 cm et de rayon externe de 44 cm. L’ITS a une couverture totale en azimut et une acceptation en pseudo-rapacité de  $|\eta| < 0.9$  comme la TPC (et jusqu’à  $|\eta| < 1.95$  pour la première couche du détecteur dont nous parlons ci-dessous).

L’ITS est composé des  $2 \times 3$  cylindres de semi-conducteurs coaxiaux (le faisceau) disposés comme suit :

- Le *Silicon Pixel Detector (SPD)* : le détecteur à pixel en silicium. Il a 3.9 cm de rayon interne, 7.6 cm de rayon externe par rapport au faisceau et 28.2 cm de longueur. Il a une couverture en pseudo-rapacité supérieure aux deux autres couches de l’ITS :  $|\eta| < 2$  et  $|\eta| < 1.4$  pour les couches interne et externe respectivement<sup>12</sup>. La base du SPD est une échelle de  $256 \times 160$  cellules détectrices. Chaque cellule a pour dimensions  $50 \mu\text{m}$  selon  $r\phi$  et  $425 \mu\text{m}$  selon  $z$ . L’assemblage de quatre échelles bout à bout le long de l’axe  $z$  s’appelle une latte (*stave*). Ces lattes, leur électronique associée et leur système de refroidissement se situent sur des supports en fibres de carbone, avec 2 lattes sur le rayon inférieur et 4 sur le rayon extérieur. Il y a en tout dix supports.

Le SPD a pour rôle de donner la position en  $(x, y)$  des particules. Il a aussi une fonction de déclencheur d’enregistrement d’événements. C’est un *trigger* de niveau L0 très rapide. Toutes les 100 ns, 1200 signaux appelés Fast-Or sont transmis. Ces signaux indiquent si au moins un pixel a produit un signal. Ces signaux contribuent à la décision du *Central Trigger Processor (CTP)* d’ALICE d’enregistrer les données ou pas [95].

- Le *Silicon Drift Detector (SDD)* : le détecteur à dérive en silicium. La première couche a un rayon moyen de 14.9 cm et 44.4 cm de longueur. Quant à la couche externe, elle a un rayon moyen de 23.78 cm et 59.4 cm de longueur. Les cellules sensibles du SDD ont pour dimensions :  $7.25 \times 7.53 \text{ cm}^2$  et sont montées sur des échelles. Elles sont au nombre de 6 sur la couche interne et 8 sur la couche externe. Au total, il y a 14 échelles sur la couche interne et 22 échelles sur la couche externe.

Le SDD permet de retrouver la position et l’énergie des particules qui les traversent [95].

- Le *Silicon Strip Detector (SSD)* : le détecteur à micropistes en silicium. La première couche a un rayon de 37.8 cm et la deuxième de 42.8 cm. Elles ont 86.2 cm et 97.8 cm de longueur respectivement. Les cellules de détection du SSD sont portées par des échelles :

12. Cela lui permet de mesurer la multiplicité des événements en particules chargées de concours avec le *Forward Multiplicity Detector (FMD)* [90].

il y a 34 échelles de 22 modules et 38 échelles de 25 modules sur les couches interne et externe respectivement. Comme le SDD, le SSD mesure la position et la perte d'énergie des particules [95].

Le choix des différentes couches (SPD, SDD et SSD) s'est fait selon la densité de particules attendue : de 80 particules/cm<sup>2</sup> au niveau du SPD, jusqu'à 7 particules/cm<sup>2</sup> au niveau du SDD et moins de 1 particule/cm<sup>2</sup> pour le SSD. La granularité des détecteurs peut faire face au maximum à une multiplicité de 8000 particules chargées par unité de rapidité, à mi-rapidité, telle qu'elle a été simulée pour des collisions Pb+Pb à  $\sqrt{s_{NN}} = 5.5$  TeV lors de la préparation à la conception d'ALICE<sup>13</sup>.

Nous récapitulons, dans le tableau 4.2, les performances des différentes couches de l'ITS. La résolution en  $p_T$  totale de l'ITS pour des pions de 200 MeV à 1.2 GeV est comprise entre 1.35% et 1.5%.

	SPD	SDD	SSD
Résolution spatiale $r\phi$ ( $\mu\text{m}$ )	12	38	20
Résolution spatiale $Z$ ( $\mu\text{m}$ )	100	28	830

TABLE 4.2 – Résolutions spatiales des différentes couches de l'ITS. .

### La chambre à projection temporelle : *Time Projection Chamber* (TPC)

La TPC est le principal trajectographe d'ALICE (en plus de l'ITS et du TRD). Elle fonctionne sur le principe des chambres à dérive.

Elle a pour rôle de déterminer la trajectoire et le  $p_T$  des hadrons chargés compris entre  $\sim 200$  MeV/c (jusqu'à 100 MeV/c avec l'ITS) et  $\sim 100$  GeV/c, dans un environnement p+p comme dans un environnement d'ions lourds ( $dN/dy \leq 8000$  à rapidité centrale). Elle permet aussi l'identification des particules, seule, ou en association avec le TOF.

La TPC constitue un cylindre dont le rayon interne mesure 84.5 cm et le rayon externe 246.6 cm, pour une longueur de 500 cm. Il est fermé à ses extrémités par deux disques annulaires (*end-plates*) qui supportent les cellules détectrices (*pads*). La TPC est représentée sur la figure 4.16. Elle a une acceptance en pseudo-rapidité de  $|\eta| < 0.9$  (et jusqu'à 1.5 pour des traces de petite impulsion et de petite longueur) et une acceptance complète en  $\phi$ . Elle est soumise à un champ magnétique pouvant aller jusqu'à 0.5 T qui courbe la trajectoire des particules permettant ainsi de différencier les particules de charges opposées et de déterminer leurs impulsions. Les coordonnées en  $r\phi$  de leur trajectoire sont déterminées grâce à la position du *pad* qui a récupéré le signal et la coordonnée  $z$  avec le temps de dérive des charges.

Nous voyons dans le tableau 4.3 le récapitulatif des performances de la TPC [90, 96].

La TPC est appropriée pour l'étude des jets car la mesure du  $p_T$  et de la position des hadrons et des leptons chargés est indispensable à leur reconstruction. De plus, pour les deux premières années de fonctionnement du LHC, ses mesures constitueront la principale source d'information sur les jets car le calorimètre électromagnétique, n'étant pas complètement installé<sup>14</sup>, n'a pas une acceptance suffisante pour permettre la reconstruction des jets. Il sert actuellement de déclencheur et permet la mesure de mésons neutres  $\pi^0$ ,  $\eta$  et  $\omega$  ainsi que des photons.

13. Cette multiplicité de 8000 particules correspond au « pire » scénario envisagé lors de la conception d'ALICE. Dans la première publication d'ALICE sur la multiplicité des événements dans les collisions Pb+Pb à  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV, la multiplicité est plutôt de l'ordre de 1600 particules chargées par unité de rapidité, à mi-rapidité, pour les collisions les plus centrales [93].

14. Les 10 SM qui le constituent sont aujourd'hui installés dans la caverne d'ALICE depuis le 1<sup>er</sup> janvier 2011 mais seuls 4 SM sont en mesure de prendre des données actuellement.

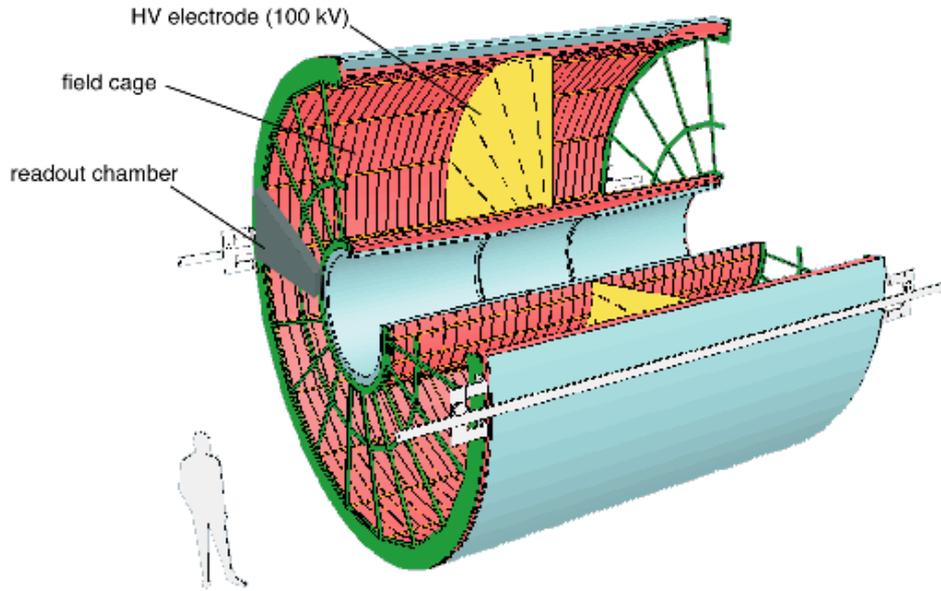


FIGURE 4.16 – La TPC d’ALICE [79].

Résolution spatiale suivant $r\phi$ ( $\mu\text{m}$ )	1100-800 (rayon interne-rayon externe)
Résolution spatiale suivant $z$ ( $\mu\text{m}$ )	1250-110
Résolution en $p_T$ ( $200\text{MeV}/c < p_T < 1\text{GeV}/c$ )	1-2%
Résolution en $p_T$ ( $\sim 100\text{GeV}/c$ )	6% (avec l’ITS)
Intervalle de mesure	200 MeV/c -100 GeV/c
Efficacité	$\geq 90\%$

TABLE 4.3 – Quelques performances de la TPC.

### Le détecteur à radiation de transition (TRD)

Le TRD (pour *Transition Radiation Detector*) est un détecteur, cylindrique qui entoure la TPC. Il a pour rayons interne et externe, 2.9 m et 3.7 m respectivement et couvre une pseudo-rapacité de  $|\eta| < 0.9$ .

Il fonctionne sur le principe suivant : lorsqu’une particule relativiste chargée traverse la frontière entre deux milieux de constante diélectrique différente, elle émet une radiation de transition. Typiquement, des rayons X de quelques keV [98].

Il comporte 18 secteurs de 6 couches et 5 chambres, soit 540 modules. Les modules qui le composent sont constitués de radiateurs, d’une chambre proportionnelle multi-fils et d’un bloc cathodique de lecture. Les chambres sont remplies d’un mélange de gaz Xe/CO<sub>2</sub>.

Le TRD a une résolution  $r\phi$  de  $400\mu\text{m}$  et en impulsion de  $2.5\% \oplus 0.5(0.8)\%$  pour une multiplicité par unité de pseudorapacité de 2000 (8000) particules.

C’est le principal détecteur d’électrons d’ALICE. En conjonction avec la TPC et EMCAL, le TRD permet l’identification des électrons, nécessaire pour étudier les jets de haute énergie transverse. Il permet également de déclencher l’enregistrement d’événements jets [99].

### 4.2.3 Le calorimètre électromagnétique (EMCAL)

Ce n’est que tardivement, en 2000, que l’installation d’un calorimètre électromagnétique dans ALICE (EMCAL pour *ElectroMagnetic Calorimeter*) a été envisagée et en 2005/2006 que le projet a commencé à se concrétiser. C’est la possibilité de combiner la mesure des particules

chargées au moyen d'une TPC, avec la mesure des particules neutres, au moyen d'un calorimètre électromagnétique, combinaison qui a fait ses preuves pour l'étude des jets dans STAR au RHIC, qui a poussé ALICE à se doter d'un tel calorimètre. Sa construction a débuté en 2007.

Nous allons maintenant décrire la calorimètre en commençant par l'élément de base, la tour. Son schéma est présenté sur la figure 4.17. Une **tour** est un empilement de 76 couches « trapé-

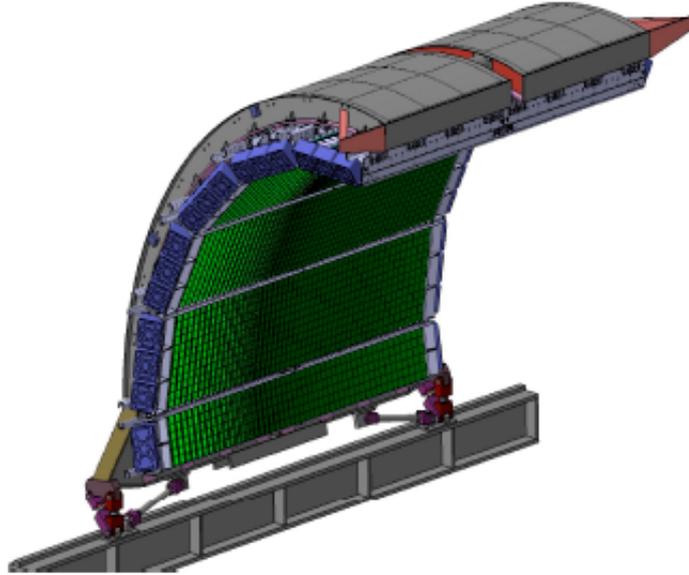


FIGURE 4.17 – Le calorimètre électromagnétique d'ALICE installé sur sa structure de support [100].

zoïdales » de plomb (de 1.44 mm d'épaisseur), de papier et de 77 couches de scintillateurs (1.76 mm).

Un ensemble de  $2 \times 2$  tours forme un **module**. EMCAL fonctionne sur le principe de la scintillation [97]. Les modules sont traversés perpendiculairement par des fibres optiques qui récoltent et conduisent vers les photodiodes à avalanche (APD) la lumière produite.

On aligne ensuite par 12 les modules en **strip modules**. Sur la figure 4.18, on peut observer un *Strip* module (à gauche) ainsi qu'un module du calorimètre (à droite).

24 *strip* modules forment un **Super Module**. EMCAL dans sa configuration finale devrait compter dix Super Modules plus deux demi Super Modules. L'ensemble forme un quart de cylindre et se situe à 4.28 m du faisceau.

EMCAL couvre une acceptance en  $\eta$  de  $-0.7 < \eta < 0.7$  et en  $\Phi$  de  $\Delta\Phi = 110^\circ$ . Cette acceptance, quoique limitée, est suffisante pour obtenir la statistique nécessaire à l'étude des jets (pour des cônes allant jusqu'à des rayons de 0.5).

Dans un calorimètre, la résolution en énergie s'écrit [102] :

$$\frac{\sigma(E_T)}{E_T} = \frac{a}{\sqrt{E_T}} \oplus \frac{b}{E_T} \oplus c \quad (4.5)$$

Le premier terme, appelé terme **stochastique**, traduit les fluctuations dans la réponse du calorimètre dues au développement d'une gerbe de particules. Le second terme, appelé terme de **bruit**, correspond au bruit électronique intrinsèque au détecteur. Le dernier terme, qui est le terme **constant**, inclut les contributions qui ne dépendent pas de l'énergie de la particule mais d'effets instrumentaux qui font varier la réponse du détecteur. Ce dernier terme est généralement négligeable.

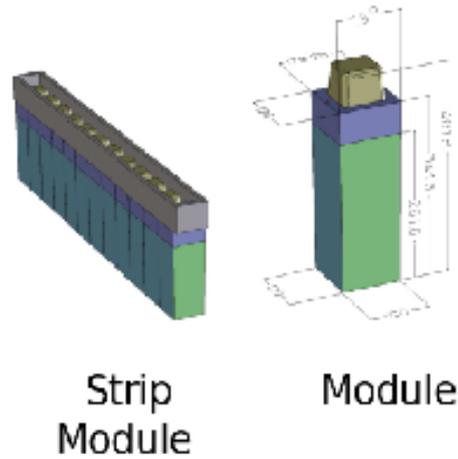


FIGURE 4.18 – *Strip* module (à gauche) et module du calorimètre (à droite) [100].

EMCal a une résolution en énergie de  $\frac{11\%}{\sqrt{E}} \oplus 1.7\%$  alors que le cahier de charges n'exigeait que  $\frac{15\%}{\sqrt{E}} \oplus 2\%$  [101].

L'ajout d'EMCal confère un déclencheur supplémentaire à ALICE, ce qui augmentera le nombre de jets mesurés d'un facteur 200 environ. Il contient deux déclencheurs de niveau L0 et L1, indépendants. Le déclencheur de niveau L0 permet de détecter la présence de photons tandis que le déclencheur de niveau L1 déclenche la mesure d'événements contenant des photons, des  $\pi^0$  ou des jets. La différence entre le L0 et le L1 tient à la surface du détecteur permettant de donner un signal de déclenchement. Les photons peuvent être détectés sur les plus petites unités de surface du détecteur pouvant générer un signal de déclenchement, les *Trigger Region Unit* (TRU). Tandis que les jets occupent la surface de plusieurs TRU : les *Summary Trigger Unit* (STU). Pour déclencher l'enregistrement d'un événement contenant un jet (appelé événement « jet »), il faut préalablement reconstruire le jet avec un algorithme de reconstruction simple qui permet de déterminer l'énergie déposée sur une surface de taille déterminée (*patch*). Si l'énergie reconstruite est supérieure à une valeur seuil dans cette surface, alors on considère qu'un événement « jet » a eu lieu et on en déclenche l'enregistrement. La procédure de détermination d'un événement « jet » étant plus longue, le signal de déclenchement est plus tardif. C'est pour ça qu'il est de niveau L1 [101].

#### 4.2.4 Commentaires généraux sur la reconstruction des jets dans ALICE

##### Méthode employée pour la reconstruction

L'étude des jets nécessite une connaissance précise de la position et de l'énergie des hadrons qui les constituent. ALICE reconstruit les jets en combinant les mesures du moment des hadrons données par les trajectographes (ITS, TPC et TRD) et de l'énergie obtenue à partir des cellules du calorimètre électromagnétique.

La combinaison des trajectographes donne de très bons résultats sur l'impulsion transverse des hadrons pour les événements p+p comme pour les événements Pb+Pb comme le montre la figure 4.19 [61]. Cette figure présente les résolutions en impulsion transverse obtenues avec la TPC seule (cercles), l'ITS et la TPC (carrés) et enfin l'ITS, la TPC et le TRD (triangles) pour des collisions p+p (à gauche) et Pb+Pb (à droite). On constate que la combinaison de l'ITS, de la TPC et du TRD permet d'augmenter la résolution en impulsion sur les traces. ALICE a la possibilité de reconstruire la trajectoire des particules sur un large intervalle d'im-

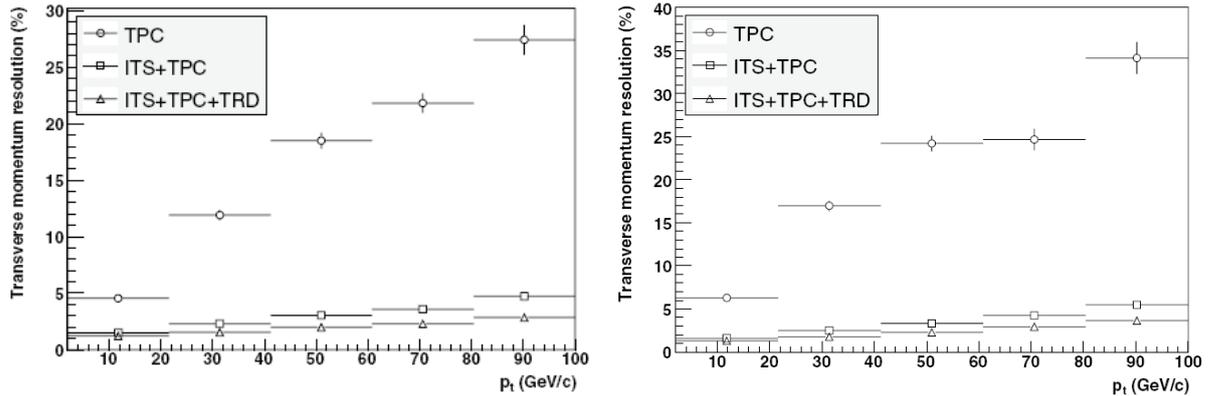


FIGURE 4.19 – Résolution en impulsion de la TPC seule (ronds), de l’ITS et de la TPC (carrés) et de l’ITS, de la TPC et du TRD (triangles) pour des collisions p+p (à gauche) et Pb+Pb (à droite) [61].

pulsion (jusqu’à des impulsions très basses) : de 100 MeV/c à 100 GeV/c et ce avec une efficacité supérieure à 90%. De plus, la résolution sur les traces mesurées est inférieure à 6% aussi bien en p+p qu’en Pb+Pb!

Le calorimètre a été ajouté dans le but d’augmenter les capacités d’ALICE pour la mesure des photons et des jets de haut  $p_T$  [101]. Sur la figure 4.20 est présentée l’énergie reconstruite par l’algorithme UA1 de jets mono-énergétiques de 100 GeV/c  $\pm$  5 GeV/c provenant de collisions p+p à  $\sqrt{s} = 14$  TeV simulées avec PYTHIA [103]. Les jets ont été simulés dans l’acceptance d’EMCal. On constate que reconstruire les jets avec la TPC et EMCal augmente l’énergie moyenne des jets par rapport à une reconstruction avec la TPC seule. Ceci sera discuté dans le chapitre 8.

De plus ALICE offre une excellente identification des particules comme le montre la figure 4.21. On peut y voir les capacités d’identification des particules par ALICE pour une séparation à  $3\sigma$  (en ligne continue) et à  $2\sigma$  (en ligne hachurée). On constate que l’on peut identifier les particules de très basse impulsion jusqu’à des impulsions de 100 GeV/c environ.

ALICE est donc une expérience tout à fait appropriée pour l’étude des jets et plus particulièrement l’étude des rayonnements intrajet et de leur hadrochimie.

### Comparaison à ATLAS et CMS

ALICE, ATLAS et CMS vont bénéficier du gain considérable en énergie opéré par le LHC par rapport aux collisionneurs précédents pour l’étude des jets. La figure 4.22 présente une comparaison des sections efficaces de production de jets lors de collisions d’ions lourds au RHIC (en rouge) et au LHC (en noir) basée sur des simulations PYTHIA [104]. On constate qu’au LHC, le nombre de jets produits sera bien plus important qu’au RHIC et ce, sur tout le spectre en impulsion et que le nombre de jets de haute impulsion transverse (donc aisément distinguable du bruit de fond) sera lui aussi très élevé.

Chaque expérience a sa propre stratégie pour la reconstruction des jets. Nous venons de voir qu’ALICE combine les mesures des trajectographes et d’EMCal. L’inconvénient d’ALICE se situe dans son acceptation. Car si elle est totale en azimut, elle est très limitée en pseudorapidité, surtout en ce qui concerne le calorimètre. Ceci implique que de nombreux jets ne pourront pas être mesurés. Cependant, ALICE est capable de reconstruire les hadrons sur un large intervalle d’impulsion et jusqu’à de très basses valeurs avec une bonne efficacité et une bonne résolution. Ainsi, nous allons pouvoir mesurer les jets de bas  $p_T$  et tenter d’atteindre les limites de QCD. De

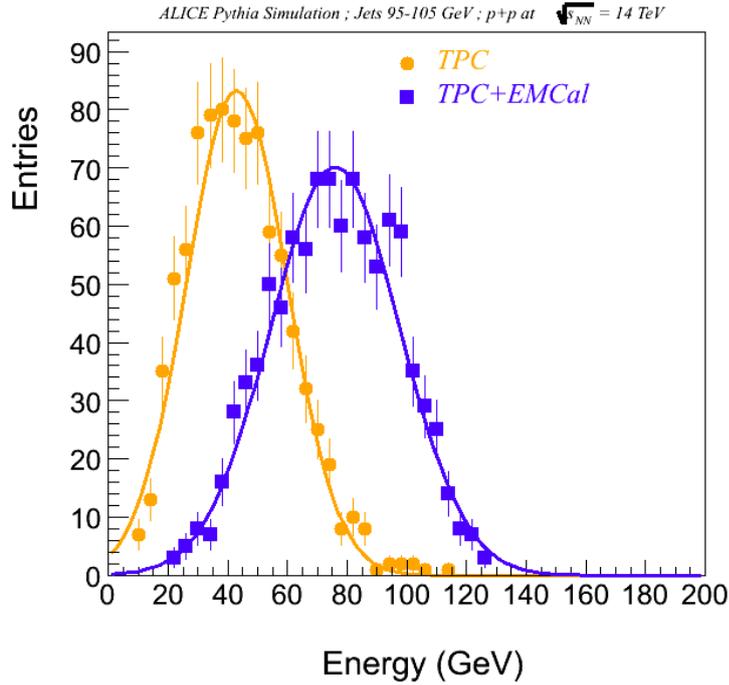


FIGURE 4.20 – Énergie reconstruite par l’algorithme UA1 de jets mono-énergétiques de 100 GeV provenant de collisions p+p à  $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$  simulées avec le générateur PYTHIA présenté au chapitre 5. Les jets ont été simulés dans l’acceptance d’EMCal et reconstruits avec la TPC seule (points oranges) et la TPC et EMCal (carrés bleus) [103].

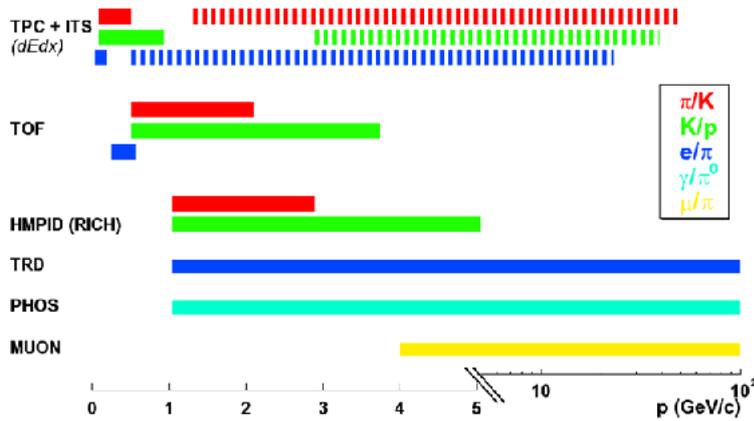


FIGURE 4.21 – Capacité d’identification des particules par ALICE, pour une séparation à  $3\sigma$  (en ligne continue) et à  $2\sigma$  (en ligne hachurée), en fonction de l’impulsion de sparticules.

plus, la mesure des traces de bas  $p_T$  dans les jets est importante pour étudier les rayonnements intrajet et mesurer le bruit de fond.

Les expériences ATLAS et CMS basent leur mesure des jets sur des calorimètres principalement. Mais ils ont aussi des trajectographes qui leur permettent d’effectuer des mesures à plus basse énergie et indépendamment des biais dus aux calorimètres.

Dans CMS, les jets sont reconstruits de quatre façons [105]. Premièrement en combinant les mesures d’un calorimètre électromagnétique (ECAL) et celles d’un calorimètre hadronique

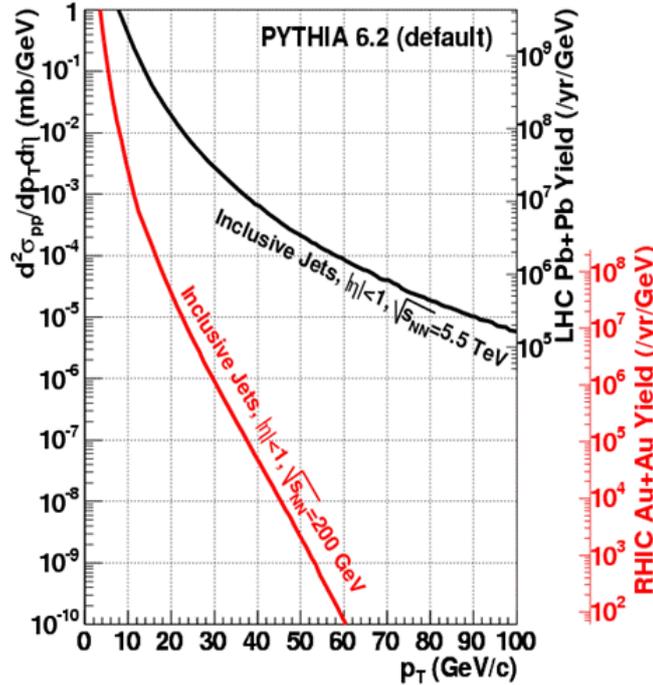


FIGURE 4.22 – Comparaison de simulations PYTHIA de la section efficace de production de jets au RHIC (en rouge) et au LHC (en noir) [104].

(HCAL) [106]. ECAL est constitué d'une partie cylindrique et de deux bouchons et a une couverture totale de  $|\eta| < 3$ . Le calorimètre hadronique est constitué d'un tonneau (*Hadron Barrel* HB), d'une partie extérieure (*Hadron Outer* HO), de deux bouchons (*Hadron Endcap* HE) et de deux calorimètres très à l'avant (*Hadron Forward* HF). Le calorimètre hadronique couvre une acceptation en pseudorapidité de  $|\eta| < 5$ .

La deuxième méthode, appelée jets et traces (JPT pour *jets plus tracks*) consiste à corriger l'énergie des jets reconstruits par calorimétrie avec un trajectographe en silicium. Ce dernier permet d'améliorer la mesure du  $p_T$  en particulier à bas  $p_T$  où la réponse des calorimètres est médiocre. La reconstruction des traces est possible à partir de 100 MeV/c. L'efficacité de reconstruction excède 90% pour les traces telles que  $p_T > 500$  MeV/c et chute en-dessous de 70% pour des traces de  $p_T < 100$  MeV/c [107].

Dans la troisième méthode de jets de flux de particules (PFJ pour *particle flow jet*), on reconstruit les jets à partir de toutes les particules stables de l'événement telles que les électrons, les muons, les photons et les hadrons chargés et neutres grâce aux mesures de tous les détecteurs. La dernière méthode reconstruit des jets de traces (*TrackJets*) à partir des particules chargées mesurées avec le trajectographe en silicium uniquement.

La résolution en impulsion est meilleure pour les *TrackJets* à bas  $p_T$  jusqu'à 50 GeV/c environ. En revanche, les JPT voient leur résolution s'améliorer linéairement avec le logarithme de  $p_T$  [108].

La résolution d'ECAL de CMS en énergie est de :  $2.8\%/\sqrt{E} \oplus 0.12\%/E \oplus 0.3$  [73].

Dans **ATLAS**, les détecteurs les plus importants pour la reconstruction des jets sont [109, 110] :

- le détecteur interne, un trajectographe qui se situe dans la partie cylindrique centrale. Il couvre un intervalle de pseudorapidité de  $|\eta| < 2.5$ . Il est composé, en partant du faisceau, de trois couches d'un détecteur en silicium à pixels, de quatre couches d'un détecteur en silicium à micro bandes et un trajectographe à rayonnement de transition. Ce détecteur permet de reconstruire des jets avec les particules chargées [111, 112, 113]. Il permet de

reconstruire les traces chargées avec un minimum en impulsion transverse de 100 MeV/c jusqu'à des centaines de GeV/c. De 100 MeV/c à 500 MeV/c, avec une efficacité variant de 10 à 80%, puis, à partir de 500 MeV/c, l'efficacité augmente de 80 à 90% [114].

- un calorimètre hadronique qui couvre l'acceptance en pseudorapidité :  $|\eta| < 1.7$ . C'est un cylindre divisé en 3 : un baril central et deux petits barils, au niveau des bouchons. Ils sont constitués de plaques de scintillateurs contenues dans un absorbeur en fer.
- un calorimètre électromagnétique qui couvre une pseudorapidité de  $|\eta| < 3.2$ . Ce détecteur a la forme d'un accordéon. Il est composé d'un cylindre et de deux bouchons qui couvrent respectivement  $|\eta| < 1.475$  et  $1.375 < |\eta| < 3.2$ . Ce sont des détecteurs en plomb et argon liquide.
- un calorimètre hadronique sur les bouchons qui mesure les particules situées dans l'intervalle de pseudorapidité :  $1.5 < |\eta| < 3.2$ . Il est lui aussi constitué de plomb et d'argon liquide.
- un calorimètre très à l'avant en argon liquide et en tungstène qui couvre une pseudorapidité de  $3.2 < |\eta| < 4.9$ .

Les jets sont reconstruits à partir des tours des calorimètres ou d'amas mesurés par ces derniers. La résolution en énergie du calorimètre électromagnétique d'ATLAS dans la partie centrale est de :  $10\%/\sqrt{E} \oplus 0.7\%/E \oplus 0.25$  et de :  $10 - 12\%/\sqrt{E} \oplus 0.7\%/E \oplus 0.25$  dans les bouchons [73].

La large couverture en pseudorapidité d'ATLAS et CMS a un inconvénient : le grand nombre de transitions géométriques d'un calorimètre à l'autre affectent l'uniformité de la reconstruction des jets en terme d'efficacités et de taux de bruit de fond instrumental. La principale erreur systématique pour ATLAS et CMS provient de la non linéarité ainsi que la non uniformité des réponses des calorimètres [115].

Mais cette large couverture, totale en azimut, et de  $|\eta| < 5$  en pseudorapidité est aussi un avantage. De plus, les calorimètres ont une haute granularité. Ces derniers leur confèrent donc une bonne résolution en énergie. Ils peuvent contenir presque entièrement les gerbes hadroniques. Ces points sont particulièrement positifs pour l'étude des événements « dijet ». Car, contrairement à ALICE, ATLAS et CMS peuvent mesurer la plupart des événements de ce type produits.

En conclusion, ATLAS et CMS sont plus appropriées pour l'étude des jets très énergétiques en p+p car ils peuvent à la fois mesurer des particules peu énergétiques ainsi que des particules très énergétiques. ALICE toutefois est plus adaptée à l'étude des ions lourds. Ses détecteurs ont été conçus pour le bruit de fond important qui sera généré et mesurent avec une bien meilleure efficacité les basses impulsions transverse. Ils sont donc plus particulièrement performants pour l'étude des jets lors des collisions Pb+Pb dans des scénarii de forte suppression.

## Chapitre 5

# Les outils de simulation et d'analyse

« Faire la moitié du travail, le reste se fera tout seul. », Jean Cocteau.

Une fois les produits des collisions mesurés par l'intermédiaire de détecteurs, il reste à traiter les données puis à les analyser afin de pouvoir tirer des conclusions physiques de ce qui a été mesuré. Nous disposons pour cela de plusieurs outils théoriques et d'analyse.

Premièrement, les générateurs d'événements Monte Carlo. Ils permettent, par des méthodes probabilistes, de simuler des collisions ainsi que les produits de ces collisions, sur la base de nos connaissances actuelles de physique. Ces simulations nous donnent la possibilité de comparer les résultats des modèles théoriques aux résultats extraits des données réelles.

Ensuite, nous expliquerons le rôle d'autres outils qui ont été utilisés pour notre analyse : nous parlerons du programme GEANT3, dont le rôle est de déterminer l'impact du système de détection sur les processus mesurés. Nous verrons que pour extraire les spectres des millions d'événements mesurés par les détecteurs ou simulés, nous utilisons des structures informatiques basées sur le langage orienté objet C++ : Root et AliRoot. Les programmes écrits dans l'environnement de Root et d'AliRoot permettent ensuite de solliciter des réseaux d'ordinateurs très puissants qui exécutent les tâches en parallèle en un temps court. Cet aspect sera également brièvement introduit à la fin de ce chapitre.

### 5.1 Les générateurs d'événements Monte Carlo

Les générateurs d'événements Monte Carlo (MC) sont des codes qui permettent de simuler la production de particules dans des collisions leptoniques, hadroniques ou d'ions lourds telle qu'elle est prédite par les modèles théoriques [116]. Ils combinent un traitement perturbatif et un traitement non perturbatif suivant l'échelle d'énergie où l'on se place.

Ces outils, largement utilisés, permettent de confronter données réelles et données simulées. Les prédictions des modèles théoriques doivent reproduire au mieux les données réelles et ce sur un large ensemble d'observables afin d'être fiables. Le cas échéant, elles sont validées.

Nous verrons, dans un premier temps, le principe de fonctionnement des générateurs MC. Puis nous discuterons des accords pris lors du *Physics at TeV colliders workshop* qui s'est tenu en 2001 aux Houches afin de standardiser l'écriture des générateurs MC. Finalement, nous présenterons un des générateurs d'événements couramment utilisé par les physiciens des hautes énergies pour les collisions p+p : PYTHIA. PYTHIA est un générateur parmi les nombreux qui existent, nous en citerons quelques uns dans la suite de ce chapitre. Dans ce travail de thèse, nous nous sommes focalisés sur PYTHIA qui est utilisable *via* les outils informatiques de la collaboration ALICE. Mais pour être menée à bien, toute analyse doit être comparée à tous les générateurs concernés.

### 5.1.1 Principe de fonctionnement

Parce qu'en physique des hautes énergies les processus se déroulent sur différentes échelles d'énergie, on peut, pour décrire un événement, utiliser le théorème de factorisation que nous avons vu au chapitre 2. Nous rappelons que d'après ce théorème, la section efficace de production d'un hadron  $h$  de haute impulsion transverse peut s'écrire selon l'équation 2.11 (chapitre 2). Ce théorème explique la validité de la décomposition des processus en différentes étapes par les générateurs MC. Une partie de ces étapes est illustrée figure 5.1 [117]. Deux faisceaux de partic-

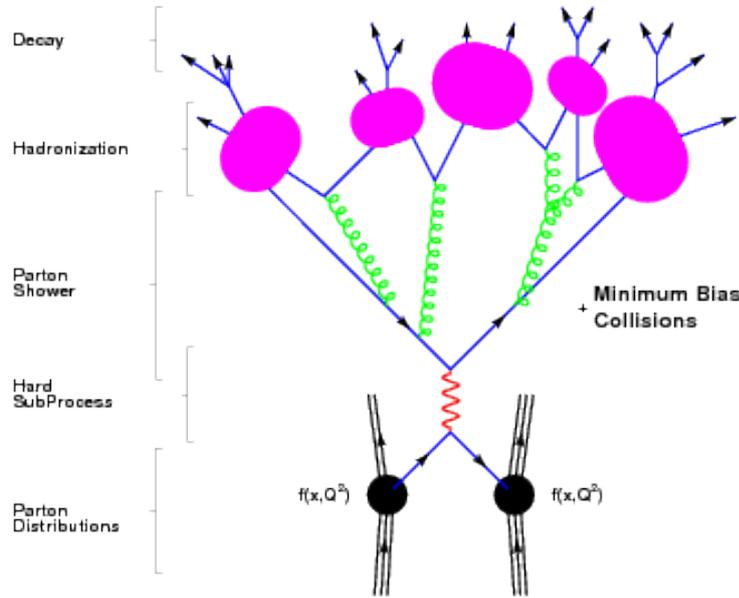


FIGURE 5.1 – Structure de base des rayonnements et de l'hadronisation dans les générateurs d'événements [117].

ules, des protons par exemple, sont accélérés en sens inverse, chaque particule étant caractérisée par une fonction de distribution partonique  $f(x, Q^2)$ . Dans chaque faisceau, un des partons initie une gerbe de partons rayonnants : les rayonnements de l'état initial (ISR pour *Initial State Radiation*), non dessinés sur la figure. Puis vient la collision entre protons et le processus dur entre partons, constituant des partons initiaux qui, à leur tour, génèrent une gerbe de partons rayonnants : la *parton shower*. Au même moment, des interactions, les *multiple interactions*, se produisent entre les partons restants des particules entrées en collision (non présentées sur la figure). De plus, les partons qui « n'interagissent pas », les « spectateurs », continuent leur course dans la direction des protons. Du fait de la présence de charge de couleur dans les fragments de la collision, ces derniers sont également susceptibles de modifier l'état final produit. Les étapes finales sont l'hadronisation des partons qui produisent des particules et la désexcitation de celles-ci. Le processus dur qui nous intéresse est donc immergé dans l'événement sous-jacent (UE pour *underlying event*), ensemble de particules n'ayant pas participé au processus dur et qui contamine le signal.

Les générateurs d'événements MC simulent les événements en les décomposant en différentes étapes qu'ils « additionnent <sup>1</sup> » pour obtenir un événement complet. Nous ne nous attarderons pas ici sur les PDFs mais nous allons décrire la modélisation des termes suivants.

1. La section efficace d'un processus est en fait un produit, une convolution des termes vus dans le théorème de factorisation au chapitre 2.

### Simulation du processus dur

La simulation du processus dur est l'étape commune aux *cross section integrators* et aux générateurs d'événements. Les *cross section integrators* permettent de calculer un nombre limité d'observables telles que les sections efficaces de production de jets ou de photons [117]. On peut citer par exemple, NLOJet++ et JetPhox [33, 118].

Comme nous l'avons déjà dit au chapitre 1, un processus dur est une interaction très énergétique entre deux partons appartenant aux deux protons/noyaux qui collisionnent [119]. Nous allons expliquer la simulation d'un processus dur en nous appuyant sur l'exemple de la référence [117]. Le point de départ pour la simulation d'un processus est la valeur de sa section efficace. On imagine que l'on est capable de faire entrer en collision des quarks  $u$  de 45 GeV avec des quarks  $\bar{u}$  de 45 GeV. Cette collision donne en sortie une paire  $d\bar{d}$  via la désintégration d'un  $Z^0$ . La section efficace d'un tel processus s'écrit :

$$d\sigma(u\bar{u} \rightarrow Z^0 \rightarrow d\bar{d}) = \frac{1}{2\hat{s}} |\mathcal{M}(u\bar{u} \rightarrow Z^0 \rightarrow d\bar{d})|^2 \frac{d\cos\theta d\phi}{8(2\pi)^2} \quad (5.1)$$

$\mathcal{M}$  est l'élément de matrice et  $\hat{s}$  est l'énergie dans le centre de masse de la collision au carré. La section efficace comporte un certain nombre de degrés de liberté,  $\cos\theta$  et  $\phi$  du  $Z^0$  ici, qui vont déterminer l'espace des phases. Ce dernier est constitué de toutes les valeurs possibles que peuvent prendre les différents degrés de liberté. Dans notre cas, l'espace des phases est à deux dimensions :  $-1 < \cos\theta < 1$  et  $0 < \phi < 2\pi$ .

L'étape suivante correspond à la sélection d'un événement candidat. L'espace des phases est échantillonné, c'est-à-dire discrétisé selon l'« axe » de chaque degré de liberté. La procédure de sélection d'un événement candidat consiste à choisir des valeurs particulières, dans cet espace des phases, en utilisant un générateur de nombres aléatoires distribués de façon uniforme. La section efficace différentielle de ce candidat, ou son poids, est calculée à partir de l'équation 5.1. Cette section efficace est directement reliée à la probabilité que cet événement a de se produire.

Afin de générer les événements avec la fréquence prédite par les modèles théoriques, on utilise deux méthodes différentes pour les *cross section integrators* et les générateurs d'événements.

Pour les *cross section integrators*, on utilise la pondération des événements pour extraire des histogrammes représentant des distributions physiques telles que des sections efficaces de production de jets.

Pour les générateurs d'événements, on emploie la méthode de Von Neumann<sup>2</sup>. Son application nécessite de connaître le « point » de l'espace des phases dont le poids  $d\sigma_{MAX}$  est le plus important. Puis, pour chaque événement candidat, de pondération  $d\sigma$ , on compare le rapport  $d\sigma/d\sigma_{MAX}$  à un nombre  $r$  aléatoirement tiré dans l'intervalle  $[0; 1]$ . Si  $d\sigma/d\sigma_{MAX} < r$  alors l'événement est rejeté, dans le cas contraire, il est conservé.

C'est après la simulation du processus dur que les *cross section integrators* et les générateurs d'événement MC se différencient.

Les premiers ne vont pas plus loin dans l'évolution du processus dur. Pour un *cross section integrators*, les jets sont composés des partons issus du processus dur. Leur but n'est pas de simuler un événement de la façon la plus réaliste possible mais de calculer précisément certaines observables comme les sections efficaces de production de jets. Par conséquent, ils calculent ces observables aux ordres supérieurs de pQCD en prenant en compte les corrections radiatives qui sont parfois importantes dans certaines régions de l'espace des phases (voir les divergences colinéaires et infrarouges du chapitre 2). Cependant, lorsqu'on atteint des ordres supérieurs, il est de plus en plus difficile d'effectuer les calculs.

En revanche, les générateurs d'événement MC s'arrêtent au premier ordre du processus dur. Après l'avoir simulé, ils « l'habillent » en générant les rayonnements partoniques issus des partons initiaux jusqu'à la formation des hadrons.

2. Aussi appelée *hit-and-miss technique* ou la méthode d'*acceptance-rejection* [117].

## Les rayonnements partoniques

La méthode employée pour générer les rayonnements est la méthode de la gerbe partonique (*Parton Shower*) [16, 117]. Dans cette méthode, les rayonnements partoniques sont générés de façon probabiliste à l'aide de ramifications de type  $1 \rightarrow 2$  (un parton en donne deux autres) suivant certaines règles de QCD qui comprennent la conservation énergie-impulsion et les effets de cohérence dont nous avons parlé au chapitre 2.

Les rayonnements partoniques sont constitués d'un ensemble de processus de Markov. C'est-à-dire que la probabilité d'un processus dépend de la probabilité du processus qui le précède.

Le point de départ de la génération d'une gerbe partonique est un parton hautement virtuel (très énergétique), l'état final est une gerbe partonique. Entre les deux, on génère des processus  $a \rightarrow b + c$ , où  $a$  est le parton « parent » et  $b$  et  $c$  sont les partons « filles ». La cinématique de ces ramifications est caractérisée par une échelle de virtualité  $Q^2$  et la fraction d'énergie  $z$  où l'énergie de la fille  $b$  est donnée par la relation suivante  $E_b = zE_a$  et donc l'énergie de la fille  $c$  est donnée par  $E_c = (1 - z)E_a$ . On introduit également la variable  $t = \ln Q^2 / \Lambda_{QCD}$  où  $\Lambda_{QCD}$  est l'échelle de QCD.  $t$  joue le rôle de variable d'évolution du temps.  $t$  décrit l'évolution d'un état initial de haute virtualité  $Q_0(t_0)$  à un état final de plus basse virtualité  $Q_m(t_m)$ . À chaque ramification, la variable d'évolution  $t$ , la fraction d'impulsion  $z$ , l'angle d'émission azimutal  $\phi$  de même que la saveur des partons émis sont déterminés en calculant la probabilité qu'à un temps  $t$ , un parton d'impulsion  $z$  et d'angle d'émission azimutal  $\phi$  soit émis.

Les itérations cessent lorsqu'on atteint l'échelle  $Q_{min}$  qui se situe autour de 1 GeV dans les générateurs MC.

## L'événement sous-jacent

Lorsque le processus dur et les gerbes partoniques qui en découlent ont été générés, les générateurs ajoutent le reste de l'événement de façon indépendante : l'événement sous-jacent peut donc être perçu comme une « toile de fond » du processus dur :

- les ISR et les FSR qui sont générées par la méthode du *parton shower*. Ces contributions sont ajoutées « à la main » par le générateur pour pallier aux manques dus à la restriction du générateur au premier ordre. Elles permettent de prendre en compte les effets majeurs des ordres supérieurs. Comme nous l'avons déjà dit, les ISR sont des rayonnements émis par les constituants des hadrons en collision et qui ont lieu avant celle-ci. Les FSR sont des rayonnements ajoutés par les générateurs afin de fournir des configurations multipartoniques plus réalistes. Nous avons choisi ici de compter les ISR et les FSR dans l'événement sous-jacent. Par la suite, dans la partie concernant PYTHIA notamment, nous les en distinguerons. Notre but ici est de montrer les différentes étapes d'un générateur MC afin de construire un événement complet. Si elles sont créées lors d'une étape différente de la création du processus dur, il est difficile expérimentalement de les en distinguer. Par conséquent, on peut les compter comme faisant partie des jets.
- les interactions multiples (MI pour *Multiple Interactions*) entre les autres partons présents dans les particules qui collisionnent.
- les *Beam Remnants* qui sont les spectateurs, les résidus de la collision qui n'ont pas participé au processus dur.

Au final, l'événement peut être résumé par l'illustration de la figure 5.2 [120]. Elle représente la façon dont les générateurs MC simulent une collision  $p + \bar{p}$  dans laquelle un processus dur donne deux partons initiaux d'impulsion transverse  $p_T(\text{hard})$ . Il en résulte, sur la figure de gauche, un événement contenant des particules qui proviennent des partons initiaux plus les UE, à savoir les ISR, les FSR et les *Beam Remnants*. La figure de droite représente le même événement mais souligne une autre contribution des UE : les interactions multiples.

Les générateurs peuvent également simuler l'empilement (*pileup*), qui ne fait pas partie de l'UE. Dans les collisionneurs, à un instant donné, l'événement contenant le processus dur qui nous intéresse n'est pas le seul à avoir lieu. D'autres collisions se produisent et génèrent d'autres

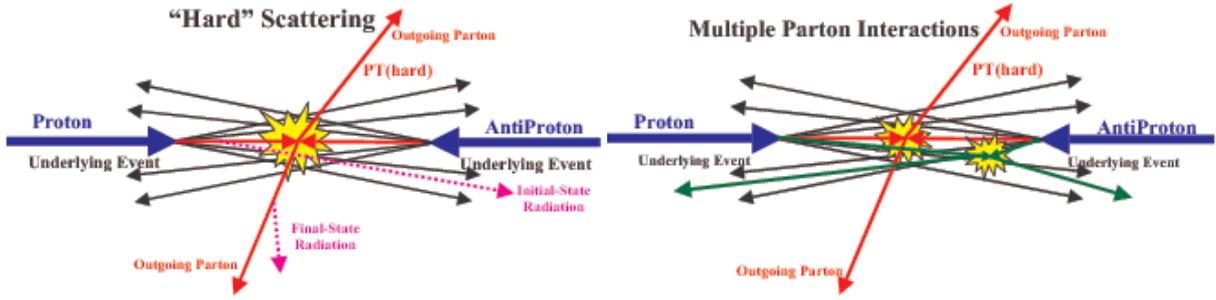


FIGURE 5.2 – À gauche : différentes étapes pour la simulation d’une collision  $p+\bar{p}$  par un générateur MC. À droite : même illustration qu’à gauche avec les MI mises en exergue [120].

interactions qui viennent « brouiller » la visibilité du processus dur, c’est l’empilement. Les générateurs vont donc simuler plusieurs événements et les mettre les uns à la suite des autres dans l’enregistrement d’un événement, pour simuler les particules qui peuvent être mesurées ensuite par un détecteur.

### Hadronisation et désintégrations

L’étape finale de la génération MC est le processus d’hadronisation. Il en existe plusieurs modélisations. Dans certains générateurs MC (dont PYTHIA que nous avons utilisé), l’hadronisation s’effectue suivant le modèle de fragmentation des cordes (*string fragmentation*) aussi appelé modèle de Lund [121].

C’est un modèle probabiliste et itératif qui traite les partons comme des lignes de champ de couleur (ou cordes) attirées entre elles à cause de l’interaction forte.

Le processus de fragmentation peut être décrit comme étant une succession de branchements sous-jacents de type : corde  $\rightarrow$  hadron + corde restante. À chaque branchement, de nouvelles règles probabilistes sont données pour la production de nouvelles saveurs et pour le partage de l’énergie et de l’impulsion entre les produits. On peut visualiser les branchements de la façon suivante : imaginons une paire quark-antiquark produite par une annihilation  $e^+e^-$ . Les quarks s’éloignent de leur vertex de production et forment un tube de couleur qui s’étire. La dimension transverse de ce tube est de l’ordre de la taille d’un hadron, soit 1 fm environ. Parce que la corde s’étire, son énergie potentielle augmente et elle peut se casser et produire une nouvelle paire  $q'\bar{q}'$ . Il reste donc à la fin deux cordes :  $q\bar{q}'$  et  $q'\bar{q}$ . Si la masse invariante de l’une des cordes est suffisamment élevée, alors ce type de « brisure » des cordes peut se répéter. On peut aussi combiner des quarks provenant de cordes différentes.

Cette succession de production de paires quark-antiquark cesse lorsqu’il ne reste plus que des hadrons sur la couche de masse. Chaque hadron correspond à un morceau de corde de type  $q\bar{q}$  ou  $qqq$ <sup>3</sup>.

#### 5.1.2 Les accords des Houches

En 2001 a eu lieu le *Physics at TeV colliders workshop* aux Houches [116, 117]. Cet atelier a réuni les auteurs de programmes MC et d’éléments de matrice afin de trouver un accord sur la façon de passer de la configuration partonique d’un événement des programmes de type élément de matrice (MEG pour *Matrix Element Generator*) à la gerbe partonique et à l’hadronisation des SHG. Cet atelier a donné lieu à la rédaction d’un protocole *Les Houches Accords Event Record*, où sont définis et répertoriés ces accords [116]. Le but principal était de répondre à la question suivante : quelle structure type une interface pour la génération d’événements MC doit-elle avoir ?

3. La production de baryons s’effectue comme la production de mésons mais avec des diquarks à certaines extrémités des cordes.

Il a été décidé que l'utilisateur pourrait intervenir à deux moments. Premièrement, à l'initialisation, pour donner les paramètres de base des collisions. Et deuxièmement, pour chaque événement lors du passage du MEG au SHG. À ces deux étapes correspondent des blocs, écrits dans le langage informatique Fortran.

Dans le premier bloc, **HEPRUP**, l'utilisateur peut déterminer le type de hadrons ou de leptons ou de noyaux constituant le faisceau, l'énergie des faisceaux, les PDFs, le type de processus à générer et selon quelle section efficace.

Dans le deuxième bloc, **HEPEUP**, l'utilisateur peut choisir, les types de processus à prendre en compte pour un événement donné, la constante de couplage à utiliser (QED ou QCD), le type de particules, le *status code*<sup>4</sup>, l'index de la première et de la dernière mère, le flux de couleur, les masses, impulsions et énergies des particules, leur temps de vie, leur spin et leur hélicité.

À chacun de ces choix correspond une valeur de paramètres communs à tous les générateurs avec un nom générique pour la simulation.

Dans le cas particulier de l'étude des jets, les paramètres qui peuvent s'avérer utiles sont les suivants :

- MSTP 61 : pour introduire ou non les ISR,
- MSTP 71 : pour introduire ou non les FSR,
- MSTP 81 : pour introduire ou non les MI.

### 5.1.3 PYTHIA

Il existe plusieurs générateurs d'événements MC. Chacun est spécialisé dans la simulation d'un certain nombre de processus donnés et implémente les étapes de la collision suivant diverses méthodes [117]. Nous pouvons citer par exemple :

- HERWIG pour *A Monte Carlo package for simulating Hadron Emission Reactions With Interfering Gluons* [122]. Il permet la simulation de collisions lepton+lepton, lepton+hadron et hadron+hadron. Il est aussi intéressant de noter que si PYTHIA ne tient pas compte des effets de cohérence de QCD, il respecte l'ordonnement angulaire. Au contraire, HERWIG prend en compte les effets de cohérence de couleur dans leur ensemble. Il sera donc important de comparer ces deux générateurs pour les études sur les rayonnements intrajet.
- HIJING pour *Heavy Ion Jet Interaction Generator*, est un générateur MC qui s'intéresse plus particulièrement au rôle des minijets dans les collisions p+p, p+A et A+A [123]. Dans ce générateur, ce sont les particules de basse impulsion qui dominent. Il est donc plus approprié pour les simulations de collisions d'ions lourds et la suppression des jets notamment.

Le générateur sur lequel nous allons nous concentrer ici est PYTHIA. C'est avec ce générateur qu'ont été effectuées les simulations dans ce travail de thèse. Mais pour compléter l'étude que nous effectuons sur l'analyse des données d'ALICE dans ce manuscrit, il sera nécessaire de comparer les résultats obtenus lors de notre analyse à plusieurs autres générateurs d'événements à l'avenir.

PYTHIA est un générateur d'événements MC [124, 125]. À l'origine, il était dédié à la génération d'événements  $e^+e^-$ . Il a ensuite été associé en 1997 à JETSET, un générateur dont l'unique processus dur était  $e^+e^- \rightarrow \gamma^*/Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ . Ses auteurs avaient le souci de comprendre le processus d'hadronisation. Leurs travaux ont mené à l'élaboration du modèle de fragmentation de Lund, toujours utilisé dans PYTHIA pour générer l'hadronisation [125]. Les auteurs de ces générateurs les ont ensuite fait évoluer afin de produire un générateur de type hadronique. PYTHIA permet de générer des événements de type  $e^+e^-$ , e+p et p+p. Ce générateur contient un grand nombre d'ingrédients physiques, discutés précédemment, pour décrire une collision tels que les interactions dures et molles, les distributions de partons, les radiations de gluons des partons des états

---

4. Ce code détermine si la particule est de type particule en collision, particule primaire, particule secondaire ou rayonnement.

initiaux et finaux, les interactions multiples, la fragmentation et les désintégrations. PYTHIA contient également des outils d'analyse « simples » tels que des algorithmes de reconstruction de jets.

### Les événements « jet » dans PYTHIA

Nous avons vu qu'il était possible pour l'utilisateur de générateurs d'événements MC de générer le type d'événement qu'il désire. Dans cette partie, nous allons décrire quelques particularités de PYTHIA en se basant sur la simulation rapide<sup>5</sup> de collisions p+p à  $\sqrt{s} = 5.5$  TeV. Ces collisions génèrent des processus durs de  $p_T$  compris entre 80 à 1000 GeV/c. Nous ne sélectionnons que les événements à partir desquels l'algorithme de reconstruction inclus dans PYTHIA, Pycell (voir chapitre 7), reconstruit au moins un jet d'énergie transverse de  $100 \pm 5$  GeV dans un intervalle en  $\eta$  de  $|\eta_{jet}| < 2$ . Ces paramètres ont été choisis par l'utilisateur et seront discutés dans le chapitre 7.

Pour générer des collisions p+p avec PYTHIA, la sous-routine qui regroupe l'ensemble de processus durs pouvant donner un jet dans l'état final est PYJETS.

Lorsque les événements ont été simulés, on peut récupérer pour chacun d'entre eux une liste de particules ainsi que leurs caractéristiques (masse, énergie, impulsion, etc), comme cela est présenté dans le tableau 5.1.

Le tableau 5.1, présente la liste non exhaustive des particules d'un événement « jet » ainsi que certaines de leurs caractéristiques arbitrairement choisies pour illustrer notre propos : le nom, le *status code*, la mère ainsi que les valeurs du vecteur impulsion. Nous avons sélectionné ces particules uniquement dans le but de visualiser certaines caractéristiques des générateurs MC et de PYTHIA.

$N^o$	Nom	<i>status code</i>	Mère	$p_x$	$p_y$	$p_z$
0	proton	21	-1	0	0	2750
1	proton	21	-1	0	0	2750
2	u	21	0	-1.37	0.78	193
3	u	21	1	0.82	0.14	-80.51
4	u	21	2	-0.28	1.3	190
5	g	21	3	-2	-0.6	-51.34
6	u	21	-1	29	-89	105.3
7	g	21	-1	-31.4	89.7	33.7
8	u	12	3	-0.89	1.18	-11.11
9	g	12	3	1.58	0.13	-9
...	...	...	...	...	...	...
69	$\pi_0$	1	8	-0.53	-0.14	-40.6
70	$\rho^-$	11	8	0.25	0.48	-45.2
...	...	...	...	...	...	...
601	$e^-$	0	579	-3	-1.84	$-1.1 \times 10^{-4}$
602	$\gamma$	0	578	$5.6 \times 10^{-3}$	$2 \times 10^{-3}$	$-3.3 \times 10^{-3}$

TABLE 5.1 – Liste non exhaustive de particules d'un événement p+p à  $\sqrt{s} = 5.5$  TeV simulé avec PYTHIA. Pour chaque particule, nous avons répertorié son nom, son *status code*, sa mère ainsi que les valeurs du vecteur impulsion.

Les deux premières lignes du tableau correspondent aux deux protons qui entrent en collision. On constate que leur particule mère est égale à -1, puisqu'ils ne proviennent d'aucune particule mais des faisceaux. Leur impulsion est selon l'axe z uniquement, qui est l'axe suivant lequel ils

5. Les effets des détecteurs ne sont pas pris en compte. Pour plus de détails sur la simulation rapide, voir le chapitre 7.

sont accélérés. La valeur de l'impulsion selon  $z$  est de 2750 GeV, car nous avons simulé des collisions à  $\sqrt{s} = 5.5$  TeV.

On peut ensuite suivre la généalogie des particules en se référant à la colonne « mère » et voir les valeurs de leur vecteur impulsion.

Un autre paramètre intéressant est le *status code* : chacune de ses valeurs correspond aux particules apparaissant à différentes étapes de la collision. Nous en retiendrons cinq :

- 21 : correspond aux protons qui entrent en collision ainsi qu'aux partons initiaux et aux partons qui initient les ISR.
- 12 : correspond à un parton fragmenté qui est suivi par d'autres partons dans le même système partonique singlet de couleur.
- 1 : correspond aux partons non fragmentés ou aux particules non désintégrées (particules primaires).
- 11 : sont les particules désintégrées ou les partons fragmentés.
- 0 : correspond aux rayonnements de photons et d'électrons

Les particules 2 et 3 vont générer les ISR (si on supprime les ISR de la génération elles ne donnent pas de filles). Les particules  $n^o$  6 et 7 sont les partons initiaux qui vont générer les jets de l'événement.

De cette liste de particules, nous avons extrait des distributions globales afin de caractériser l'événement produit telles que celles présentées sur les figures 5.3 et 5.4. Sur la figure 5.3, on

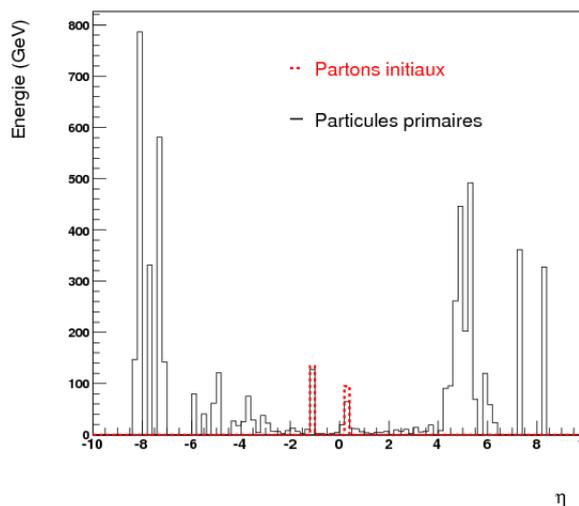


FIGURE 5.3 – Distribution en énergie en fonction de  $\eta$  des particules primaires (histogramme noir) et des partons initiaux (pointillés rouges).

observe la distribution en énergie en fonction de  $\eta$  des particules primaires (trait continu noir), dont le critère de sélection est le *status code* = 1 et des partons initiaux (pointillés rouges).

On constate que la majeure partie de l'énergie se trouve à pseudorapidité élevée, ce qui correspond principalement aux particules spectatrices qui n'ont pas participé au processus dur. Le processus dur, représenté par les partons initiaux se trouve lui à rapidité centrale dans notre exemple.

Sur la figure 5.4, on observe la distribution en impulsion transverse en fonction de  $\eta$  (à gauche) et de  $\phi$  (à droite) des particules primaires (trait continu noir) et des partons initiaux (pointillés rouges).

On constate que toute l'impulsion transverse est concentrée autour de la position en  $\eta$  et en  $\phi$  des partons initiaux. Cette figure souligne l'intérêt d'observer les jets dans le plan transverse où l'on retrouve principalement les particules qui les constituent.

On remarque de plus qu'il s'agit d'un événement « dijet » car les deux partons initiaux sont émis

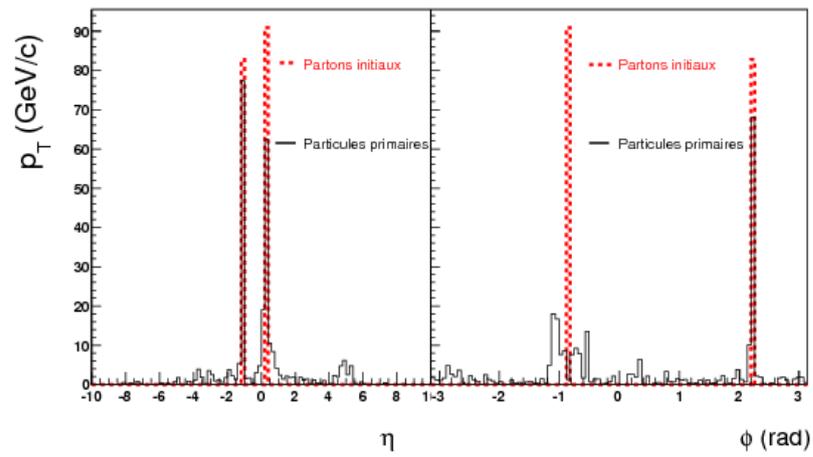


FIGURE 5.4 – Distribution en impulsion transverse en fonction de  $\eta$  (à gauche) et de  $\phi$  (à droite) des particules primaires (trait continu noir) et des partons initiaux (pointillés rouges).

dos-à-dos dans le plan transverse, comme nous l'avons vu au chapitre 3.

Dans ce cas de figure, les ISR, les FSR et les MI sont présentes. Mais on peut alors s'interroger sur la façon dont ces différentes contributions vont modifier la cinématique de l'événement. Comment vont-elles modifier la perception du processus dur ?

### Influence des ISR, FSR et UE sur la cinématique de l'événement « jet »

Afin de le découvrir, nous avons observé d'autres événements provenant de la même simulation en ne gardant tour à tour que les ISR, les FSR et les MI. Ceci est possible en mettant à 0 ou 1 les paramètres du générateur précédemment cités, MSTP 61, MSTP 71 et MSTP 81 respectivement.

Nous avons observé les mêmes distributions que celles des figures 5.3 et 5.4. Celles-ci sont présentées sur les figures 5.5, 5.6 et 5.7 dans ces différentes configurations.

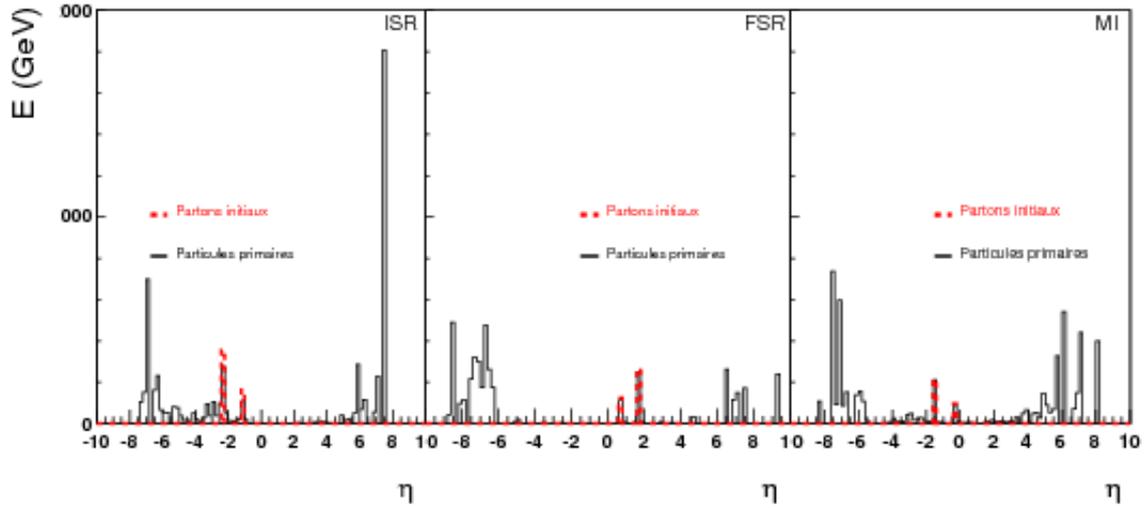


FIGURE 5.5 – E des partons initiaux (pointillés rouges) et des particules primaires (histogramme noir) avec uniquement des ISR, uniquement des FSR et uniquement des UE.

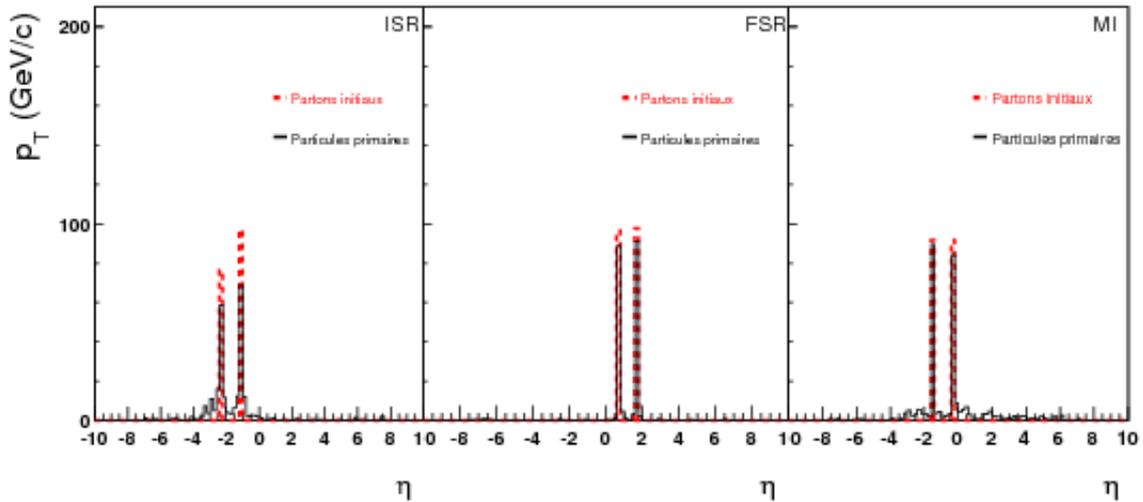


FIGURE 5.6 –  $p_T$  en fonction de  $\eta$  des partons initiaux et des particules primaires.

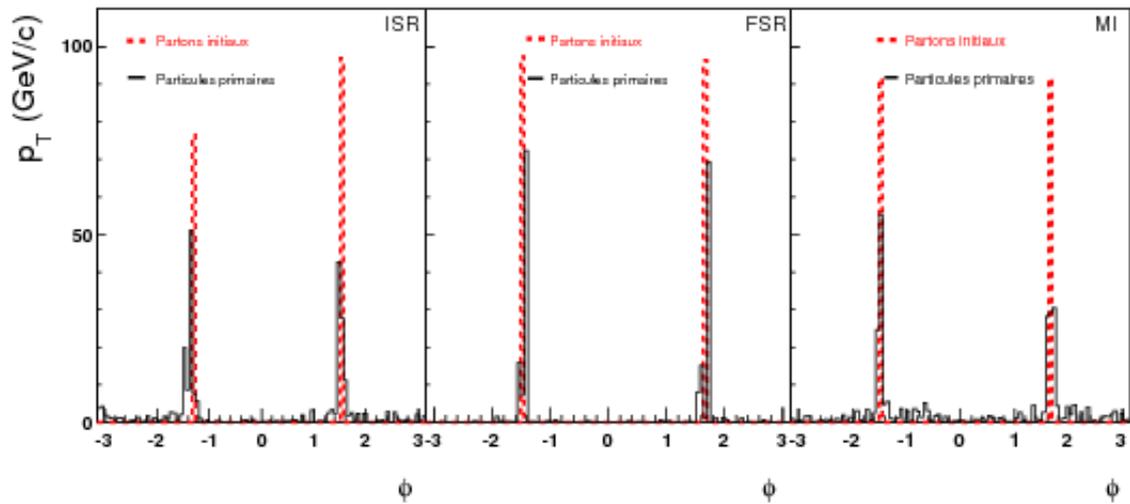


FIGURE 5.7 –  $p_T$  en fonction de  $\phi$  des partons initiaux et des particules primaires.

Et voici finalement, un événement sans aucune contribution :

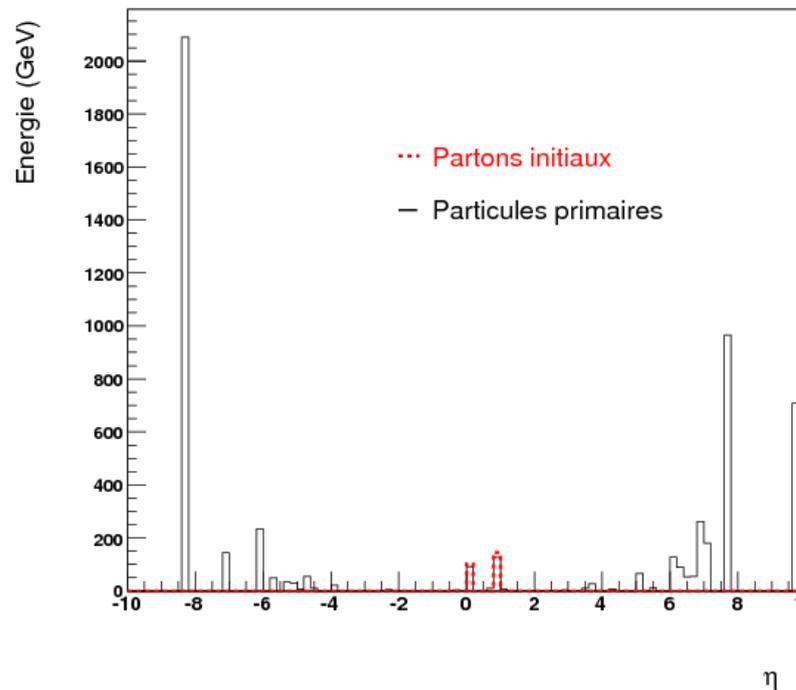


FIGURE 5.8 – Distribution en énergie en fonction de  $\eta$  des particules primaires (histogramme noir) et des partons initiaux (pointillés rouges) sans ISR, sans FSR et sans MI.

Que l'on regarde les distributions de particules en énergie ou en impulsion transverse, selon  $\eta$  ou  $\phi$ , les MI semblent apporter un bruit de fond faible et uniforme dans l'espace des phases. Dans le plan transverse, les contributions des ISR et des FSR semblent équivalentes et plutôt faibles.

On voit que les particules produites suite au processus dur se répartissent toujours autour des

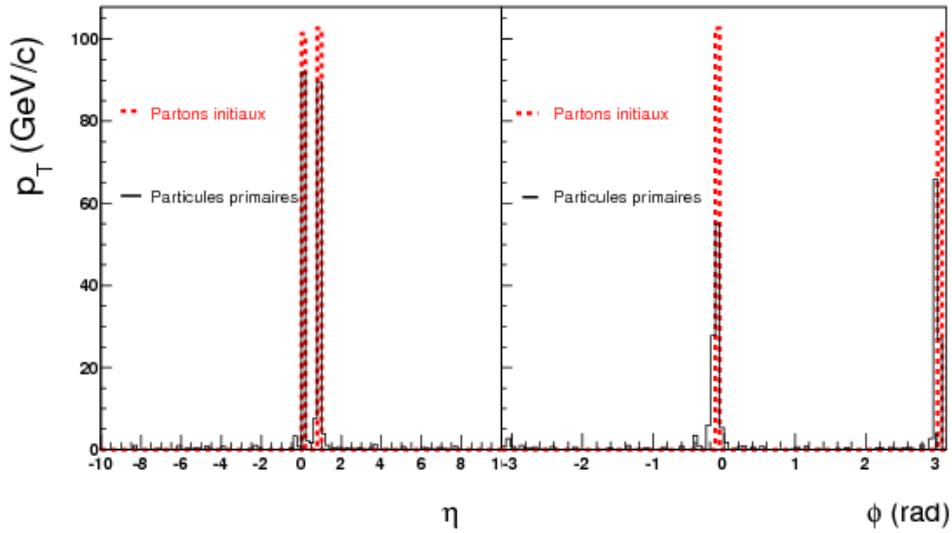


FIGURE 5.9 – Distribution en impulsion transverse en fonction de  $\eta$  (à gauche) et de  $\phi$  (à droite) des particules primaires (histogramme noir) et des partons initiaux (pointillés rouges) sans ISR, sans FSR et sans MI.

directions des deux partons durs.

La cinématique des événements choisis comme exemples n'est pas trop modifiée par les différentes contributions. Or, il existe certains cas où elle est complètement perturbée. C'est ce que nous montrons, pour deux événements différents, sur les figures 5.10 et 5.11 avec respectivement des ISR uniquement et des FSR uniquement. Dans ces deux exemples, si la position en  $\eta$  des

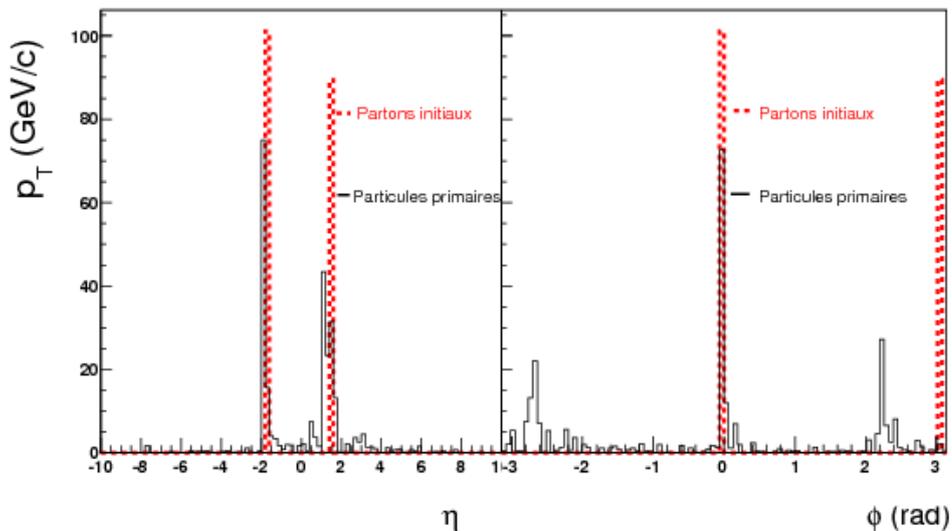


FIGURE 5.10 – Distribution en impulsion transverse des particules primaires (histogramme noir) et des partons initiaux (pointillés rouges) dans un événement p+p en fonction de  $\eta$  avec pour seule contribution les ISR.

particules correspond à peu près à celle des partons initiaux, il n'en est pas du tout de même

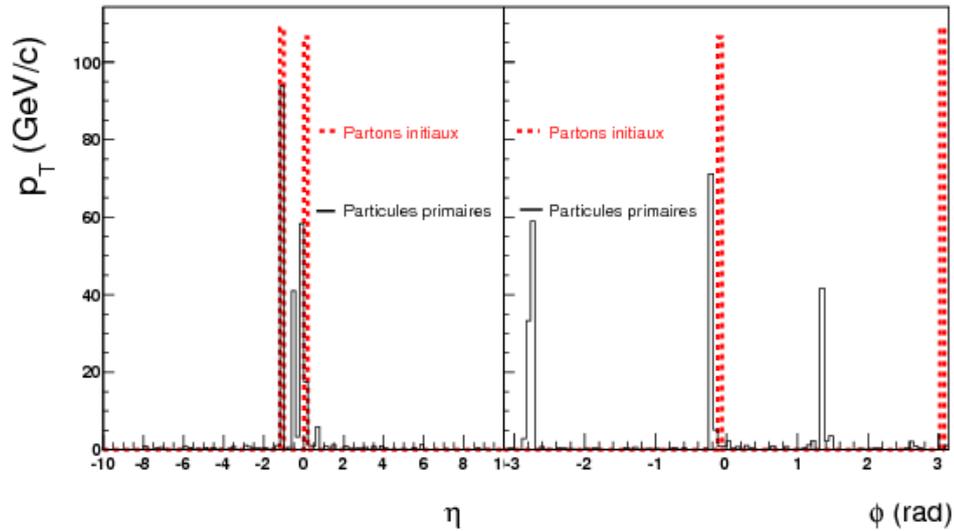


FIGURE 5.11 – Distribution en impulsion transverse des particules primaires (histogramme noir) et des partons initiaux (pointillés rouges) dans un événement p+p en fonction de  $\eta$  avec pour seule contribution les FSR.

pour la position en  $\phi$ . Les ISR et les FSR modifient la correspondance directe entre la direction d'un parton produit et ses particules filles. En effet, dans les deux cas, les partons initiaux se situent à environ  $\phi = 0$  et  $\phi = \pi$ . Une partie des particules primaires sont regroupées autour du parton initial situé à  $\phi = 0$ . En revanche, les autres amas de particules sont assez éloignés de la position du deuxième parton initial, à  $\phi \sim -2.7$  et  $\phi \sim 2.2$  dans le premier cas et  $\phi \sim -2.7$  et  $\phi \sim 1.3$  dans le deuxième cas. Pour certains événements, il est possible qu'une ISR ou une FSR engendre l'émission d'un parton très énergétique avant ou après le processus dur et puisse donner au final trois « pics » de particules, donc trois jets potentiels contre deux partons initialement produits. Par conséquent, la cinématique  $2 \rightarrow 2$  est totalement brisée et les algorithmes de reconstruction de jet ne reconstitueront pas deux mais trois jets. Ce type de phénomène, peu fréquent, modifie également la structure dos-à-dos en  $\phi$  des événements « dijet ». On risque donc de ne pas retrouver la configuration cinématique initiale de l'événement.

Les MI sont moins « dangereuses » par rapport à la production de jets car leur contribution est faible et uniforme dans tout le plan transverse. Elles viennent seulement s'ajouter, en « toile de fond » au processus dur. Par conséquent, il est plus facile de les distinguer des jets et donc de les soustraire lors de la reconstruction de ces derniers. C'est ce que nous verrons au chapitre 8.

Nous venons donc de voir que les ISR, les FSR et les MI ajoutent différentes contributions dans la cinématique des événements « jet ». Si les MI ne viennent ajouter qu'un bruit de fond faible et uniforme<sup>6</sup>, les ISR et les FSR sont difficilement dissociables des jets. Par conséquent, elles peuvent entrer dans la définition d'un jet, au sens où elles font partie de ce que l'on mesure. Cela permet néanmoins de comprendre que la reconstruction des jets n'est pas une tâche facile. On s'attend en effet à ce que certaines contributions biaisent notre perception du jet en venant s'immiscer dans ce que nous croyons être issu du processus dur. Il faudra donc prendre en compte leurs effets.

6. Cela n'est plus vrai pour les collisions d'ions lourds où le bruit de fond est important et fluctue beaucoup.

## 5.2 Autres outils d'analyse

La section précédente était dédiée à la compréhension du fonctionnement des générateurs MC. Ce ne sont pas les seuls outils dont les expérimentateurs d'ALICE disposent pour effectuer les analyses. Dans cette section, nous allons les décrire.

### 5.2.1 GEANT3

Les générateurs d'événement MC simulent la production de particules lors des collisions mais leurs résultats ne nous donnent pas d'information sur ce que nous allons mesurer avec les détecteurs. Pour avoir une simulation réaliste d'un événement, il faut donc pouvoir prendre en compte l'effet des détecteurs sur la mesure.

GEANT3 est un programme qui permet de simuler le passage des particules à travers un système de détection et qui renvoie la réponse correspondante. Il permet également de visualiser en trois dimensions les trajectoires des particules dans les détecteurs.

L'utilisateur a la possibilité d'indiquer au programme le volume des systèmes de détection ainsi que les caractéristiques du milieu qui dépend du matériau qui les constitue. On peut ensuite lui transmettre des données simulées par des générateurs MC. GEANT3 simule alors les interactions des particules avec les éléments physiques constituant les détecteurs en prenant en compte l'acceptance limitée des détecteurs, le type de particule et le champ magnétique appliqué. Il donne en sortie la réponse des détecteurs.

### 5.2.2 Root et AliRoot

#### Introduction à Root et AliRoot

Root est une structure informatique libre orientée objet [126]. Il contient un interpréteur C/C++ (CINT) et un compilateur C/C++ (ACLIC). Comme en C/C++, Root regroupe un ensemble de classes. Ces dernières servent à l'analyse des données en physique des hautes énergies, à lire et enregistrer de grandes quantités de fichiers de données ainsi qu'à effectuer des calculs mathématiques, dessiner des graphiques, faire des ajustements de fonctions, etc. En résumé, Root permet d'effectuer tout le traitement graphique des données pouvant mener à leur interprétation.

AliRoot est le nom donné à tout le code informatique de l'expérience ALICE dédié à la simulation, reconstruction et à l'analyse des données simulées et réelles de cette dernière. Sa structure informatique est basée sur le système Root et en utilise toutes les classes [127]. Elle contient en plus un ensemble de classes spécifiques à l'analyse des données dans l'expérience ALICE.

AliRoot contient des modules propres à chacun des systèmes de détection (TPC, EMCAL, etc.), des modules dédiés à la simulation de données (EVGEN), à la reconstruction des données, dédiés à la visualisation des événements (EVE), à l'analyse de la physique molle (PWG2), aux jets (JETAN et PWG4), etc. AliRoot contient également des modules ou des classes d'interface à d'autres outils informatiques tels que certains générateurs d'événements MC (PYTHIA, HERWIG) ainsi que certains algorithmes de reconstruction de jets que nous verrons dans le chapitre suivant.

Toute l'analyse de données effectuée dans cette thèse a été faite en utilisant Root et AliRoot.

#### Simulation et reconstruction des événements avec AliRoot

Nous avons dit qu'AliRoot contient des interfaces pour l'utilisation d'autres outils informatiques. Nous allons décrire dans cette partie comment, à l'aide d'AliRoot, on peut simuler des événements avec PYTHIA et les reconstruire avec GEANT.

Il y a trois macros importantes qui permettent de simuler et de reconstruire des événements dans AliRoot : Config.C, sim.C et rec.C. Ces macros sont disponibles dans le module **prod** d'AliRoot. Dans ce module sont réunies les macros ayant servi à la production de grandes quantités d'événements, avec des caractéristiques particulières à l'expérience ALICE. Nous allons décrire

ces macros dans le cas particulier de la simulation et de la reconstruction d'événements « jet ». Sur la figure 5.12 (à lire des maxima de la parabole vers son minimum), est illustrée la structure du traitement des données dans ALICE effectué grâce à ces macros. La simulation concerne la

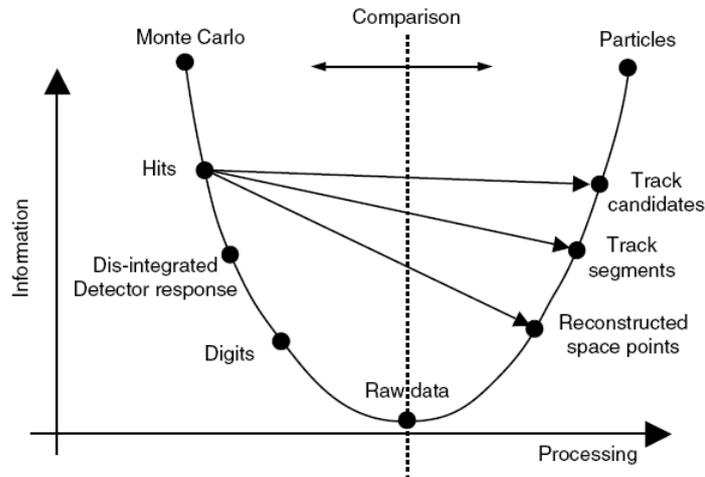


FIGURE 5.12 – Structure du traitement des données dans ALICE [90].

partie gauche de la parabole tandis qu'à droite sont donnés les éléments équivalents pour les données réelles.

**Config.C** : cette macro regroupe tous les paramètres de simulation. Un grand nombre d'entre eux sont communs à tous les types de production. Nous insisterons sur les paramètres suivants :

- `gRandom` → `SetSeed(0)` : quand l'argument de cette fonction est nul, on est certain de simuler un ensemble d'événements différents à chaque fois que l'on lance les trois macros. Si on met une valeur différente de 0, le même ensemble de données sera simulé à chaque fois.
- `gAlice` → `SetTriggerDescriptor("p - p")` : cette fonction permet de déterminer le système qui entre en collision, ici p+p.

C'est dans cette macro que l'on détermine la géométrie des détecteurs que les particules traverseront. Par exemple :

```

if (iTPC)
{
//===== TPC parameters =====
AliTPC *TPC = new AliTPCv2("TPC", "Default");
}

```

Si on veut que les particules traversent la TPC, il faut donner comme valeur à `iTPC`, 1. La géométrie du détecteur est ensuite déterminée par les arguments de l'objet `AliTPCv2`.

Pour la simulation des jets, on utilise l'objet `AliGenPythia`, grâce auquel on peut déterminer les paramètres suivants :

- `SetEnergyCMS(5500)` : pour déterminer l'énergie dans le centre de masse, ici 5.5 TeV.
- `SetProcess(kPyJets)` : pour simuler des événements « jet ».
- `SetJetEtaRange(valeur minimum, valeur maximum)`, `SetJetPhiRange(valeur minimum, valeur maximum)` et `SetJetEtRange(valeur minimum, valeur maximum)` : ces fonctions permettent de définir l'acceptance et l'intervalle en énergie transverse souhaités pour les jets simulés.
- `SetStrucFunc(kCTEQ5L)` : détermine la fonction de structure, c'est-à-dire la fonction selon laquelle les partons seront distribués dans les hadrons.

- SetPtHard(valeur minimum, valeur maximum) : permet de donner l'intervalle en impulsion transverse des processus durs qui vont générer les partons initiaux.
- SetPyCellParameters(2, 274, 432, 0.4, 5, 1) : on détermine les paramètres de reconstruction de l'algorithme de reconstruction de jets Pycell inclus dans PYTHIA <sup>7</sup>.

**sim.C** : la macro `sim.C`, génère le nombre d'événements qu'on lui donne en argument. C'est elle qui va lancer la simulation des interactions primaires avec PYTHIA. Il en résulte la création d'un arbre cinématique (*kinematic tree*) qui est ensuite utilisé pour simuler la propagation des particules dans les détecteurs.

En effet, l'appel à la phase de simulation avec cette macro fait ensuite progresser les particules produites par le générateur à travers les détecteurs avec GEANT3, dans lequel la géométrie des détecteurs a été introduite au préalable dans le `Config.C`. Le code génère également les impacts des particules sur les détecteurs : des dépôts d'énergie à une position donnée appelés les *hits*.

Ensuite, la réponse du détecteur est prise en compte et les *hits*, signaux analogiques, sont numérisés en *digits* : signaux électriques numériques produits par les détecteurs. Ces *digits* sont équivalents aux données réelles brutes. Il existe un sous-ensemble de *digits* : les *digits* sommables (*sdigits*) dont la somme forme des *digits*. Dans `sim.C`, on peut déterminer dans quels détecteurs on veut propager les particules et donc récupérer des *sdigits* ou des *digits* au moyen des fonctions suivantes qui s'appliquent à l'objet `AliSimulation` :

- `AliSimulation` → `SetMakeSDigits("TRD TOF PHOS EMCAL")`
- `AliSimulation` → `SetMakeDigitsFromHits("ITS TPC")`

**rec.C** : à partir de la réponse des détecteurs, on peut retrouver la trajectoire des particules chargées dans les trajectographes, l'énergie des particules dans le calorimètre ainsi que leur position. Cette étape se nomme la reconstruction. Cette dernière peut se faire à partir des *digits* ou des données réelles. Chaque détecteur contient son propre algorithme de reconstruction dont la tâche est de combiner les *digits* ou les données brutes des différents détecteurs en grandeurs physiques significatives.

### 5.2.3 Les complexes informatiques pour l'analyse des données

L'acquisition, le traitement des données, ainsi que l'exécution des programmes avec Root et AliRoot sur des millions d'événements demande beaucoup de ressources informatiques (puissance de calcul et capacité de stockage). Il est donc impossible de mener une analyse sur son propre PC. Il faut disposer de réseaux d'ordinateurs très puissants auxquels sont envoyés les requêtes (communément appelées *jobs*) afin de pouvoir récupérer les résultats des analyses en un temps raisonnable.

Certains laboratoires offrent des *Analysis Facilities* (AF), qui sont des ensembles d'ordinateurs (communément appelés *clusters*) où des *jobs* peuvent être envoyés par des utilisateurs de la collaboration. La particularité de ces AF est qu'elles permettent un traitement des données et des tâches en parallèle. CAF et LAF pour *Cern Analysis Facility* et *Lyon Analysis Facility*, par exemple, sont les AF du CERN et du centre de calcul de l'in2p3 à Lyon respectivement. Les calculs sont traités au moyen d'une extension de Root appelée PROOF (pour *Parallel ROOT Facility*) qui permet l'analyse interactive parallélisée d'une grande quantité de données sur un grand nombre de machines ayant une architecture multi-coeur. Le principe de ces AF est le suivant. La requête est envoyée à un noeud principal, le *master*, qui va déléguer une partie de la tâche à accomplir aux différents noeuds d'analyse, les *slaves*, en fonction de leurs capacités. Ainsi, un ensemble d'événements peut être traité par sous-paquets. Lorsque les tâches ont été effectuées, le *master* s'occupe de regrouper les résultats qui ont été traités par les *slaves* dans un seul et même fichier de sortie.

---

7. Voir au chapitre 7.

Les calculs au LHC sont pris en charge par le projet LCG (pour *LHC Computing GRID*). La grille (GRID) de calcul est un réseau d'ordinateurs répartis sur toute la planète, organisé en « Tier » comme le montre la figure 5.13 [133]. Le Tier-0, est localisé au CERN. Les Tier-1 sont

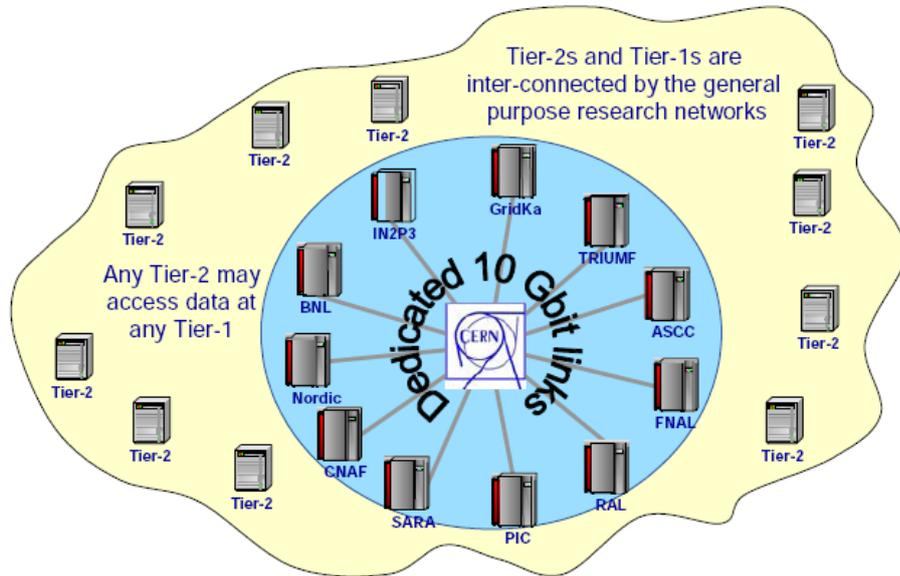


FIGURE 5.13 – Organisation du projet de calcul LCG [133].

les grands centres nationaux de calcul et les Tier-2, des centres de taille plus petite. Ces Tiers se partagent les tâches de sauvegarde, reconstruction, analyse des données et de simulation. Alien est le nom de l'interface pour la grille dans ALICE. Lorsqu'un *job* est envoyé sur la grille, il peut être traité n'importe où. C'est la différence fondamentale entre la grille et un *cluster*.



## Chapitre 6

# La reconstruction des jets

« Sé épi grenn diri ou ka plen sac diri », Proverbe créole.  
(Les petits ruisseaux font les grands fleuves)

### 6.1 Idées de base pour la reconstruction des jets

Théoriquement et de façon simpliste, les jets peuvent être considérés comme étant les deux partons initiaux issus des processus durs. Mais expérimentalement, nous ne recueillons de ces processus durs que les hadrons issus de la fragmentation des partons initiaux sous forme de traces chargées dans les trajectographes ou de dépôts d'énergie dans les cellules des calorimètres. Ces ensembles de traces ou de cellules émises dans la direction des partons initiaux constituent les jets d'un point de vue expérimental.

Si l'on se place dans le plan  $(\eta, \phi)$ , les mesures de particules par les détecteurs nous permettent d'obtenir des distributions de particules primaires en multiplicité et en énergie transverse comme représenté sur la figure 6.1. L'événement présenté sur cette figure provient de la même simulation

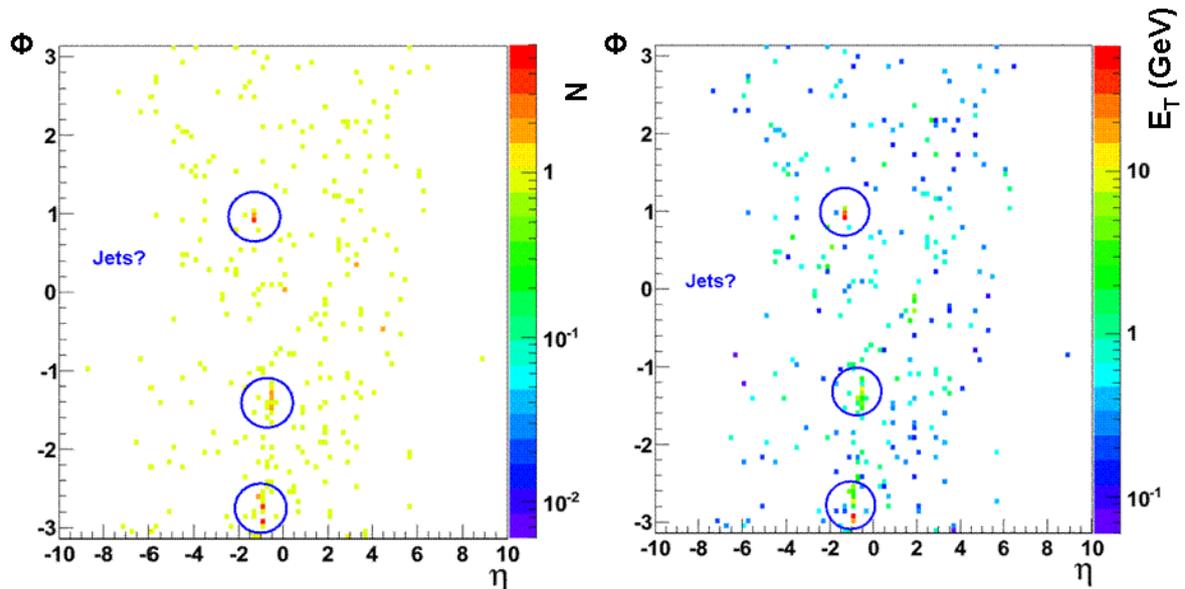


FIGURE 6.1 – Distribution en multiplicité des hadrons primaires (à gauche) et distribution en énergie transverse des hadrons primaires (à droite) dans le plan  $(\eta, \phi)$ .

présentée dans la partie précédente consacrée à PYTHIA. Les résultats des simulations qui seront présentés dans cette partie 6.1 proviendront tous de cette production.

Sur la figure 6.1, on remarque des amas de particules, ou une concentration en énergie transverse

dans de petites zones de l'espace qui laissent deviner la présence de jets (cercles bleus). En effet, nous avons vu dans le chapitre 2 que du fait des effets de cohérence de couleur, la fragmentation des partons est limitée dans une zone de l'espace.

Le but de la reconstruction des jets est de réunir les amas de particules dans un seul objet : le jet, afin de remonter aux propriétés des partons initiaux.

Dans cette partie, préliminaire à la compréhension des algorithmes de reconstruction de jets, nous discuterons quelques idées basiques pour la reconstruction des jets ainsi que quelques éléments de la structure des événements « jet ».

Comment regrouper les particules ? Puisque l'ordonnement angulaire contraint les particules à rester dans un angle solide réduit, on peut tenter de déplacer dans le plan  $(\eta, \phi)$  un cercle de rayon  $R$  fixé (un cône en trois dimensions), sur l'ensemble des particules. Les particules  $i$  seront associées au jet (cercle  $C$ ) si :

$$\sqrt{(\eta_C - \eta_i)^2 + (\phi_C - \phi_i)^2} \leq R \quad (6.1)$$

Finalement, nous ne considérerons comme jet que les cercles contenant le plus d'énergie. Comment trouver les cercles contenant le plus d'énergie ? On peut associer les particules  $i$  contenues dans un même cercle de la façon suivante :

$$E_T^{Jet} = \sum_{i \in C} E_T^i \quad (6.2)$$

$$\eta^{Jet} = \frac{\sum_{i \in C} \eta^i E_T^i}{E_T^{Jet}} \quad (6.3)$$

$$\Phi^{Jet} = \frac{\sum_{i \in C} \Phi^i E_T^i}{E_T^{Jet}} \quad (6.4)$$

c'est-à-dire en recherchant le centre de gravité de l'ensemble de particules, pondéré par l'énergie transverse du jet  $E_T^{Jet}$ .

Par où commencer la recherche d'un jet ? On peut classer les particules suivant leur pseudorapacité, leur angle azimutal  $\phi$  ou encore suivant leur énergie transverse et balayer l'ensemble des particules dans le sens croissant ou décroissant de la quantité choisie.

À partir de ces idées basiques, nous avons écrit trois algorithmes dont les caractéristiques sont les suivantes :

- **algorithme n°1** : classer les particules par  $\eta$  croissant, regrouper les paires de particules les plus proches dans un rayon  $R$  en commençant par la particule de  $\eta$  le plus petit. La recherche des voisines s'effectue en balayant la liste de particules dans le sens des  $\eta$  croissants. Un jet est constitué lorsqu'un amas de particules n'a plus de particules voisines dans un rayon  $R$ .
- **algorithme n°2** : classer les particules par  $E_T$  décroissant et apparier les particules dans un rayon  $R$  en commençant par la particule d'énergie transverse la plus élevée. La recherche des voisines s'effectue en balayant la liste de particules dans le sens des  $E_T$  décroissants. Comme précédemment, un jet sera constitué dès qu'un amas ne trouvera plus de particules voisines dans un rayon  $R$ .
- **algorithme n°3** : classer les particules par  $E_T$  décroissant et regrouper dans un objet jet toutes les particules se situant dans un rayon  $R$  autour d'une particule donnée en partant de la particule de plus grande énergie transverse.

Nous avons fait le choix que les particules ayant servi à reconstruire un jet ne seront pas réutilisées pour reconstruire un autre jet.

Ces algorithmes ont deux paramètres : le **rayon  $R$**  dont nous avons déjà parlé et la **graine**.

Puisqu'un jet est constitué d'un groupe de particules et qu'il concentre de l'énergie dans une petite zone de l'espace, il est inutile de rechercher les jets à partir de chaque particule (et donc de particules de petite énergie transverse qui peuvent être loin du jet). La graine est une valeur seuil de l'énergie transverse des particules pour débiter la recherche des jets. Elle permet d'accélérer la reconstruction des jets. Si une des particules de la liste n'a pas une énergie transverse suffisamment élevée pour être une graine, elle est néanmoins utilisée par la suite.

Les trois algorithmes vont nous permettre d'une part, de voir l'influence de la façon de regrouper les particules sur les jets reconstruits et, d'autre part, de visualiser la structure des événements « jet » simulés.

### Visualisation du regroupement des particules en jets

Figure 6.2, les histogrammes du haut en 2 (à gauche) et 3 dimensions (à droite) représentent la multiplicité dans le plan  $(\eta, \phi)$  des particules primaires d'un événement que nous avons choisi arbitrairement dans l'ensemble des événements simulés. Les histogrammes du bas correspondent à l'énergie transverse de ces mêmes particules dans le plan  $(\eta, \phi)$ .

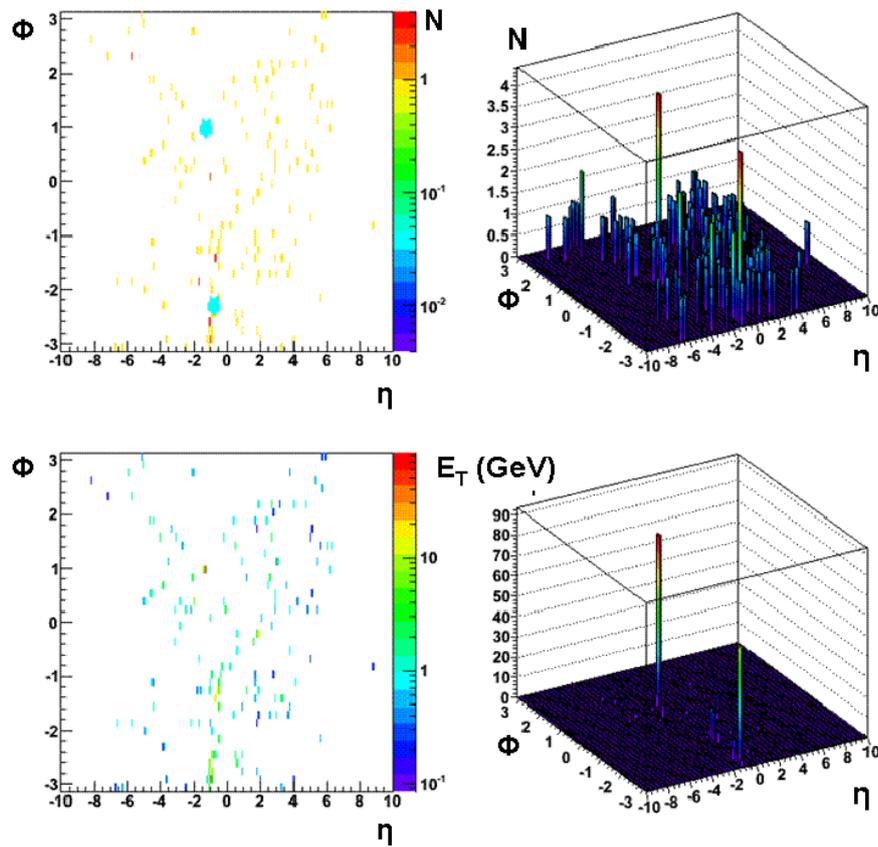


FIGURE 6.2 – En haut : multiplicité dans le plan  $(\eta, \phi)$  en 2 (à gauche) et 3 dimensions (à droite) des particules primaires d'un événement que nous avons choisi aléatoirement dans l'ensemble des événements simulés. Les étoiles bleues correspondent à la position des partons initiaux. En bas : énergie transverse de ces mêmes particules dans le plan  $(\eta, \phi)$  en 2 (à gauche) et 3 dimensions (à droite).

Nous avons ensuite exécuté les trois algorithmes sur cet événement. Nous présentons les résultats sur la figure 6.3. Les histogrammes correspondent à l'énergie transverse dans le plan  $(\eta, \phi)$  des jets reconstruits avec les algorithmes 1 (en haut), 2 (au milieu) et 3 (en bas), en 2 (à gauche) et 3 dimensions (à droite). Les jets ont été reconstruits avec un rayon  $R = 0.4$  et une

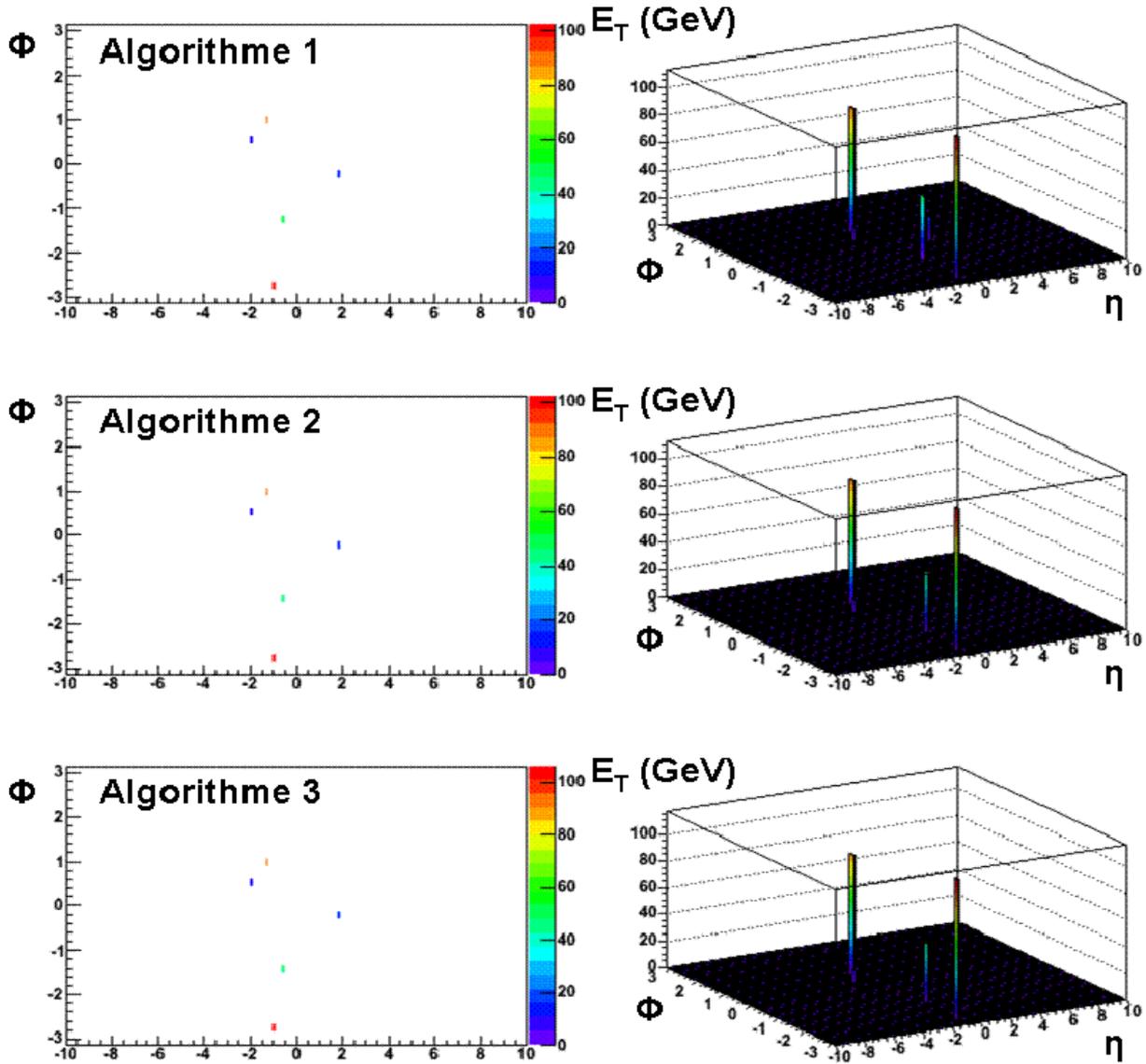


FIGURE 6.3 – Énergie transverse des jets reconstruits par le premier algorithme (en haut), le deuxième algorithme (au milieu) et le troisième algorithme (en bas) dans le plan  $(\eta, \phi)$  pour un rayon  $R = 0.4$  et une graine de 4 GeV.

graine de 4 GeV.

On constate que le nombre de jets reconstruits est le même pour les trois algorithmes. De plus, la position et l'énergie transverse des jets reconstruits les plus énergétiques coïncident avec celles des amas de particules primaires les plus importants et la position des partons initiaux déterminée sur la figure 6.2. Il semble donc que ces trois petits algorithmes soient cohérents entre eux et resituent la position des partons initiaux.

### Comportement des algorithmes en fonction du rayon

Mais qu'arrive-t-il si l'on change le rayon employé pour reconstruire le jet ? Il semble évident que si le rayon est petit, nous formerons beaucoup de jets constitués de très petits groupes de particules, peu énergétiques. Tandis que si le rayon est agrandi, ces « petits » jets seront regroupés dans un jet beaucoup plus important, englobant l'ensemble des particules. Nous avons donc examiné la variation du nombre de jets reconstruits en fonction du rayon employé comme le montre la figure 6.4. Dans cette partie, la valeur de la graine est toujours de 4 GeV. On constate, comme attendu, que lorsque le rayon augmente, le nombre de jets reconstruits diminue, et ce,

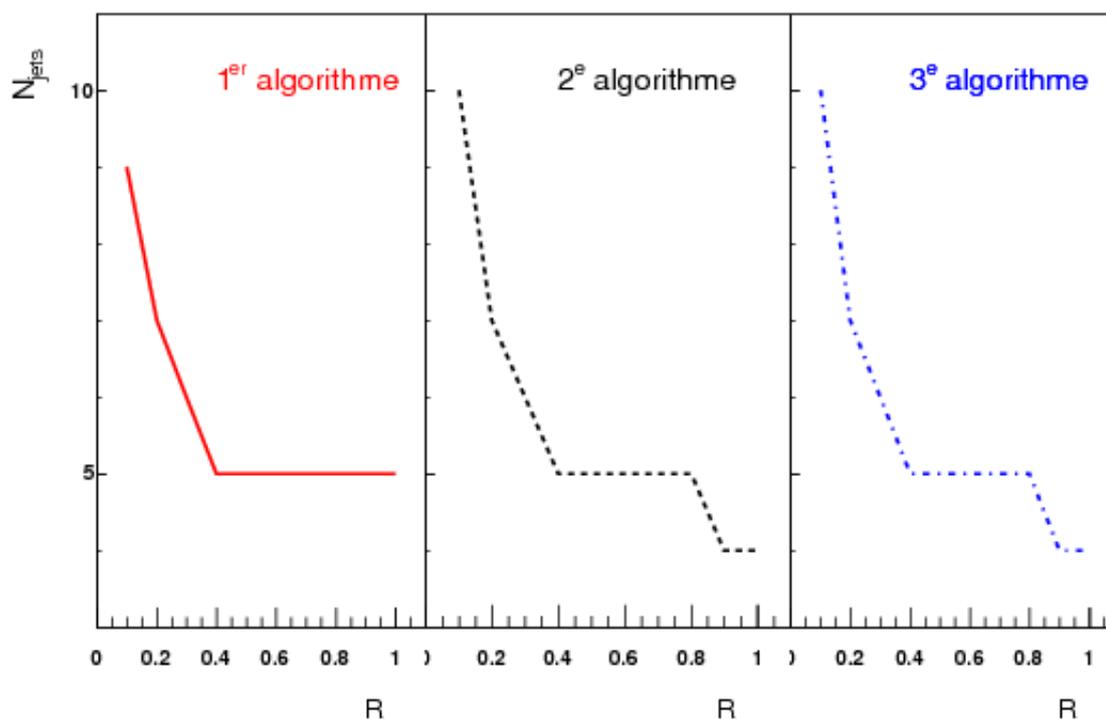


FIGURE 6.4 – Nombre de jets reconstruits en fonction du rayon utilisé pour regrouper les particules pour l’algorithme 1 (à gauche), l’algorithme 2 (au milieu) et l’algorithme 3 (à droite).

pour les trois algorithmes.

Le premier algorithme trouve plus de jets (un de plus) que les deux autres à grand rayon (0.9 et 1). Ceci est dû à son mode opératoire. En effet, il regroupe les particules en balayant la liste vers les  $\eta$  croissants. Il peut donc former des jets, pas forcément proches des flux principaux qui ne sont pas réutilisés ensuite pour la reconstruction des jets suivants. Les deux autres algorithmes, au contraire, regroupent d’abord les particules très énergétiques. Ils reconstituent donc d’abord les principaux flux d’énergie. On constate d’ailleurs, dans les tableaux 6.1, 6.2 et 6.3, qu’en passant d’un rayon de 0.8 à un rayon de 0.9, le cinquième jet des algorithmes 2 et 3 disparaît, mais son énergie se retrouve dans le deuxième jet. En revanche, pour ce qui est du premier algorithme, on trouve toujours un cinquième jet, quelque soit le rayon, et le deuxième jet est moins énergétique que ceux des deux autres algorithmes de l’énergie de ce cinquième jet. La façon dont on classe les particules est donc très importante. Pour pallier ce problème, il faudrait pouvoir réutiliser toutes les particules pour la construction de tous les jets. Cependant, le comportement des algorithmes est globalement le même quand le rayon augmente.

Parallèlement, nous avons observé comment varie le contenu des jets en énergie transverse avec le rayon. Ceci est illustré sur la figure 6.5. Lorsque le rayon est petit, on trouve entre 9 et 10 jets, des plus énergétiques ( $n^o1, 2\dots$ ) au moins énergétiques ( $n^o9, 10$ ). Puis, quand on augmente le rayon, les « petits » jets disparaissent au profit des « gros » jets qui voient leur énergie transverse augmenter. En effet, les jets de petite énergie sont absorbés par les jets de plus grande énergie, car on augmente la taille du rayon de ces derniers. Ils peuvent par conséquent inclure plus de particules et donc gagner en énergie.

Nous avons répertorié dans les tableaux 6.1, 6.2 et 6.3 les énergies transverses des jets reconstruits par les algorithmes 1, 2 et 3 respectivement, en fonction du rayon, afin de voir plus

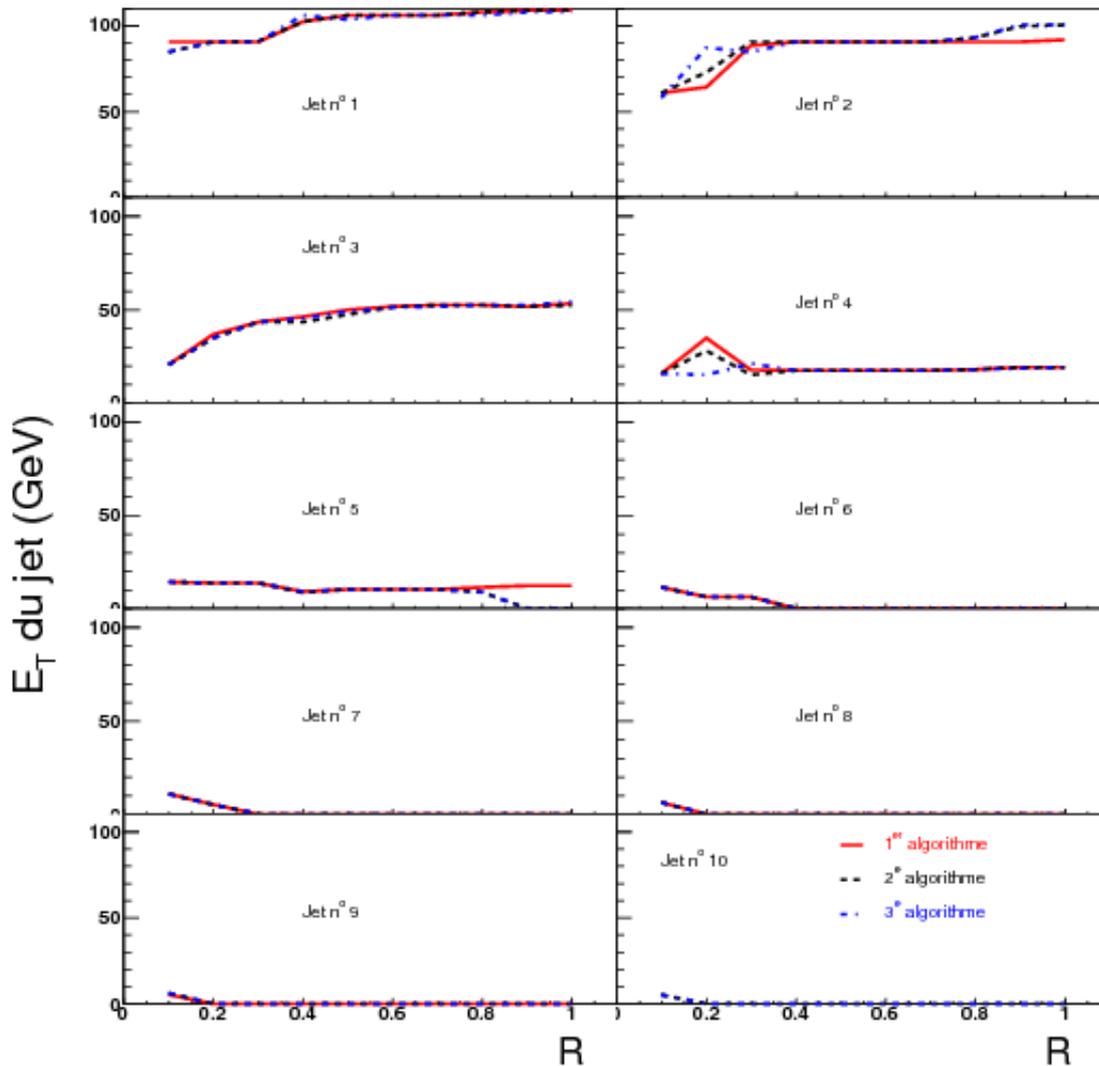


FIGURE 6.5 – Évolution de l'énergie transverse des jets reconstruits par le premier algorithme (tracé continu rouge), le deuxième algorithme (tracé pointillé noir) et le troisième algorithme (tracé discontinu bleu) pour différents rayons et une graine de 4 GeV.

en détail les variations d'énergie transverse.

Lorsqu'on atteint un rayon de 1, les algorithmes reconstituent tous des jets d'énergie transverse proche de  $100 \pm 5$  GeV. Ils sont donc assez satisfaisants. Mais ils trouvent une énergie parfois un peu au-dessus (108.8 GeV) et parfois un peu en-dessous (91.9 GeV). Ceci signifie que suivant le choix de l'algorithme et le choix du rayon, on peut exclure des particules du signal ou compter des particules qui ne font pas partie du jet et qui constituent le bruit de fond. En réalité, même dans le cas d'un algorithme idéal, l'utilisation d'un rayon impose l'inclusion de particules de bruit de fond, présent partout, dans les jets, même si toutes les particules du signal sont comprises dans le jet. Il va donc falloir optimiser le choix du rayon pour limiter le bruit de fond ainsi que la perte du signal.

De plus, alors que les événements que nous avons sélectionné ne produisent que deux partons initiaux, nous reconstruisons, même pour le rayon le plus grand, quatre jets dont les moins énergétiques valent environ 53 et 19 GeV. Pour tenter de comprendre d'où peut provenir un jet de 50 GeV, nous avons étudié les distributions en  $p_T$  des particules primaires et des partons

Rayon	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1
$E_{Tjet1}$ (GeV)	90.5	90.5	90.5	102.4	106	106	106	107.9	108.8	108.8
$E_{Tjet2}$ (GeV)	60.8	64.1	88.3	90.5	90.5	90.5	90.5	90.5	90.5	91.9
$E_{Tjet3}$ (GeV)	20.7	36.9	43.3	46.1	49.8	51.6	52.5	52.5	51.6	53.3
$E_{Tjet4}$ (GeV)	15.6	34.9	17.6	17.5	17.5	17.5	17.5	18	19	19
$E_{Tjet5}$ (GeV)	14.2	13.6	13.6	9	10.3	10.3	10.3	11.3	12.4	12.4
$E_{Tjet6}$ (GeV)	11.5	6.2	6.2							
$E_{Tjet7}$ (GeV)	10.8	5.2								
$E_{Tjet8}$ (GeV)	6.2									
$E_{Tjet9}$ (GeV)	5.2									
$E_{Tjet10}$ (GeV)										

TABLE 6.1 – Énergie transverse des jets reconstruits par le premier algorithme en fonction du rayon utilisé avec une graine de 4 GeV.

Rayon	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1
$E_{Tjet1}$ (GeV)	84.4	90.5	90.85	102.4	106	106	106	107.9	108.8	109.1
$E_{Tjet2}$ (GeV)	60.8	72.9	90.5	90.5	90.5	90.5	90.5	92.9	99.5	100.5
$E_{Tjet3}$ (GeV)	20.7	34.9	43.3	43.3	47.4	51.3	52.5	52.5	51.6	52.3
$E_{Tjet4}$ (GeV)	15.6	28	15.1	17.4	17.5	17.5	17.5	17.9	19	19
$E_{Tjet5}$ (GeV)	14.2	13.6	13.6	8.6	10.3	10.3	10.3	8.95		
$E_{Tjet6}$ (GeV)	11.5	6.2	6.2							
$E_{Tjet7}$ (GeV)	10.8	5.2								
$E_{Tjet8}$ (GeV)	6.2									
$E_{Tjet9}$ (GeV)	6									
$E_{Tjet10}$ (GeV)	5.2									

TABLE 6.2 – Énergie transverse des jets reconstruits par le deuxième algorithme en fonction du rayon utilisé avec une graine de 4 GeV.

Rayon	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1
$E_{Tjet1}$ (GeV)	84.4	90.5	90.5	106	103.4	106	106	106	107.9	107.9
$E_{Tjet2}$ (GeV)	57.8	87	84.7	90.5	90.5	90.5	90.5	92.9	100.5	100.5
$E_{Tjet3}$ (GeV)	20.7	34.9	43.3	45.3	49.1	51.3	51.6	52.5	52.5	54.15
$E_{Tjet4}$ (GeV)	15.6	15.1	21.2	17.4	17.5	17.5	17.5	17.9	18.5	19
$E_{Tjet5}$ (GeV)	14.2	13.6	13.6	9	10.3	10.3	10.3	8.95		
$E_{Tjet6}$ (GeV)	11.5	6.3	6.2							
$E_{Tjet7}$ (GeV)	10.8	5.2								
$E_{Tjet8}$ (GeV)	6.2									
$E_{Tjet9}$ (GeV)	6									
$E_{Tjet10}$ (GeV)	5.2									

TABLE 6.3 – Énergie transverse des jets reconstruits par le troisième algorithme en fonction du rayon utilisé avec une graine de 4 GeV.

initiaux de cet événement en  $\eta$  et en  $\phi$ . Ceci est présenté sur la figure 6.6. Selon  $\eta$ , les particules primaires sont bien regroupées autour des positions des partons initiaux. En revanche, en  $\phi$ , les amas de particules de l'un des jets se retrouvent de part et d'autre de la position du parton initial. Alors que le parton initial se situe à environ  $\phi = -2.4$ , les deux amas les plus proches se situent à environ  $\phi = -\pi$  et  $\phi = -1.4$  respectivement. Or, si l'on se reporte à la figure 6.3, on

constate que les deuxième et troisième jets les plus énergétiques ont pour position en azimut, la position de ces amas de particules. Ainsi, l'apparition d'un « troisième » jet est due à la brisure de la cinématique de cet événement. Nous avons vu dans la section précédente que les ISR et les FSR pouvaient être responsables de ce type de phénomène. Nous rappelons qu'ils sont ajoutés au processus dur et qu'ils peuvent mener à des configurations de type  $2 \rightarrow 3$ ,  $2 \rightarrow 4$ , etc., même si au départ la configuration était de type  $2 \rightarrow 2$ .

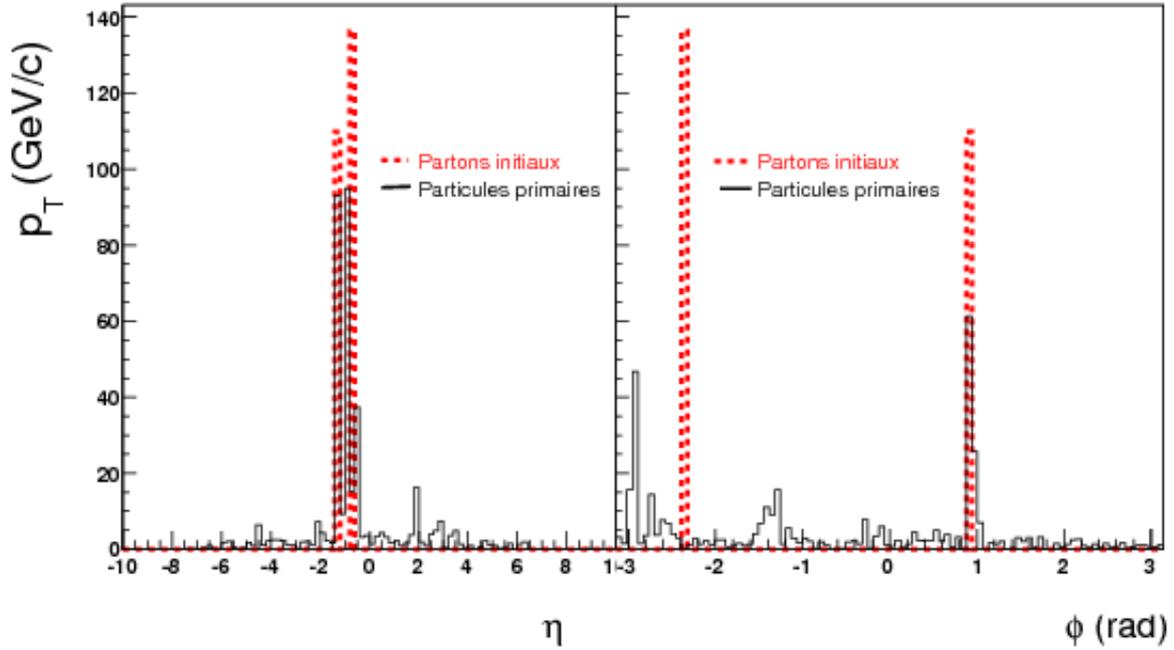


FIGURE 6.6 –  $p_T$  des particules primaires (tracé continu noir) et des partons initiaux (tracé pointillé rouge) dans l'événement étudié en fonction de  $\eta$  (à gauche) et  $\phi$  (à droite).

### Comparaison de la position des jets reconstruits avec celles des partons initiaux

Nous allons maintenant observer l'évolution de la position des jets en  $(\eta, \phi)$  par rapport à la position des partons initiaux.

Sur la figure 6.7, on peut voir l'évolution de la position en  $\phi$  des jets en fonction du rayon utilisé pour leur reconstruction. Nous observons toujours le même événement. L'algorithme 1 correspond au tracé continu rouge, l'algorithme 2 au tracé pointillé noir et l'algorithme 3 au tracé discontinu bleu. Les positions des partons initiaux sont, bien entendu, constantes quel que soit le rayon et correspondent aux lignes violettes et verte.

Sur la figure 6.8, on peut observer l'évolution de la position en  $\eta$  des jets en fonction du rayon utilisé pour leur reconstruction avec les mêmes conventions que celles de la figure 6.7. Ces figures

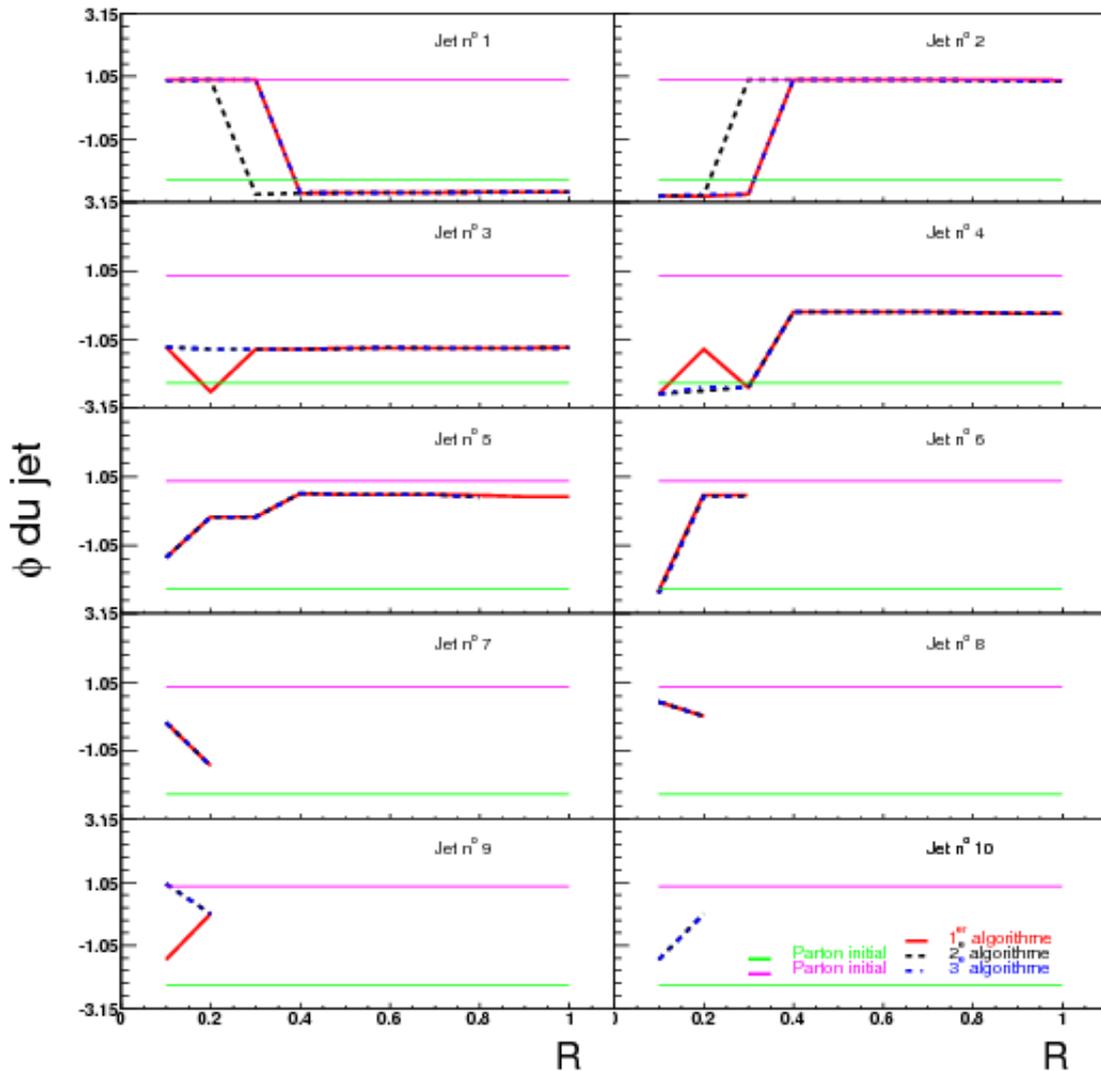


FIGURE 6.7 – Position en  $\phi$  des jets reconstruits par l'algorithme 1 (tracé continu rouge), 2 (tracé pointillé noir) et 3 (tracé discontinu bleu) en fonction de la position des partons initiaux (lignes constantes violette et verte).

sont à observer en conjonction avec la figure 6.5. On peut faire les constations suivantes :

- on observe de grandes variations de position entre deux rayons successifs. En effet, le jet numéro 1 par exemple, ne correspond pas toujours au même amas de particules. Suivant le rayon employé, le jet le plus énergétique (numéro 1), peut correspondre soit à l'amas de

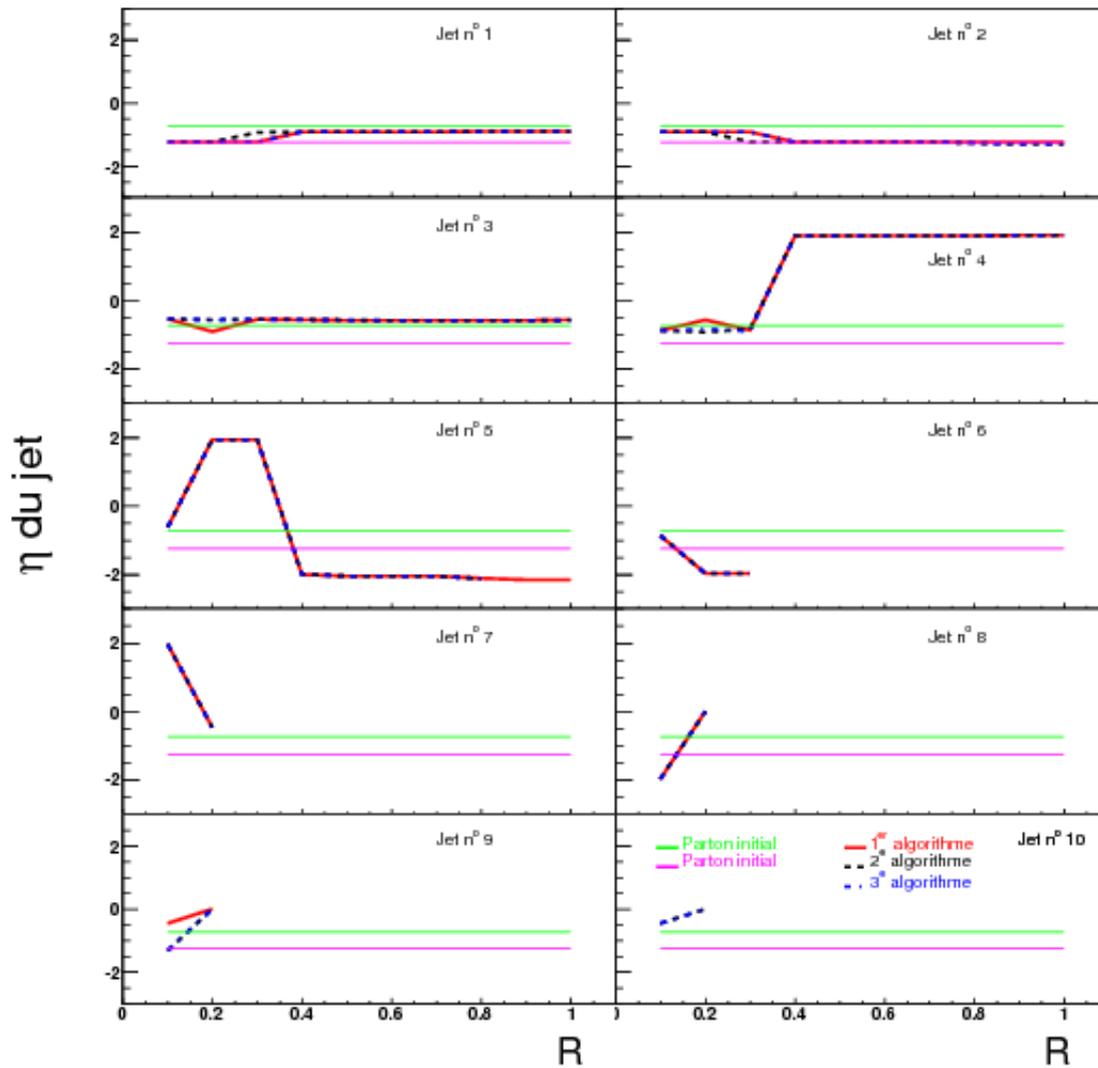


FIGURE 6.8 – Position en  $\eta$  des jets reconstruits avec l'algorithme 1 (tracé continu rouge), 2 (tracé pointillé noir) et 3 (tracé discontinu bleu) en fonction de la position des partons initiaux (lignes constantes violette et verte).

particules proche du parton initial « violet » soit à l'amas de particules correspondant au parton initial « vert ».

- La position des trois jets les plus énergétiques ne varie pas avec le rayon alors que leur énergie transverse augmente légèrement. Ce qui signifie que dès les plus petits rayons, l'axe du jet, c'est-à-dire la position du flux d'énergie, est déjà retrouvée.
- Le jet numéro 3 ne correspond à aucun des partons initiaux et garde toujours la même position mais gagne malgré tout en énergie transverse quand le rayon augmente. Sa position en  $\phi$  correspond à un des amas de particules souligné dans la figure 6.6.

### Comportement des algorithmes en fonction de la graine

Jusqu'à présent, nous avons utilisé une graine de 4 GeV. Nous allons voir quel est l'effet de la graine sur l'énergie transverse reconstruite en fonction de l'algorithme. Nous avons donc choisi d'exécuter à nouveau les algorithmes mais avec une graine de 15 GeV (un peu moins de 20% de l'énergie du jet qui correspond à l'énergie moyenne des particules prépondérantes (*leading*) dans les jets).

Ainsi, pour le même événement mais avec une graine de 15 GeV, les trois algorithmes ne trouvent plus que trois jets et ce, quelque soit le rayon utilisé comme le montre la figure 6.9.

Les valeurs de l'énergie transverse des jets pour les différents rayons sont répertoriées dans les tableaux 6.4, 6.5 et 6.6 pour les algorithmes 1, 2 et 3 respectivement.

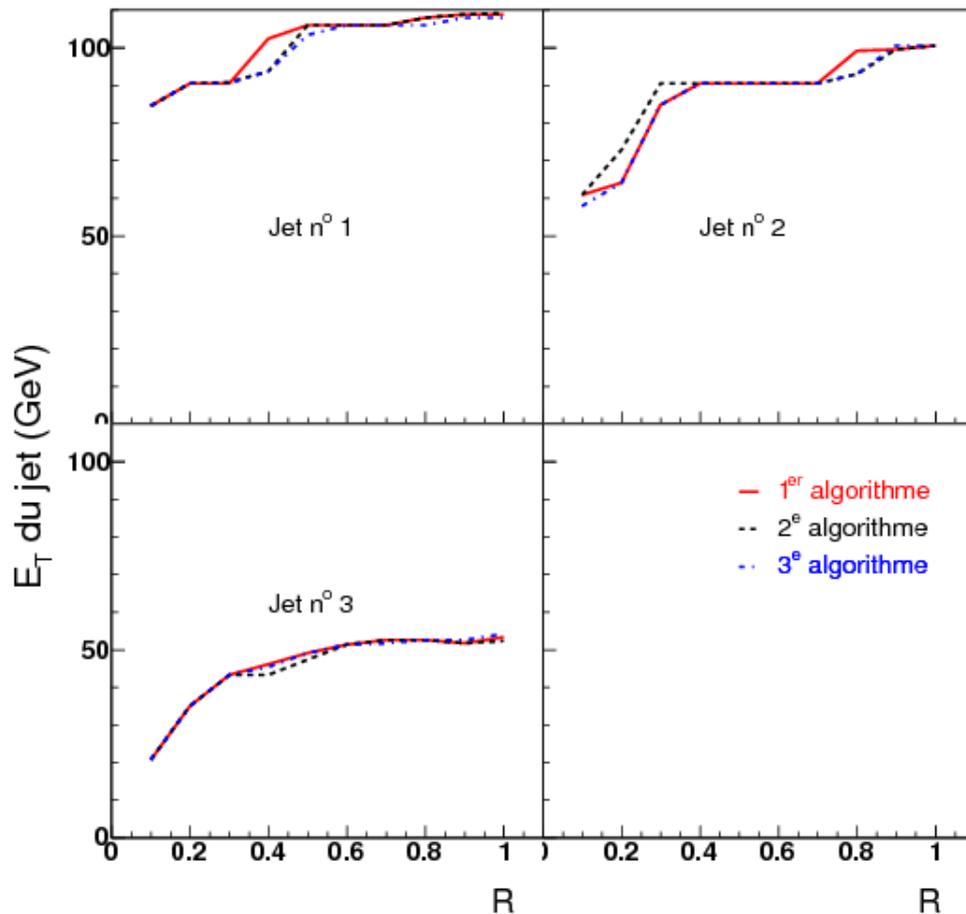


FIGURE 6.9 – Évolution de l'énergie transverse des jets reconstruits par l'algorithme 1 (tracé continu rouge), l'algorithme 2 (tracé pointillé noir) et l'algorithme 3 (trait discontinu bleu) pour différents rayons et une graine de 15 GeV.

Rayon	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1
$E_{T_{jet1}}$ (GeV)	84.5	90.5	90.5	102.4	106	106	106	107.9	108.8	108.8
$E_{T_{jet2}}$ (GeV)	60.8	64.1	84.7	90.5	90.5	90.5	90.5	99.2	99.5	100.5
$E_{T_{jet3}}$ (GeV)	20.7	34.9	43.3	46.1	49.1	51.3	52.5	52.5	51.6	53.3

TABLE 6.4 – Énergie transverse des jets reconstruits avec le premier algorithme en fonction du rayon utilisé avec une graine de 15 GeV.

Rayon	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1
$E_{T_{jet1}}(GeV)$	84.5	90.5	90.85	93.6	106	106	106	107.9	108.8	109.1
$E_{T_{jet2}}(GeV)$	60.8	72.9	90.5	90.5	90.5	90.5	90.5	92.9	99.5	100.5
$E_{T_{jet3}}(GeV)$	20.7	34.9	43.3	43.3	47.4	51.2	51.6	52.5	51.6	52.3

TABLE 6.5 – Énergie transverse des jets reconstruits avec le deuxième algorithme en fonction du rayon utilisé avec une graine de 15 GeV.

Rayon	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1
$E_{T_{jet1}}(GeV)$	84.5	90.5	90.5	93.6	103.4	106	106	106	107.9	107.9
$E_{T_{jet2}}(GeV)$	57.85	64.1	84.7	90.5	90.5	90.5	90.5	92.9	100.5	100.5
$E_{T_{jet3}}(GeV)$	20.7	34.9	43.3	45.4	49.1	51.3	52.5	52.5	52.5	54.1

TABLE 6.6 – Énergie transverse des jets reconstruits avec le troisième algorithme en fonction du rayon utilisé avec une graine de 15 GeV.

Les jets de faible énergie transverse ont disparu. Ils correspondaient certainement à des amas de particules de très basse énergie transverse, qui ne sont donc pas des jets. Pour cette valeur de graine, le deuxième jet reconstruit par l'algorithme 1 a la même énergie que ceux des deux autres algorithmes. Une graine de valeur plus élevée l'a donc empêché de reconstruire un jet de petite énergie en premier lieu, énergie qui n'aurait plus été disponible pour la reconstruction d'un jet plus énergétique. Donc le paramètre graine a un impact sur la reconstruction des jets. Là encore, il faut choisir la valeur la plus judicieuse, suivant le type d'algorithme pour éviter de supprimer de vrais jets ou de ne pas reconstruire toute leur énergie et éliminer le plus de faux jets possible.

Nous avons également comparé l'évolution de la position des jets suivant le rayon utilisé pour leur reconstruction avec la position des partons initiaux. Ceci est présenté pour  $\eta$  et  $\phi$  sur la figure 6.10. Les résultats sont identiques à ce qu'ils étaient avec une graine de 4 GeV. En effet,

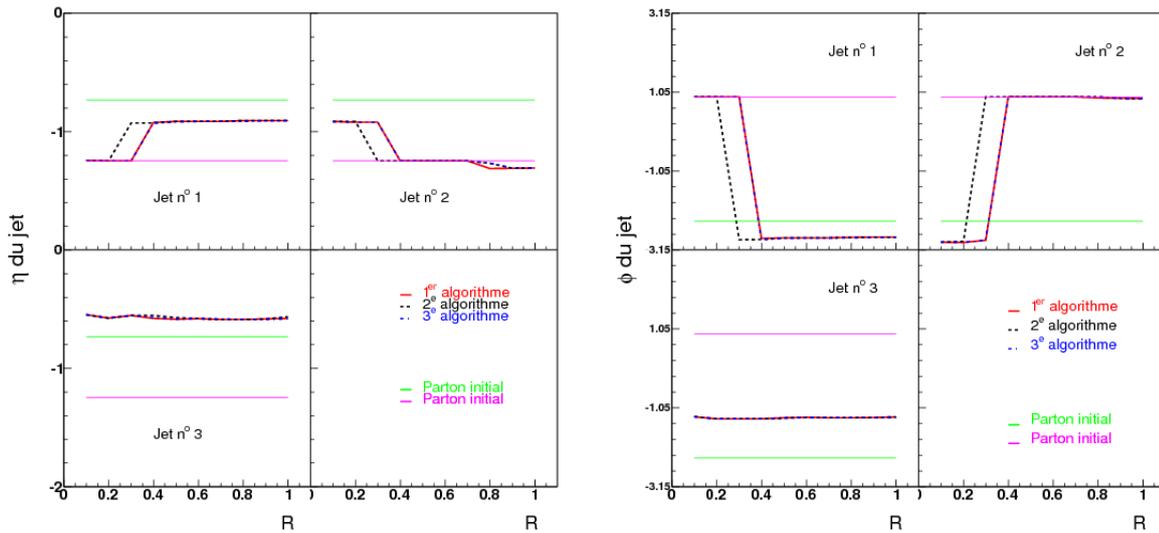


FIGURE 6.10 – À gauche : Position en  $\eta$  des jets reconstruits par les algorithmes 1, 2 et 3 en fonction de la position des partons initiaux avec une graine de 15 GeV. À droite : Position en  $\phi$  des jets reconstruits avec les algorithmes 1, 2 et 3 en fonction de la position des partons initiaux avec une graine de 15 GeV.

les algorithmes retrouvent bien la position des amas de particules.

15 GeV est bien entendu une valeur trop élevée pour la graine. Pour reconstruire un spectre de jets en collisions p+p, il faudra l'abaisser, voir la rendre nulle pour ne pas risquer de manquer certains jets. Mais cela nous a permis de voir que le choix de la graine influe sur les résultats donnés par les algorithmes. Il faudra prendre en compte son influence lorsque cette dernière sera utilisée.

À ce stade, il n'y a donc pas de différence significative entre les trois algorithmes en terme d'énergie ou de position. Nous nous sommes intéressés jusqu'à présent au jet sous sa forme globale. Nous allons maintenant regarder comment ils sont constitués à l'intérieur.

### Structure interne du jet

Examinons maintenant la structure interne des jets, c'est-à-dire comment y sont distribués les hadrons. Dans cette partie, nous avons employé un rayon de 0.4 et une graine de 15 GeV. Les résultats correspondent aux 100 événements « jet » simulés. Sur les figures 6.11, 6.12

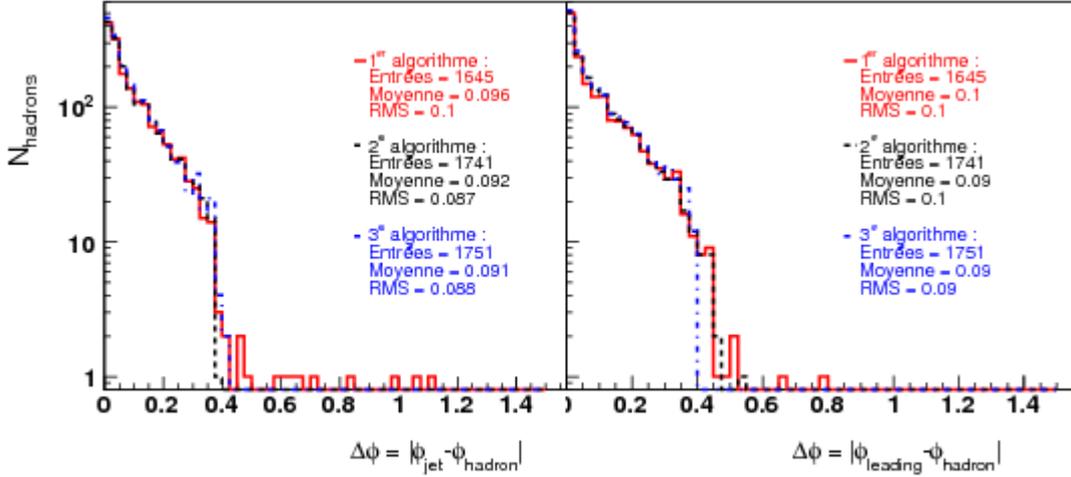


FIGURE 6.11 – Nombre de hadrons en fonction de leur « distance » en  $\phi$  au centre des jets (à gauche) et à la particule prépondérante (à droite), reconstruits avec l'algorithme 1 (tracé continu rouge), l'algorithme 2 (tracé pointillé noir) et l'algorithme 3 (tracé discontinu bleu).

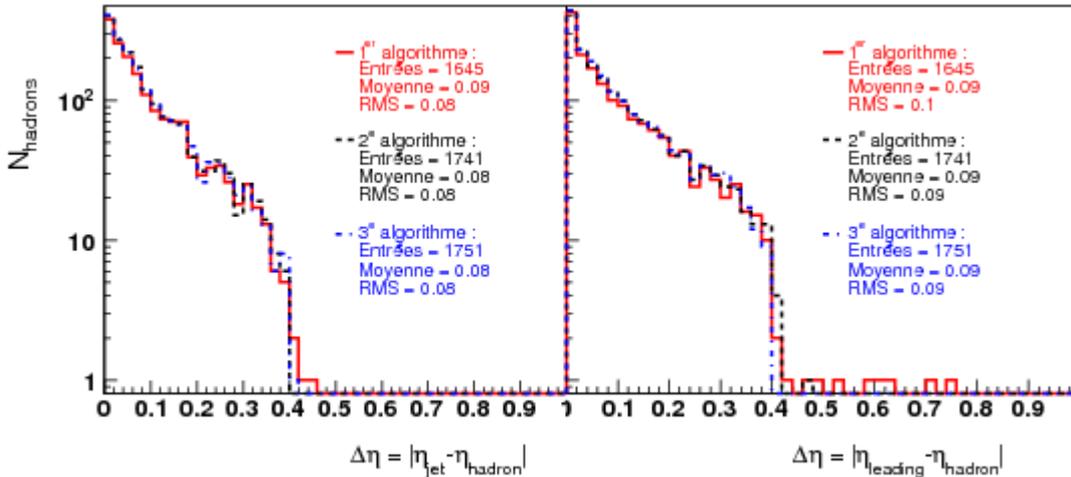


FIGURE 6.12 – Nombre de hadrons en fonction de leur « distance » en  $\eta$  au centre des jets (à gauche) et à la particule prépondérante (à droite), reconstruits avec l'algorithme 1 (tracé continu rouge), l'algorithme 2 (tracé pointillé noir) et l'algorithme 3 (tracé discontinu bleu).

et 6.13 sont représentés les nombres de hadrons en fonction de leur « distance » en  $\phi$ ,  $\eta$  et  $r = \sqrt{(\eta_{\text{jet/leading}} - \eta_{\text{hadron}})^2 + (\phi_{\text{jet/leading}} - \phi_{\text{hadron}})^2}$  au centre du jet reconstruit (à gauche) et par rapport à la particule prépondérante (à droite), par l'algorithme 1 (tracé continu rouge), l'algorithme 2 (tracé pointillé noir) et l'algorithme 3 (tracé discontinu bleu).

On constate que la majorité des hadrons sont situés près de l'axe du jet, puis, lorsqu'on s'en éloigne, ce nombre diminue.

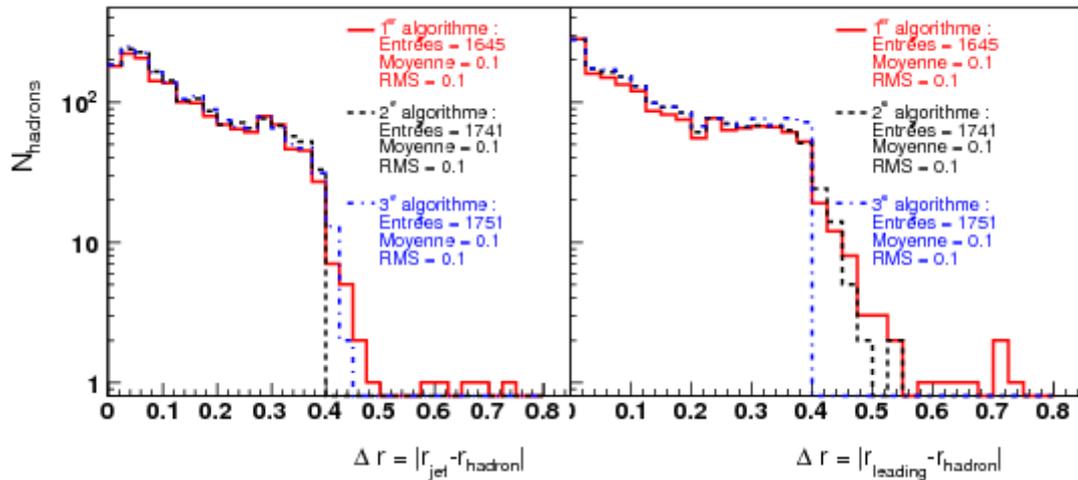


FIGURE 6.13 – Nombre de hadrons en fonction de leur « distance » en  $r$  au centre des jets (à gauche) et à la particule prépondérante (à droite), reconstruits avec l’algorithme 1 (tracé continu rouge), l’algorithme 2 (tracé pointillé noir) et l’algorithme 3 (tracé discontinu bleu).

On constate également que certaines particules sont très éloignées de l’axe du jet. Certaines au point d’avoir un  $\Delta r$  presque égal à 0.8 (alors que le rayon ayant servi à regrouper les particules est égal à 0.4). Cet éloignement s’observe avec l’algorithme 3 et plus particulièrement pour l’algorithme 1. La méthode de regroupement des particules en est la cause.

Dans le cas du premier algorithme, la recherche des particules voisines se fait par  $\eta$  croissant. Il est possible que l’on commence la recherche de jets à partir d’une particule assez éloignée des amas de particules mais que, progressivement, l’appariement la mène à faire partie d’un jet dont le centre est assez éloigné d’elle.

Le troisième algorithme, lui, regroupe en une seule étape toutes les particules comprises dans un cercle de rayon  $R$ . Mais il est possible que le centre de gravité de cet ensemble de particules s’éloigne un peu de certaines particules plus en périphérie du cercle qui sont malgré tout comprises dans le jet. On pourrait donc, pour pallier ce problème introduire une procédure itérative qui consisterait à rechercher le centre de gravité de l’amas de particules en plusieurs fois jusqu’à ce qu’on converge vers une certaine valeur. Nous ne garderions alors que les particules situées dans le cercle autour de cette valeur.

Cet effet n’est pas visible dans l’algorithme 2 qui regroupe les particules 2 par 2 en commençant par les plus énergétiques. De cette manière, les particules ne peuvent pas s’éloigner du centre des amas de particules.

Dans la comparaison de la position des hadrons à celle de la particule prépondérante, on constate que pour l’algorithme 3, les distances en  $\phi$ ,  $\eta$  et  $r$  n’excèdent pas 0.4 qui est la valeur du rayon du cercle choisi ici. Ceci est normal car la particule prépondérante est la particule qui a servi de centre à ce cercle. Ceci est moins vrai pour les algorithmes 1 et 2, car là encore, le regroupement s’effectue par paire de particules, on peut donc s’éloigner de la particule prépondérante.

Donc, si globalement les algorithmes donnent des résultats similaires au niveau des jets, ils sont très différents au niveau de la structure et de la forme de ces derniers. Ces observations nous mènent à nous poser les questions suivantes : comment définir la forme d’un jet ? Qu’est-ce qui en constitue les limites ? Nous en reparlerons, au chapitre 8, lorsque nous expliquerons comment soustraire le bruit de fond des jets en calculant leur « aire ».

Nous avons vu qu’il était possible dans PYTHIA de retrouver les partons initiaux qui correspondent aux particules 6 et 7 de la liste de particules générées dans l’événement. Nous avons

donc corrélé en  $\phi$ ,  $\eta$  et  $r$  les particules des 100 événements avec les partons initiaux correspondants. Nous avons obtenu les histogrammes présentés sur les histogrammes de la figure 6.14. On observe deux pics sur la distribution en  $\Delta\phi$ , à 0 et à  $\pi$  et sur la distribution en  $\Delta r$  à 0 et à 3 qui correspondent aux particules constituant les jets issus des fragmentations des partons initiaux émis dos-à-dos. Il semble donc que les trois algorithmes, malgré leur simplicité réunissent bien les particules constituant les jets.

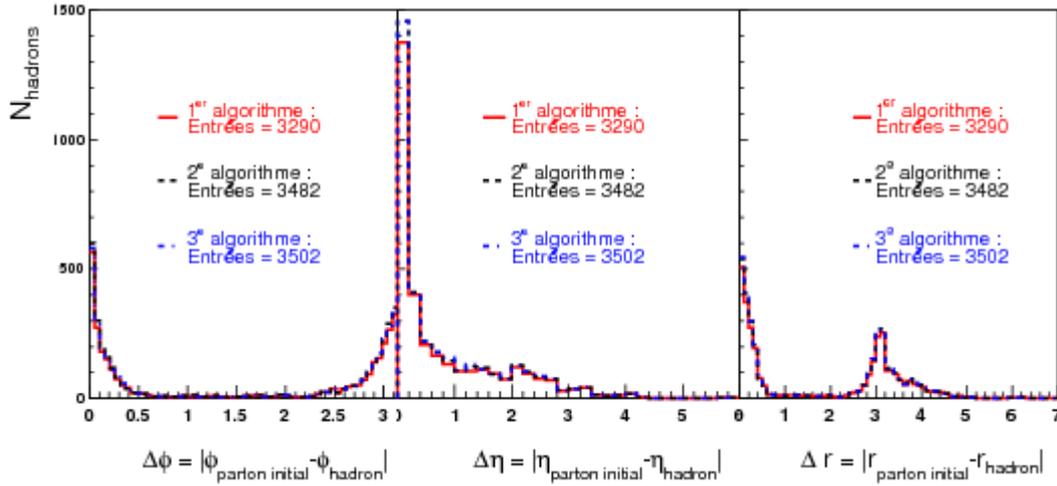


FIGURE 6.14 – Nombre de hadrons appartenant aux jets reconstruits avec l’algorithme 1 (tracé continu rouge), l’algorithme 2 (tracé pointillé noir) et l’algorithme 3 (tracé discontinu bleu) en fonction de leur « distance » en  $\phi$  aux partons initiaux.

Après avoir observé la distribution en nombre de hadrons dans les jets, regardons maintenant leur distribution en énergie transverse. Ceci est présenté sur les figures 6.15, 6.16 et 6.17 pour  $\phi$ ,  $\eta$  et  $r$  respectivement. Sur ces trois figures, les histogrammes représentant les hadrons appartenant aux jets reconstruits par les algorithmes 1, 2 et 3 se situent à gauche, au milieu et à droite respectivement. On constate que les particules énergétiques se situent majoritairement près de la position en  $\phi$ ,  $\eta$  et  $r$  de l’axe du jet. Les particules les moins énergétiques sont très nombreuses. On les retrouve autant à côté de l’axe du jet que loin de celui-ci, où elles sont majoritaires.

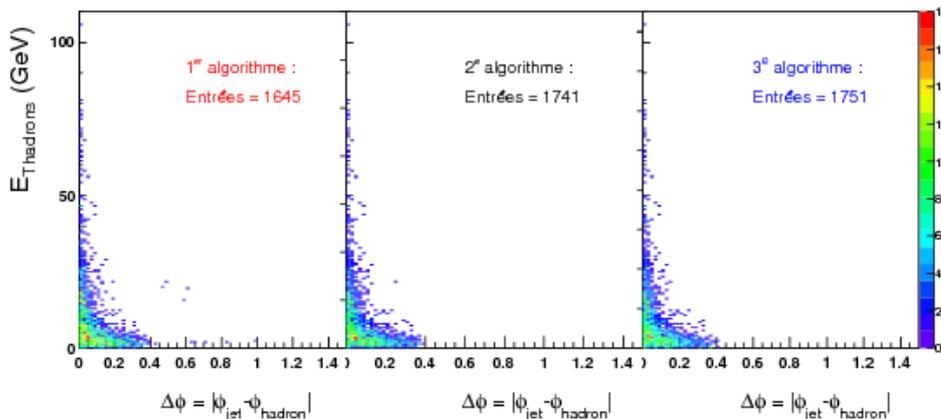


FIGURE 6.15 –  $E_T$  des particules en fonction de leur « distance » en  $\phi$  au centre du jet reconstruit avec l’algorithme 1, l’algorithme 2 et l’algorithme 3.

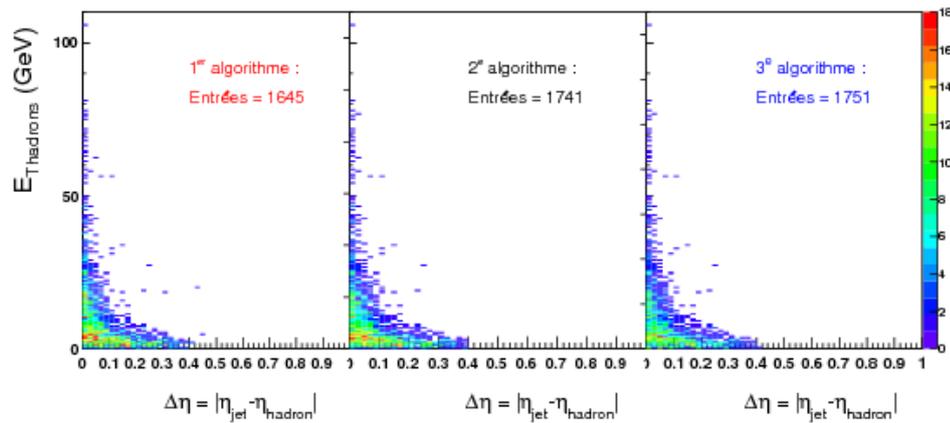


FIGURE 6.16 –  $E_T$  des particules en fonction de leur « distance » en  $\eta$  au centre du jet reconstruit avec l’algorithme 1, l’algorithme 2 et l’algorithme 3.

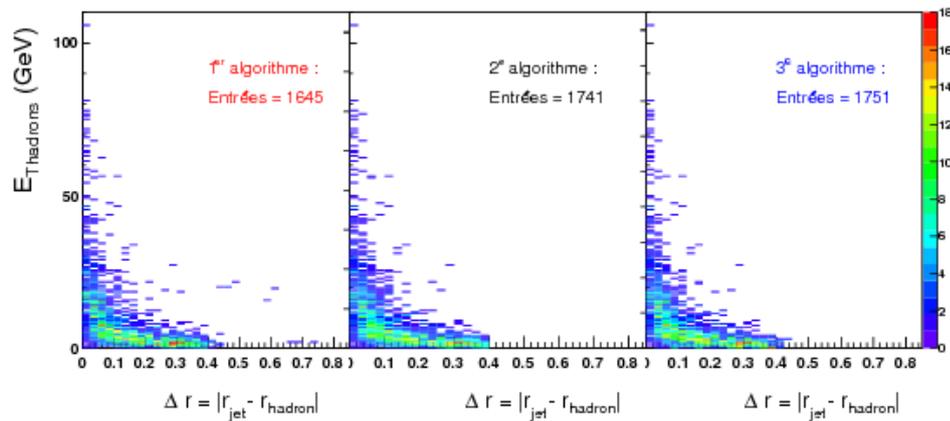


FIGURE 6.17 –  $E_T$  des particules en fonction de leur « distance » en  $r$  au centre du jet reconstruit avec l’algorithme 1, l’algorithme 2 et l’algorithme 3.

Les trois algorithmes semblent reconstruire la position et l’énergie des amas de particules de façon assez satisfaisante. Cependant, ils ne répondent pas aux critères d’insensibilité aux divergences colinéaires et infrarouges. Or nous avons vu que ces critères sont indispensables pour la comparaison des données aux prédictions théoriques.

Ils nous ont néanmoins permis de comprendre certains paramètres qui peuvent être utilisés pour la reconstruction des jets et nous ont donné un premier aperçu de la structure interne d’un jet.

Nous allons maintenant expliquer comment fonctionnent les véritables algorithmes de reconstruction utilisés par les physiciens.

## 6.2 Les algorithmes de reconstruction de jets

### 6.2.1 Principes généraux

Afin d’être en mesure de comparer prédictions théoriques et résultats expérimentaux, il est nécessaire de s’accorder sur la définition que l’on donne au jet. Nous avons vu dans la partie précédente que des algorithmes différents peuvent donner un nombre de jets et des jets de caractéristiques différentes.

téristiques différentes. Ainsi, un algorithme de reconstruction n'est pas seulement un outil pour le regroupement des hadrons mais aussi un moyen de définir ce que l'on appelle « jet ».

Les algorithmes de reconstruction de jet doivent respecter les principes de base suivants [23, 134] :

- être faciles à implémenter dans une analyse expérimentale,
- être faciles à implémenter dans des calculs théoriques,
- être définis à n'importe quel ordre de la théorie perturbative,
- produire des sections efficaces finies à n'importe quel ordre,
- produire des sections efficaces insensibles à l'hadronisation,
- être utilisables aux niveaux partonique, hadronique et au niveau du détecteur,
- être insensibles aux divergences colinéaires,
- être insensibles aux divergences infrarouges,
- être indépendants des caractéristiques du système de détection.
- ne pas être trop volumineux en terme d'espace mémoire et en temps d'exécution,

Chaque algorithme a néanmoins ses spécificités. Il existe deux grandes familles d'algorithmes de reconstruction de jets : les algorithmes de cône et les algorithmes séquentiels que nous allons détailler par la suite.

### 6.2.2 Les schémas de recombinaison

Nous allons tout d'abord expliquer ce que sont les schémas de recombinaison que nous avons déjà utilisés précédemment sans les définir explicitement. Ils fonctionnent de paire avec les algorithmes. Ils en sont indépendants mais tout algorithme de reconstruction utilise un schéma de recombinaison pour recalculer, à partir des propriétés cinématiques des particules appartenant au jet, les propriétés cinématiques du jet.

Le plus connu est le schéma de recombinaison *Snowmass*, défini au moment des *Snowmass Accords* en 1990 dont le but était de déterminer une définition standard des jets [135] :

$$E_T^{\text{Jet}} = \sum_{i \in \text{jet}} E_T^i \quad (6.5)$$

$$\eta^{\text{Jet}} = \frac{\sum_{i \in \text{jet}} \eta^i E_T^i}{E_T^{\text{Jet}}} \quad (6.6)$$

$$\Phi^{\text{Jet}} = \frac{\sum_{i \in \text{jet}} \Phi^i E_T^i}{E_T^{\text{Jet}}} \quad (6.7)$$

où  $i$  est la  $i$ ème particule du jet. Il s'agit d'un calcul de barycentre pondéré par l'énergie transverse du jet. Si ce schéma présente l'avantage d'être simple à calculer, il n'est pas strictement exact. Il approxime les vraies propriétés cinématiques du jet dans la limite  $M_{\text{jet}} \ll E_{\text{jet}}$ .

On utilise aussi le *E-scheme* ou *4-vector recombination*, utilisé lors du run II au Tevatron, en 2000 [23] :

$$\mathbf{p}^{\text{Jet}} = (E^{\text{Jet}}, \mathbf{p}^{\text{Jet}}) = \sum_{i \in \text{jet}} (E^i, p_x^i, p_y^i, p_z^i) \quad (6.8)$$

$$p_T^{\text{Jet}} = \sqrt{(p_x^{\text{Jet}})^2 + (p_y^{\text{Jet}})^2} \quad (6.9)$$

$$y^{\text{Jet}} = \frac{1}{2} \ln \frac{E^{\text{Jet}} + p_z^{\text{Jet}}}{E^{\text{Jet}} - p_z^{\text{Jet}}} \quad (6.10)$$

$$\Phi^{\text{Jet}} = \tan^{-1} \frac{p_y^{\text{Jet}}}{p_x^{\text{Jet}}} \quad (6.11)$$

qui calcule réellement le 4-vecteur impulsion du jet mais il est plus complexe arithmétiquement. Néanmoins les deux schémas de recombinaison sont invariants suivant des boosts de Lorentz longitudinaux.

### 6.2.3 Les algorithmes de type cône

Dans les années 70, l'idée qu'un jet est un flux d'énergie dans une direction et un angle donné a donné naissance aux algorithmes de type cône [136]. Le principe général est de placer un cône (ou un cercle dans l'espace  $(\eta, \phi)$ ) de rayon  $R$  déterminé sur les particules et de rechercher, de façon itérative les flux d'énergie dominants. Pour ce faire, une fois le cône positionné, on recalcule, à l'aide du schéma de recombinaison l'axe du cône. Si celui-ci correspond à l'axe initial, alors ce cône est appelé jet. Sinon, on recalcule l'axe du cône avec les particules contenues dans le cône défini par ce nouvel axe. Plus concrètement, on place un cercle de rayon  $R$  dans l'espace  $(\eta, \phi)$  sur une particule  $i$  et on regarde quelles sont les particules qui se situent à l'intérieur du cercle. C'est-à-dire les particules  $j$  telles que :

$$\sqrt{(\eta_i - \eta_j)^2 + (\Phi_i - \Phi_j)^2} \leq R \quad (6.12)$$

La procédure itérative est illustrée figure 6.18. Lors de la première étape, on positionne le

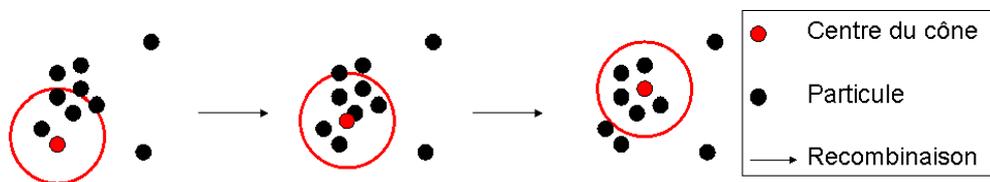


FIGURE 6.18 – Procédure d'association des particules par les algorithmes de type cône.

centre d'un cercle sur une particule (rouge). Après recalcul du centre du cercle avec le schéma de recombinaison et les particules comprises dans le cercle, le centre de ce dernier est déplacé. On recommence alors le calcul du centre du cercle qui se termine à la troisième étape : le nouveau calcul du centre du cercle ne mène plus à un déplacement de celui-ci<sup>1</sup>. Il a donc fallu recalculer la position du centre du cercle deux fois, avant de trouver un cercle dit « stable ».

Si l'on recherche les jets, sans se baser pour commencer sur aucune particule ou point de l'espace en particulier, alors on dit que l'algorithme est sans graine (*seedless*). Pour gagner du temps, on utilise aussi les algorithmes de type graine (*seed*). C'est-à-dire qu'on va positionner des cônes uniquement sur des particules dont l'énergie excède un certain seuil pour initier la recherche. C'est ensuite l'ensemble des particules qui est utilisé pour calculer le barycentre en énergie dans le cône.

Ces algorithmes peuvent également présenter des procédures dites de *split/merge*, c'est-à-dire qu'en cas de recouvrement de deux jets, ils possèdent un paramètre  $f$  qui, suivant la proportion d'énergie partagée par les jets va mener à leur association ou à leur séparation comme le montre la figure 6.19. S'ils ont l'avantage d'être rapides, ces algorithmes sont sensibles aux divergences colinéaires et infrarouges [137]. Pour pallier ces problèmes de divergence, les algorithmes séquentiels ont été introduits dans les années 90.

### 6.2.4 Les algorithmes séquentiels

Plutôt que de rechercher les jets globalement, les algorithmes séquentiels, fondés sur les développements théoriques de la gerbe partonique discutés dans le chapitre 2, vont tenter de « remonter » la gerbe partonique en reconstruisant cette dernière en partant des particules les plus proches dans l'espace des  $k_T$  (voir la définition au chapitre 2). Ils reposent sur le calcul de deux distances :

$$d_{iB} = k_{T_i}^2 \quad (6.13)$$

1. C'est-à-dire que la position du nouveau centre par rapport au centre précédent est inférieure à une valeur paramètre de l'algorithme.

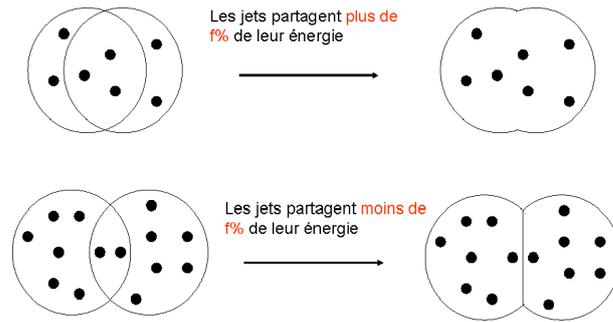


FIGURE 6.19 – Procédure d’association des particules par les algorithmes de type cône.

qui est la distance au faisceau B de la particule  $i$  et la distance relative entre les particules  $i$  et  $j$  :

$$d_{ij} = \min(k_{Ti}^{2p}, k_{Tj}^{2p}) \frac{(\eta_i - \eta_j)^2 + (\Phi_i - \Phi_j)^2}{D} \quad (6.14)$$

où les  $k_{T,i,j}$  représentent les impulsions transverses des particules  $i$  et  $j$  respectivement et  $p$  et  $D$  sont des paramètres propres à l’algorithme.

Dans la liste des  $d_{iB}$   $d_{ij}$ , on cherche la plus petite valeur. Si c’est un  $d_{ij}$ , on regroupe les particules  $i$  et  $j$  en une particule  $k$  suivant un schéma de recombinaison. Si c’est un  $d_{iB}$ , alors la particule  $i$  est un jet et elle est retirée de la liste. Cette procédure est illustrée figure 6.20. Le

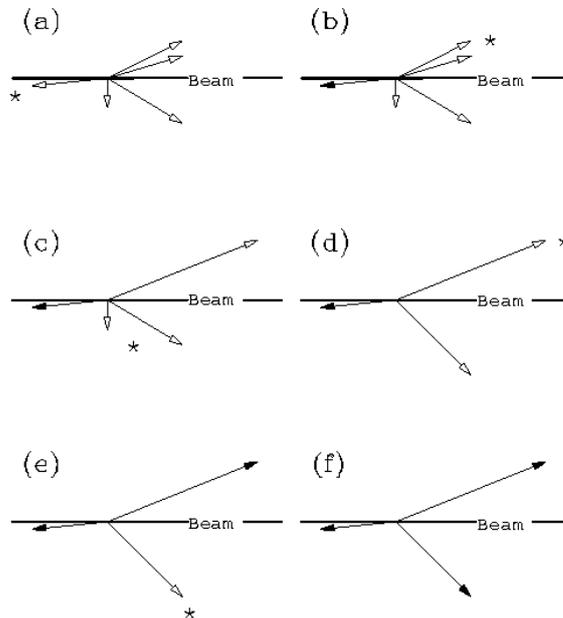


FIGURE 6.20 – Procédure d’association des particules par les algorithmes séquentiels [23].

faisceau est représenté par l’axe horizontal (Beam), les particules par les flèches blanches et les jets par des flèches noires. La reconstruction des jets s’effectue en six étapes : a, b, c, d, e et f. La plus petite valeur parmi les  $d_{iB}/d_{ij}$  est mise en évidence par une étoile. Durant l’étape a), c’est un  $d_{iB}$  qui est la plus petite valeur, aussi la particule correspondante est comptée comme jet. Dans l’étape b), c’est un  $d_{ij}$  qui est la plus petite valeur. Par conséquent, on associe les particules  $i$  et  $j$  dans une seule particule. Finalement, à l’étape f), nous récupérons trois jets.

Ces algorithmes présentent l'avantage de n'être sensibles ni aux divergences infrarouges ni aux divergences colinéaires. En revanche, leur temps d'exécution augmente de façon importante avec la multiplicité de l'événement étudié. Nous pensons ici notamment à la reconstruction des jets dans les collisions d'ions lourds. Nous y reviendrons par la suite.

Pour plus d'informations sur les algorithmes de reconstruction de jet, nous conseillons au lecteur de se reporter à la référence suivante [23].

### 6.2.5 Des algorithmes particuliers : SIScone, $k_T$ et anti- $k_T$

La particularité des algorithmes  $k_T$  et anti- $k_T$ , écrits par Matteo Cacciari et Gavin Salam, et de l'algorithme SIScone, dont les auteurs sont Gavin Salam et Grégory Soyez, sont qu'ils sont insensibles aux divergences infrarouges et colinéaires et qu'ils sont très rapides comme le montre la figure 6.21 [138]. Sur cette figure, SIScone (carrés vides noirs) et  $k_T$  (carrés pleins rouges)

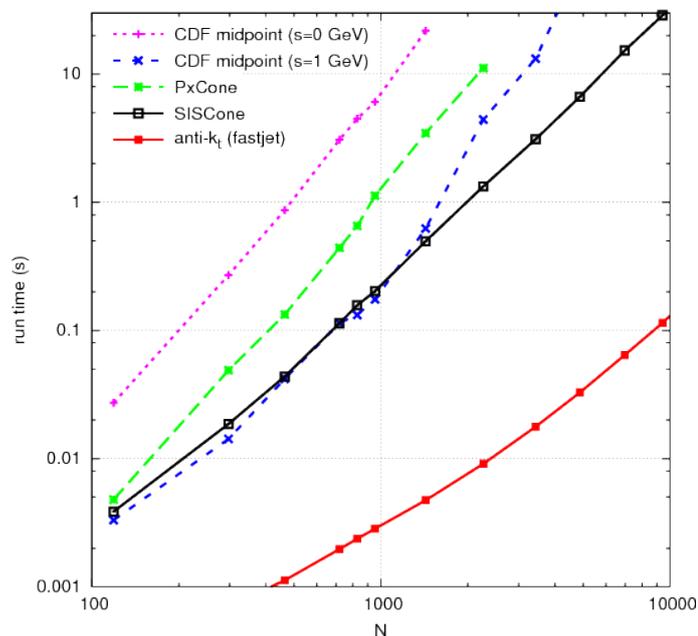


FIGURE 6.21 – Comparaison des vitesses (en s) d'exécution des algorithmes SIScone (carrés vides noirs) et  $k_T$  (carrés pleins rouges) par rapport à d'autres algorithmes de reconstruction en fonction de la multiplicité de l'événement  $N$  [137].

sont comparés à d'autres algorithmes de type cône mais sensibles aux divergences colinéaires et infrarouges.

On constate que SIScone est le plus rapide des algorithmes de type cône sur l'exemple présenté pour les hautes multiplicités en particulier, plus rapide même que l'algorithme CDF midpoint utilisant une graine de 1 GeV. Quant à  $k_T$  c'est de loin le plus rapide. Ces deux algorithmes seront donc particulièrement intéressants lorsque nous étudierons des événements induits par collision d'ions lourds.

#### SIScone

Comme son nom l'indique, SIScone est un algorithme de cône [139]. SIScone est l'acronyme de *Seedless Infrared Safe Cone algorithm*. Il a pour principe de retrouver tous les cônes possibles dont la recherche est optimisée en se basant sur des critères géométriques. Pour ce faire, il cherche dans le plan  $(\eta, \phi)$  tous les cercles contenant au moins deux particules sur le contour. Puis il vérifie la stabilité de chacun de ces cercles. C'est-à-dire qu'il recalculé, grâce à un schéma

de recombinaison de type *E-scheme*, les  $\eta$ ,  $\phi$  et  $E_T$  du cercle. Si après ce calcul le contenu en particules du cercle reste identique, alors le cercle est stable. Nous avons alors un **protojet**.

Nous avons illustré la façon de procéder de SISConc figure 6.22. Si SISConc commence la

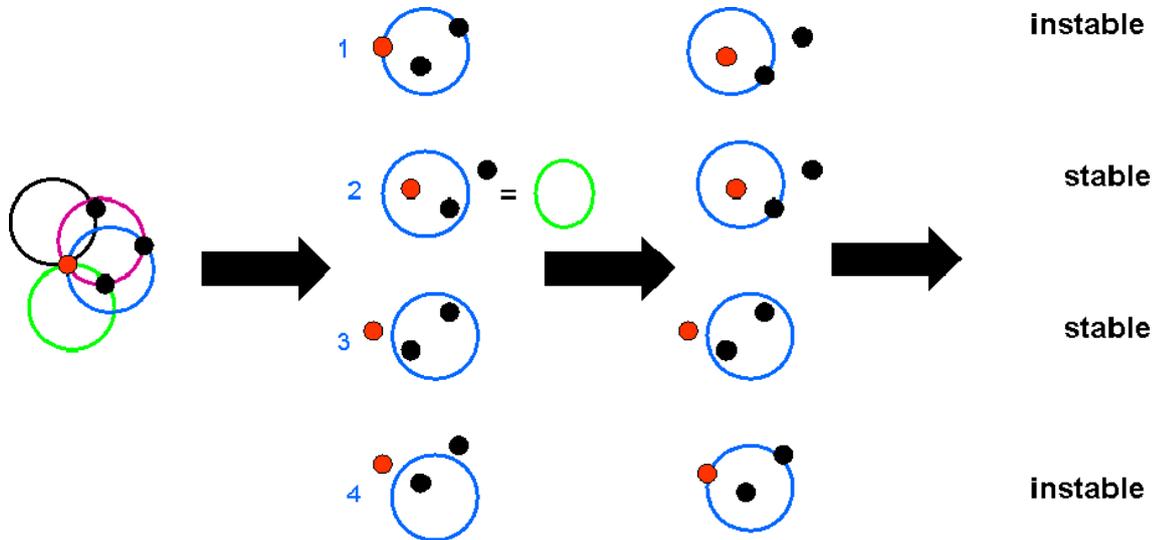


FIGURE 6.22 – Test de stabilité des cercles par SISConc. Les flèches noires correspondent aux procédures de calcul du centre du cercle avec le schéma de recombinaison.

recherche de cercles ayant 2 particules sur le pourtour à partir de la particule rouge, il trouvera 4 cercles (vert, bleu, violet et noir). Si SISConc commence par vérifier la stabilité du cercle bleu, il va, par la même occasion vérifier la stabilité des cercles suivants (deuxième colonne de la figure 6.22) :

- le même cercle sans la particule 1,
- le même cercle sans la particule 2,
- le même cercle sans les particules 1 et 2.

si on appelle les particules du pourtour du cercle bleu 1 et 2 . Après recalcul de la position du centre du cercle (illustré par la flèche noire de la deuxième colonne vers la troisième colonne) à l'aide d'un schéma de recombinaison, SISConc regarde quels cercles contiennent toujours les mêmes particules et sont donc stables. Il apparaît que les cercles 1 et 4 sont instables alors que les cercles 2 et 3 sont stables et forment donc des protojets.

Mais pourquoi vérifier la stabilité de trois cercles supplémentaires en plus de celui qui nous intéresse ?

Tout d'abord parce que cela nous permet de gagner du temps, nous voyons en effet que le cercle  $n^{\circ}2$  correspond au cercle vert dont nous aurions dû calculer la stabilité par la suite. De plus, le temps de calcul est optimisé car, pour effectuer le calcul d'un cercle à l'autre, il suffit de retirer ou de rajouter une particule au calcul précédent.

De plus, imaginons que le cercle comprenne uniquement deux particules se trouvant sur le pourtour à une distance de  $2R$  comme sur la figure 6.23. Si l'une des deux est beaucoup plus énergétique (la rouge), lors de la recombinaison, on ne trouvera comme cercle stable que celui qui contient en son centre la particule très énergétique, tandis que celui qui contient l'autre particule en son centre ne sera pas calculé malgré le fait qu'il soit stable.

Ainsi, cette procédure nous permet de gagner du temps sur le calcul de la stabilité des cercles et de vraiment prendre en compte tous les cercles possibles.

Par la suite, SISConc entreprend une procédure de *split/merge* pour les protojets qui se recouvrent. Le paramètre de recouvrement conseillé par les auteurs de SISConc est de 75%.

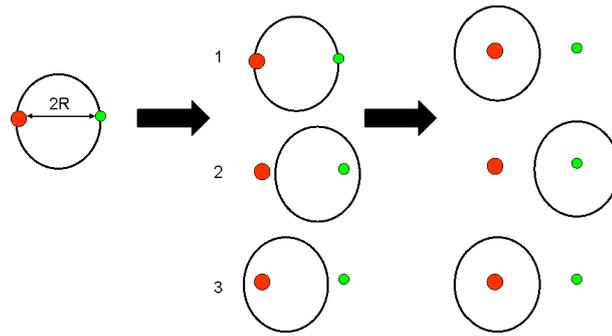


FIGURE 6.23 – Cas particulier d’un cône ayant deux particules sur le pourtour uniquement séparées d’une distance de  $2R$ . Les flèches noires correspondent aux procédures de calculs du centre du cercle avec le schéma de recombinaison.

Cette valeur est un bon compromis qui permet d’éviter la formation de jets de taille et d’énergie excessives.

SISCone est insensible aux divergences colinéaires et infrarouges à tous les ordres comme le montre la figure 6.24. Il s’agit de tests de la sensibilité de SISCone aux divergences infrarouges

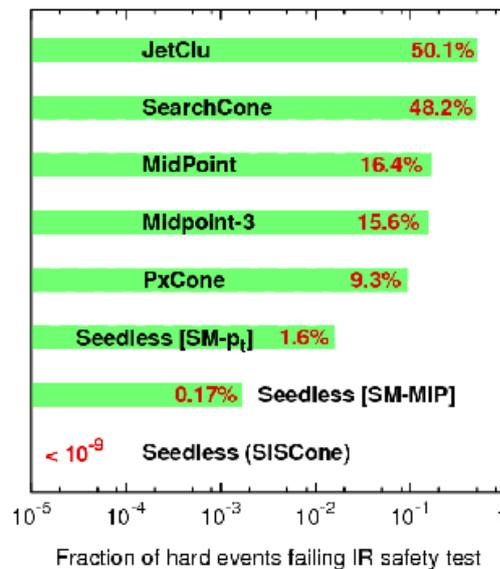


FIGURE 6.24 – Résultats des tests de sensibilité aux émissions infrarouges de différents algorithmes de type cône dont SISCone. [139]

en comparaison avec d’autres algorithmes. Les algorithmes ont été appliqués une première fois sur un ensemble de particules et une deuxième fois sur le même ensemble de particules mais avec introduction de particules molles. Si le nombre et la composition « dure » des jets sont identiques avant et après introduction des particules molles, alors l’algorithme est bien insensible aux divergences infrarouges. On constate que SISCone est l’algorithme de type cône le moins sensible aux divergences infrarouges.

### L’algorithme $k_T$

$k_T$  est un algorithme de type séquentiel mais dont le temps d’exécution a également été optimisé en utilisant des considérations géométriques [138]. Pour cet algorithme, la distance

entre deux particules  $i$  et  $j$  s'écrit :

$$d_{ij} = \min(k_{Ti}^2, k_{Tj}^2) \frac{(\eta_i - \eta_j)^2 + (\Phi_i - \Phi_j)^2}{D} \quad (6.15)$$

Les auteurs ont réussi, grâce à des critères géométriques à le rendre très rapide. En effet, plutôt que de calculer pour chaque paire de particules le  $d_{ij}$ , ils ne mesurent que les  $d_{ij}$  des particules étant proches voisines. Cette proximité est déterminée par le diagramme de Voronoi, comme le montre la figure 6.25 [138]. Dans l'espace  $(\eta, \phi)$ , on trace la médiatrice (lignes noires) entre

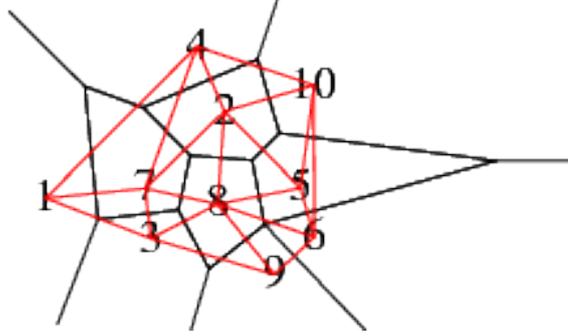


FIGURE 6.25 – Diagramme de Voronoi (en noir) et son dual, la triangulation de Delaunay (en rouge) [138].

chaque paire de particules délimitant ainsi des cellules. Chaque cellule contient une particule. La particule est proche voisine de toutes les particules se trouvant dans les cellules adjacentes désignées par le dual du diagramme de Voronoi, la triangulation de Delaunay (lignes rouges). Ceci permet de limiter le nombre de calculs de paires  $d_{ij}$ . Ce calcul n'est effectué, en effet, qu'avec les cellules les plus proches voisines et réduit nettement le temps de calcul.

Quant au schéma de recombinaison, les auteurs laissent la possibilité dans le package FAST-JET contenant  $k_T$ , à l'utilisateur de choisir celui qui lui convient parmi, entre autres, le *E-scheme*, *Snowmass* ou encore un schéma établi par l'utilisateur lui-même. Par défaut, c'est le *E-scheme* qui est utilisé dans  $k_T$  et c'est le schéma de recombinaison que nous utiliserons par la suite.

### Anti- $k_T$

Anti- $k_T$  fonctionne exactement de la même façon que  $k_T$  [140]. La seule différence entre les deux algorithmes se trouve dans la définition du  $d_{ij}$  exprimée par l'équation 6.16.

$$d_{ij} = \min(k_{Ti}^{-2}, k_{Tj}^{-2}) \frac{(\eta_i - \eta_j)^2 + (\Phi_i - \Phi_j)^2}{D} \quad (6.16)$$

Cette différence implique que les particules molles vont avoir tendance à s'associer à des particules dures avant de se regrouper entre elles. De cette manière, la forme des jets ne dépend presque exclusivement que des particules dures. Ce sont ces dernières qui sont d'abord associées. Une particule dure isolée au milieu de particules molles regroupera donc autour d'elle, une à une toutes les autres particules, se comportant ainsi comme un algorithme de type cône. La recherche de jet en terme de flux d'énergie est ainsi privilégiée.

## 6.3 Outils pour la reconstruction des jets dans ALICE

### Le module JETAN dans AliRoot

Nous avons vu que l'ensemble des programmes d'analyse de la collaboration ALICE est regroupé dans la structure informatique AliRoot basée sur la structure Root elle-même basée sur

le langage orienté objet C++. AliRoot contient différents modules dédiés à des types d'analyse spécifiques. Parmi ces modules, JETAN est le module consacré à la reconstruction des jets. Son synoptique est présenté figure 6.26 [141]. JETAN inclut différents algorithmes de reconstruction

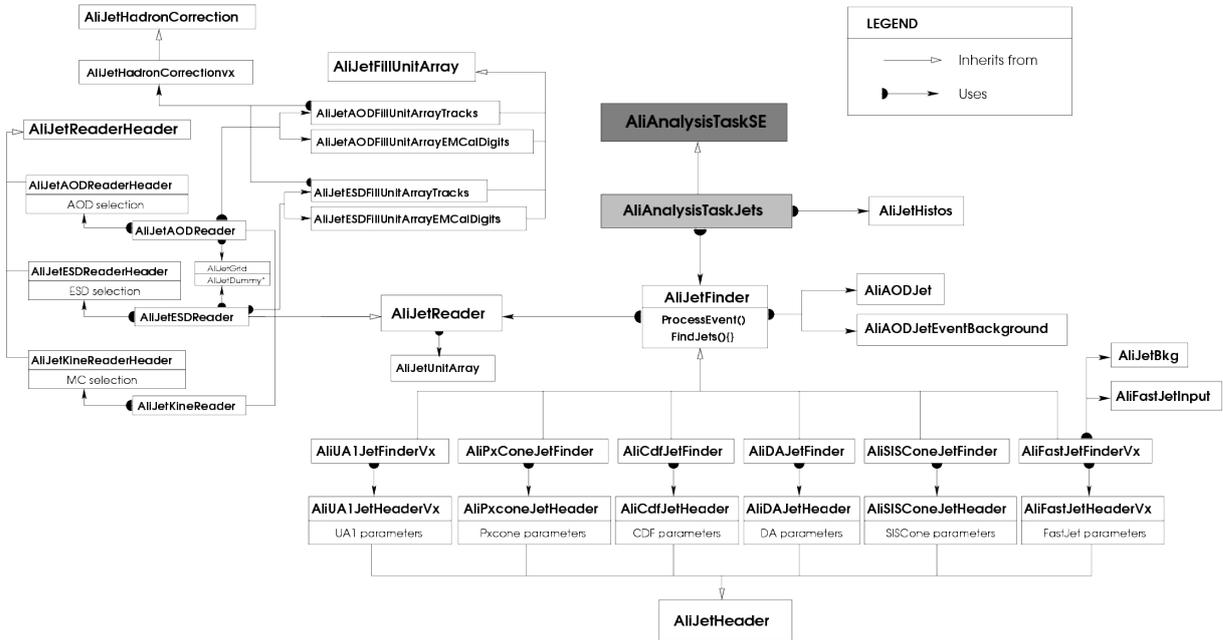


FIGURE 6.26 – Structure du module JETAN d'AliROOT [141].

et des outils pour l'analyse des jets. Les analyses de jets peuvent être exécutées localement, sur le *CERN Analysis Facility* (CAF) ou sur la Grille.

La structure d'analyse générale dans AliRoot est basée sur l'utilisation d'un *manager* auquel on soumet des tâches qu'il va exécuter. L'ensemble des tâches du groupe de physique *High pT and photons* (PWG4), dont certaines sont dépendantes, peut être exécuté à l'aide d'un train d'analyse : la macro `AnalysisTrainPWG4Jets.C`. La tâche à soumettre afin de reconstruire les jets s'appelle `AddTaskJets`. La procédure de recherche de jet s'effectue en deux étapes : une partie dite *reader* et une partie dite *finder*.

La partie *reader* peut lire et préfiltrer des données. Ces dernières peuvent être de type Monte Carlo, avec la classe `AliJetKineReader` ou des données reconstruites à partir de la réponse des détecteurs après la propagation dans GEANT3, appelées *Event Summary Data* (ESD) avec la classe `AliJetESDReader`. Les données peuvent aussi provenir des ESDs préfiltrées pour une analyse déterminée : les *Analysis Object Data* (AOD) avec la classe `AliJetAODReader`. Le type de données à analyser est défini par l'utilisateur dans la macro de configuration `AddTaskJets.C`. Ces données sont stockées dans un objet temporaire. C'est dans la partie *reader* que l'on impose les coupures à appliquer sur les données (impulsion transverse minimum des traces chargées, acceptation, etc.) et le type de données que l'on veut utiliser (particules chargées, neutres, etc.). Puis vient la partie *finder* dans lequel l'objet de sortie du *reader* est exploité. Cette partie est totalement indépendante et permet d'exécuter les algorithmes sur les données sélectionnées dans la partie précédente. Avant d'effectuer cette étape de recherche, l'utilisateur aura pris la peine de définir au préalable les paramètres à utiliser pour la reconstruction des jets. Ces derniers sont définis au niveau du *header* de la classe `AliJetFinder` dans la macro `AddTaskJets`. Le choix de l'algorithme à utiliser est également réalisé par l'utilisateur dans `AddTaskJets`. En sortie de la tâche, on récupère une liste de jets ainsi que leur caractéristiques :  $\eta$ ,  $\phi$ ,  $p_T$  ...

### Les algorithmes de reconstruction disponibles et leur implémentation

Avant d'effectuer la partie *finder*, on définit au préalable les coupures ainsi que les paramètres des algorithmes à appliquer pour la recherche des jets.

Un algorithme de cône basé sur l'algorithme de reconstruction de la collaboration UA1 a été implémenté dans AliRoot. Ses particularités sont l'utilisation d'une graine et la non application d'une procédure de *split/merge*.

Les algorithmes de reconstruction disponibles dans le *package* FASTJET ont eux aussi été rendus accessibles pour l'analyse dans AliRoot. Parmi eux, les algorithmes de type cône qui cherchent les cônes stables de façon itérative en utilisant une graine et une procédure de *split/merge*, citons : CDF Jet Clu, CDF MidPoint (*Iterative Legacy Cone Algorithm* (ILCA)) et PxCone.

Un des travaux de ma thèse a été de rendre disponible l'algorithme de recherche de jets SIScone. J'ai écrit la classe d'interface AliSISconeJetFinder. Les principaux paramètres à sélectionner par défaut pour la recherche des jets dans ALICE sont présentés dans l'annexe D.

SIScone que nous avons vu dans la partie précédente est aussi disponible et je l'ai moi-même implémenté dans AliRoot.

Pour ce qui est des algorithmes séquentiels, une classe d'interface permet d'avoir accès aux algorithmes suivants :

- $k_T$  : dont nous avons déjà parlé précédemment,
- Cambridge-Aachen : qui diffère de  $k_T$  par la définition de la distance  $d_{ij} = \Delta\phi_{ij}^2 + \Delta y_{ij}^2$ ,
- Anti- $k_T$  : dont nous avons déjà parlé précédemment,
- Gen  $k_T$  : identique à  $k_T$  mais avec  $d_{ij} = \min(k_{Ti}^{2p}, k_{Tj}^{2p}) \frac{\Delta R_{ij}^2}{R^2}$  et  $d_{iB} = \frac{1}{k_{Ti}^{2p}}$ ,
- Cambridge *for passive algorithm* : variante de l'algorithme Cambridge avec une mesure de distance particulière pour les particules dont le  $p_T$  est inférieur à la valeur d'un certain paramètre,
- Gen  $k_T$  *for passive algorithm* : variante de l'algorithme Gen  $k_T$  avec une mesure de distance particulière pour les particules dont le  $p_T$  est inférieur à la valeur d'un certain paramètre.

Il est aussi possible à tout utilisateur de créer et d'implémenter son propre algorithme de reconstruction dans la classe AliFastJetFinder.

Troisième partie

**ANALYSE**



## Chapitre 7

# Estimation des taux de production de jets à attendre dans ALICE en collisions p+p

« Jetz hân m'r's fâscht. »  
(On y est presque, en alsacien)

Nous verrons dans le chapitre 8 quels sont les biais inhérents à la mesure des jets. Mais à supposer que les jets soient parfaitement mesurés, encore faut-il qu'ils soient en nombre suffisant. Quel est le nombre de jets disponible pour effectuer les analyses ? Si ce nombre est insuffisant, les erreurs statistiques seront telles que nos études ne seront pas réalisables.

Le but de ce chapitre est donc d'estimer le taux de production de jets auquel nous pouvons nous attendre pendant un an de fonctionnement du LHC pour différentes énergies dans le centre de masse des collisions p+p, dans les acceptances de la TPC et d'EMCal. Nous en déduirons si l'extraction d'un Plateau Bossu est réalisable au regard des erreurs statistiques.

Dans un premier temps, nous expliquerons le principe de la simulation rapide qui nous a permis d'extraire les sections efficaces inclusives de production de jets. Nous définirons et justifierons les paramètres choisis pour la simulation.

Ensuite, nous estimerons quel sont les taux de production de jets auquel on peut prétendre dans ALICE pendant un an de fonctionnement du LHC pour différentes énergies dans le centre de masse des collisions p+p. Cette partie nous donnera l'occasion de mettre en valeur l'utilité du *trigger* L1 d'EMCal.

À partir de nos estimations, nous serons en mesure de dire si l'extraction d'un Plateau Bossu est raisonnable au regard du temps dont nous disposons ainsi que des erreurs statistiques que nous évaluerons.

## 7.1 Principe et paramètres de la simulation rapide

### 7.1.1 La simulation rapide

Pour estimer le nombre de jets auquel s'attendre, nous avons effectué des simulations dites « rapides » d'événements p+p avec le générateur d'événements PYTHIA (version 6.214) présenté au chapitre 5. Cela signifie que les particules issues des processus simulés n'ont pas été traitées par le code de transport (dans les détecteurs) GEANT3. Nous nous sommes donc placés, dans un premier temps, dans le cas d'un détecteur idéal. Les effets d'acceptance des détecteurs (dus aux acceptances limitées en  $\eta$  ou en  $\phi$ ) ont en revanche été appliqués « manuellement » par la suite.

Comme nous l'avons vu au chapitre 5, PYTHIA est un générateur d'événements MC. Nous avons la possibilité, *via* une interface, de lui imposer certains paramètres quant au type d'événements que l'on veut générer. Voici la liste de paramètres que nous avons fait varier au cours de nos études :

- l'énergie dans le centre de masse des collisions p+p,
- le type de processus que l'on veut générer dans les événements (processus générant des jets dans notre cas),
- la largeur de l'intervalle en impulsion transverse des processus durs  $p_{T,hard}$ ,
- le nombre d'événements à simuler dans l'intervalle de  $p_{T,hard}$ ,
- l'intervalle en impulsion transverse dans lequel les jets peuvent être générés,
- les intervalles en  $\eta$  et  $\phi$  dans lesquels les jets seront sélectionnés,
- le type de fonction de structure.

Lors de la simulation des événements, Pycell, l'un des algorithmes de reconstruction de jets intégré à PYTHIA, est exécuté. Cet algorithme a lui aussi des paramètres dont il faut fixer la valeur. Ces paramètres sont les suivants :

- $\eta_{max}$ ,
- $n_\eta$  et  $n_\phi$ ,
- l'énergie de seuil  $E_{threshold}$ ,
- la graine  $E_{seed}$ ,
- l'énergie transverse minimum  $E_{T,min}$  des jets,
- le rayon R.

Ainsi, pour chaque événement, on sait s'il présente ou non les caractéristiques requises (impulsion transverse du processus dur, position du jet, etc.).

À la fin de la simulation, PYTHIA présente le nombre  $N_{trial}$  d'événements qu'il a fallu générer avant d'obtenir le nombre requis d'événements correspondant à nos critères  $N_{asked}$ . Un nombre  $N_{trial}$  élevé (par rapport à  $N_{asked}$ ) traduit qu'un processus a une faible probabilité de se produire. Par intervalle de  $p_{T,hard}$ , PYTHIA calcule une section efficace intégrée en  $\eta$  et  $\phi$  des processus en les sommant. Nous obtenons finalement la section efficace de production de jets ( $p + p \rightarrow \text{jet} + X$ ) sur tout l'espace des phases  $\sigma_{4\pi}$ . Cette valeur est donc la même quelle que soit l'acceptance spécifiée pour la simulation. Par conséquent, pour avoir la section efficace  $d\sigma_{\Delta\eta\Delta\phi}/dE_T$  correspondant à l'acceptance  $\Delta\eta\Delta\phi$  choisie, il faut multiplier la section efficace intégrée par le terme d'acceptance comme le montre l'équation 7.1. La production de particule n'est pas homogène en rapidité, cette façon de procéder n'est donc correcte que si l'on se place à rapidité centrale comme ce sera le cas dans notre étude.

$$\frac{d\sigma_{\Delta\eta\Delta\phi}}{dE_T} = \frac{dN_{asked}}{dE_T} \frac{\sigma_{4\pi}}{N_{trials}} \Delta\eta\Delta\phi \quad (7.1)$$

Nous allons maintenant définir les différents paramètres de la simulation et justifier les valeurs choisies.

### 7.1.2 Détail des paramètres de simulation

#### Énergie dans le centre de masse

Nous avons choisi comme énergies dans le centre de masse des collisions p+p :  $\sqrt{s} = 5.5$  TeV, 7 TeV et 14 TeV.

**5.5 TeV**, car les collisions p+p à  $\sqrt{s} = 5.5$  TeV seront la référence pour les comparaisons futures avec les collisions d'ions lourds à la même énergie dans le centre de masse.

**7 TeV**, car c'est l'énergie dans le centre de masse des collisions p+p qui ont eu lieu en 2010. L'énergie de **14 TeV** dans le centre de masse en collisions p+p, initialement annoncée, ne sera pas atteinte avant 2012 ou 2013. En effet, elle nécessite des interventions au niveau du LHC. Nous présenterons malgré tout nos prédictions à 14 TeV dans le cas d'une utilisation nominale optimale du collisionneur.

### Type de processus et section efficace

Parce que nous voulons estimer le taux de production de jets auquel nous attendre, le type de processus à sélectionner dans l'interface pour PYTHIA d'AliRoot est : kPyJets. Le choix de kPyJets impose au paramètre de PYTHIA MSEL, la valeur 1. MSEL est la paramètre qui permet de sélectionner les processus désirés pour la génération. Quand sa valeur est 0, c'est l'utilisateur qui détermine son propre « menu » de processus avec le paramètre MSUB. La valeur 1 correspond à un choix préétabli de processus QCD de haute impulsion transverse. Il s'agit de l'ensemble des processus durs de type  $2 \rightarrow 2$  programmés dans PYTHIA :

$$q + q' \rightarrow q + q'$$

$$q + \bar{q} \rightarrow q' + \bar{q}'$$

$$q + \bar{q} \rightarrow g + g$$

$$q + g \rightarrow q + g$$

$$g + g \rightarrow q + \bar{q}$$

$$g + g \rightarrow g + g$$

### Les intervalles en impulsion transverse des processus durs

La dureté d'un processus dur est caractérisée par le  $p_{T,\text{hard}}$  de ce dernier. Nous avons effectué les simulations rapides dans 15 intervalles de  $p_{T,\text{hard}}$  : 20-24 GeV/c, 24-29 GeV/c, 29-35 GeV/c, 35-42 GeV/c, 42-50 GeV/c, 50-60 GeV/c, 60-72 GeV/c, 72-86 GeV/c, 86-104 GeV/c, 104-125 GeV/c, 125-150 GeV/c, 150-180 GeV/c qui sont les intervalles utilisés dans le PPR, plus trois intervalles que nous avons choisi d'ajouter pour étendre le domaine en  $p_T$  d'étude : 17-20 GeV/c, 180-215 GeV/c et 215-255 GeV/c [61].

Dans l'interface pour PYTHIA d'AliRoot, on impose ces intervalles grâce à la fonction : `AliGenPythia::SetPtHard(valeur_min, valeur_max)` qui joue sur le paramètre CKIN de PYTHIA de la façon suivante :

$$\text{CKIN}(3) = \text{valeur}_{\min}$$

$$\text{CKIN}(4) = \text{valeur}_{\max}$$

Dans chacun de ces intervalles, nous avons simulé  $10^5$  événements pour les collisions p+p à  $\sqrt{s} = 7$  TeV et 14 TeV et  $10^4$  événements pour les collisions p+p à  $\sqrt{s} = 5.5$  TeV.

### Paramètres de génération des jets

Les jets sélectionnés sont générés dans les intervalles en  $\eta$  et  $\phi$  suivants :  $|\eta| < 2.5$  et  $0 < \phi < 2\pi$ . Nous avons choisi un intervalle en  $\eta$  large pour pouvoir ensuite nous restreindre aux acceptances de la TPC et d'EMCal et en voir l'effet sur les taux de production de jets.

La génération des jets dans AliRoot nécessitant une valeur minimale pour l'énergie transverse des jets générés, nous avons choisi, pour leur production, l'intervalle en énergie transverse suivant :  $10 < E_T < 1000$  GeV.

### Fonction de structure

La fonction de structure choisie est la même que dans le PPR : CTEQ4L [143]. C'est elle qui va déterminer la distribution des partons dans les protons.

## L'algorithme de reconstruction de jets Pycell

L'algorithme de reconstruction Pycell, qui est un algorithme de cône, fonctionne de la façon suivante. PYTHIA crée un détecteur fictif en divisant le plan  $(\eta, \phi)$  en cellules de même taille. Les paramètres  $n_\eta$  et  $n_\phi$  en déterminent les dimensions :  $n_\eta$  cellules selon  $\eta$  et  $n_\phi$  cellules selon  $\phi$ .

On a fixé la valeur du paramètre MSTU(41) de PYTHIA à 1. Cela a pour effet que les jets ne sont reconstruits qu'à partir des particules qui n'ont pas fragmenté et qui ne se sont pas désintégrées : les particules primaires en somme (status code = 1 selon PYTHIA).

L'énergie transverse de chaque cellule correspond à la somme des énergies transverses que les particules y ont déposées.

Chaque cellule dont l'énergie transverse dépasse l'énergie de seuil  $E_{\text{seed}}$  est un point de départ pour la recherche de jets. On commence par la plus énergétique de ces cellules. On place alors un cercle de rayon  $R$  au centre de la cellule. On somme l'énergie transverse de toutes les cellules dont le centre est compris dans ce cercle et dont l'énergie transverse dépasse  $E_{\text{threshold}}$ . Si cette somme est supérieure à  $E_{\text{Tmin}}$ , alors cet ensemble de cellules est considéré comme étant un jet et il est retiré de la grille. On réitère ce procédé avec la cellule la plus énergétique suivante jusqu'à ce qu'il n'y ait plus de cellules d'énergie supérieure à  $E_{\text{seed}}$ .

Pycell n'utilise pas de schéma de recombinaison (voir chapitre 6). En effet, ces schémas sont utilisés par les algorithmes qui recherchent la position du jet de façon itérative. Ce n'est pas le cas de Pycell qui associe directement la position de la cellule graine à l'axe du jet.

Nous avons choisi les mêmes paramètres que ceux utilisés dans le PPR d'ALICE (nous mettons entre parenthèses les paramètres de PYTHIA auxquels ils correspondent) [61] :

- $\eta_{\text{max}} = 2$  (PARU(51))
- $n_\eta = 274$  (MSTU(51))
- $n_\phi = 432$  (MSTU(52))
- $E_{\text{threshold}} = 0$  GeV (PARU(58))
- $E_{\text{seed}} : 4$  GeV (PARU(52))
- $E_{\text{Tmin}} : 5$  GeV (PARU(53))
- $R = 1$  et  $0.4$  (PARU(54))

Un rayon égal à 1 est en principe « idéal » dans un scénario sans bruit de fond. En effet, il permet de récupérer quasiment toute l'énergie du jet<sup>1</sup>. C'est ce rayon qui est utilisé dans le PPR. Par la suite, nous présenterons des résultats pour un rayon de 0.4. Ce rayon est plus approprié à des cas avec bruit de fond car il permet de retrouver plus de 80% de l'énergie du jet tout en minimisant le bruit de fond compté dans le jet [61]. De plus, en se restreignant à une acceptation en pseudorapidité de  $|\eta| < 0.5$ , les jets sont entièrement compris dans l'acceptation de la TPC ( $|\eta| < 0.9$  et  $0 < \phi < 2\pi$ ).

## Choix des acceptances

Nos résultats concernent des jets situés dans différentes acceptances :  $|\eta| < 2.5$ ,  $|\eta| < 0.5$  et  $83 < \phi < 157^\circ$  et  $|\eta| < 0.3$ . Nous avons généré les jets dans  $|\eta| < 2.5$ . Par conséquent, nous voyons dans cette acceptation tous les jets générés.

Puis nous nous restreignons à ce que nous appelons les zones fiduciaires de la TPC ( $|\eta| < 0.5$ ) et d'EMCal ( $83 < \phi < 157^\circ$  et  $|\eta| < 0.3$ ). Il s'agit des acceptances en  $\eta$  et en  $\phi$  dans lesquelles les jets seront entièrement inclus dans les acceptances de ces détecteurs pour le rayon que nous avons choisi, à savoir  $R = 0.4$ .

De cette façon, on peut estimer la perte de statistique liée à l'acceptation limitée des détecteurs.

1. Par convention, on dit que  $R = 1$  signifie que l'on récupère toute l'énergie du jet.

### Illustration de la simulation rapide par canal en $p_{T,\text{hard}}$

Sur la figure 7.1, nous présentons le résultat d'une simulation rapide d'événements « jet » issus de collisions p+p à  $\sqrt{s} = 5.5$  TeV. Les jets ont été reconstruits avec un rayon de 0.4 et sélectionnés

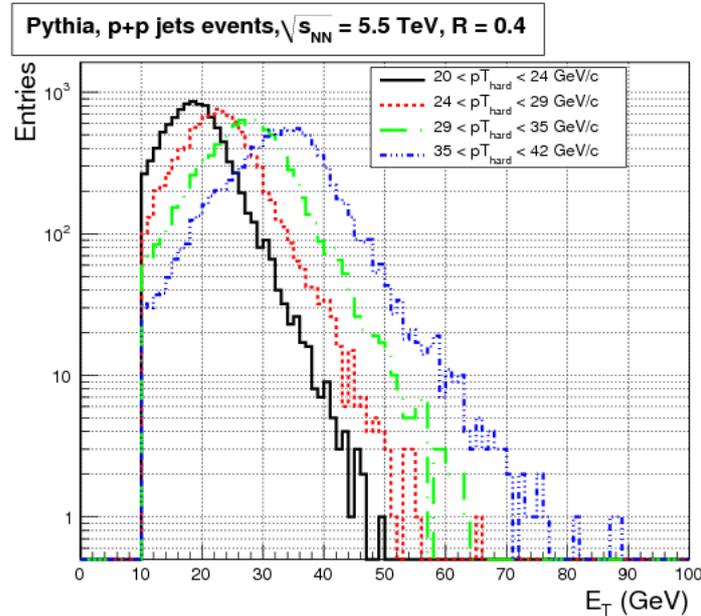


FIGURE 7.1 – Nombre de jets en fonction de leur énergie transverse. Les jets sont issus d'événements p+p à 5.5 TeV simulés par PYTHIA. Ils sont reconstruits par Pycell avec un rayon de 0.4 pour différents intervalles de  $p_{T,\text{hard}}$  : 20-24 GeV/c (tracé continu noir), 24-29 GeV/c (en pointillés rouges), 29-35 GeV/c (en tirets verts) et 35-42 GeV/c (en pointillés alternés bleus).

dans une acceptance de  $|\eta| < 2.5$ . On observe sur cette figure le nombre de jets reconstruits en fonction de leur énergie transverse pour quatre intervalles de  $p_{T,\text{hard}}$  généré 20-24 GeV/c (tracé continu noir), 24-29 GeV/c (en tirets rouges), 29-35 GeV/c (en pointillés verts) et 35-42 GeV/c (en pointillés alternés bleus).

On constate que, pour chaque intervalle de  $p_{T,\text{hard}}$ , ce sont les énergies transverses les plus basses qui sont le plus peuplées. En effet, il est plus probable de générer des jets peu énergétiques que des jets très énergétiques.

### Extraction de la section efficace inclusive de production de jets

La figure 7.2 présente les sections efficaces inclusives de production de jets pour les collisions p+p à  $\sqrt{s} = 5.5$  TeV (bleu), 7 TeV (rouge) et 14 TeV (noir) dans les acceptances fiduciaires de la TPC (tracé continu) et d'EMCal (pointillés).

Nous obtenons bien un spectre décroissant avec l'énergie transverse des jets car il est plus facile de produire des jets de faible énergie. Les spectres évoluent, comme attendu, selon une loi en  $\sim A/E_T^B$ , où A et B sont des nombres réels positifs. C'est ce que montre l'ajustement de la figure 7.3 effectué sur la distribution de section efficace inclusive de production de jets en collisions p+p à  $\sqrt{s} = 7$  TeV, pour lequel nous avons trouvé pour des  $E_T$  compris entre 30 et 100 GeV :  $A \simeq 1.95 \times 10^7$  et  $B \simeq -4.77$ .

De plus, quelle que soit la valeur de  $\sqrt{s}$ , le passage de la TPC à l'EMCal réduit la statistique d'un facteur 8. En effet, l'acceptance fiduciaire de la TPC ( $\Delta\eta\Delta\phi = 1 \times 360^\circ$ ) est environ huit fois plus grande que celle d'EMCal ( $\Delta\eta\Delta\phi = 0.6 \times 74^\circ$ ).

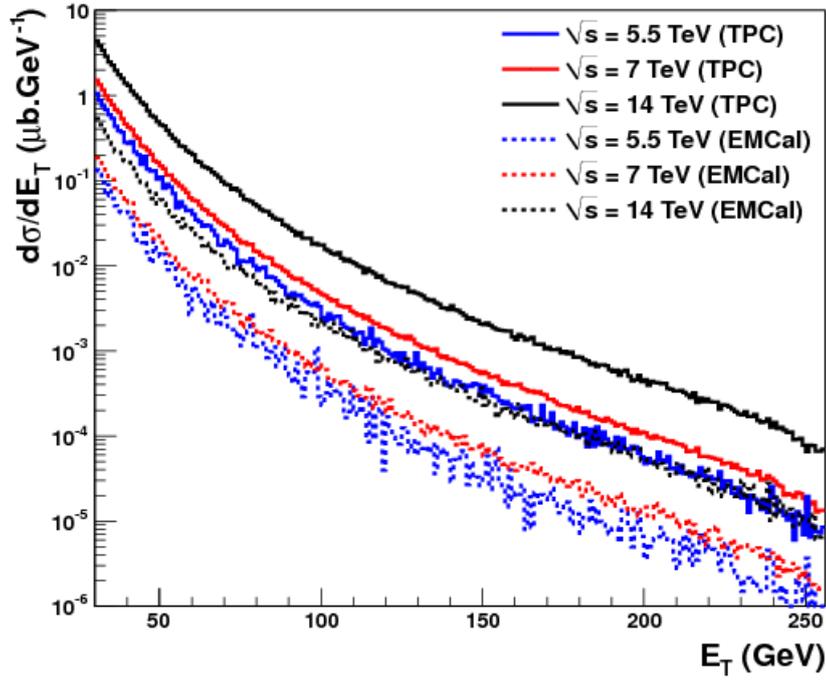


FIGURE 7.2 – Sections efficaces inclusives de production de jets dans les collisions p+p à  $\sqrt{s} = 5.5$  TeV (bleu), 7 TeV (rouge) et 14 TeV (noir) en fonction de leur énergie transverse dans les zones fiduciales de la TPC (tracé continu) et d'EMCal (pointillés).

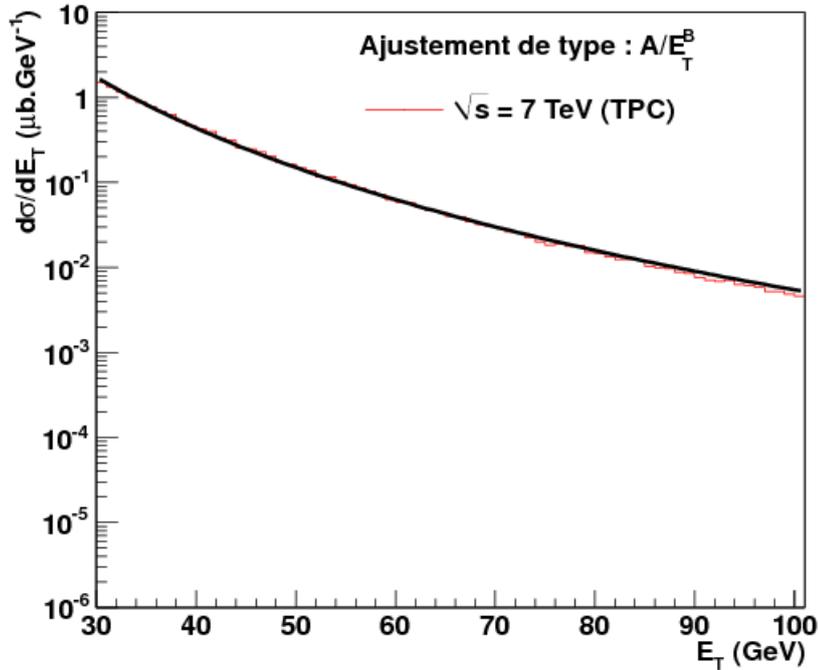


FIGURE 7.3 – Section efficace inclusive de production de jets dans l'acceptance fiduciale de la TPC dans les collisions p+p à  $\sqrt{s} = 7$  TeV (rouge) et ajustement par une fonction de type  $A/E_T^B$ .

## 7.2 Extraction du taux de production de jets

### 7.2.1 De la luminosité délivrée par le LHC au taux de production de jets vu par ALICE

Connaissant la section efficace d'interaction lors des collisions p+p,  $\sigma_{pp}$ , nous pouvons estimer le nombre d'événements  $N_{\text{evt}}$  qui sera produit au LHC pour une luminosité et une durée fixées. Ce taux d'événements est donné par l'équation 7.2.

$$N_{\text{evt}} = \mathcal{L}t\sigma_{pp} \quad (7.2)$$

Le terme  $\mathcal{L}(\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1})$  est la luminosité au LHC. Le temps  $t(\text{s})$  est le nombre de secondes effectives de prise de données. Sur une période de un an en collisions p+p à  $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$  par exemple, on l'évalue à  $10^7\text{s}$ . Cela correspond à une estimation optimiste selon laquelle le LHC tournerait pendant environ 9 mois, 20 jours par mois et 15h par jour.

On appelle le produit  $\mathcal{L}\times t$ , la luminosité intégrée délivrée durant la période  $t$  par le LHC, on la notera  $\mathcal{L}_{\text{int}}$ .

Si la section efficace est intégrée en  $\eta$  et  $\phi$ , on peut estimer le taux d'événements correspondant dans une acceptation  $\Delta\phi\Delta\eta$  donnée en ajoutant un terme d'acceptation comme le montre l'équation 7.3. Ce terme est valable à condition de se placer, comme dans notre cas, à rapidité centrale :

$$N_{\text{evt}} = \mathcal{L}t\sigma_{pp}^{\Delta\phi\Delta\eta} \quad (7.3)$$

Les taux production des équations 7.2 et 7.3 ne sont pas représentatifs du nombre d'événements réellement récupérés dans ALICE. Il faut encore prendre en compte les contraintes d'acquisition des données des détecteurs [128].

En effet, les collisions ont lieu à un taux donné mais le taux d'enregistrement d'un détecteur est limité par son temps mort (*dead time*). Ce dernier correspond au temps dont un détecteur a besoin pour passer de l'acquisition d'un événement à l'acquisition d'un autre événement. C'est donc le temps durant lequel il n'est pas disponible (*busy*). Le taux d'acquisition des données par un détecteur est donné par le rapport :  $R_{pp}/(1 + R_{pp}t_d)$ , où  $R_{pp}$  est le taux d'interaction et  $t_d$  est le temps mort du détecteur [128]. Il en résulte une efficacité d'acquisition,  $\epsilon_a$  qui correspond au rapport du taux d'acquisition sur le taux d'interaction.

$$N_{\text{evt}} = \mathcal{L}t\sigma_{pp}^{\Delta\phi\Delta\eta}\epsilon_a(R_{pp}) \quad (7.4)$$

Le nombre d'événements de l'équation 7.4 correspond à l'ensemble des événements dits *Minimum Bias* (MB). Ce sont des événements dont l'enregistrement n'a été déclenché que par *trigger* dit *Minimum Bias*, qui introduit le minimum de biais possibles pour ALICE. Comme nous en discuterons dans le chapitre 9 c'est ce *trigger* qui donne la « cadence » maximale d'acquisition des données par seconde. Pour donner un ordre de grandeur, actuellement, le LHC délivrant un taux d'interaction de 100kHz ( $\mathcal{L} = 2 \mu\text{b}^{-1}/\text{s}$ ), ALICE n'enregistre qu'à 990Hz. Elle n'enregistre donc qu'une partie des événements délivrés par le LHC. Parmi ces événements, il se trouve un petit nombre d'événements contenant des processus rares dont les jets font partie. Le taux de production de jets,  $N_{\text{jet}}$  est donné par l'équation 7.5 :

$$N_{\text{jet}} = \mathcal{L}_{\text{int}}\sigma_{\text{jet}}^{\Delta\phi\Delta\eta}\epsilon_a(R_{pp}) \quad (7.5)$$

Le terme  $\sigma_{\text{jet}}$  est la section efficace inclusive de production de jets. La production de jets étant un processus rare, ce nombre n'est pas très élevé, d'autant plus que l'efficacité d'acquisition des données ne nous permet pas de récolter tous les jets qui ont été créés.

Cependant, ALICE dispose de détecteurs dont le rôle est de déclencher l'enregistrement de processus rares spécifiques. Les détecteurs de lecture s'occupent donc d'enregistrer les événements rares seulement et ne sont pas « submergés » par l'enregistrement d'autres événements plus nombreux. Ils sont donc plus souvent disponibles pour l'enregistrement de l'événement rare suivant.

L'efficacité d'acquisition des processus rares s'en trouve ainsi augmentée. Par conséquent, à luminosité et durée de prise de données égales, on recueille plus de processus rares qu'avec un détecteur qui déclenche l'enregistrement d'événements MB. Il en résulte un *enhancement factor*, c'est-à-dire un facteur d'amélioration de la statistique d'événements rares par rapport au cas MB.

Dans le cas particulier des jets, c'est le *trigger* L1 d'EMCal qui permet de déclencher l'enregistrement des événements ayant été identifiés comme étant des événements « jet ». EMCal, par contre, doit « partager » la bande passante d'acquisition des données avec les autres *triggers* rares. Le taux d'acquisition des processus rares résulte d'un compromis entre les groupes d'analyse de ces processus afin d'avoir la meilleure efficacité d'acquisition possible.

Ainsi, si l'on considère les valeurs numériques suivantes (qui sont correctes du point de vue des ordres de grandeur) :

- luminosité  $\mathcal{L}$  :  $2 \times 10^{30} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ,
- temps annuel  $t$  :  $10^7 \text{s}$ ,
- section efficace d'interaction  $\sigma_{pp}$  :  $50 \text{mb}$  [129],
- temps mort  $t_d$  :  $1 \text{ms}$ ,
- section efficace de production de jets  $\sigma_{jet}$  :  $5 \mu\text{b}$ .

Nous avons dans le cas MB :

- Un taux d'interaction  $\mathcal{L} \times \sigma_{pp} = 100 \text{kHz}$ ,
- Un taux de lecture des données maximal de  $100000 / (1 + 100000 \times t_d) \simeq 990 \text{Hz} \simeq 1000 \text{Hz}$ .

Il en résulte une efficacité d'acquisition des données MB de  $\epsilon_a^{\text{MB}} = 1000 / 100000 = 1\%$ .

Nous avons dans le cas d'un *trigger* rare :

- Un taux d'interaction rare  $\mathcal{L} \times \sigma_{jet} \simeq 10 \text{Hz}$ ,
- Un taux de lecture des données rares de  $10 / (1 + 10 \times t_d) = 9.9 \text{Hz}$ .

Dans le cas de *triggers* rares, on récupère donc  $\epsilon_a^{\text{trigger}} = 9.9 / 10 = 99\%$  des jets produits.

Par conséquent, le nombre de jets issus des événements MB,  $dN_{jet}^{\text{MB}}/dE_T$ , est donné par l'équation 7.6.

$$\frac{dN_{jet}^{\text{MB}}}{dE_T} = \mathcal{L}_{int} \frac{d\sigma_{jet}^{\Delta\phi\Delta\eta}}{dE_T} \epsilon_a^{\text{MB}}(R_{pp}) \quad (7.6)$$

L'utilisation d'un *trigger* jet implique une efficacité de *trigger*  $\epsilon_t$  qui augmente avec l'énergie transverse du jet [101]. Le taux de production de jets issus des événements dont l'enregistrement a été déclenché par le *trigger* L1 d'EMCal,  $dN_{jet}^{\text{trigger}}/dE_T$ , est donné par l'équation 7.7.

$$\frac{dN_{jet}^{\text{trigger}}}{dE_T} = \mathcal{L}_{int} \frac{d\sigma_{jet}^{\Delta\phi\Delta\eta}}{dE_T} \epsilon_a^{\text{trigger}}(R_{rare}) \epsilon_t(E_T) \quad (7.7)$$

Donc l'emploi d'un *trigger* pour détecter les événements « jet » augmente considérablement la statistique de jets. Parce qu'il ne déclenche que les événements qu'il a identifiés comme étant des événements « jet », on peut pleinement profiter de la luminosité intégrée délivrée.

### 7.2.2 Taux de production de jets pour différents $\sqrt{s}$ en collisions p+p

Nous allons maintenant comparer ce que l'on peut attendre, en terme de taux de production de jets au LHC pour des collisions p+p dans la TPC (cas MB) et dans EMCal (cas *trigger* L1) pour différents cas de figure présentés dans le tableau 7.1. Les valeurs de  $\sigma_{pp}$  sont celles qui ont été présentées lors des conférences *Quark Matter* 2011 et *Particle Accelerator Conference* 2001 et nous avons calculé celles de  $\sigma_{jet}^{\text{EMCal}}$  entre 20 GeV/c et 200 GeV/c à partir de nos distributions en sections efficaces dans l'acceptance fiduciaire d'EMCal [129, 130].

Pour de telles valeurs de la luminosité, on a 141.6kHz de taux d'interaction à  $\sqrt{s} = 5.5 \text{TeV}$ , 162.6kHz à  $\sqrt{s} = 7 \text{TeV}$  et 240kHz à  $\sqrt{s} = 14 \text{TeV}$ . Il en résulte des efficacités d'acquisition des

$\sqrt{s}$ (TeV)	$\mathcal{L}$ ( $\text{cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ )	t (s)	$\sigma_{\text{pp}}$ (mb)	$\sigma_{\text{jet}}^{\text{EMCal}}$ ( $\mu\text{b}$ )
5.5	$3 \times 10^{30}$	$10^6$	47.2	4.2
7	$3 \times 10^{30}$	$10^7$	54.2	6
14	$5 \times 10^{30}$	$10^7$	80	16.4

TABLE 7.1 – Valeurs numériques employées pour estimer les taux de production de jets.

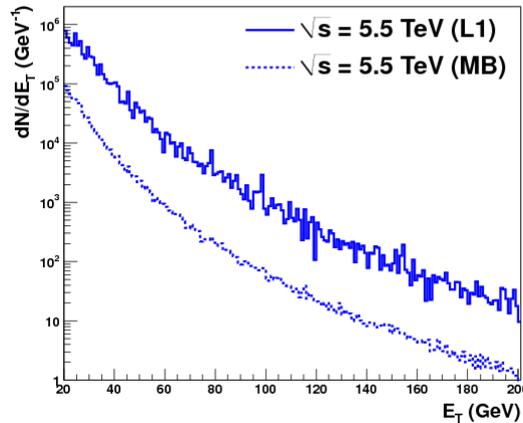
données de 0.7%, 0.6% et 0.4% respectivement.

La fréquence de production de jets est de 12.6Hz à  $\sqrt{s} = 5.5$  TeV, 18Hz à  $\sqrt{s} = 7$  TeV et 49.2Hz à  $\sqrt{s} = 14$  TeV dans l'acceptance d'EMCal. Si on fait l'hypothèse que l'utilisation de plusieurs *triggers* rares équivaut à une fréquence totale de 100Hz, alors l'efficacité d'acquisition correspondante est de 90%.

Nous avons choisi comme temps annuel pour les collisions p+p à 5.5 TeV  $10^6$ s car peu de temps dans l'année sera consacré à ces collisions qui intéressent plus particulièrement ALICE.

Les efficacités du *trigger* EMCal que nous avons utilisées sont celles présentées dans le *EMCal Performance Report* pour un *trigger* dont le *patch* est de taille  $0.4 \times 0.4$  et dont le facteur de rejet est de 3000 [101].

Les figures 7.4, 7.5 et 7.6 présentent les taux de production de jets issus des données MB dans la TPC (trait discontinu) et ceux provenant d'événements dont l'enregistrement a été déclenché par le *trigger* L1 d'EMCal (trait continu). Ces figures illustrent clairement l'utilité du calorimètre EMCal pour améliorer la mesure des jets dans ALICE. En effet, non seulement il permet pendant une durée de prise de données fixée d'avoir pour une énergie transverse donnée une statistique plus importante mais il permet également d'atteindre des intervalles d'énergie transverse plus élevés.

FIGURE 7.4 – Taux de production de jets pour les collisions p+p à  $\sqrt{s} = 5.5$  TeV au LHC dans EMCal (L1, trait continu) et la TPC (MB, trait discontinu).

Les tableaux 7.2, 7.3 et 7.4 répertorient les nombres de jets dans les intervalles d'énergie transverse suivants :  $[20 ; 21]$ ,  $[50 ; 51]$ ,  $[100 ; 101]$  et  $[150 ; 151]$ , extraits des histogrammes des figures 7.4, 7.5 et 7.6 respectivement. On constate que le passage de la mesure des événements MB dans la TPC à la mesure des événements par EMCal avec l'utilisation de son *trigger* L1 permet d'augmenter le nombre de jets d'un facteur 10 à 30 environ selon  $\sqrt{s}$  et l'intervalle de  $E_T$  considéré.

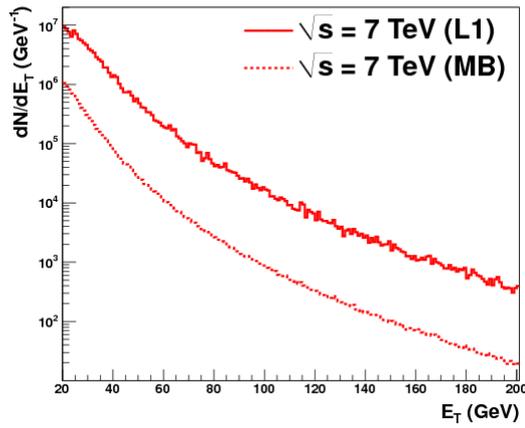


FIGURE 7.5 – Taux de production de jets pour les collisions p+p à  $\sqrt{s} = 7$  TeV au LHC dans EMCAL (L1, trait continu) et la TPC (MB, trait discontinu).

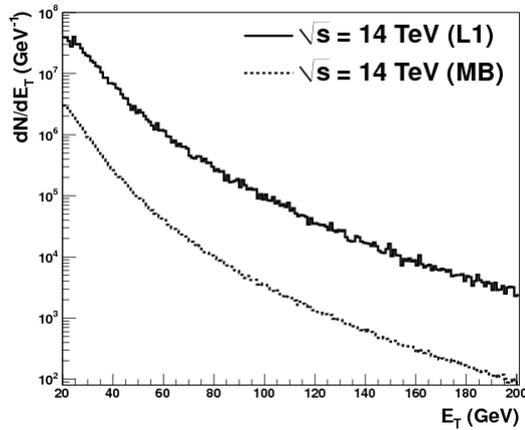


FIGURE 7.6 – Taux de production de jets pour les collisions p+p à  $\sqrt{s} = 14$  TeV au LHC dans EMCAL (L1, trait continu) et la TPC (MB, trait discontinu).

$E_T(\text{GeV})$	Acceptance <sub>TPC</sub> (MB)	Acceptance <sub>EMCAL</sub> (L1)
20-21	$9.1 \times 10^4$	$7.8 \times 10^5$
50-51	$2.3 \times 10^3$	$3.3 \times 10^4$
100-101	52	620.3
150-151	8.1	92.6

TABLE 7.2 – Taux de production de jets de 20, 50, 100 et 150 GeV attendus pour un an de fonctionnement du LHC en collisions p+p à  $\sqrt{s} = 5.5$  TeV dans EMCAL (L1) et la TPC (MB).

Les figures 7.7, 7.8 et 7.9 présentent également les taux de production de jets dans EMCAL (L1, trait continu) et la TPC (MB, trait discontinu) mais pour une énergie transverse minimum donnée.

De ces histogrammes, nous avons extrait les valeurs présentées sur les tableaux 7.5, 7.6 et 7.7.

Comme le montrent ces tableaux, l'utilisation du *trigger* d'EMCAL permet de considérable-

$E_T(\text{GeV})$	Acceptance <sub>TPC</sub> (MB)	Acceptance <sub>EMCal</sub> (L1)
20-21	$1 \times 10^6$	$9.4 \times 10^6$
50-51	$2.6 \times 10^4$	$4.8 \times 10^5$
100-101	$8.2 \times 10^2$	$1.7 \times 10^4$
150-151	$1 \times 10^2$	$1.5 \times 10^3$

TABLE 7.3 – Taux de production de jets de 20, 50, 100 et 150 GeV attendus pour un an de fonctionnement du LHC en collisions p+p à  $\sqrt{s} = 7$  TeV dans EMCal (L1) et la TPC (MB).

$E_T(\text{GeV})$	Acceptance <sub>TPC</sub> (MB)	Acceptance <sub>EMCal</sub> (L1)
20-21	$3 \times 10^6$	$4 \times 10^7$
50-51	$9 \times 10^4$	$2.5 \times 10^6$
100-101	$3.5 \times 10^3$	$1 \times 10^5$
150-151	$4 \times 10^2$	$1 \times 10^4$

TABLE 7.4 – Taux de production de jets de 20, 50, 100 et 150 GeV attendus pour un an de fonctionnement du LHC en collisions p+p à  $\sqrt{s} = 14$  TeV dans EMCal (L1) et la TPC (MB).

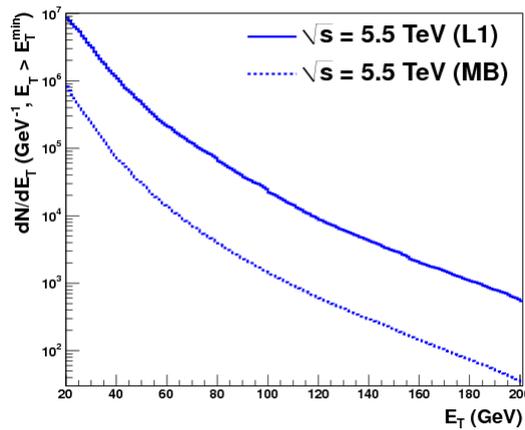


FIGURE 7.7 – Taux de production de jets d'énergie transverse minimum donnée pour les collisions p+p à  $\sqrt{s} = 5.5$  TeV au LHC dans EMCal (L1, trait continu) et la TPC (MB, trait discontinu).

$E_T^{\text{min}}(\text{GeV})$	Acceptance <sub>TPC</sub> (MB)	Acceptance <sub>EMCal</sub> (L1)
20	$7.2 \times 10^5$	$7.7 \times 10^6$
50	$2.6 \times 10^4$	$4.1 \times 10^5$
100	$1.3 \times 10^3$	$2.1 \times 10^4$
150	$2 \times 10^2$	$2.9 \times 10^3$

TABLE 7.5 – Taux de production de jets d'énergie transverse minimum de 20, 50, 100 et 150 GeV attendus pour un an de fonctionnement du LHC en collisions p+p à  $\sqrt{s} = 5.5$  TeV dans EMCal (L1) et la TPC (MB).

ment augmenter la statistique de jets obtenue pour une luminosité et une durée données par rapport au cas MB, malgré l'acceptance restreinte d'EMCal. Il permet ainsi d'étendre l'acceptance en  $p_T$  de mesure des jets. À 7 TeV par exemple, on récupère encore 10K jets de plus de 200 GeV, ce qui est fort intéressant pour réaliser des études de fonctions de fragmentation. Il est particulièrement efficace pour des jets de haute énergie transverse ce qui présente un avantage

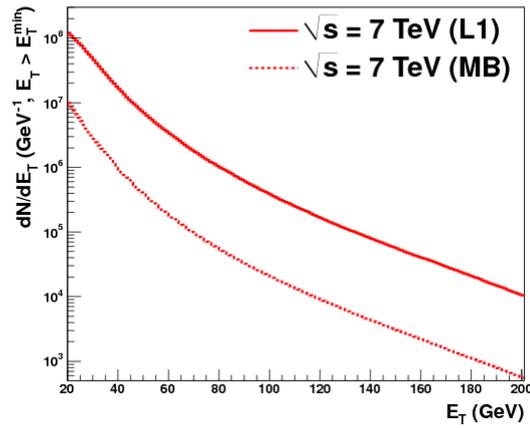


FIGURE 7.8 – Taux de production de jets d'énergie transverse minimum donnée pour les collisions p+p à  $\sqrt{s} = 7$  TeV au LHC dans EMCal (L1, trait continu) et la TPC (MB, trait discontinu).

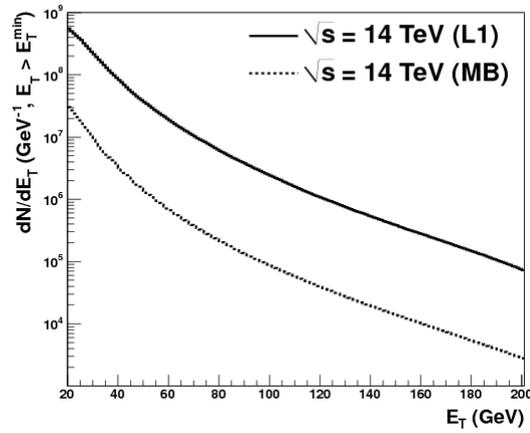


FIGURE 7.9 – Taux de production de jets d'énergie transverse minimum donnée pour les collisions p+p à  $\sqrt{s} = 14$  TeV au LHC dans EMCal (L1, trait continu) et la TPC (MB, trait discontinu).

$E_T^{\min}(\text{GeV})$	Acceptance <sub>TPC</sub> (MB)	Acceptance <sub>EMCal</sub> (L1)
20	$8.7 \times 10^6$	$1 \times 10^8$
50	$3.5 \times 10^5$	$6.3 \times 10^6$
100	$1.9 \times 10^4$	$3.6 \times 10^5$
150	$2.9 \times 10^3$	$5.3 \times 10^5$

TABLE 7.6 – Taux de production de jets d'énergie transverse minimum de 20, 50, 100 et 150 GeV attendus pour un an de fonctionnement du LHC en collisions p+p à  $\sqrt{s} = 7$  TeV dans EMCal (L1) et la TPC (MB).

puisque ces derniers sont produits avec une probabilité bien plus petite qu'à bas  $E_T$ .

$E_T^{\min}(\text{GeV})$	Acceptance <sub>TPC</sub> (MB)	Acceptance <sub>EMCal</sub> (L1)
20	$2.6 \times 10^7$	$5 \times 10^8$
50	$1.2 \times 10^6$	$3.4 \times 10^7$
100	$8.1 \times 10^4$	$2.3 \times 10^6$
150	$1.3 \times 10^4$	$3.6 \times 10^5$

TABLE 7.7 – Taux de production de jets d'énergie transverse minimum de 20, 50, 100 et 150 GeV attendus pour un an de fonctionnement du LHC en collisions p+p à  $\sqrt{s} = 14$  TeV dans EMCal (L1) et la TPC (MB).

### 7.3 Estimation de l'erreur statistique liée au nombre d'événements analysés sur le Plateau Bossu

Nous venons d'estimer les taux de production de jets à attendre dans ALICE en un an de collisions p+p au LHC pour différents  $\sqrt{s}$ . Cette partie va nous permettre de répondre à la question suivante : suivant le nombre de jets mesuré, quelle est l'erreur statistique résultante sur le Plateau Bossu ?

À partir de simulations PYTHIA de collisions p+p à  $\sqrt{s} = 7$  TeV (LHC11a1a-LHC11a1j<sup>2</sup>), nous avons extrait, pour notre étude, une distribution de Plateau Bossu présentée sur la figure 7.10. Elle correspond à des jets reconstruits de  $p_T$  compris entre 95 et 105 GeV/c. Ces jets ont été reconstruits par l'algorithme SIScone avec un rayon de 0.4 sur les données MC reconstruites dans l'acceptance fiduciaire de la TPC. Le tout a ensuite été normalisé par le nombre de jets présent dans l'intervalle de  $p_T$  (95-105 GeV/c) et la taille des bins (0.1).

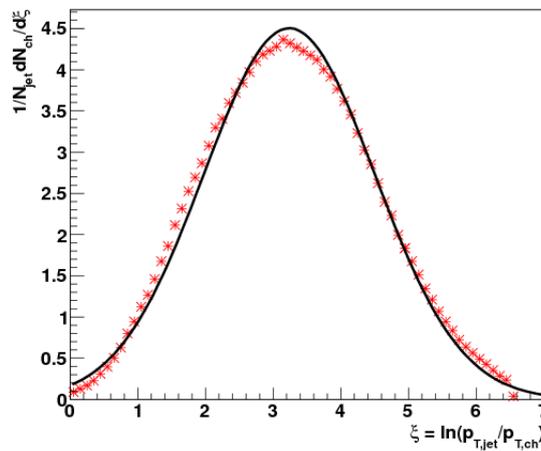


FIGURE 7.10 – Ajustement gaussien du Plateau Bossu pour des jets reconstruits de  $p_T$  compris entre 95 et 105 GeV/c reconstruits par l'algorithme SIScone avec un rayon de 0.4.

Nous avons ensuite observé, suivant le nombre de jets utilisé pour construire le Plateau Bossu, comment évolue l'erreur statistique relative associée aux intervalles de la distribution. C'est ce que montre la figure 7.11.

Nous avons répertorié les valeurs des erreurs statistiques pour les intervalles de  $\xi$  : [1-1.1], [3-3.1] et [5-5.1] dans le tableau 7.8.

2. Ces données seront vues plus en détail dans le chapitre suivant.

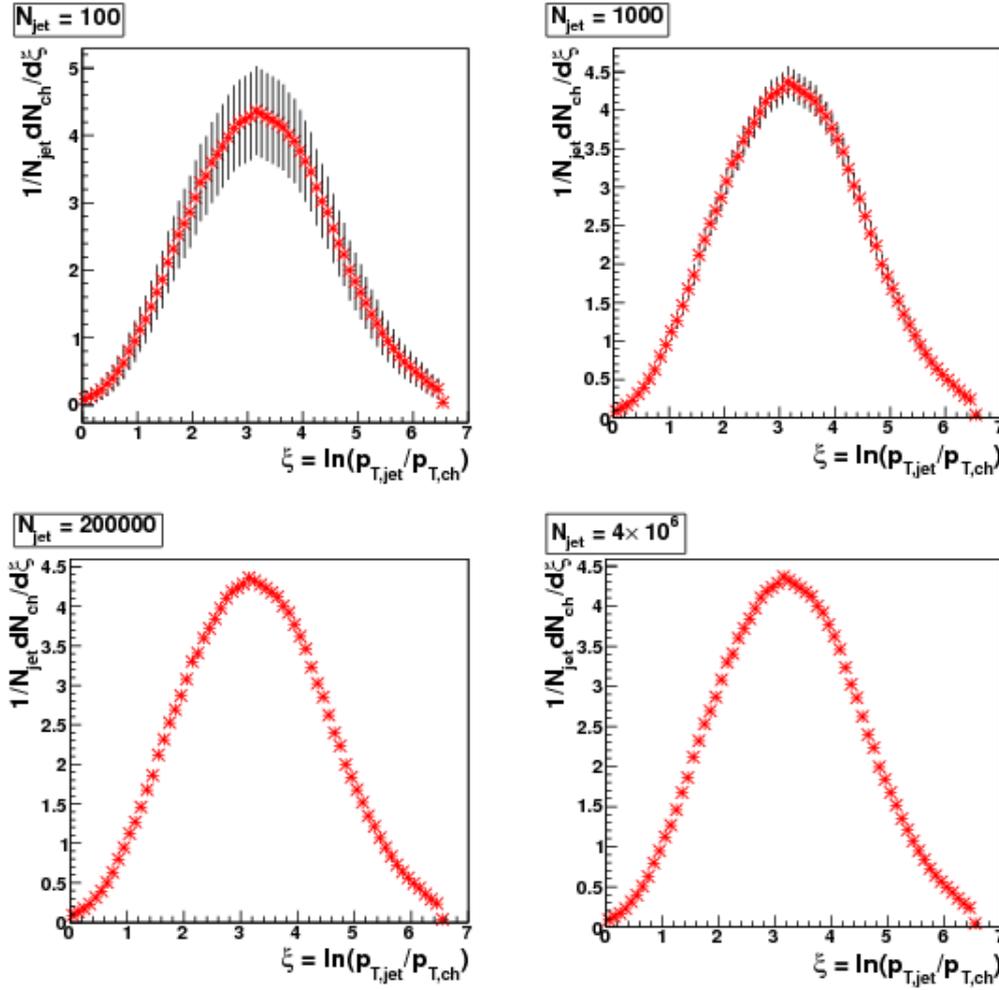


FIGURE 7.11 – Plateaux Bossus reconstruits à partir d'échantillons de 100, 1000, 100000 et 4 millions de jets de  $p_T$  compris entre 95 et 105 GeV/c et erreurs statistiques associées aux intervalles de  $\xi$ .

$N_{\text{jet}}$	$1 \times 10^2$	$1 \times 10^3$	$2 \times 10^5$	$4 \times 10^6$
$\xi \in [1-1.1[$	29.86%	9.4%	0.66%	0.14%
$\xi \in [3-3.1[$	15.3%	4.86%	0.34%	0.07%
$\xi \in [5-5.1[$	24.4%	7.7%	0.54%	0.12%

TABLE 7.8 – Erreurs statistiques relatives associées aux intervalles [1-1.1], [3-3.1] et [5-5.1] pour des distributions de Plateau Bossu reconstruites avec différents nombres de jets.

On constate premièrement, qu'avec peu de statistique (100 jets), on a une erreur statistique relative qui atteint 29.86% pour  $\xi \in [1-1.1[$ ! Lorsque le nombre de jets augmente, l'erreur statistique relative diminue rapidement. Elle est inférieure à 0.5% dès que l'on dépasse les 4 millions de jets.

À l'aide des extractions que nous avons faites dans la partie précédente, nous avons calculé que nous devrions obtenir 3.9 millions de jets de  $p_T$  compris entre 95 et 105 GeV/c dans l'acceptance fiduciaire d'EMCal en utilisant son *trigger* L1 contre 210K jets issus d'événements MB dans l'acceptance fiduciaire de la TPC en un an de collisions p+p au LHC à  $\sqrt{s} = 7$  TeV. On passe

donc d'une erreur statistique relative inférieure à 0.66% (pour les intervalles de  $\xi$  que nous avons choisi) dans le cas TPC (MB) à une erreur inférieure à 0.14% dans le cas de l'utilisation du *trigger* L1 d'EMCal. Nous aurons donc, dans les deux cas, largement la statistique nécessaire à l'extraction d'un Plateau Bossu pour cet intervalle de  $p_T$  et donc pour les intervalles inférieurs. Mais l'utilisation du *trigger* L1 d'EMCal divisera par 5 environ l'erreur statistique relative associée.



# Chapitre 8

## Mesure des jets

« Chaque difficulté rencontrée doit être l’occasion d’un nouveau progrès. »,  
Pierre de Coubertin.

Nous avons vu, dans le chapitre précédent, les sections efficaces inclusives de production de jets attendues dans les collisions p+p au LHC ( $p+p \rightarrow \text{jet} + X$ ) pour trois énergies dans le centre de masse de la collision et notamment, à  $\sqrt{s} = 7$  TeV. Cela nous a permis d’évaluer le nombre d’événements « jet » produits en un an de prise de données à luminosité nominale et d’estimer sur quels domaines de  $p_T$  ces derniers peuvent être reconstruits.

Ces études ont été réalisées sur des données MC récupérées directement à la sortie du générateur PYTHIA. Cependant, les résultats expérimentaux sont quelque peu différents. En effet, les jets sont reconstruits à partir de données réelles qui sont stockées sous forme de listes de particules mesurées par les trajectomètres et les cellules du calorimètre, comme nous l’avons vu au chapitre 4. Ces données sont transmises aux algorithmes de reconstruction de jets, que nous avons vus au chapitre 6 et qui regroupent traces et cellules du calorimètre en objets « jet ». Toutes les étapes de la mesure expérimentale introduisent des erreurs dans la mesure des jets et se répercutent sur les distributions finales (section efficace, Plateau Bossu, etc.).

Dans ce chapitre, nous présentons les différentes causes qui contribuent à modifier le  $p_T$  d’un jet mesuré par rapport à son  $p_T$  vrai. La méconnaissance de ce vrai  $p_T$  conduit à des distorsions des distributions expérimentales.

Nous énumérons les différents biais de mesure des jets et estimons ensuite leur impact sur le  $p_T$  mesuré expérimentalement dans ALICE. Finalement, après avoir brièvement introduit les méthodes correctives en cours d’étude dans ALICE, nous extrayons un facteur de correction en moyenne sur une distribution de section efficace inclusive de production de jets. Ces études sont effectuées sur des données MC.

### 8.1 Généralités sur les distorsions de la réponse expérimentale

#### 8.1.1 *Shift* en $p_T$

La première distorsion caractéristique de la réponse expérimentale est le décalage (*shift*) systématique d’une certaine valeur par rapport à la valeur véritable de la quantité mesurée. Dans le cas particulier de la mesure du  $p_T$  des jets, le *shift* est dû à une portion donnée du  $p_T$  qui n’est jamais mesurée. Il faut alors trouver le moyen d’estimer la valeur du  $p_T$  manquant pour la « rajouter » au résultat de la mesure. Cette valeur peut varier d’un intervalle de  $p_T$  à l’autre. Généralement, la détermination de l’efficacité de mesure aide à corriger les données de ce type de distorsion.

### 8.1.2 *Smearing* des spectres

#### Résolution sur une quantité et fluctuations

La remise à l'échelle de données mesurées par rapport à la valeur « vraie » n'est clairement pas suffisante pour prendre en compte l'ensemble des biais expérimentaux rencontrés. Généralement, les mesures d'une quantité ayant une valeur fixée oscillent autour d'une valeur moyenne. Les résultats de cette mesure se présentent donc le plus souvent sous la forme d'une distribution de type gaussien. La largeur de cette gaussienne est donnée par les fluctuations de la mesure autour de la valeur moyenne. Plus la gaussienne est large et plus la résolution sur la quantité en question est mauvaise, peu précise. Les résultats d'une mesure donnée peuvent ainsi s'étaler sur un large intervalle autour de la valeur moyenne, du fait par exemple, qu'un détecteur a une certaine résolution sur une mesure donnée, de la présence de fluctuations ou tout simplement à cause de la physique étudiée, etc.

Les fluctuations influent fortement sur les résultats de la mesure. Plaçons-nous, par exemple, dans le cas où l'on reconstruit un spectre qui est fortement décroissant avec  $p_T$ , comme c'est le cas pour les jets. Il faut garder à l'esprit que le  $p_T$  reconstruit à partir d'un  $p_T$  généré donné se distribue suivant une gaussienne dont la queue positive (bien que ne contenant que peu d'entrées) va fortement contribuer à peupler la partie supérieure des intervalles de  $p_T$  du spectre reconstruit. Ce dernier contiendra beaucoup plus d'entrées à grand  $p_T$  que le spectre « vrai » n'en contient en réalité. Cela a pour conséquence de provoquer un effet de brouillage (*smearing*) des spectres qui sont alors plus peuplés à haut  $p_T$  [61].

#### Corrections par *unfolding*

Dans l'absolu, les fluctuations et/ou résolution modifient le signal mesuré mais la correction à appliquer pour prendre en compte ces effets est plus complexe qu'une correction sur le *shift* d'une quantité. Le *smearing* se corrige par la méthode de déconvolution (*unfolding*).

L'*unfolding* permet de déterminer comment la distribution  $f(x)$  de la variable  $x$  est dégradée par la mesure expérimentale dont le résultat est la distribution  $g(y)$  de la variable  $y$  [131]. Il consiste à résoudre l'équation suivante :

$$g(y) = \int A(y, x)f(x)dx \quad (8.1)$$

La fonction  $A(y, x)$  contient les effets de dégradation du signal. La résolution de cette équation de façon numérique nécessite de discrétiser  $g(y)$  et  $f(x)$ . On peut le faire au moyen d'histogrammes (qui peuvent être multidimensionnels). L'équation 8.1 s'écrit alors :

$$Y = A.X \quad (8.2)$$

où  $X$  (le signal vrai) et  $Y$  (le résultat de la mesure) sont des vecteurs comptant respectivement  $n$  et  $m$  éléments qui correspondent au nombre de valeurs contenues dans les histogrammes. Le passage de  $X$  à  $Y$  se fait par la matrice  $A$ , dite de réponse, de dimension  $n \times m$ , qui contient tous les termes de dégradation du signal.

L'élément  $a_{ij}$  de la matrice  $A$  nous donne la probabilité d'observer une certaine entrée dans l'intervalle numéro  $i$  de l'histogramme  $Y$  pour une vraie valeur dans l'intervalle numéro  $j$  de l'histogramme  $X$  comme le montre l'équation 8.3.

$$y_i = \sum_{j=1}^m a_{ij}x_j \quad (8.3)$$

Dans le cas particulier où l'on veut déterminer la matrice de réponse des détecteurs, on compare les jets reconstruits par un algorithme à la sortie de PYTHIA et les jets reconstruits par

ce même algorithme à la sortie de GEANT3. Dans ce cas, la différence entre les deux ensembles de jets provient de ce qu'à la sortie de GEANT3, les particules utilisées pour reconstruire les jets ont subi les effets des détecteurs.

Formellement, on peut extraire de cette corrélation la matrice de réponse  $A$  et retrouver le signal vrai  $X$  à l'aide de la méthode d'inversion :  $X = A^{-1}Y$ . Mais la méthode de déconvolution pose plusieurs problèmes. Premièrement, il peut arriver que la matrice  $A^{-1}$  diverge. Et même quand ce n'est pas le cas, la statistique limitée pour obtenir la matrice de réponse peut mener à d'importantes fluctuations à haut  $p_T$  [132]. Par conséquent, la détermination rigoureuse de la matrice  $A^{-1}$  est difficile. En principe, elle comporte l'ensemble des corrections à apporter pour retrouver le signal physique mais elle peut aussi être décomposée sous la forme de plusieurs matrices de réponse contenant chacune la correction d'un effet en particulier. En revanche, nous ne présenterons pas de correction des spectres par la méthode d'*unfolding* encore en cours d'étude dans ALICE. En effet, ces études n'ont pas été l'objet de ce travail de thèse.

Il existe des alternatives qui permettent de contourner les problèmes de divergence soulevés précédemment comme par exemple, la déconvolution bayésienne [132]. C'est une méthode itérative basée sur le théorème de Bayes qui définit la relation entre la probabilité d'avoir la condition  $A$  en ayant la condition  $B$  et la probabilité d'avoir la condition  $B$  en ayant la condition  $A$ . Dans notre cas,  $A$  est le spectre de jets obtenu après leur reconstruction ( $m$  jets) et  $B$ , le spectre de jets réel ( $t$  jets). De l'application du théorème résultent les équations suivantes :

$$\tilde{A}_{tm} = \frac{A_{mt} \cdot P_t}{\sum_{t'} A_{mt'} P_{t'}} \quad (8.4)$$

$$U_t = \frac{1}{\epsilon_t} \sum_m X_m \tilde{A}_{tm} \quad (8.5)$$

$A$  est la matrice de réponse des détecteurs,  $P$  la forme supposée de la vraie distribution. L'équation 8.4 permet de définir  $\tilde{A}$ , la matrice de *smearing*.  $X$  est le spectre mesuré.  $\epsilon$  est l'efficacité de détection pour un événement d'une multiplicité donnée. À chaque itération, l'équation 8.5 approxime de plus en plus précisément la vraie distribution  $Y$  par la distribution  $U$  qui prend ensuite la place de  $P$  dans l'équation 8.4. Au bout de quelques dizaines d'itérations,  $U$  converge vers la vraie distribution  $Y$ .

## 8.2 Les facteurs de dégradation du signal liés à la mesure

Toute mesure expérimentale entraîne une distorsion du signal mesuré, mais suivant l'observable et les prédictions théoriques dont on dispose, on peut adopter une stratégie de correction différente. Tout dépend de la comparabilité des résultats expérimentaux avec les prédictions théoriques.

Certaines observables peuvent être prédites dans le cadre des conditions expérimentales. C'est le cas par exemple des spectres en  $p_T$  des jets. Parce qu'on peut prédire théoriquement la distribution des jets en  $p_T$ , pour un rayon donné, on peut ne corriger la mesure que des effets instrumentaux et du bruit de fond et pas des effets du rayon. Il suffit donc, pour comparer résultats expérimentaux et prédictions théoriques, d'utiliser un même rayon d'étude pour la reconstruction des jets.

En revanche, certaines observables physiques nécessitent de connaître le  $p_T$  total du parton initial pour pouvoir être comparées à la théorie. Il est dans ce cas nécessaire de corriger les résultats expérimentaux de tous les effets afin de remonter au mieux au niveau partonique. L'effet du rayon utilisé pour la reconstruction ne peut donc plus être négligé. Cela peut être le cas des observables de type Plateau Bossu, qui sont directement liées à l'énergie du parton initial [142].

Nous allons maintenant discuter des effets expérimentaux sur le  $p_T$  des jets reconstruits et les quantifier. Nous indiquerons quelle correction effectuer et si la correction de ces effets est indispensable, au regard des observables que l'on veut étudier.

### 8.2.1 Les algorithmes de reconstruction de jets

Quel que soit le « niveau » auquel on se place (partonique, hadronique ou cellules du calorimètre), les algorithmes de reconstruction sont indispensables à l'identification des jets. On ne peut donc pas présenter les effets des autres biais sur les jets sans utiliser les algorithmes. C'est le choix des **paramètres** des algorithmes qui va déterminer le nombre, la structure et le  $p_T$  des jets reconstruits. Les effets du schéma de recombinaison, de la graine (UA1), du  $p_T$  minimum des protojets (SIScone), etc. ne seront pas discutés ici. Nous nous intéresserons uniquement à l'effet du rayon et du paramètre de recouvrement dans le cas particulier de SIScone.

Afin d'avoir une idée de l'impact des principaux algorithmes que nous utilisons dans ALICE pour reconstruire les jets (UA1, SIScone,  $k_T$  et anti- $k_T$ ), nous avons simulé avec PYTHIA des événements p+p à  $\sqrt{s} = 7$  TeV. Nous avons sélectionné 3550, 4750 et 3150 événements pour lesquels Pycell ( $R = 1$ ) reconstruit au moins un jet de  $p_T$  égal à  $50 \pm 3$  GeV/c,  $75 \pm 4$  GeV/c et  $100 \pm 5$  GeV/c respectivement<sup>1</sup>. Puis, nous avons exécuté les algorithmes sur les particules primaires générées brutes (en sortie de PYTHIA, sans effets des détecteurs, on parle de *particle level*) de ces événements avec les rayons suivants : 0.2, 0.4, 0.7 et 1. Pour chacun de ces rayons, nous avons restreint l'acceptance de sélection des jets de sorte que ces derniers soient entièrement compris dans l'acceptance de simulation des traces ( $|\eta_{trace}| < 1.5$ ) :  $|\eta_{jet}| < 1.3, 1.1, 0.8$  et  $0.5$  respectivement. Les jets sélectionnés sont ceux de plus haut  $p_T$  et dont l'axe se situe à une distance inférieure à 0.1 de l'axe du jet reconstruit par Pycell dans le plan  $(\eta, \phi)$ .

Les paramètres des algorithmes, autres que le rayon, sont les suivants :

- SIScone : paramètre de recouvrement : 0.75,  $p_T$  minimum des protojets : 0 GeV/c,  $p_T$  minimum des jets : 5 GeV/c.
- UA1 : graine : 2 GeV/c,  $p_T$  minimum des jets : 5 GeV/c.
- $k_T$  :  $p_T$  minimum des jets : 5 GeV/c.
- anti- $k_T$  :  $p_T$  minimum des jets : 5 GeV/c.

La comparaison des algorithmes nous permettra de déterminer si l'utilisation d'un des algorithmes est plus appropriée ou si leurs résultats sont globalement les mêmes. Attention, les études que nous menons ici se rapportent à des collisions élémentaires p+p et à des échantillons de jets monoénergétiques.

Nous allons maintenant comparer chacun des quatre algorithmes à l'algorithme Pycell. La comparaison s'effectue selon le rapport de l'équation 8.6.

$$\frac{\Delta p_T}{p_T} = \frac{p_{T,pycell} - p_{T,algo}}{p_{T,pycell}} \quad (8.6)$$

On calcule, événement par événement, l'écart relatif en  $p_T$  entre les jets reconstruits par Pycell ( $p_{T,pycell}$ ) et les jets reconstruits avec les autres algorithmes ( $p_{T,algo}$ ).

Sur les figures 8.1, 8.2 et 8.3, on peut observer le  $\Delta p_T/p_T$  pour les jets de 50, 75 et 100 GeV/c respectivement (échelle linéaire à gauche et logarithmique à droite), des algorithmes UA1 (en haut à gauche), SIScone (en haut à droite),  $k_T$  (en bas à gauche) et anti- $k_T$  (en bas à droite) pour des rayons de 0.2 (carrés rouges), 0.4 (triangles verts), 0.7 (étoiles bleues) et 1 (points noirs).

On va observer l'évolution des distributions présentées sur ces figures en fonction du rayon premièrement. On constate qu'à petit rayon, elles ont la forme d'une gaussienne plus une queue vers les valeurs positives de  $\Delta p_T/p_T$ . Plus le rayon augmente, plus cette queue se résorbe et les distributions tendent de plus en plus vers une forme gaussienne. Le  $\sigma$  des gaussiennes tend aussi à diminuer avec le rayon. On comprend aisément qu'en réduisant la taille du cône de reconstruction, on perde de l'information sur le signal qui se retrouve à l'extérieur du cône. Cet effet asymétrise

1. Par la suite nous parlerons des jets de 50 GeV/c, 75 GeV/c et 100 GeV/c sans préciser l'erreur.

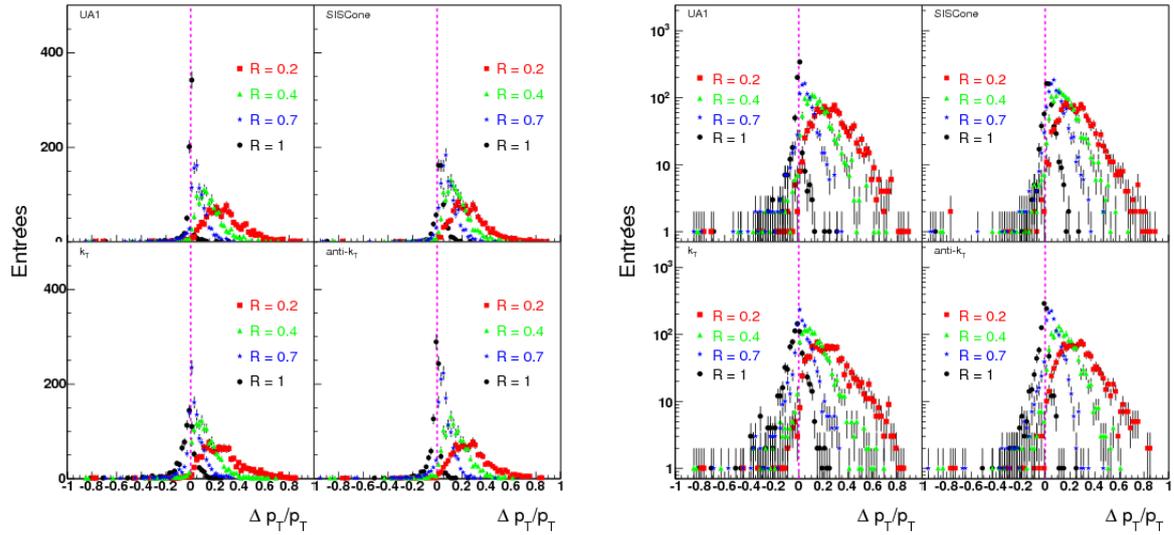


FIGURE 8.1 –  $\Delta p_T/p_T$  des jets de 50 GeV/c pour les algorithmes UA1 (en haut à gauche), SISCone (en haut à droite),  $k_T$  (en bas à gauche) et anti- $k_T$  (en bas à droite) pour des rayons de 0.2 (carrés rouges), 0.4 (triangles verts), 0.7 (étoiles bleues) et 1 (points noirs). À gauche : échelle linéaire, à droite : échelle logarithmique.

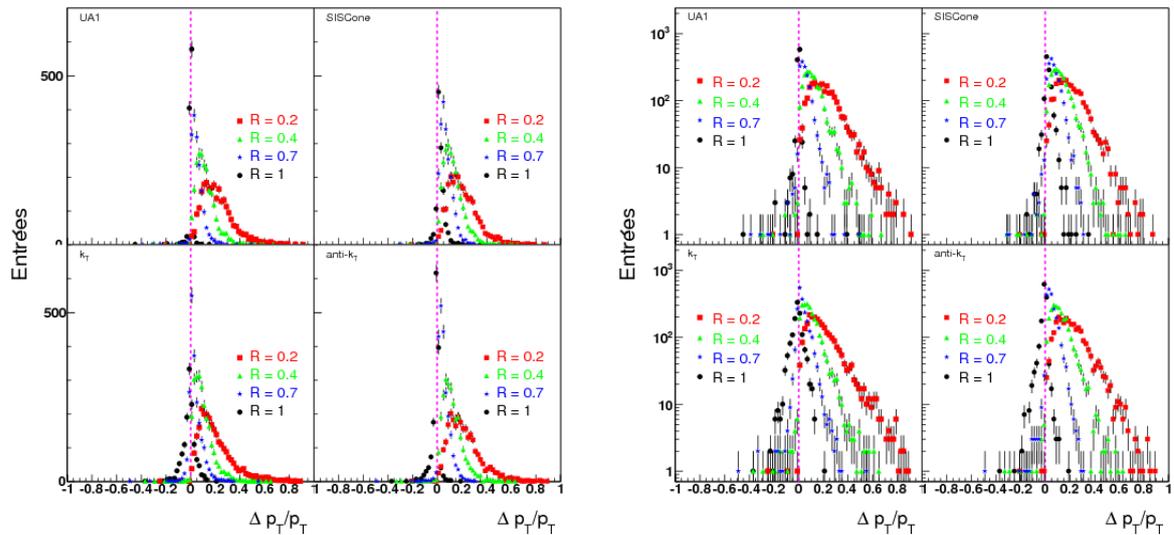


FIGURE 8.2 –  $\Delta p_T/p_T$  des jets de 75 GeV/c pour les algorithmes UA1 (en haut à gauche), SISCone (en haut à droite),  $k_T$  (en bas à gauche) et anti- $k_T$  (en bas à droite) pour des rayons de 0.2 (carrés rouges), 0.4 (triangles verts), 0.7 (étoiles bleues) et 1 (points noirs). À gauche : échelle linéaire, à droite : échelle logarithmique.

les gaussiennes et accentue les fluctuations.

On constate également un décalage du  $p_T$  reconstruit par rapport au  $p_T$  généré, très important à petit rayon et qui tend à se réduire lorsque  $R$  augmente.

Si maintenant on regarde l'évolution des distributions par algorithme à rayon fixé, on remarque que les distributions sont similaires à petit rayon : une gaussienne plus une queue qui disparaît quand le rayon augmente. En revanche, les tendances diffèrent quelque peu à grand rayon : seuls UA1 et anti- $k_T$  présentent des gaussiennes piquées à 0 avec un très petit  $\sigma$  pour  $R = 1$ . L'algorithme  $k_T$  présente plutôt cette tendance pour un rayon de 0.7. Quant à SISCone,

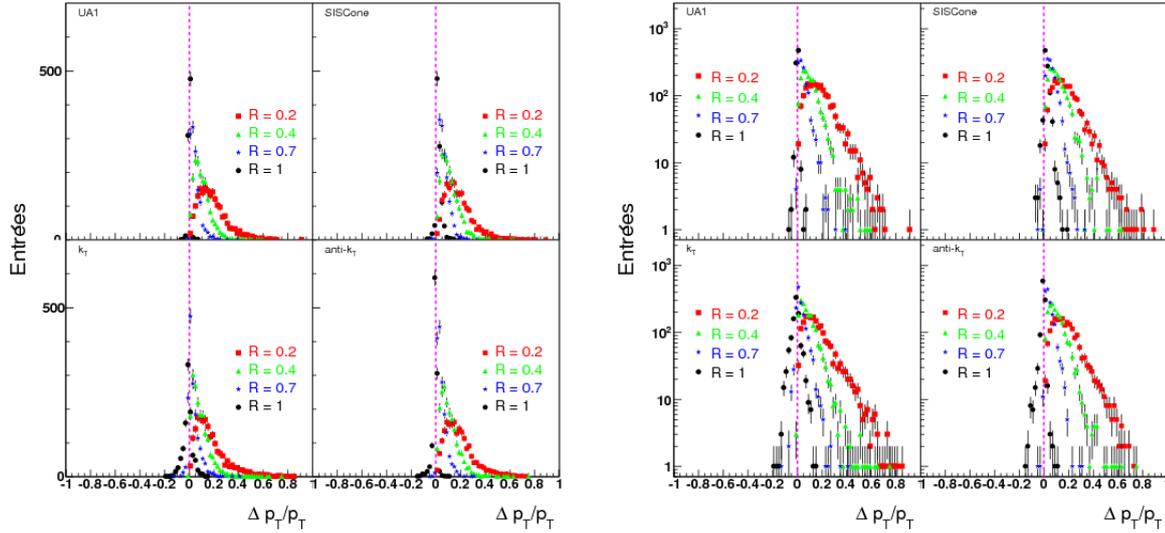


FIGURE 8.3 –  $\Delta p_T/p_T$  des jets de 100 GeV/c pour les algorithmes UA1 (en haut à gauche), SISCone (en haut à droite),  $k_T$  (en bas à gauche) et anti- $k_T$  (en bas à droite) pour des rayons de 0.2 (carrés rouges), 0.4 (triangles verts), 0.7 (étoiles bleues) et 1 (points noirs). À gauche : échelle linéaire, à droite : échelle logarithmique.

la gaussienne n'est jamais piquée à 0. La valeur moyenne est systématiquement au-dessus de 0, quel que soit le rayon.

On peut tirer de ces figures les conclusions suivantes. Pour un  $p_T$  de jet généré donné, et quel que soit l'algorithme, lorsque le rayon augmente, le  $p_T$  moyen reconstruit augmente pour se rapprocher du  $p_T$  reconstruit par Pycell avec un rayon de 1 (la queue positive disparaît). Donc le décalage entre  $p_T$  généré et  $p_T$  reconstruit se réduit. Cette tendance est plus clairement visible encore sur la figure 8.4. Elle présente les  $\Delta p_T/p_T$  moyens (en valeur absolue) pour  $k_T$  (carrés noirs), SISCone (points rouges), UA1 (triangles bleus) et anti- $k_T$  (triangles inversés verts), en fonction du rayon employé pour les jets de 50 GeV/c (à gauche), 75 GeV/c (au centre) et 100 GeV/c (à droite). Les barres d'erreur correspondent aux  $\sigma$  des distributions précédentes.

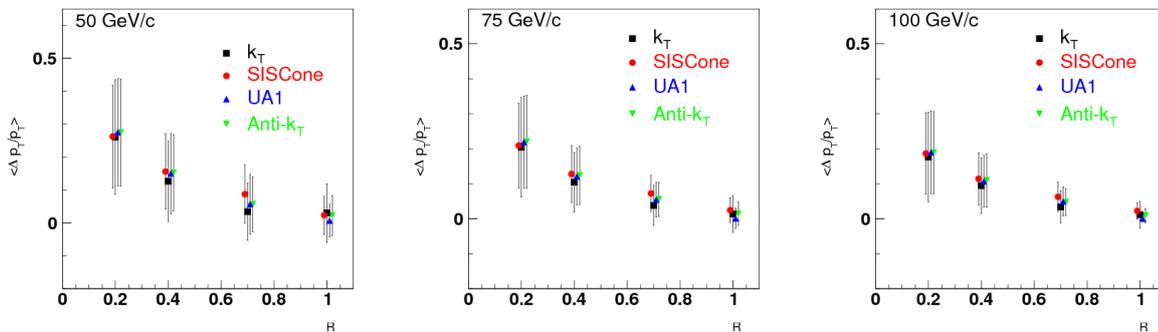


FIGURE 8.4 –  $\Delta p_T/p_T$  moyen sur les jets de 50 GeV/c (à gauche), 75 GeV/c (au centre) et 100 GeV/c (à droite) pour les algorithmes UA1 (triangles bleus), SISCone (points rouges),  $k_T$  (carrés noirs) et anti- $k_T$  (triangles inversés verts) pour différents rayons.

On constate pour des jets générés de 100 GeV/c par exemple, que l'on reconstruit environ 80% du  $p_T$  du jet avec un rayon de 0.2 et entre 95 et 100% avec un rayon de 1.

Cela signifie également que pour  $R = 0.2$ , 20% du  $p_T$  se trouve à l'extérieur du cône. Cette portion du jet qui se trouve à l'extérieur du cône induit des fluctuations dites *out of cone* qui biaisent et la détermination du  $p_T$  du jet et la détermination du bruit de fond (voir la partie 8.2.2). D'où le  $\sigma$  important à petit rayon. Avec l'augmentation du rayon, on tend à réduire ces fluctuations (et  $\sigma$ ) : moins de 5% du  $p_T$  se situe hors du jet reconstruit pour  $R = 1$ . Dans tous les cas, ces fluctuations vont entraîner un *smearing* des spectres. Ces fluctuations ne posent pas de problème si l'observable étudiée est un spectre de jets en  $p_T$ . En effet, les prédictions théoriques de cette observable se font à rayon donné. Les fluctuations *out of cone* sont donc comprises dans les prédictions. En revanche, pour des observables telles que le Plateau Bossu, dont les prédictions prennent en compte la totalité du  $p_T$  du jet, il faut retrouver, au mieux, le  $p_T$  vrai du jet. On doit donc faire un compromis sur le rayon afin de reconstruire un maximum de  $p_T$  et rejeter un maximum de bruit de fond. Mais les fluctuations resteront à corriger grâce aux méthodes d'*unfolding*.

Il ressort également des figures 8.1, 8.2 et 8.3, qu'à rayon égal à 1, UA1 et anti- $k_T$  reconstruisent plus de jets proches de ceux reconstruits par Pycell. Ceci est dû à leur méthode de reconstruction : en effet, ces deux algorithmes ont tendance à assembler les particules autour d'un « noyau dur » (autour d'un flux de  $p_T$ ), UA1 de par sa graine et anti- $k_T$  parce qu'il regroupe en tout premier lieu les particules dures proches. Toutefois cela ne semble pas être le cas de SIScone. Le  $p_T$  moyen reconstruit par SIScone est légèrement inférieur à celui des autres algorithmes à grand rayon. Mais cette observation reste dans les barres d'erreur de la mesure. On pourrait penser que cela provient du fait que SIScone fonctionne sans graine (contrairement à Pycell et UA1) et ne commence pas la reconstruction des jets à partir d'un « noyau dur » (comme anti- $k_T$ ). Or le  $p_T$  reconstruit par SIScone n'est pas inférieur à celui des autres algorithmes pour  $R = 0.2$ . Certainement, la procédure de *split/merge* (que ne possèdent pas UA1 et Pycell), se soldant plus fréquemment à grand rayon par une séparation des jets qui se recouvrent, tend à soustraire certaines particules des jets et donc à faire diminuer le  $p_T$  des jets reconstruits. Nous y reviendrons à la fin de cette partie.

Si l'on revient à la figure 8.4, il apparaît plus clairement que SIScone reconstruit des jets de  $p_T$  moins élevé que les autres à grand rayon. Néanmoins, dans les barres d'erreur, les algorithmes sont cohérents entre eux.

En comparant les distributions de la figure 8.4, on peut également commenter les  $\Delta p_T/p_T$  moyens en fonction du  $p_T$  généré : à rayon fixé, l'écart est plus important pour les jets générés de bas  $p_T$  que pour les jets générés de haut  $p_T$ . Cette tendance est plus frappante pour  $R = 0.2$ . Cela signifie que le  $p_T$  reconstruit est plus proche du  $p_T$  généré à petit rayon quand le  $p_T$  généré est élevé. On peut donc en conclure que les jets de haut  $p_T$  sont plus collimatés.

Nous avons également effectué une comparaison entre les quatre algorithmes en observant leurs  $p_T$  moyens reconstruits. Nous avons tracé pour tous les algorithmes et les quatre rayons considérés, les distributions du nombre de jets reconstruits en fonction du  $p_T$ . Nous en avons extrait les valeurs moyennes et les  $\sigma$  pour tracer les histogrammes présentés sur les figures 8.5, 8.6 et 8.7 : SIScone (points rouges),  $k_T$  (carrés noirs), anti- $k_T$  (triangles verts inversés) et UA1 (triangles bleus). Ces figures correspondent à des jets de  $p_T = 50$  GeV/c, 75 GeV/c et 100 GeV/c respectivement. Les erreurs correspondent au  $\sigma$  des gaussiennes. Les figures présentent également (en bas), les rapports entre  $p_T$  moyens de chaque algorithme : SIScone/UA1 (points rouges),  $k_T$ /SIScone (carrés noirs),  $k_T$ /UA1 (triangles bleus), anti- $k_T$ /UA1 (triangles inversés verts), anti- $k_T$ /SIScone (cerclles jaunes) et anti- $k_T$ / $k_T$  (triangles vides violets).

Ces différentes comparaisons nous permettent de confirmer les remarques précédentes. Pour tous les algorithmes, le  $p_T$  reconstruit est décalé par rapport au  $p_T$  généré. Ce décalage diminue avec le rayon, de même que les fluctuations *out of cone*. Les algorithmes sont cohérents entre eux mais SIScone reconstruit en moyenne des jets de  $p_T$  un peu moins élevé que les autres à grand

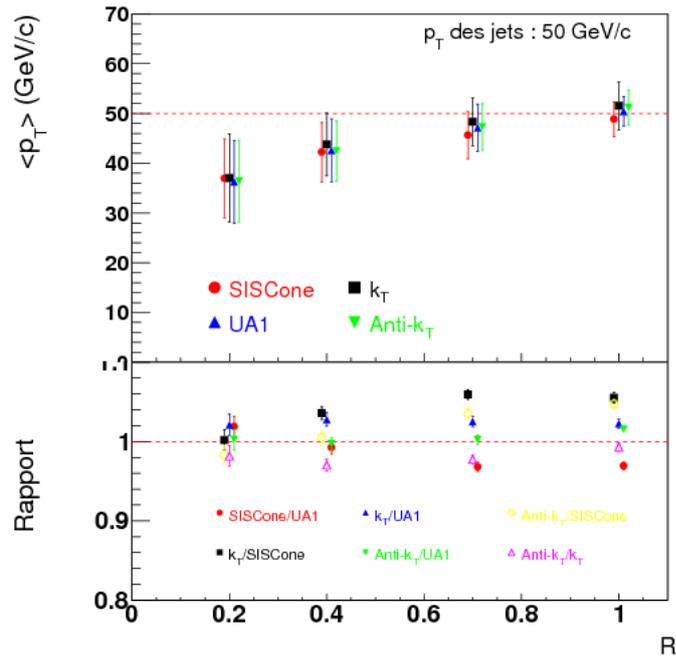


FIGURE 8.5 – En haut :  $p_T$  moyen des jets reconstruits avec SIScone, UA1,  $k_T$  et anti- $k_T$  en fonction du rayon utilisé, pour des jets simulés de 50 GeV/c. En bas : rapport de ces moyennes entre algorithmes.

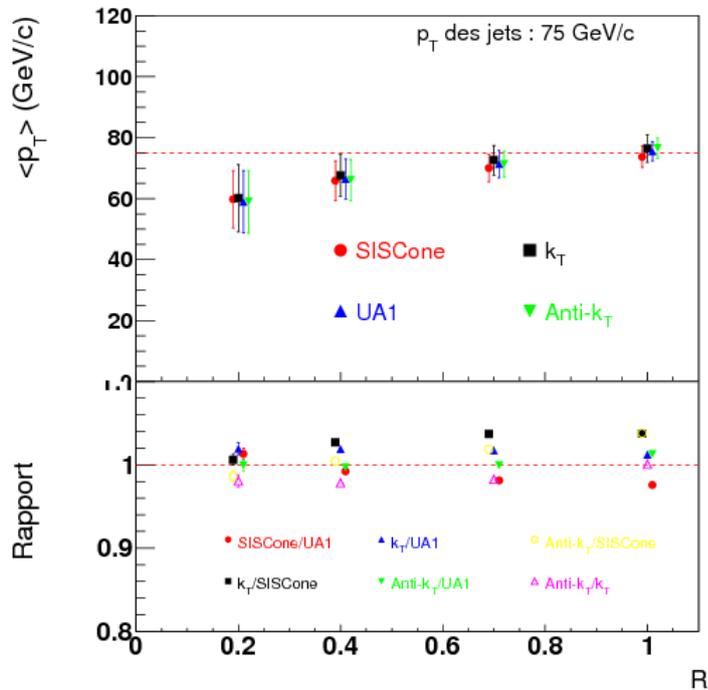


FIGURE 8.6 – En haut :  $p_T$  moyen des jets reconstruits avec SIScone, UA1,  $k_T$  et anti- $k_T$  en fonction du rayon utilisé, pour des jets simulés de 75 GeV/c. En bas : rapport de ces moyennes entre algorithmes.

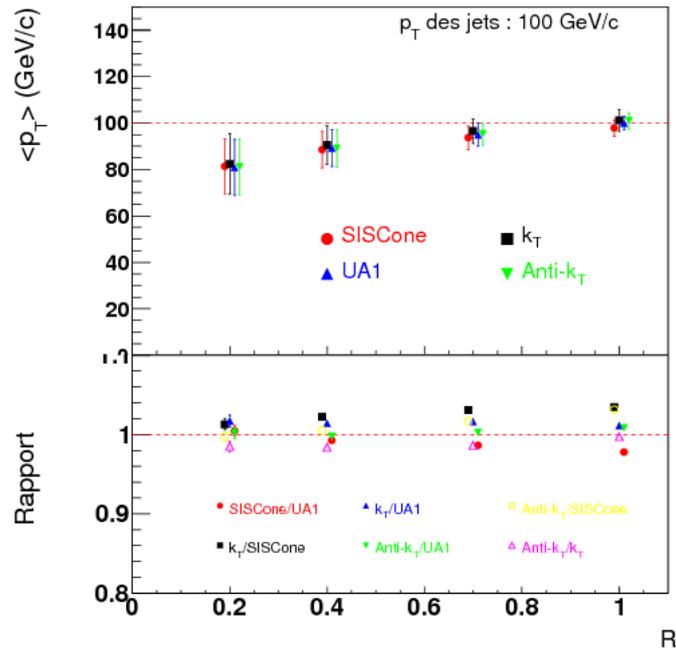


FIGURE 8.7 – En haut :  $p_T$  moyen des jets reconstruits avec SIScone, UA1,  $k_T$  et anti- $k_T$  en fonction du rayon utilisé, pour des jets simulés de 100 GeV/c. En bas : rapport de ces moyennes entre algorithmes.

rayon.

Si l'on observe maintenant les rapports des figures 8.5, 8.6 et 8.7, on remarque que les rayons pour lesquels les algorithmes concordent le plus entre eux sont 0.2 et 0.4. Néanmoins, ce sont les rayons 0.4 et 0.7 qui seront utilisés de préférence (en ions lourds et dans les collisions p+p respectivement<sup>2</sup>), car ils permettent à la fois de récupérer un maximum d'impulsion transverse du jet tout en minimisant le bruit de fond et de reconstruire des jets entièrement compris dans l'acceptance des détecteurs [90].

Pour un rayon égal à 0.2, SIScone reconstruit des  $\langle p_T \rangle$  plus élevés que les autres algorithmes de type cône (UA1 et anti- $k_T$ ). Là encore, la procédure de *split/merge* doit en être responsable. En effet, à petit rayon, elle se termine majoritairement par une réunification des jets qui se recouvrent.

Les algorithmes UA1 et anti- $k_T$  sont ceux dont les résultats sont les plus proches, quel que soit le rayon, entre eux et par rapport aux autres algorithmes. Il semble donc que leur méthodes d'appariement différentes (toutes les particules dans un cercle de rayon donné à partir d'une graine pour UA1 et appariement des particules de haut  $p_T$  tout d'abord pour anti- $k_T$ ) n'induisent pas de profonde différence pour ce qui est des collisions p+p.

L'algorithme  $k_T$  semble reconstruire des  $p_T$  moyens plus élevés que les autres. Au lieu de rechercher un flux de  $p_T$ , il constitue des « grappes » de particules en commençant par les particules de petit  $k_T$ . Le flux principal en  $p_T$  n'est donc pas le point de départ. Cet algorithme a ainsi tendance à balayer un espace plus important pour reconstruire les jets et à prendre en compte plus de particules dans leur reconstruction. C'est ce qui pourrait expliquer ce  $\langle p_T \rangle$  plus élevé.

2. Le rayon de 0.4 est également utilisé pour les collisions p+p afin de servir de référence aux collisions d'ions lourds

Ces différentes observations nous permettent donc de conclure que d'un algorithme à l'autre, à  $R$  fixé, les résultats sont proches de ceux de Pycell et sont proches entre eux. Cela signifie que notre choix de paramètres pour chacun des algorithmes individuellement, nous mène à des résultats cohérents. Nous utiliserons donc par la suite un seul algorithme de reconstruction pour estimer la contribution des autres effets responsables de la dégradation du signal.

Finalement, nous avons étudié comment varie la résolution sur le  $p_T$  du jet définie comme  $\sigma / \langle p_T \rangle$  du fait de l'utilisation d'algorithmes de reconstruction en fonction du rayon de reconstruction. C'est ce qui est présenté sur la figure 8.8 pour des jets de 50 GeV/c (à gauche), 75 GeV/c (au centre) et 100 GeV/c (à droite). Les ensembles de valeurs de résolution et de  $\langle p_T \rangle$  manquant sont répertoriés dans les tableaux 8.1 et 8.2.

On peut conclure que l'utilisation des algorithmes de reconstruction nous mène à une résolution sur le  $p_T$  des jets qui varie de 5.8% à 23.9% pour des jets de 50 GeV/c, de 4.2% à 18.3% pour des jets de 75 GeV/c et de 3% à 15.2% pour des jets de 100 GeV/c pour des rayons variant de 1 à 0.2 respectivement. La résolution devient donc meilleure lorsque le  $p_T$  des jets est élevé puisque les fluctuations à l'extérieur du cône sont moins importantes.

Pour ce qui est du décalage en  $p_T$ , il varie d'environ -0.9% à 26.8% pour des jets de 50 GeV/c, de -0.1% à 21.3% pour des jets de 75 GeV/c et de 0.075% à 18.5% pour des jets de 100 GeV/c. Le  $p_T$  manquant baisse avec le rayon. Il semble plus important pour SIScone à grand rayon et pour UA1 et anti- $k_T$  à petit rayon. Il est généralement faible pour  $k_T$  quel que soit le rayon.

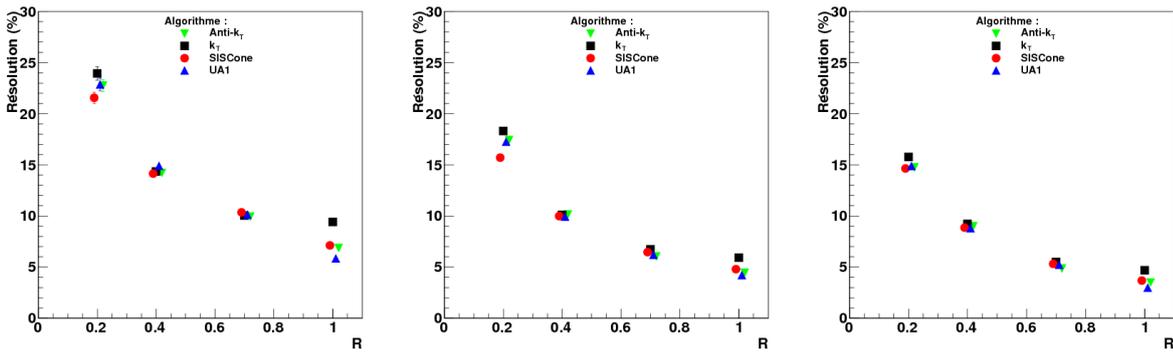


FIGURE 8.8 – Résolution sur le  $p_T$  des jets de 50 GeV/c (à gauche), 75 GeV/c (au centre) et 100 GeV/c (à droite).

Les algorithmes sont responsables à la fois d'un décalage en  $p_T$  et de fluctuations *out of cone* qui se corrigent respectivement par une estimation du  $p_T$  manquant et par *unfolding*. Ces corrections ne sont pas indispensables si les prédictions théorique se font dans un cône de rayon donné.

Revenons maintenant au cas de SIScone et à l'observation selon laquelle il reconstruit des  $\langle p_T \rangle$  moins élevés que les autres algorithmes à grand rayon. On soupçonne la procédure de *split/merge* et le paramètre de recouvrement d'en être responsables. En effet, la probabilité d'avoir des recouvrements de protojets est plus élevée à grand rayon. D'autant plus que nous prenons en compte tous les protojets, puisque nous n'appliquons pas de coupure sur leur  $p_T$ . Or, pour un paramètre de recouvrement élevé (comme c'est le cas pour nous avec 75%), la procédure de *split/merge* se termine plus facilement par un *splitting*. Pour l'illustrer, nous avons comparé le  $\langle p_T \rangle$  des jets reconstruits par SIScone (exemple pris pour des jets générés de 100 GeV/c), pour les quatre rayons d'étude avec des valeurs de paramètre de recouvrement de 10% et 75%. Nous avons également comparé le nombre total de jets reconstruits par l'algorithme dans tous les événements de la simultaion (sans coupure en  $p_T$ ). C'est ce que nous présentons sur les figures 8.9 et 8.10. Les points rouges correspondent à un rayon de 0.2, les carrés verts à un rayon de 0.4, les triangles bleus à un rayon de 0.7 et les croix noires à un rayon de 1.

Jets de 50 GeV/c : $\sigma / \langle p_T \rangle$ (%)	R = 0.2	R = 0.4	R = 0.7	R = 1
UA1	22.8	14.9	10.1	5.8
SISCone	21.5	14.1	10.3	9.4
$k_T$	23.9	14.3	10	9.4
anti - $k_T$	22.7	14.2	9.9	6.8
Jets de 75 GeV/c : $\sigma / \langle p_T \rangle$ (%)	R = 0.2	R = 0.4	R = 0.7	R = 1
UA1	17.3	9.9	6.2	4.2
SISCone	15.7	10	6.4	4.8
$k_T$	18.3	10.1	6.7	5.9
anti - $k_T$	17.4	10.1	6	4.4
Jets de 100 GeV/c : $\sigma / \langle p_T \rangle$ (%)	R = 0.2	R = 0.4	R = 0.7	R = 1
UA1	14.9	8.8	5.2	3
SISCone	13.2	7.7	5	3.8
$k_T$	15.2	8	5.2	4.8
anti - $k_T$	14.1	7.9	4.8	3.5

TABLE 8.1 – Résolution sur le  $p_T$  des jets de 50 GeV/c, 75 GeV/c et 100 GeV/c.

Jets de 50 GeV/c : $\langle p_T \rangle$ manquant (%)	R = 0.2	R = 0.4	R = 0.7	R = 1
UA1	27.5	15	5.7	-0.7
SISCone	26.2	15.6	8.7	2.3
$k_T$	26.1	12.6	3.4	-3
anti - $k_T$	27.4	15.2	5.6	-2.2
Jets de 75 GeV/c : $\langle p_T \rangle$ manquant (%)	R = 0.2	R = 0.4	R = 0.7	R = 1
UA1	21.9	12.1	5.4	-0.1
SISCone	20.9	12.8	7.2	2.4
$k_T$	20.4	10.4	3.8	-1.3
anti - $k_T$	22	12.4	5.4	-1.4
Jets de 100 GeV/c : $\langle p_T \rangle$ manquant (%)	R = 0.2	R = 0.4	R = 0.7	R = 1
UA1	19	10.7	4.9	0
SISCone	18.6	11.4	6.3	2.2
$k_T$	17.6	9.4	3.4	-1.1
anti - $k_T$	18.9	10.9	4.7	-0.8

TABLE 8.2 – Décalage sur le  $p_T$  des jets de 50 GeV/c, 75 GeV/c et 100 GeV/c.

On constate que le nombre total de jets reconstruits augmente quand on passe d'un paramètre de recouvrement de 10% à 75% sauf pour un rayon de 0.2. Cette observation est en accord avec le fait qu'un grand paramètre de recouvrement mène à plus de *splitting* et entraîne donc la reconstruction de plus de jets de plus petits  $p_T$ . Avec un petit rayon, il y a moins de recouvrement, la procédure de *split/merge* a donc moins d'influence, c'est pourquoi dans ce cas, le nombre de jets pour des paramètres de recouvrement de 10% et 75% est à peu près équivalent. C'est d'ailleurs pour ce rayon que SISCone reconstruit un  $p_T$  plus proche, voire plus élevé que celui des autres algorithmes.

Bien évidemment, le choix du paramètre de recouvrement n'est pas arbitraire : 75% est la valeur conseillée par les auteurs de l'algorithme pour éviter la formation de jets géants [149]. Nous y reviendrons plus loin.

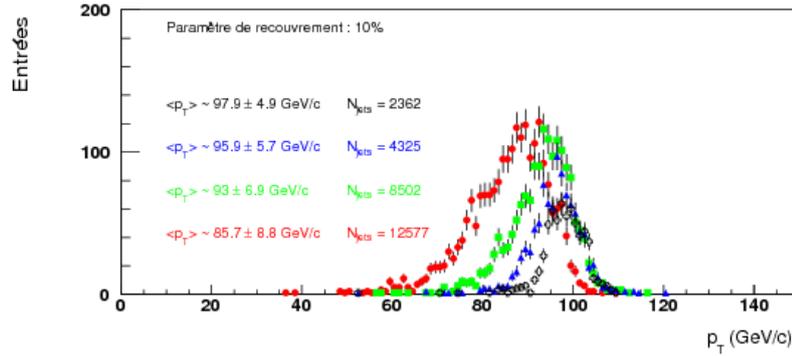


FIGURE 8.9 –  $p_T$  des jets reconstruits avec SIScone (paramètre de recouvrement de 10%) et un rayon de 0.2 (points rouges), 0.4 (carrés verts), 0.7 (triangles bleus) et 1 (croix noires). Les  $\langle p_T \rangle$ ,  $\sigma$  et nombre de jets totaux sont indiqués à côté.

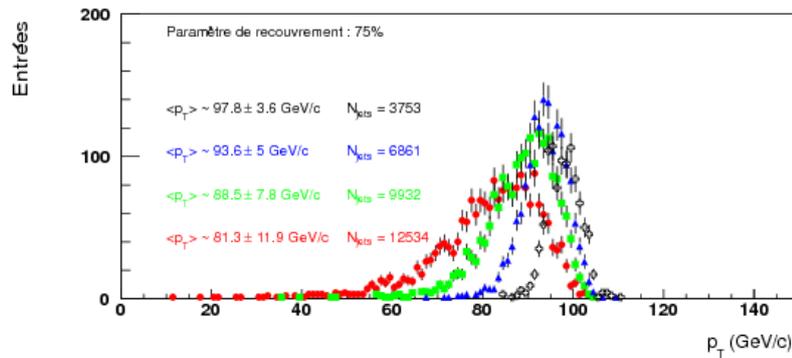


FIGURE 8.10 –  $p_T$  des jets reconstruits avec SIScone (paramètre de recouvrement de 75%) et un rayon de 0.2 (points rouges), 0.4 (carrés verts), 0.7 (triangles bleus) et 1 (croix noires). Les  $\langle p_T \rangle$ ,  $\sigma$  et nombre de jets totaux sont indiqués à côté.

## 8.2.2 Le bruit de fond dans les collisions p+p et Pb+Pb

Algorithmes de reconstruction et bruit de fond sont intrinsèquement liés. Le bruit de fond est constitué de tout ce qui n'est pas issu du processus dur mais que les algorithmes de reconstruction incluent malgré tout dans les jets. Dans les collisions p+p, en plus de l'UE, le bruit de fond vient principalement de l'empilement. En collisions Pb+Pb, le bruit de fond provient des multiples interactions nucléon+nucléon produisant une grande quantité de particules de bas  $p_T$ , de l'UE et de ses fluctuations. Ces dernières y sont beaucoup plus complexes que dans les collisions élémentaires du fait des systèmes à N corps qui entrent en collision. Parce que les algorithmes de reconstruction de jets ne différencient pas les particules constituant les jets des particules issues du bruit de fond, la quantité de bruit de fond incluse dans les jets va dépendre du choix des paramètres de reconstruction. Ceci est particulièrement vrai pour le choix du rayon qui peut conduire à la reconstruction de ce que l'on appelle de « faux » jets (*fake jets*) ou de jets que l'on pourrait qualifier de jets de bruit de fond. Il est en effet difficile de séparer de façon tranchée les jets reconstruits qui sont effectivement du signal de ceux uniquement constitués de particules de bruit de fond.

### Méthodes d'augmentation du rapport signal/bruit

#### 1. Diminution du rayon de reconstruction

L'échelle d'énergie du bruit de fond contenue dans les jets est proportionnelle à  $R^2$  et ses fluctuations, très importantes en ions lourds, sont proportionnelles à  $R$  [61]. S'appuyant sur la propriété de collimation des jets (voir la fin du chapitre 2), la méthode généralement employée pour réduire la contribution du bruit de fond dans les jets est de diminuer la taille du rayon employé pour la reconstruction des jets. En effet, une étude a montré qu'au LHC, 80% de l'énergie d'un jet est déjà contenue dans un rayon  $R = 0.3$  [61]. Ce qui confirme ce que nous avons vu dans la section précédente. Au LHC, dans les 10% de collisions d'ions lourds les plus centrales, on mesure actuellement un  $p_T$  par unité d'aire dû à l'UE compris entre 120 et 170 GeV/c avec des fluctuations de l'ordre de 12 GeV/c dans un rayon  $R = 0.4$  [146]. Cependant, la réduction de la taille du cône conduit à introduire une contribution non nulle du signal dans ce qui est considéré comme faisant partie du bruit de fond (tout ce qui se trouve à l'extérieur du cône d'étude), ce sont les fluctuations *out of cone*, précédemment introduites. On aura alors tendance à surestimer la valeur du bruit de fond. Par conséquent, bruit de fond et algorithmes de reconstruction nous obligent à faire un compromis sur  $R$  entre les fluctuations dites *out of cone* et les fluctuations du bruit de fond lors de la reconstruction des jets.

## 2. Choix du domaine d'étude en $p_T$ des jets

Une autre façon de ne pas être dominé par les effets des fluctuations du bruit de fond est d'étudier les jets dans un domaine en  $p_T$  où les fluctuations deviennent négligeables :  $p_{T,\text{mean}}^{\text{jet}} \gg \Delta p_{T,\text{bg}}$ . Au LHC par exemple, parce que les jets sont plus énergétiques et donc plus collimatés, ils émergent davantage du bruit de fond qu'à RHIC.

La figure 8.11 présente le  $\delta p_T$  obtenu pour des événements issus de collisions Pb+Pb à  $\sqrt{s_{NN}} = 5.5$  TeV par ALICE [146]. Le  $\delta p_T$  correspond aux  $p_T$  des jets reconstruits dans ces événements par anti- $k_T$  ( $R = 0.4$ ) auxquels on a soustrait le bruit de fond moyen (nous verrons comment estimer la valeur) ainsi que la valeur du  $p_T$  d'un jet de 50-100 GeV/c introduit dans chaque événement (on parle d'*embedding*). La figure présente différents cas correspondants à différents types de jets introduits : un simple jet de 50-100 GeV/c (bleu), un jet non *quenché* de 50-100 GeV/c (gris) et un jet *quenché* de 50-100 GeV/c (rouge). La partie négative de la distribution permet de quantifier l'effet des fluctuations du bruit de fond. Si l'on ajuste ce pan de distribution avec une gaussienne, on peut alors estimer, sur le côté positif quelle est la part des fluctuations du bruit de fond dans le signal réel.

On constate qu'au-delà d'un certain  $p_T$  (environ 60 GeV/c), le signal domine (au-dessus de la gaussienne). Il est donc préférable de se placer à un  $p_T$  de jet suffisamment élevé dans les collisions d'ions lourds pour s'affranchir au mieux des effets du bruit de fond et de ses fluctuations. Notons toutefois que pour les collisions p+p qui intéressent cette thèse, les effets du bruit de fond et de ses fluctuations sont bien moindres. Il n'est donc pas nécessaire de prendre ces précautions de travail.

## 3. Application de coupures en $p_T$ sur les traces

Pour faire « sortir » le signal jet du bruit de fond, une autre méthode consiste à appliquer des coupures à bas  $p_T$  sur les traces de l'événement. Cela permet de supprimer une grosse contribution du bruit de fond et de ses fluctuations tout en gardant la majeure partie du signal [61]. Ces coupures prennent en compte le fait que les particules de bas  $p_T$  proviennent en grande partie de l'empilement dans les collisions p+p ou de l'UE dans les collisions Pb+Pb.

Dans les collisions Pb+Pb, ce type de coupure présente tout de même des avantages. C'est ce que montre la figure 8.12. Il s'agit du même type de distribution que celle de

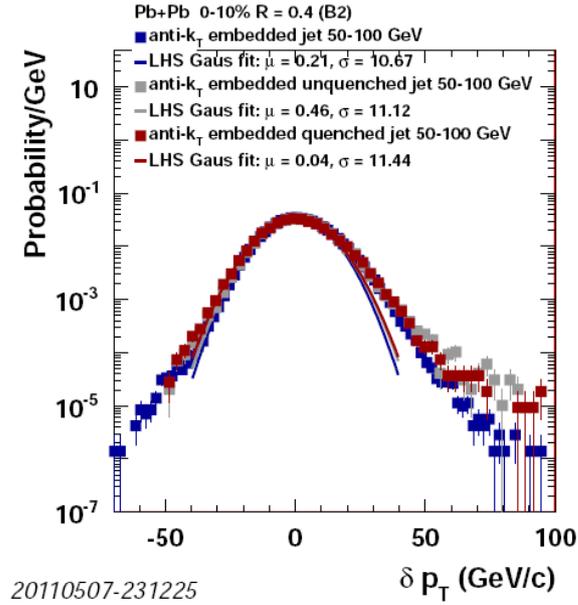


FIGURE 8.11 – Réponse à l'introduction d'un jet dans un ensemble d'événements Pb+Pb à  $\sqrt{s_{NN}} = 5.5$  TeV mesurés par ALICE [146].

la figure 8.11. On observe le  $\delta p_T$  dans les événements Pb+Pb les 10% les plus centraux mesurés par ALICE. Dans ces événements ont été ajoutés des traces de 50 à 250 GeV/c qui constituent une sorte de signal « jet ». Les jets ont ensuite été reconstruits en appliquant, sur toutes les traces, des coupures de 0.15 GeV/c (vert), 1 GeV/c (rouge) et 2 GeV/c (bleu). On constate que plus la coupure est élevée, plus le  $p_T$  à partir duquel le signal domine les fluctuations du bruit de fond est petit. Ceci prouve l'intérêt des coupures lors de l'étude des collisions d'ions lourds.

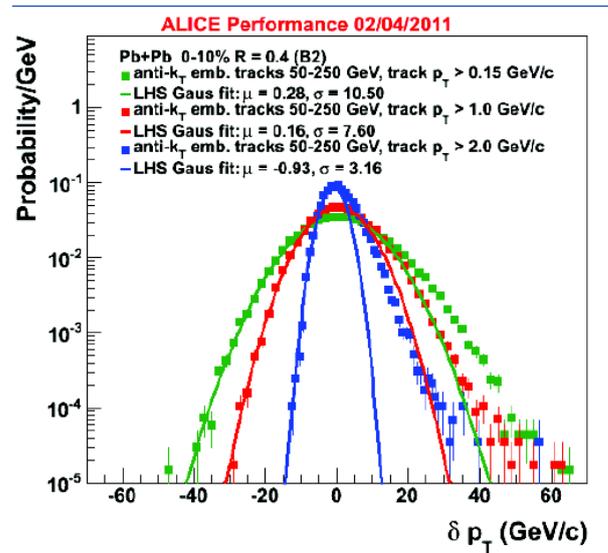


FIGURE 8.12 – Réponse à l'introduction d'un jet dans un ensemble d'événements Pb+Pb à  $\sqrt{s_{NN}} = 5.5$  TeV mesurés par ALICE [147].

On peut, cependant, se poser la question du biais que l'on introduit en utilisant une telle méthode. Premièrement, elle conduit à la reconstruction de jets de  $p_T$  moins important.

De plus, un jet ayant subi les effets d'un milieu partonique très dense aura plutôt tendance à être constitué de particules de bas  $p_T$  qui seront rejetées par la coupure. Par conséquent, imposer un seuil minimum sur le  $p_T$  des particules nous conduira à biaiser la population de jets reconstruits en éliminant les jets ayant beaucoup subi les effets du milieu.

Appliquer une coupure en  $p_T$  sur les traces lors de la reconstruction des jets dans les collisions d'ions lourds peut également être dangereux pour l'estimation de leur efficacité de reconstruction qui se base sur un MC. Une hypothèse sur la perte d'énergie devant être faite, il est dangereux de couper en  $p_T$  les traces dans la mesure où cette coupure pourrait ne pas avoir le même effet dans le MC *quenché* et dans la réalité. On risque ainsi de biaiser la correction.

Dans cette thèse, nous n'appliquerons pas de coupure en  $p_T$  autre que 150 MeV/c dans les données réelles (chapitre 9) car nous travaillons sur les collisions p+p. De plus, nous avons à notre disposition des méthodes qui permettent de s'affranchir des coupures en  $p_T$ . Nous y revenons dans la deuxième partie de la section suivante.

### Méthodes employées pour soustraire le bruit de fond

Les coupures introduites dans la section précédente servent à limiter l'absorption de bruit de fond dans le cône de reconstruction des jets de façon uniforme pour tous les événements. Nous allons maintenant présenter les deux méthodes qui nous ont permis d'estimer le bruit de fond moyen présent dans l'événement et d'en soustraire la valeur aux  $p_T$  des jets.

Dans la première méthode qui sera présentée ci-dessous, l'aire des jets,  $A_{\text{jet}}$ , correspond à la surface géométrique de ces derniers. Elle est définie par la surface  $\pi R^2$ , où  $R$  est le rayon employé pour leur reconstruction.  $p_T^{\text{ch}}$  correspond à la valeur minimale que doit avoir le  $p_T$  d'une particule pour que celle-ci soit utilisée pour la reconstruction des jets. La méthode du calcul de l'aire des jets, présentée ensuite, nous permettra d'introduire une autre définition de ce que l'on appelle l'aire d'un jet.

#### 1. Méthodes de soustraction de bruit de fond pour UA1 et cas particulier de la méthode du cône

La première méthode que nous avons utilisée est la méthode dite « du cône », applicable lors de la reconstruction des jets avec l'algorithme UA1. Elle a été développée par la collaboration ALICE avec deux autres méthodes (« statistique » et « du rapport » présentées en annexe E) pour estimer la contribution du bruit de fond dans les collisions d'ions lourds. Cependant, nous l'avons utilisée pour les collisions p+p.

Le  $p_T$  moyen du bruit de fond dans les jets est calculé de la façon suivante : événement par événement, on somme le  $p_T$  total des traces présentes sur l'aire ne contenant pas le jet. Cette aire est déterminée par la surface du plan  $(\eta, \phi)$  à laquelle la surface circulaire de rayon  $R_c$  (rayon employé pour la reconstruction du jet) autour du centre du jet a été soustraite<sup>3</sup>. Le bruit de fond compris dans le jet  $p_{T,\text{bg}}^{\text{cône}}$ , est évalué en redimensionnant le bruit de fond à la taille du jet, grâce au facteur  $K = A_{\text{jet}}/A_{\text{bg}}$  :

$$p_{T,\text{bg}}^{\text{cône}} = K \cdot \sum_{p_T > p_T^{\text{ch}}, R > R_c} p_T \quad (8.7)$$

La méthode du cône estime la valeur moyenne du bruit de fond dans un événement et prend en compte ses fluctuations d'un événement à l'autre. En revanche, elle ne permet pas de considérer les fluctuations du bruit de fond cellule par cellule dans un événement donné. Elle ne pourra pas prendre en compte une fluctuation locale donnée dans l'événement considéré.

3. L'aire ne contenant pas le jet peut être estimée en dehors de l'aire  $\pi R_i^2$  autour de l'axe du jet, avec  $R_i > R_c$ , afin de ne pas introduire dans le bruit de fond les fluctuations *out of cone*

Il a été constaté que les algorithmes favorisent la reconstruction des jets autour des fluctuations positives du bruit [148]. Un jet de bruit de fond peut donc être reconstruit alors qu'il ne correspond pas à un objet issu d'un processus dur. Inversement, un jet issu d'un processus dur peut être couplé à une fluctuation positive et voir son  $p_T$  totalement biaisé (de même que son axe) ou à une fluctuation négative et dans ce cas, peut ne pas être reconstruit.

Nous n'avons parlé dans nos exemples que d'événements à un seul jet, mais les trois méthodes peuvent bien sûr s'appliquer à des événements contenant plusieurs jets. Si elles parviennent toutes les trois à reproduire la valeur moyenne du bruit de fond, la méthode du rapport est cependant meilleure car elle permet d'obtenir une barre d'erreur sur ce dernier plus petite [104]. Notons que seuls les résultats obtenus avec la méthode du cône seront présentés ici. En effet, travaillant sur des collisions p+p, nous n'avons pas appliqué de coupure en  $p_T$  sur les traces autres que les coupures de très bas  $p_T$  appliquées pour leur sélection (voir le chapitre 9).

Dans la même logique, on peut déterminer le  $p_T$  du bruit de fond inclus dans des jets issus d'événements « dijet » en mesurant le  $p_T$  contenu dans des cônes de rayons identiques à ceux des jets, mais perpendiculaires en  $\phi$  à l'axe d'un dijet [13]. Nous n'avons pas utilisé cette méthode ici.

## 2. Calcul de l'aire des jets et estimation du bruit de fond par unité d'aire

Nous allons maintenant présenter la méthode de soustraction de bruit de fond implémentée dans le *package* FASTJET. Le but de la méthode est de déterminer la valeur  $\rho$  de l'impulsion transverse moyenne du bruit de fond par unité d'aire (dans le plan  $(\eta, \phi)$ ) présente dans un événement. Pour cela, on s'aide de l'aire des jets  $A_i$  d'impulsion transverse  $p_{Ti}$ .  $\rho$  est défini comme étant la médiane des rapports  $\frac{p_{Ti}}{A_i}$  des jets contenus dans l'événement en question [149] :

$$\rho = \text{median}\left[\frac{p_{Ti}}{A_i}\right] \quad (8.8)$$

Ici, le terme d'aire ne correspond nullement à la surface que le jet occuperait dans l'espace  $(\eta, \phi)$  et qui serait délimitée par la position des particules périphériques. Il s'agit de l'aire sur laquelle le jet est susceptible d'absorber du bruit de fond.

Pour calculer l'aire d'un jet, on s'appuie sur la propriété d'insensibilité aux divergences infrarouges des algorithmes de reconstruction : l'ajout de particules molles dans l'ensemble de particules servant à reconstruire les jets ne doit pas changer le nombre final de jets. Le principe général est le suivant : on va introduire des particules très molles, appelées *ghosts*, dans l'ensemble de particules de l'événement et exécuter à nouveau les algorithmes afin de déterminer l'aire des jets. Il existe deux types d'aires : les aires passives et les aires actives dont le principe est illustré sur la figure 8.13.

Dans le cas passif (à droite), l'aire est déterminée en balayant l'espace  $(\eta, \phi)$  avec un seul *ghost*. L'algorithme de reconstruction est appliqué dans ce plan pour chaque position de ce dernier. Toute position du *ghost* pour laquelle il est compté dans le jet constitue une partie de l'aire passive du jet. Ce type d'aire est plus approprié pour des bruits de fond localisés. Dans le cas actif (à gauche), on calcule l'aire du jet en introduisant de façon aléatoire un nombre de *ghosts* uniformément distribués dans tout le plan  $(\eta, \phi)$ . Les *ghosts* ont une aire prédéterminée. On applique alors l'algorithme de reconstruction sur l'ensemble constitué des vraies particules et des *ghosts* et on utilise l'aire des *ghosts* absorbés dans les jets pour

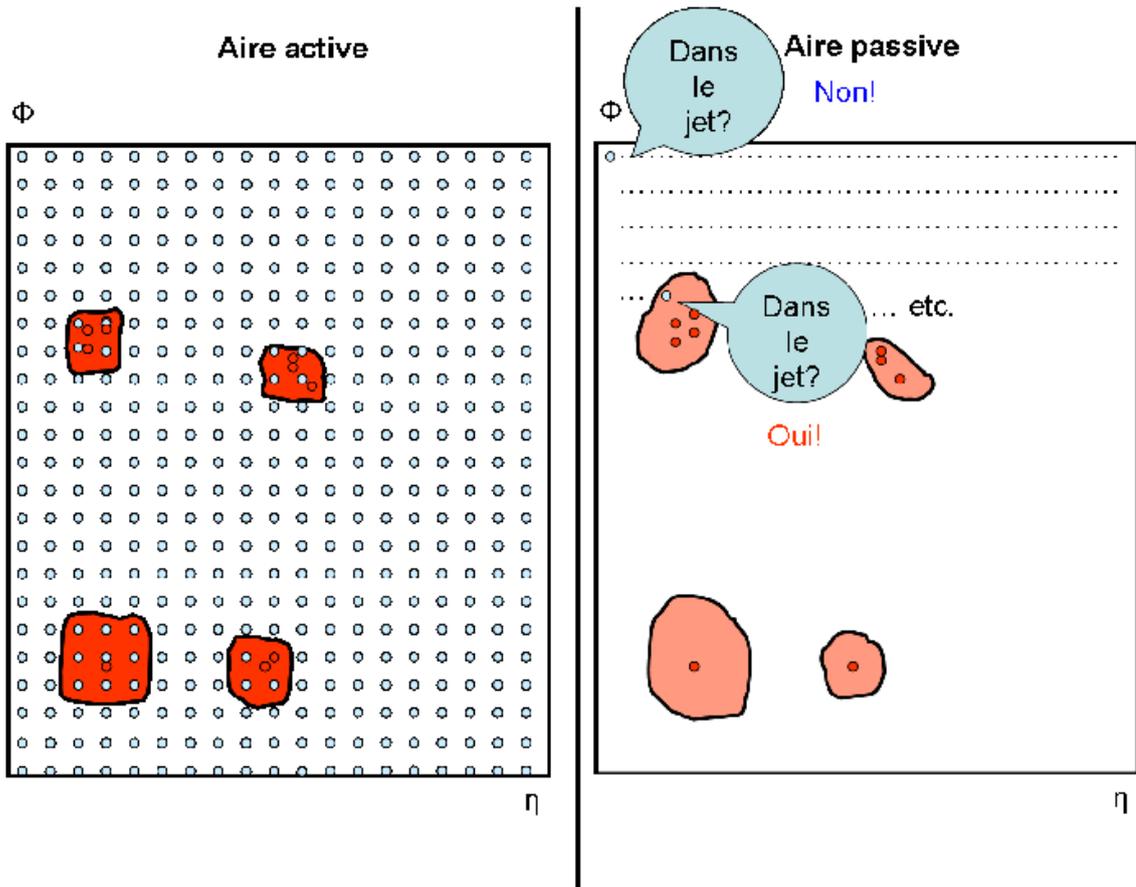


FIGURE 8.13 – Schéma explicatif des aires actives (à gauche) et passives (à droite). Le détail de la détermination de ces aires est décrit dans le texte. Les ronds verts représentent les *ghosts*. Les ronds rouges sont les particules de l'événement. Les zones rouges sont les aires calculées.

mesurer l'aire totale des jets. Ce type d'aire est recommandé pour déterminer un bruit de fond uniforme et diffus de type *pileup* ou *Underlying Event*.

Les résultats donnés pour les aires passives et les aires actives sont identiques pour des événements de haute multiplicité [149].

La détermination de  $\rho$  s'appuie ensuite sur la différence du rapport du  $p_T$  du jet et de son aire,  $p_T/A$ , entre les jets durs et les jets mous, constitués de bruit de fond. C'est ce que montre la figure 8.14 [150]. On peut y observer un événement « dijet » superposé à 10 événements *Minimum Bias* provenant du *pileup* de collisions p+p au LHC simulés par PYTHIA. On constate que les jets durs ont un rapport  $p_{T,i}/A_i$  beaucoup plus élevé que les autres jets qui, aux fluctuations près, se rapprochent d'une même valeur constante :  $\rho \sim 6$  GeV/c.

Remarque : pour la détermination de  $\rho$ , il est possible d'exclure le jet de plus haut  $p_T$  ou les deux jets de plus haut  $p_T$ , etc.

La correction en impulsion transverse des jets se fait alors de la façon suivante :

$$p_{T,i}^{\text{corr}} = p_{T,i}^{\text{rec}} - \rho \cdot A_i = B_i^A \quad (8.9)$$

où  $p_{T,i}^{\text{corr}}$  est la valeur du  $p_T$  du jet numéro  $i$  corrigé,  $p_{T,i}^{\text{rec}}$  est le  $p_T$  du jet reconstruit brut et  $A_i$  son aire.

Cette méthode fonctionne d'après le résultat de la figure 8.15 [150]. Dans un bruit de fond

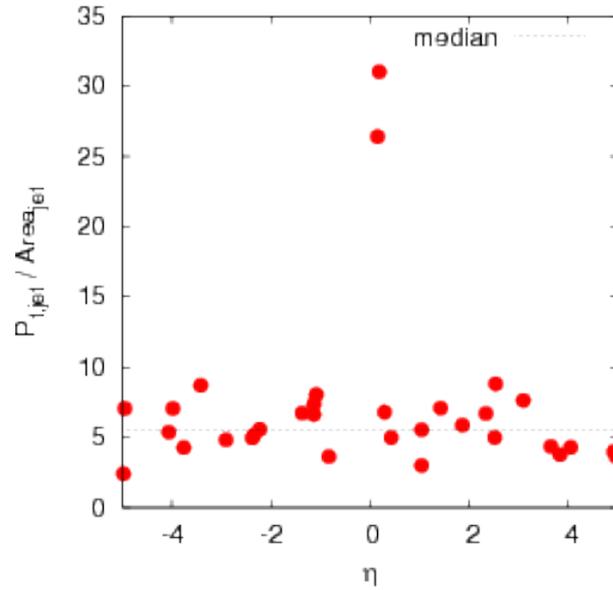


FIGURE 8.14 – Événement « dijet » superposé à 10 événements *Minimum Bias* provenant du *pileup* de collisions p+p au LHC simulés par PYTHIA [150].

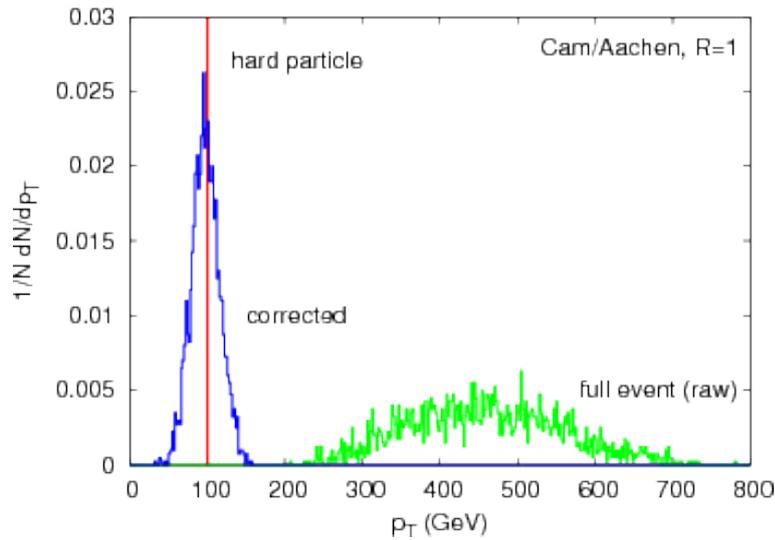


FIGURE 8.15 – Jets contenant une particule dure de  $p_T = 100$  GeV/c reconstruits avec un bruit de fond diffus (vert *raw*) et après la soustraction du bruit de fond (bleu, *corrected*) [150].

diffus ont été introduites des particules dures de  $p_T = 100$  GeV/c. On reconstruit alors le spectre en  $p_T$  *raw* (vert) en utilisant l'algorithme de reconstruction Cambridge/Aachen (Cam/Aachen) avec un rayon égal à 1 [145]. Après soustraction du bruit de fond par le calcul de l'aire des jets, on récupère le spectre corrigé *corrected* (bleu).

### Observations sur le calcul des aires

Dans cette partie, l'aire des jets est calculée mais le bruit de fond n'est pas soustrait des jets. Aucune coupure en  $p_T$  n'est appliquée, ni sur les traces, ni sur les jets.

Le calcul de l'aire des jets dépend de l'algorithme de reconstruction utilisé ainsi que des paramètres choisis. En effet, c'est la façon dont on reconstruit les jets qui va déterminer comment ils vont absorber du bruit de fond. Donc, la soustraction de bruit de fond introduit elle aussi des biais ([150], [151] et [149]). Néanmoins, c'est cette méthode d'estimation du bruit de fond que nous utiliserons par la suite dans cette thèse pour les algorithmes SIS Cone,  $k_T$  et anti- $k_T$ .

On peut utiliser des algorithmes et des rayons différents de ceux employés pour la reconstruction pour calculer le bruit de fond moyen présent dans l'événement.

Comme nous l'avons déjà dit, le choix d'un trop petit rayon peut s'avérer dangereux car il exclut une portion importante du signal qui va se retrouver dans le bruit de fond et va donc conduire à une surestimation de celui-ci. Donc, il vaut mieux prendre un rayon de 0.4 pour estimer la valeur de  $\rho$  même si on a reconstruit les jets avec un rayon de 0.2. Néanmoins, des méthodes ont été implémentées dans le *package* FASTJET pour pouvoir exclure de l'acceptance d'estimation du bruit de fond certaines zones spécifiées par l'utilisateur, en particulier les zones se situant autour des jets durs.

Et pour le choix de l'algorithme? Il est en fait recommandé d'utiliser les algorithmes  $k_T$  et Cambridge-Aachen pour calculer la valeur de  $\rho$  lorsqu'on reconstruit les jets avec SIS Cone et antik- $k_T$  [152].

Nous avons observé les aires calculées par UA1,  $k_T$ , anti- $k_T$  et SIS Cone pour trois paramètres de recouvrement (10%, 75% et 99%) dans des événements issus de simulations à bas et à haut intervalles de  $p_{T,\text{hard}}$  : 5-11 GeV/c et 200-249 GeV/c respectivement. C'est ce que nous présentons sur les figures 8.16, 8.17 (intervalle bas), 8.18 et 8.19 (haut intervalle). Notre but, en comparant ces intervalles de  $p_{T,\text{hard}}$ , est ici de comprendre quels types d'aires sont calculés par les algorithmes suivant que les jets sont « immergés » dans le bruit de fond ou qu'ils s'en détachent.

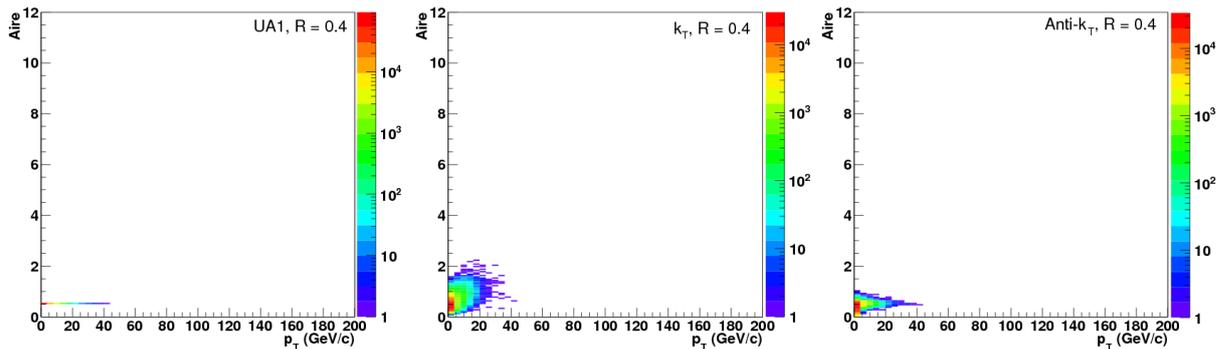


FIGURE 8.16 – Aire en fonction du  $p_T$  des jets reconstruits par UA1 (à gauche),  $k_T$  (au milieu) et anti- $k_T$  (à droite) avec un rayon de 0.4 dans un intervalle de bas  $p_{T,\text{hard}}$  : 5-11 GeV/c.

Quel que soit l'intervalle de  $p_{T,\text{hard}}$  considéré, les aires calculées par UA1 sont toutes les mêmes puisqu'elles sont purement géométriques et égales à la surface d'un cercle de rayon 0.4. Observons ce qui se passe pour le bas intervalle de  $p_{T,\text{hard}}$ . On observe pour tous les algorithmes un grand nombre de jets de très bas  $p_T$  (inférieur à 5 GeV/c). En plus du signal jet, ce « paquet » d'aires inclut un grand nombre de jets de bruit de fond. Lorsque le  $p_T$  des jets augmente, les aires diminuent dans le cas de SIS Cone et anti- $k_T$  pour tendre vers une valeur de 0.5 environ, qui correspond en fait à l'aire circulaire des jets de rayon 0.4 excepté à bas  $p_T$  où d'assez grandes aires subsistent correspondant à des jets de bruit de fond. Pour  $k_T$  en revanche, les aires sont

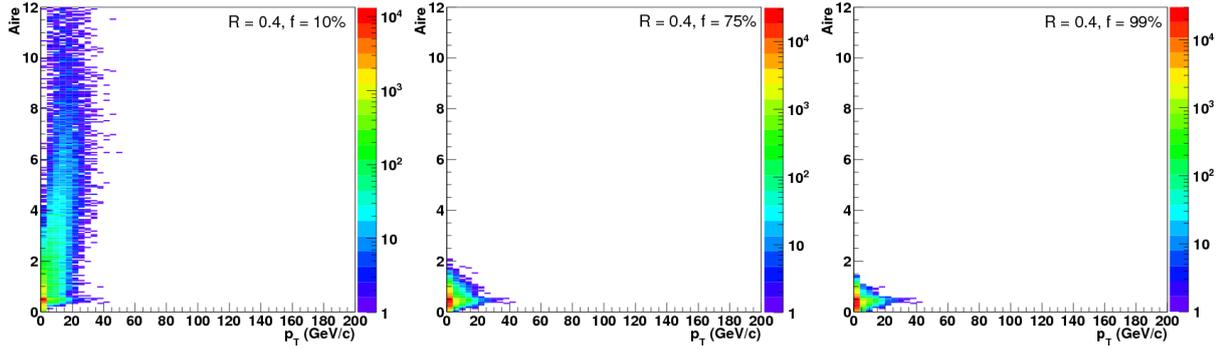


FIGURE 8.17 – Aire en fonction du  $p_T$  des jets reconstruits par SISCone ( $R = 0.4$ ) en fonction de leur  $p_T$  pour des paramètres de recouvrement de 10% (à gauche), 75% (au milieu) et 99% (à droite) dans un intervalle de bas  $p_{T,\text{hard}}$ .

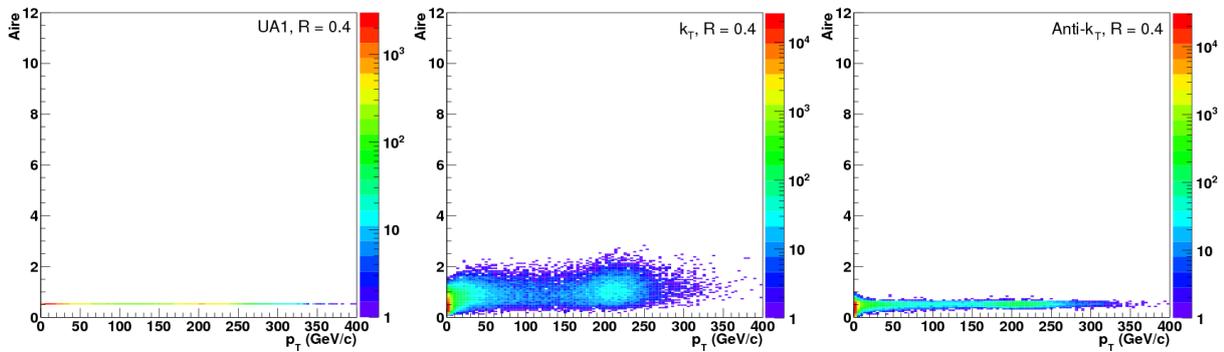


FIGURE 8.18 – Aire en fonction du  $p_T$  des jets reconstruits par UA1 (à gauche),  $k_T$  (au milieu) et anti- $k_T$  (à droite) avec un rayon de 0.4 dans un intervalle de haut  $p_{T,\text{hard}}$ .

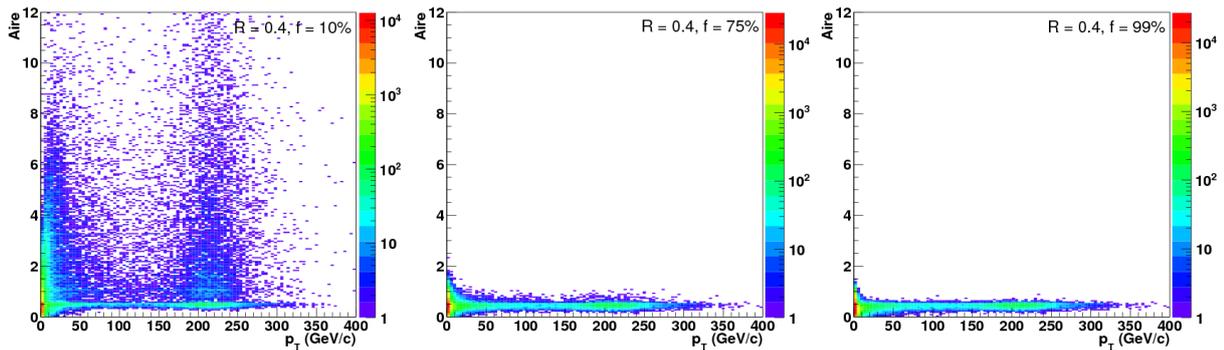


FIGURE 8.19 – Aire en fonction du  $p_T$  des jets reconstruits par SISCone ( $R = 0.4$ ) en fonction de leur  $p_T$  pour des paramètres de recouvrement de 10% (à gauche), 75% (au milieu) et 99% (à droite) dans un intervalle de haut  $p_{T,\text{hard}}$ .

distribuées de la même façon quel que soit le  $p_T$  du jet. La figure 8.17 montre également que le paramètre de recouvrement de SISCone joue énormément dans l'aire des jets reconstruits. Plus il y a de *merging* (bas paramètre de recouvrement) plus les jets ont des aires élevées.

Observons maintenant ce qui se passe pour le haut intervalle de  $p_{T,\text{hard}}$ . Là encore, les jets de bruit de fond (bas  $p_T$ ) sont très nombreux dans tous les cas. Les aires de SISCone « explosent » pour un bas paramètre de recouvrement et sinon se distribuent autour d'une valeur de 0.5 environ, comme pour l'algorithme anti- $k_T$ . On constate toujours que les jets de bas  $p_T$  sont ceux qui at-

teignent les aires les plus élevées. Au contraire, pour  $k_T$ , les aires sont uniformément distribuées sur tout le spectre en  $p_T$ . C'est la raison pour laquelle  $k_T$  (Cambridge-Aachen) est recommandé pour estimer la valeur de  $\rho$ , car il a l'avantage de reconstruire des jets d'aire plutôt uniformes. En revanche, que ce soit pour  $k_T$ , anti- $k_T$  ou SIScone, on remarque que l'on a également beaucoup de jets de très petites aires à bas  $p_T$  ( $< 20$  GeV/c), là encore, des jets de bruit de fond. Anti- $k_T$  est mauvais pour déterminer la valeur du bruit de fond car il est plutôt conçu pour regrouper les grands  $p_T$ . Quant à SIScone il peut reconstruire des jets d'aire proche de 0 ou alors d'aires énormes ce qui biaise la détermination de  $\rho$  [152].

Ces études suggèrent toutefois qu'il pourrait être judicieux d'appliquer des coupures sur les très basses aires dans le cas de tous les algorithmes ou sur les très hautes aires dans le cas de SIScone pour réduire la contribution des jets de bruit de fond à la mesure.

Pour les intervalles de bas et de haut  $p_{T,\text{hard}}$  considérés, l'algorithme  $k_T$  trouve les  $\rho$  présentés sur la figure 8.20.

On constate tout d'abord, qu'un grand nombre d'événements ne contiennent pas de bruit de

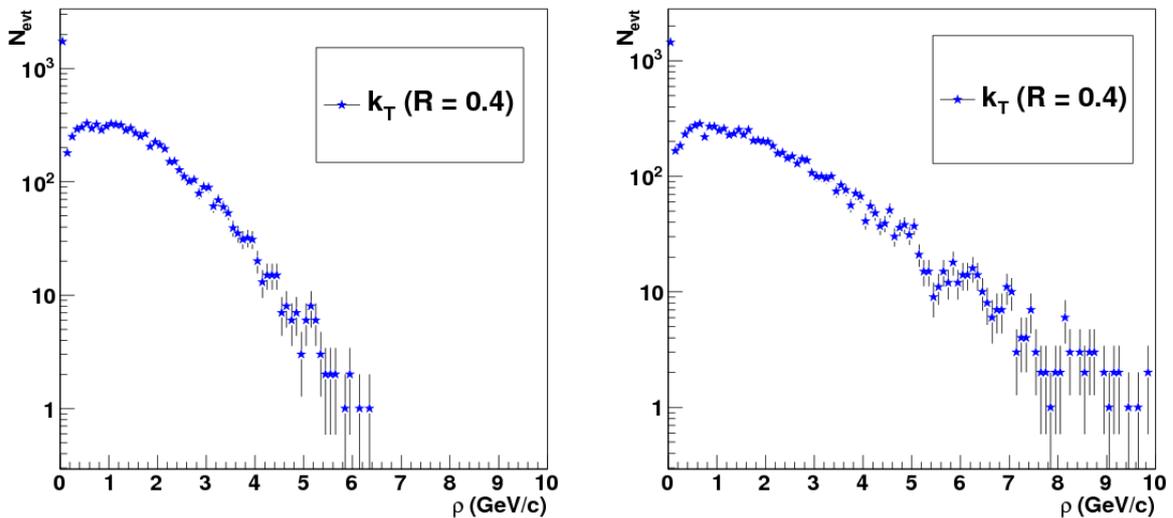


FIGURE 8.20 –  $\rho$  calculé par  $k_T$  avec un rayon 0.4 dans des événements issus de bas intervalle de  $p_{T,\text{hard}}$  (à gauche) et de haut intervalle de  $p_{T,\text{hard}}$  (à droite).

fond ( $\rho = 0$  GeV/c). En effet, le calcul de  $\rho$  (et des fluctuations) prend en compte les zones vides comme étant des jets de  $p_T$  nul. Ainsi, si plus de la moitié de la zone considérée pour l'estimation du bruit de fond est vide, l'estimation de  $\rho$  sera zéro [152]. Ces événements doivent donc correspondre à des événements de peu de multiplicité contenant très peu ou pas de bruit de fond.

Pour le même nombre d'événements par intervalle de  $p_{T,\text{hard}}$ , nous avons constaté que le nombre d'événements pour lesquels le bruit de fond calculé est nul est un peu plus élevé dans l'intervalle de bas  $p_{T,\text{hard}}$ . Lorsque le bruit de fond n'est pas nul, les valeurs de  $\rho$  calculées atteignent de plus hautes valeurs dans le cas haut intervalle de  $p_{T,\text{hard}}$  : on atteint  $\rho = 10$  GeV/c contre 6 GeV/c dans le bas intervalle. En termes de valeur moyenne, nous obtenons  $\langle \rho \rangle \sim 1.2$  GeV/c dans l'intervalle de bas  $p_{T,\text{hard}}$  et  $\langle \rho \rangle \sim 1.7$  GeV/c dans l'intervalle de haut  $p_{T,\text{hard}}$ .

Ces différentes observations nous ont permis de constater que tous les algorithmes et tous les rayons ne sont pas recommandables pour estimer la valeur du bruit de fond. C'est pourquoi il est vivement conseillé d'estimer le bruit de fond moyen avec  $k_T$  (ou Cambridge-Aachen) lors de la correction des jets reconstruits avec SIScone et anti- $k_T$  [149]. On peut également changer de rayon entre la reconstruction et l'estimation du bruit de fond.

Pour des événements p+p à  $\sqrt{s} = 7$  TeV, le bruit de fond inclus dans les jets de rayon 0.4 est en

moyenne compris entre 1.2 GeV/c et 1.7 GeV/c. Cela va induire un décalage dans la mesure du  $p_T$  des jets qui sera surestimé. Cette quantité doit être soustraite de ce dernier.

Revenons à l'observation que nous avons faite sur les figures 8.17 et 8.19 : les aires les plus grandes correspondent à des jets de très bas  $p_T$  notamment dans le cas de SISConc. Comment expliquer que des jets de bas  $p_T$  puissent absorber du bruit de fond plus facilement que les jets de haut  $p_T$ , signifiant par là qu'ils ont un « pouvoir attractif » plus élevé ? Nous avons constaté que les jets de haute aire et de bas  $p_T$  reconstruits par SISConc se situent en grande partie sur les bords de l'acceptance considérée.

Observons comment se répartissent les jets suivant  $\eta$ , pour les différents algorithmes de reconstruction. C'est ce que nous présentons sur les figures 8.21 et 8.22 pour les intervalles de bas et de haut  $p_{T,\text{hard}}$  respectivement et pour un paramètre de recouvrement de SISConc de 10% (pour des paramètres de 75% et de 99%, voir l'annexe F).

Les observations sont globalement les mêmes dans les deux intervalles de  $p_{T,\text{hard}}$ . On constate

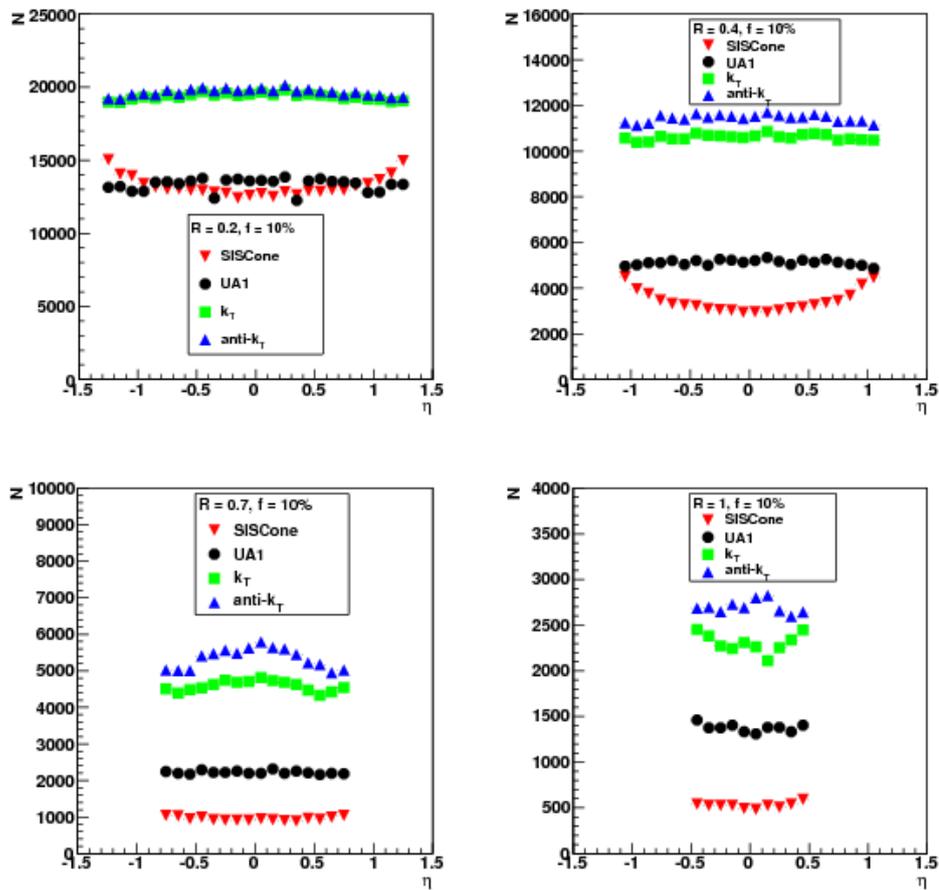


FIGURE 8.21 – Distribution selon  $\eta$  des jets (bas intervalle de  $p_{T,\text{hard}}$ ) reconstruits par UA1 (points noirs),  $k_T$  (carrés verts), anti- $k_T$  (triangles bleus) et par SISConc (triangles inversés rouges), pour un paramètre de recouvrement de 10% et un rayon de 0.2 (en haut à gauche), 0.4 (en haut à droite), 0.7 (en bas à gauche) et 1 (en bas à droite).

pour tous les algorithmes que le nombre de jets diminue avec le rayon. Ceci est encore plus marqué pour SISConc à grand rayon et petit paramètre de recouvrement puisque le recouvrement, plus fréquent, se solde plus souvent par un *merging*. D'ailleurs, lorsqu'on augmente la valeur du paramètre de recouvrement, SISConc reconstruit, comparativement aux autres algorithmes de plus en plus de jets pour être finalement l'algorithme qui en reconstruit le plus à grand rayon.

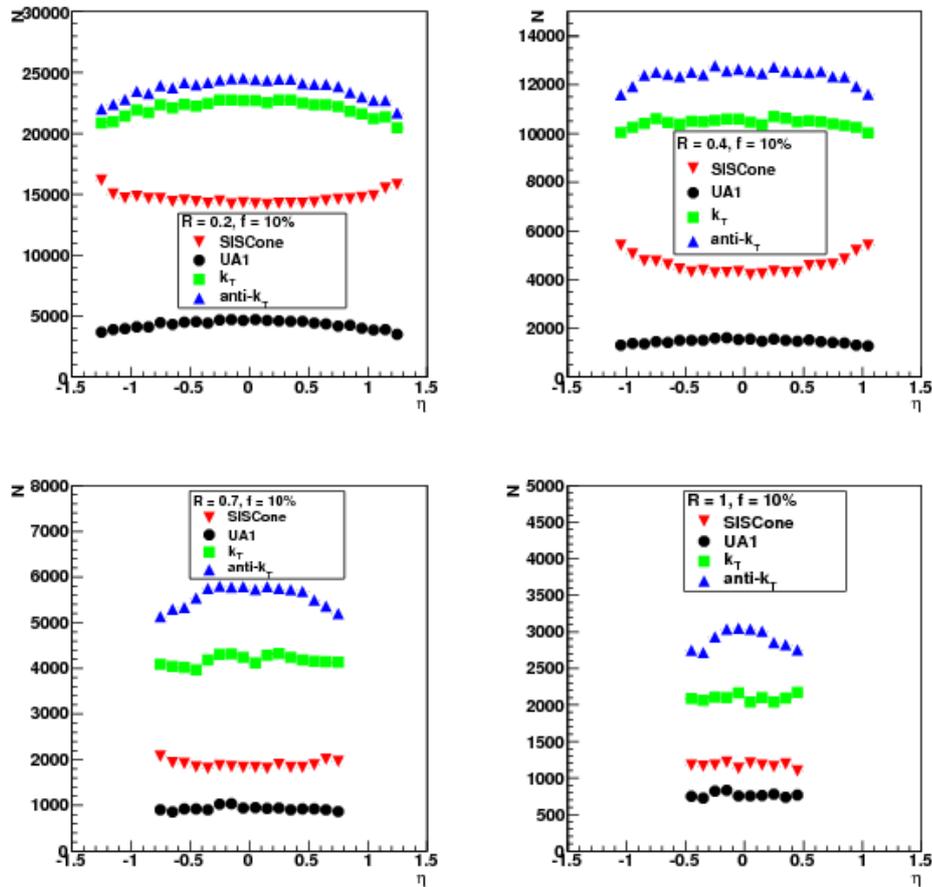


FIGURE 8.22 – Distribution selon  $\eta$  des jets (haut intervalle de  $p_{T,\text{hard}}$ ) reconstruits par UA1 (points noirs),  $k_T$  (carrés verts), anti- $k_T$  (triangles bleus) et par SISConc (triangles inversés rouges), pour un paramètre de recouvrement de 10% et un rayon de 0.2 (en haut à gauche), 0.4 (en haut à droite), 0.7 (en bas à gauche) et 1 (en bas à droite).

UA1, qui dans cette partie a été exécuté avec une graine nulle et aucune limite sur le nombre de jets sélectionnés, est l'algorithme qui reconstruit le moins de jets (si l'on exclut le cas bas intervalle de  $p_{T,\text{hard}}$  et bas paramètre de recouvrement pour SISConc). UA1 est un algorithme de type cône qui ne possède pas de procédure de *split/merge*. Ainsi toute particule ayant été attribuée à un jet ne peut plus servir à la reconstruction d'un autre jet, ce qui diminue le nombre de jets finaux.

$k_T$  et anti- $k_T$  retrouvent à peu près le même nombre de jets à petit rayon, puis anti- $k_T$  en reconstruit plus à grand rayon.

Les distributions en  $\eta$  sont des plateaux, on observe tout de même une diminution du nombre de jets aux bords de l'acceptance. Sauf pour SISConc. Ceci est particulièrement flagrant à petit rayon et petit paramètre de recouvrement. Contrairement aux autres algorithmes, c'est aux bords de l'acceptance que SISConc reconstruit le plus de jets.

Nous avons relié ce « surplus » aux jets de bas  $p_T$  et de haute aire comme le montrent les figures 8.23 et 8.24 pour un paramètre de recouvrement de 10% (les cas 75% et 99% sont présentés dans l'annexe F). Nous avons regardé, dans le cas particulier de SISConc ( $R = 0.4$ ), comment varie la distribution en  $\eta$  suivant :

- que l'aire est inférieure (première ligne à gauche) ou supérieure (première ligne à droite) à  $\pi R^2$  ;
- que le  $p_T$  des jets est supérieur (deuxième ligne à gauche) ou inférieur (deuxième ligne à

droite) à 5 GeV/c ;

- que l'aire des jets est supérieure à  $\pi R^2$  et que leur  $p_T$  est supérieur (troisième ligne à gauche) ou inférieur (troisième ligne à droite) à 5 GeV/c ;
- que l'aire des jets est inférieure à  $\pi R^2$  et que leur  $p_T$  est supérieur (dernière ligne à gauche) ou inférieur (dernière ligne à droite) à 5 GeV/c.

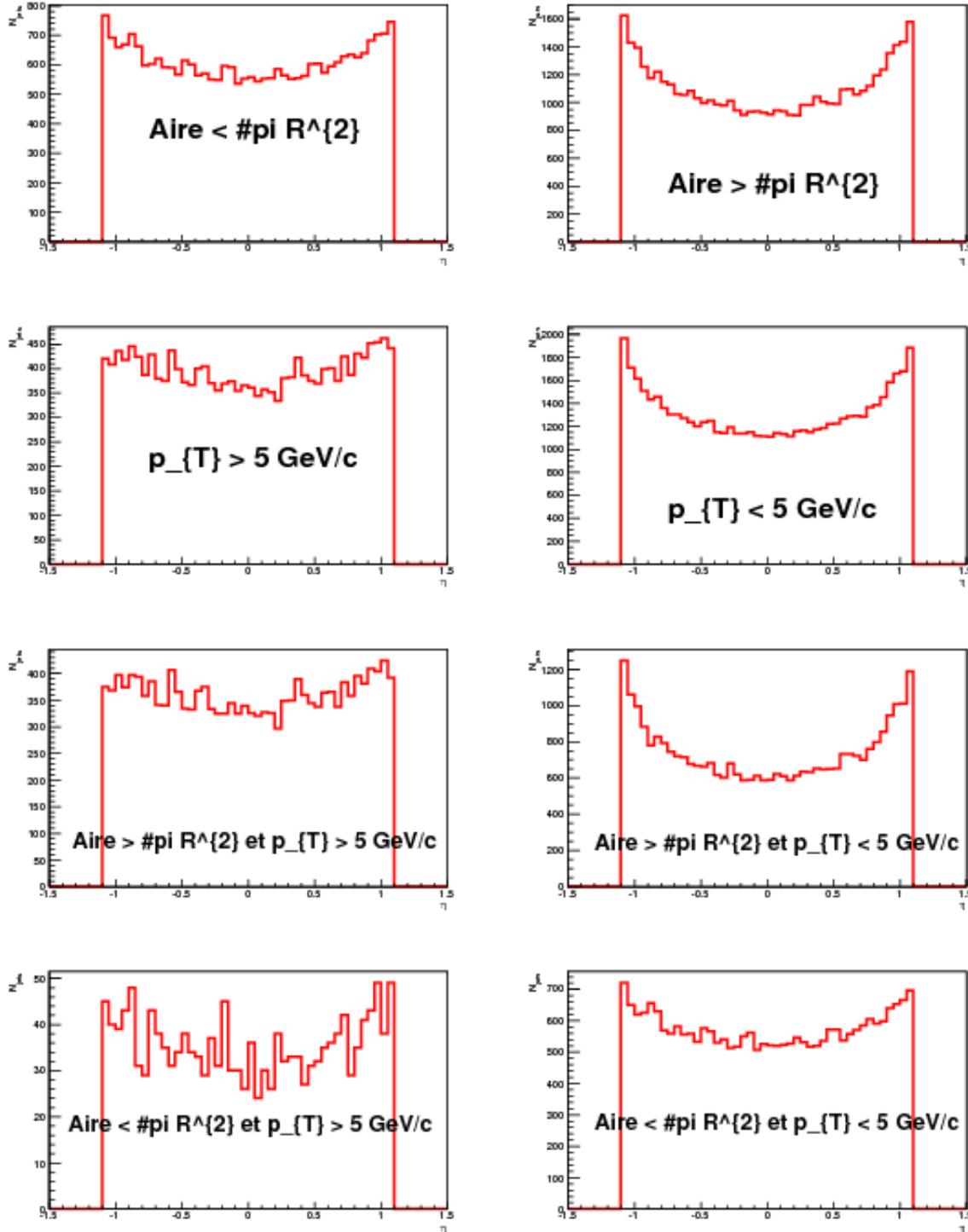


FIGURE 8.23 – Distributions en  $\eta$  des jets (bas intervalle de  $p_{T,hard}$ ) reconstruits par SISCone ( $f = 10\%$ ) selon la valeur de leurs aires et de leurs  $p_T$ .

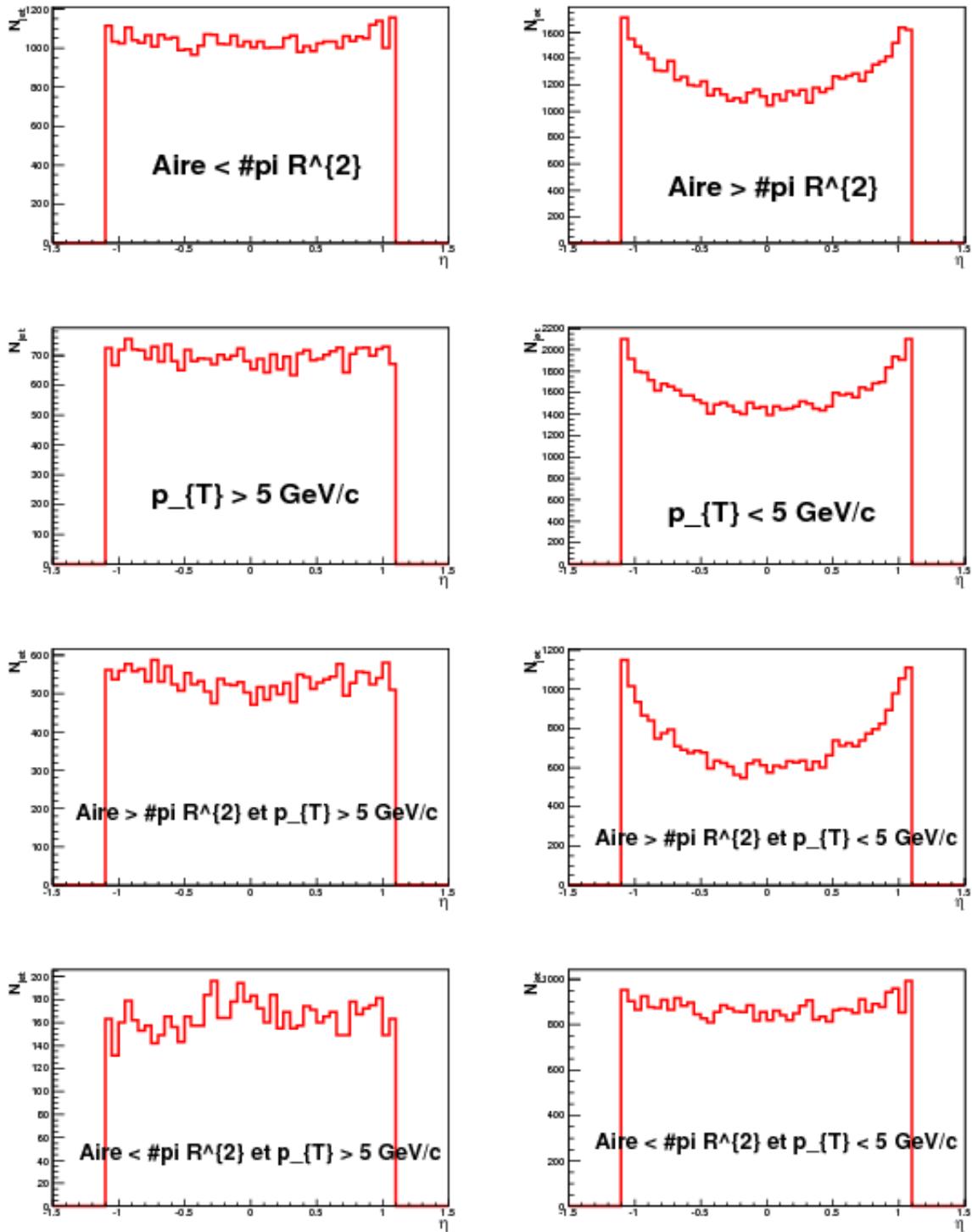


FIGURE 8.24 – Distributions en  $\eta$  des jets (haut intervalle de  $p_{T,hard}$ ) reconstruits par SISConc ( $f = 10\%$ ) selon la valeur de leurs aires et de leurs  $p_T$ .

Premièrement, on observe que le fait de sélectionner des jets d'aire supérieure et/ou de  $p_T$  inférieur à 5 GeV/c accentue cet effet sur la distribution en  $\eta$  aux bords de l'acceptance. L'effet semble plus prononcé pour l'intervalle de bas  $p_{T,hard}$ .

L'effet est plus visible pour un petit paramètre de recouvrement, néanmoins, le fait de sélectionner les jets d'aire supérieure et/ou de  $p_T$  inférieur à 5 GeV/c fait clairement émerger ces structures aux bords de l'acceptance.

Ces observations nous ont mené à penser que ce sont des fragments de jets (partiellement inclus dans l'acceptance des détecteurs) situés aux bords de l'acceptance d'étude qui sont responsables de ce phénomène. Ils sont absorbés par les jets se trouvant complètement inclus à l'intérieur de l'acceptance. Voire même, ils constituent à eux seuls des jets constitués d'agglomérats de fragments de jets ou de bruit de fond. Ils ont donc une grande aire, mais un très bas  $p_T$  et ils n'ont donc pas de signification physique claire. Leur proportion est plus grande pour des petites valeurs du facteur de recouvrement car le *merging* important facilite leur construction. L'effet est amplifié car ici nous n'avons mis aucune coupure, ni sur les particules ni sur les jets. Cette observation amène également à penser que la promiscuité des bords peut conduire à une convergence particulière de l'algorithme SISConc.

Nous reviendrons dans le chapitre 9 sur ce phénomène que nous avons observé avec les données réelles, pour un rayon de 0.4 et un paramètre de recouvrement de 75%. Il serait intéressant d'appliquer une coupure sur le  $p_T$  et l'aire minimum et maximum des jets pour s'affranchir de ce type de jets. Il faudra étudier quelle est la coupure la plus judicieuse à appliquer sur les aires. Clairement, 0.5 dans le cas de jets reconstruits avec un rayon de 0.4 est trop restrictive, beaucoup de jets vrais ont des aires supérieures à 0.5. Il reste donc à trouver un compromis entre valeur de l'aire et valeur du  $p_T$  du jet correspondant pour exclure le moins de signal possible.

### Traitement des fluctuations pour la correction des spectres

L'expression 8.9 n'est pas rigoureusement correcte dans la mesure où elle ne prend pas en compte les effets liés aux fluctuations du bruit de fond. Le  $p_T$  du jet reconstruit numéro  $i$  avec bruit de fond soustrait,  $p_{T,i}^{\text{corr}}$ , s'écrit en réalité sous la forme :

$$p_{T,i}^{\text{corr}} = p_{T,i}^{\text{rec}} - \rho \cdot A_i \pm \sigma \sqrt{A_i} = B_i^A \pm \sigma \sqrt{A_i} \quad (8.10)$$

où  $p_{T,i}^{\text{rec}}$  est le  $p_T$  brut reconstruit et  $\sigma$  ( $\sigma = \sum_{\text{evt}_i} \rho_i - \langle \rho \rangle$ ) caractérise les fluctuations du bruit de fond. Leur effet sur un spectre de jet ne peut être corrigé que par méthode d'*unfolding*. Nous n'avons pas étudié cet effet dans cette thèse. Si les effets des fluctuations du bruit de fond sont minimales dans les collisions p+p, elles sont en revanche très importantes dans les collisions Pb+Pb.

Ainsi, le bruit de fond est responsable d'un *shift* de la valeur du  $p_T$  du jet mesuré dû à l'absorption de bruit de fond. Le spectre est corrigé de ce *shift* lorsque le bruit de fond moyen est estimé et retranché des jets. Le bruit de fond induit également un *smearing*, dû à ses fluctuations, plus importantes dans les collisions d'ions lourds, qui sera corrigé par *unfolding*.

### 8.2.3 Les effets instrumentaux

Un détecteur idéal peut être défini comme un outil de mesure sensible à toutes les particules produites et capable d'en restituer les propriétés cinématiques ou d'identification de façon parfaite. Un tel détecteur n'existe pas dans la réalité. Tout d'abord parce que les détecteurs présentent des modules défectueux, des zones mortes et des acceptances limitées<sup>4</sup>. Par conséquent, les particules émises vers les zones mortes ou en dehors de l'acceptance d'un détecteur ne peuvent pas être mesurées par celui-ci. De plus, un détecteur est conçu pour mesurer un certain type de particules (chargées, neutres, etc.), sur un domaine en énergie donné. Ainsi, à chaque détecteur correspond, selon la particule à mesurer, une efficacité de reconstruction<sup>5</sup> et une résolution. Elles traduisent la capacité du détecteur à détecter la présence d'une telle particule ainsi que la précision avec laquelle il en mesure les caractéristiques physiques respectivement.

4. En effet, la structure des détecteurs découle de plusieurs facteurs : leur principe de fonctionnement, le prix des matériaux qui le constituent et enfin des compromis avec les autres détecteurs en matière d'espace disponible.

5. L'efficacité de reconstruction est également dépendante des algorithmes utilisés à l'échelle de la collaboration pour reconstruire la trajectoire d'une particule connaissant la réponse du détecteur, par exemple.

Ces effets instrumentaux ont un impact sur les traces mesurées et vont donc avoir des répercussions sur les jets reconstruits. Nous allons évaluer ici comment les détecteurs utilisés dans ALICE pour détecter les particules employées dans la reconstruction des jets étudiés dans cette thèse vont modifier le signal jet.

Dans cette partie, nous travaillons sur des données issues de collisions p+p à  $\sqrt{s} = 7$  TeV simulées avec PYTHIA. Nous avons recueilli 1500, 2400 et 2400 événements dans lesquels l'algorithme Pycell a reconstruit des jets de 50 GeV/c, 75 GeV/c et 100 GeV/c respectivement. Les simulations ont été effectuées dans l'acceptance d'EMCal et les données reconstruites après passage des traces dans l'ITS et la TPC (GEANT3). Les traces ont passé les coupures « kITSRefit » et « kTPCRefit ». Afin de ne pas avoir à prendre en compte les jets partiellement compris dans cette acceptance, nous avons pris une fenêtre de reconstruction des jets liée au rayon de 0.4 que nous avons choisi :  $|\eta| < 0.3$  et  $80\pi/180 + 0.4 < \phi < 190\pi/180 - 0.4$ . Les jets ont été reconstruits avec l'algorithme UA1 (graine de 2 GeV/c). Nous n'avons gardé que le jet de plus haut  $p_T$  de chaque événement présentant un  $p_T > 5$  GeV/c.

### Les fluctuations chargées/neutres

Dans ce travail de thèse, les jets sont reconstruits avec les particules chargées uniquement. En effet, pour les premières prises de données du LHC dans ALICE, EMCal n'était pas complètement installé. Il a parfois été utilisé comme déclencheur L0 pour l'enregistrement d'amas d'énergie supérieure à un certain seuil mais pas comme *trigger* L1 dédié à l'enregistrement des événements « jet ». De plus, de par sa constitution en quatre Super Modules en 2010, son acceptance était trop restreinte pour obtenir une reconstruction complète de jet avec un rayon de 0.4. Par conséquent, nous n'avons pas disposé, pour la mesure des jets, de l'information sur les particules neutres. Cela implique un facteur de dégradation non négligeable à prendre en compte : les fluctuations entre particules chargées et neutres. En moyenne, les particules chargées représentent 2/3 des particules qui constituent les jets [144]. Il est possible de reconstruire le  $p_T$  du jet avec des particules chargées seulement mais la valeur moyenne et la résolution sur le  $p_T$  du jet reconstruit sont sérieusement affectées par ces fluctuations. De plus, un biais supplémentaire est introduit car on a tendance à davantage sélectionner les jets contenant un nombre de particules chargées plus élevé que la moyenne, favorisant ainsi un type de jets ou de processus de fragmentation donné.

Pour estimer les effets des fluctuations chargées/neutres sur le  $p_T$  des jets reconstruits, nous avons calculé, événement par événement, la quantité suivante :

$$\frac{\Delta^a p_T}{p_T} = \frac{p_{T,MC} - p_{T,MCc}}{p_{T,MC}} \quad (8.11)$$

Il s'agit de l'écart relatif entre le  $p_T$  des jets reconstruits à partir des particules MC chargées et neutres ( $p_{T,MC}$ ), que nous appelons **jets MC** et le  $p_T$  des jets reconstruits à partir des particules MC chargées uniquement ( $p_{T,MCc}$ ), que nous appelons **jets MCc**, par rapport au  $p_T$  des jets MC. Afin de s'assurer que les jets se correspondent bien, nous imposons que leurs axes se situent à une distance inférieure à 0.1 dans le plan  $(\eta, \phi)$  de l'axe du jet reconstruit par Pycell.

Le résultat de ces comparaisons est montré sur la figure 8.25 pour des jets de 50 GeV/c (à gauche), 75 GeV/c (au centre) et 100 GeV/c (à droite). Les valeurs moyennes et  $\sigma$  correspondants sont indiqués sur la figure.

On constate dans les trois cas que l'on obtient des distributions gaussiennes dont le maximum ne correspond pas à un  $\Delta^a p_T/p_T$  nul mais positif, de l'ordre de 38% du  $p_T$  du jet MC. Il y a donc un décalage entre le  $p_T$  du jet MC et le  $p_T$  du jet MCc. En effet, l'absence des particules neutres nous fait sous-estimer la valeur du  $p_T$  des jets MC. La sous-estimation du  $p_T$  semble moins importante dans le cas de jets de 50 GeV/c (37.3% contre plus de 39% dans les deux autres cas). Cela est dû au fait que nous ne sélectionnons que les jets de  $p_T$  supérieur à 5 GeV/c, tronquant

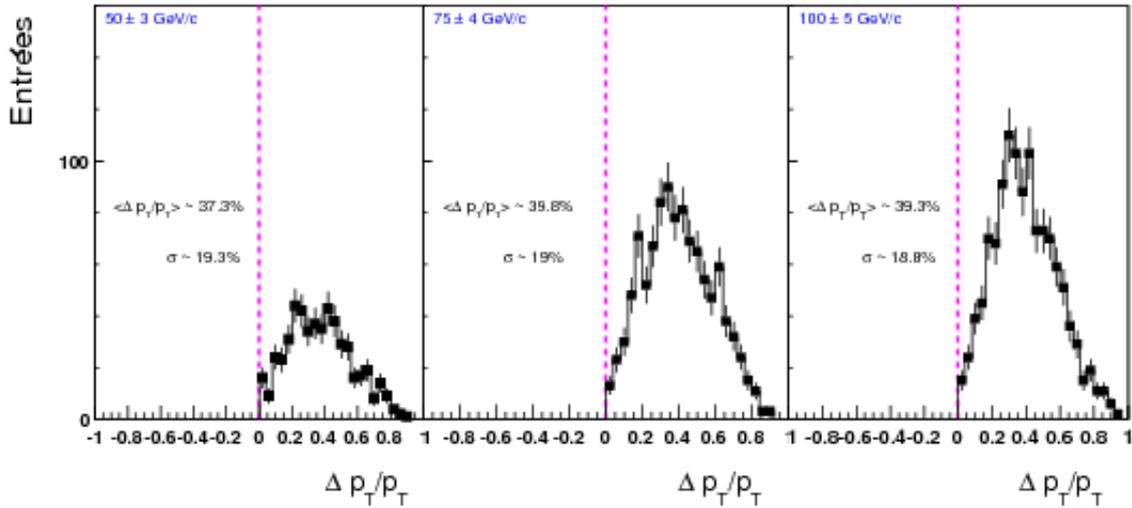


FIGURE 8.25 – Écart relatif au  $p_T$  des jets générés du  $p_T$  des jets générés chargés.

ainsi la distribution sur le  $p_T$  des jets reconstruits. Cela a pour conséquence d'augmenter le  $\langle p_T \rangle$  reconstruit ce qui se ressent davantage pour des jets de petit  $p_T$  (comparé aux jets de 75 GeV/c et 100 GeV/c). La résolution sur le  $p_T$  des jets est, elle aussi, dégradée puisque le  $\sigma$  des distributions est non nul ( $\sim 19\%$ ).

Les fluctuations chargées/neutres se traduisent donc par un manque de  $p_T$  de 38% environ dans tous les cas.

### Inefficacité et résolution

Nous allons maintenant montrer quels sont les effets de l'inefficacité de reconstruction et de la résolution des trajectomètres sur le  $p_T$  des jets reconstruits. Pour cela, notre référence sera cette fois-ci non pas le  $p_T$  du jet MC mais le  $p_T$  du jet MCc. Dans cette partie, pour plus de fluidité dans le discours, nous nommerons les différents types de jets de la façon suivante :

- jets générés chargés auxquels ont été appliqués les effets d'inefficacité des trajectomètres : **jets MCcineff** ;
- jets générés chargés auxquels ont été appliqués les effets de résolution des trajectomètres : **jets MCcreso** ;
- jets générés chargés auxquels ont été appliqués les effets d'inefficacité et de résolution des trajectomètres : **jets MCcineffreso** ;
- jets reconstruits (après passage des traces dans GEANT3) : **jets ESD** ;
- jets reconstruits (après passage des traces dans GEANT3) corrigés du  $p_T$  manquant : **jets ESDcorr**.

Sur la figure 8.26, nous présentons pour les jets de 50 GeV/c, 75 GeV/c et 100 GeV/c, le rapport suivant :

$$\Delta^b_{p_T/p_T} = \frac{p_{T,MCc} - p_{T,ESD}}{p_{T,MCc}}$$

Nous regardons donc quel est la proportion de  $p_T$  chargé manquant après passage des traces dans les détecteurs. En moyenne, pour les trois  $p_T$  de jets considérés, le  $p_T$  des jets ESD diffère d'environ 3.7 à 7.8% du  $p_T$  des jets MCc. Les distributions de la figure 8.26 sont à peu près gaussiennes avec en plus une longue queue positive. Les valeurs moyennes des  $\Delta p_T/p_T$  sont positives, ce qui signifie que le  $p_T$  des jets ESD est en moyenne inférieur à celui des jets MCc.

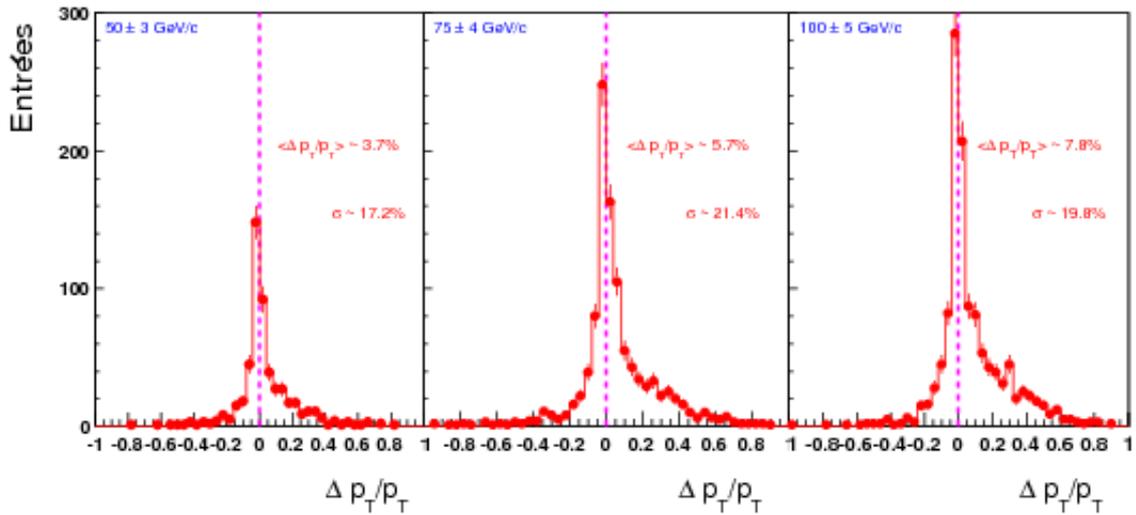


FIGURE 8.26 – Différence de  $p_T$  entre les jets MCc et les jets ESD, normalisée par la valeur du  $p_T$  du jet MCc, pour les jets de 50 GeV/c (à gauche), 75 GeV/c (au centre) et 100 GeV/c (à droite).

Nous allons maintenant tenter de définir les influences respectives de l'inefficacité de reconstruction et de la résolution des trajectomètres sur ces distributions.

Il est possible dans AliRoot, d'ajouter « manuellement » les effets des détecteurs. C'est-à-dire, à partir d'une modélisation simple des effets des détecteurs, sans passer par GEANT3. Nous avons tout d'abord évalué l'impact de ces deux effets sur le  $p_T$  des jets séparément.

Pour déterminer l'efficacité de reconstruction des traces  $\epsilon$  après passage dans GEANT3, nous avons construit deux histogrammes contenant les spectres en  $p_T$  des traces générées et reconstruites obtenus de la façon suivante. Le premier histogramme contient les traces MC primaires de pions chargés recueillis dans l'acceptance d'EMCal pour les trois simulations cumulées. Le deuxième histogramme contient les traces reconstruites après leur passage dans GEANT3 et ayant pu être associées aux précédentes. Le rapport de ces histogrammes nous donne l'efficacité de reconstruction que nous présentons sur la figure 8.27.

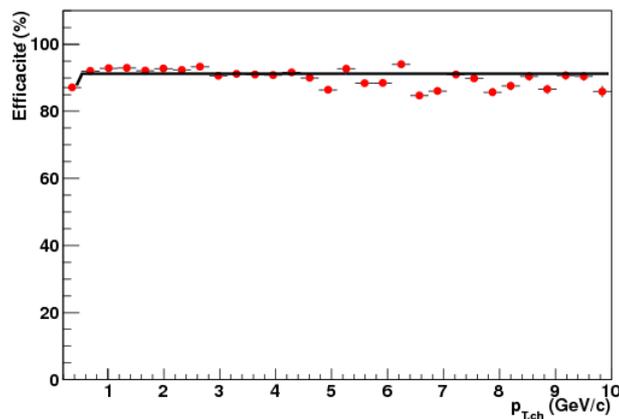


FIGURE 8.27 – Efficacité de reconstruction des pions chargés dans les simulations.

Afin d'appliquer cette efficacité aux données MC, nous avons ajusté la distribution de cette figure avec une droite jusqu'à 500 MeV/c :

$$\epsilon = 0.01 \times p_T + 0.83$$

et par une constante au-delà :  $\epsilon = 0.91$ . Cet ajustement correspond à la fonction noire sur la figure 8.27. Pour compléter l'inefficacité de reconstruction, nous avons en outre :

- sélectionné les particules dans l'acceptance des trajectomètres (ce qui était déjà le cas) ;
- pris en compte les zones mortes de la TPC (entre les chambres de lecture) [61] ;

Nous avons ensuite tracé pour les jets de 50 GeV/c, 75 GeV/c et 100 GeV/c la variable suivante :

$$\frac{\Delta^c p_T}{p_T} = \frac{p_{T,MCc} - p_{T,MCcineff}}{p_{T,MCc}} \quad (8.12)$$

$\Delta^c p_T/p_T$  compare donc le  $p_T$  du jet MCc au  $p_T$  du jet MCcineff. Les comparaisons ne sont effectuées que si les jets MCcineff et MCc se situent à une distance inférieure à 0.1 dans le plan  $(\eta, \phi)$  du jet reconstruit par Pycell. Nous avons extrait du calcul de cette variable, événement par événement, les histogrammes de la figure 8.28.

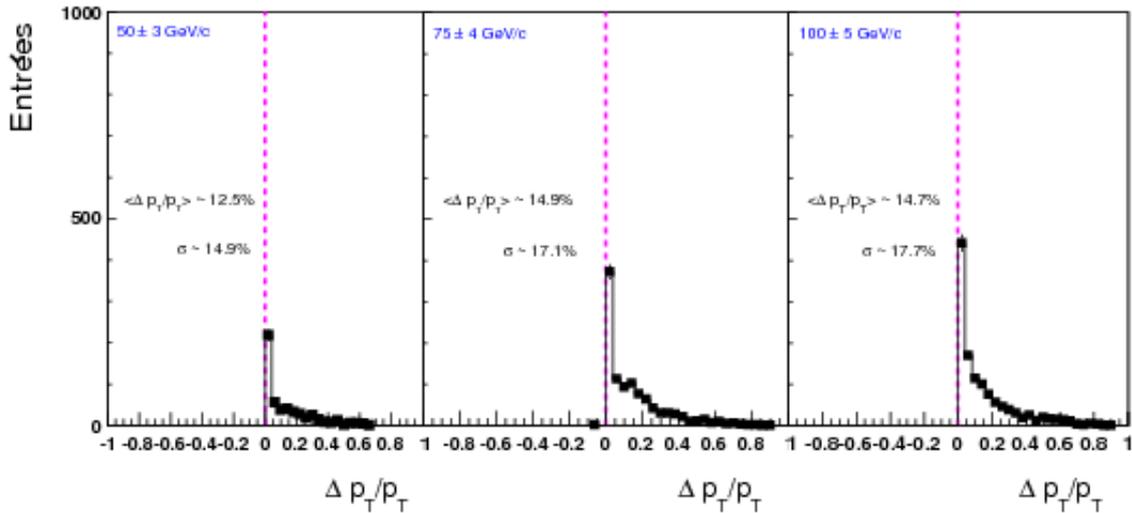


FIGURE 8.28 – Effets de l'inefficacité de reconstruction des trajectomètres sur le  $p_T$  des jets MCc de 50, 75 et 100 GeV/c.

Les distributions présentent une longue queue positive. L'inefficacité de reconstruction ainsi modélisée a donc pour effet la sous-estimation du  $p_T$  du jet MCc (de 14% en moyenne environ). C'est elle qui est responsable du *shift* vers les valeurs positives. C'est ce à quoi nous nous attendions puisqu'elle conduit à ne pas mesurer toutes les traces produites.

Les effets de la résolution sont appliqués grâce à un *smearing* du  $p_T$  des traces. La figure 8.29 présente l'écart entre le  $p_T$  des traces générées et des traces reconstruites correspondantes des pions pour les intervalles de  $p_T$  des traces suivants (en GeV/c) :  $[0; 20[$  (à gauche),  $[20; 40[$  (au centre) et  $[40; \infty[$  (à droite).

Nous avons extrait la moyenne et le  $\sigma$  des ajustements gaussiens sur ces distributions et nous avons appliqué le « brouillage » suivant :

$$p_T = p_{T,gen} + \Delta p_T$$

où  $\Delta p_T$  est une valeur prise aléatoirement sur ces gaussiennes suivant la valeur du  $p_{T,gen}$  de la trace.

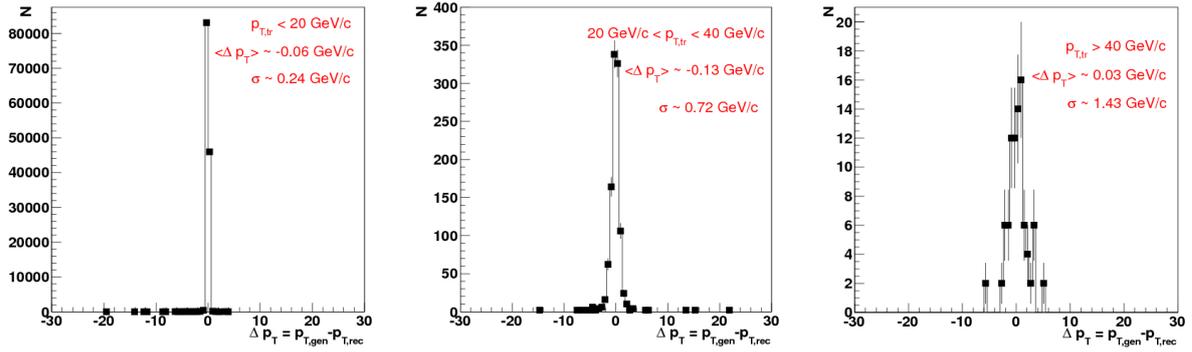


FIGURE 8.29 – Écart entre le  $p_T$  des traces générées et des traces reconstruites correspondantes des pions pour les intervalles de  $p_T$  des traces suivants (en GeV/c) :  $[0; 20[$  (à gauche),  $[20; 40[$  (au centre) et  $[40; \infty[$  (à droite).

Nous avons ensuite calculé événement par événement la variable suivante :

$$\frac{\Delta^d p_T}{p_T} = \frac{p_{T,MCc} - p_{T,MCcreso}}{p_{T,MCc}} \quad (8.13)$$

$\Delta^d p_T/p_T$  compare le  $p_T$  du jet MCc au  $p_T$  du jet MCcreso ( $p_{T,MCcreso}$ ). La différence se rapporte au  $p_T$  du jet MCc. Les comparaisons ne sont effectuées que si les jets MCcreso et MCc se situent à une distance inférieure à 0.1 dans le plan  $(\eta, \phi)$  du jet reconstruit par Pycell.

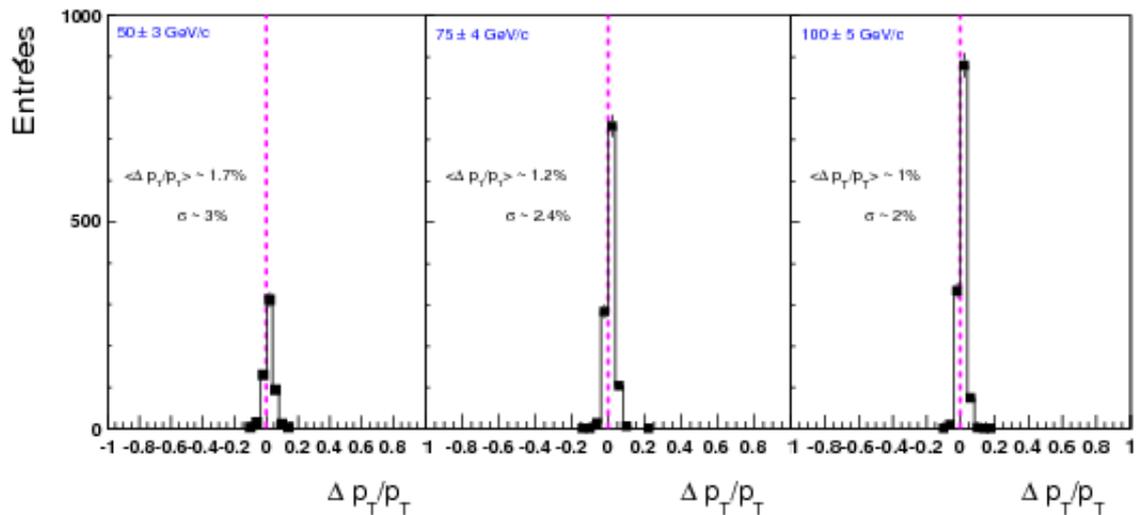


FIGURE 8.30 – Effets de la résolution sur le  $p_T$  des traces dus aux trajectomètres sur le  $p_T$  des jets générés chargés de 50 GeV/c, 75 GeV/c et 100 GeV/c, à gauche, au milieu et à droite respectivement.

Avec cette modélisation, la résolution sur le  $p_T$  des traces ne semble pas avoir beaucoup d'impact. Comme le montre la figure 8.30, le *smearing* introduit est responsable de l'étalement de la distribution de part et d'autre de 0. Il est très faible cependant ( $\sigma \sim 2 - 3\%$ ). Donc la dégradation sur la résolution en  $p_T$  des jets est davantage due aux effets des fluctuations chargées/neutres et à l'inefficacité de reconstruction des trajectomètres qu'à leur résolution sur

le  $p_T$  des traces. Il semble d'ailleurs que le *smearing* introduit ne soit pas suffisant pour reproduire ce que nous observons à  $\Delta^b p_T/p_T$  négatif sur la figure 8.26.

Cependant, nous avons voulu tester comment notre modélisation de l'inefficacité et de la résolution reproduisait les données reconstruites pour illustrer les effets introduits à la fois par l'inefficacité de la mesure expérimentale ainsi que par la résolution en  $p_T$ . C'est ce qui est présenté sur la figure 8.31 où nous avons comparé le  $p_T$  du jet MCc au  $p_T$  des jets MCCineffetreso d'une part (carrés noirs) et au  $p_T$  des jets ESD d'autre part (points rouges). Les différences de  $p_T$  sont normalisées par le  $p_T$  du jet MCc.

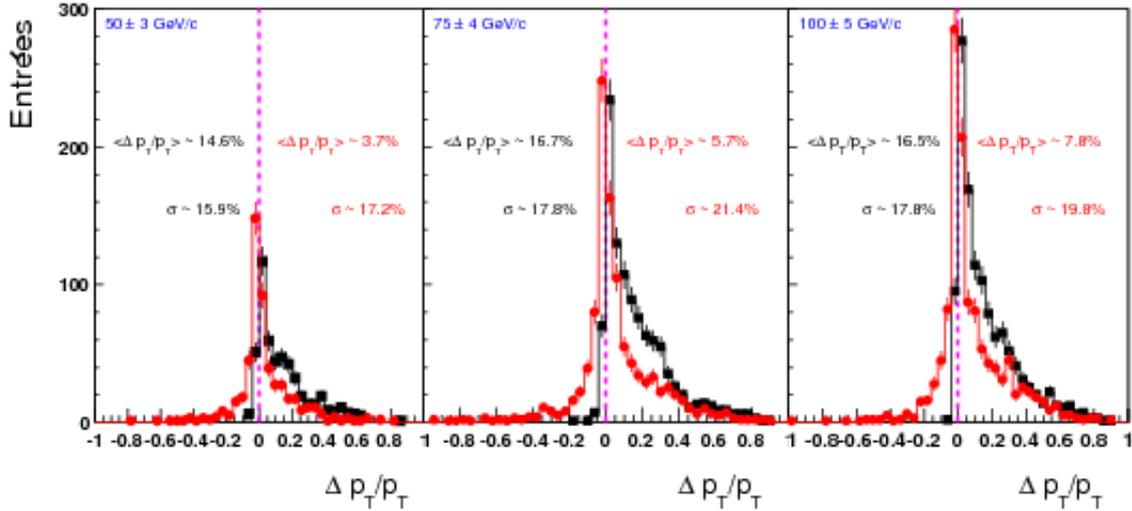


FIGURE 8.31 – Différence entre le  $p_T$  des jets MCc et le  $p_T$  des jets MCCineffetreso d'une part (carrés noirs) et au  $p_T$  des jets ESD d'autre part (points rouges).

Les distributions de la différence entre jets MCc et jets MCCineffetreso d'une part et jets MCc et jets ESD d'autre part présentent la même tendance pour les  $\Delta p_T/p_T$  positifs, mais notre modélisation n'est pas parfaite. Pour les  $\Delta p_T/p_T$  négatifs, l'inefficacité ne pouvant pas conduire à la reconstruction de jets de plus haut  $p_T$  que ceux des jets MCc, il semblerait que les effets de résolution que nous avons évalués soient sous-estimés. Bien que partielle, notre modélisation montre néanmoins que l'inefficacité de reconstruction, dominante ici, modifie le  $p_T$  reconstruit des jets en décalant leur  $p_T$  moyen vers les valeurs positives. Quant à la résolution, elle tend à « brouiller » la valeur du  $p_T$  reconstruit.

### Correction de l'inefficacité de reconstruction des traces

Nous avons ensuite cherché à montrer comment, en corrigeant les traces dans les jets ESD de l'inefficacité de mesure, on pouvait remonter au  $p_T$  du jet MCc. Nous présentons ici surtout des tendances, étant donné que notre modélisation n'est que partielle.

Événement par événement, nous avons estimé quel était le  $p_T$  manquant des jets. Suivant le  $p_T$  de la trace considérée dans le jet MCc, nous avons tiré aléatoirement un nombre entre 0 et 1. Si ce nombre était supérieur à l'efficacité de reconstruction de la trace (que nous avons estimée ci-dessus), signifiant alors que cette trace n'a pas été vue par le détecteur, nous avons récupéré son  $p_T$  afin de l'ajouter plus tard au  $p_T$  du jet ESD.

Nous avons ensuite observé, sur la figure 8.32, comment se compare le  $p_T$  des jets ESD au  $p_T$  des jets MC (carrés noirs), des jets MCc (points verts) et des MCCineffetreso (triangles rouges).

Nous avons également regardé, sur la figure 8.33, comment se compare le  $p_T$  des jets ESDcorr au  $p_T$  des jets MC (carrés noirs), des jets MCc (points verts) et des jets MCcreso (triangles rouges).

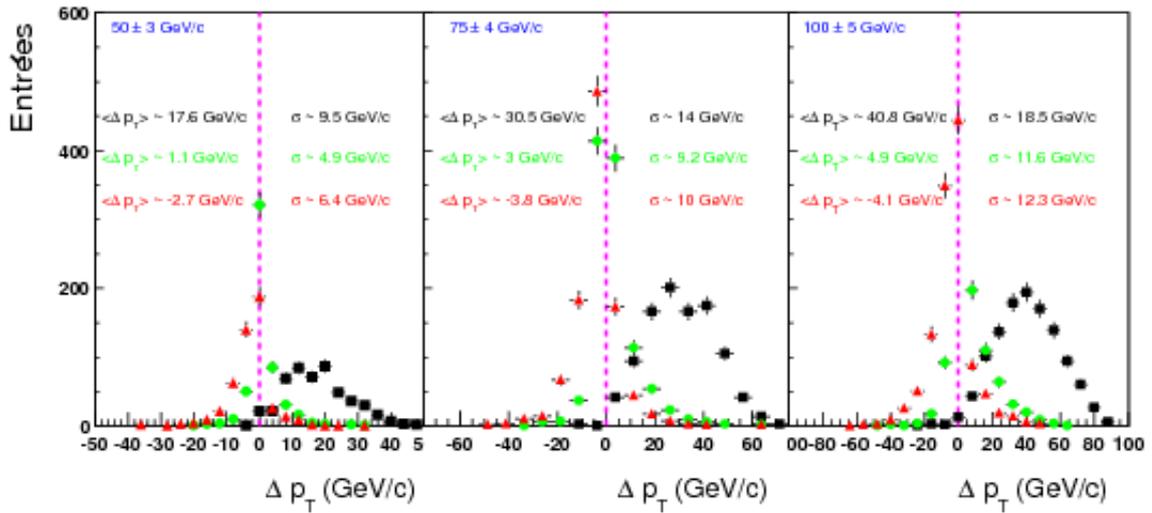


FIGURE 8.32 – Comparaison entre le  $p_T$  des jets ESD et le  $p_T$  des jets MC (carrés noirs), des jets MCc (points verts) et des jets MCcineffectreso (triangles rouges).

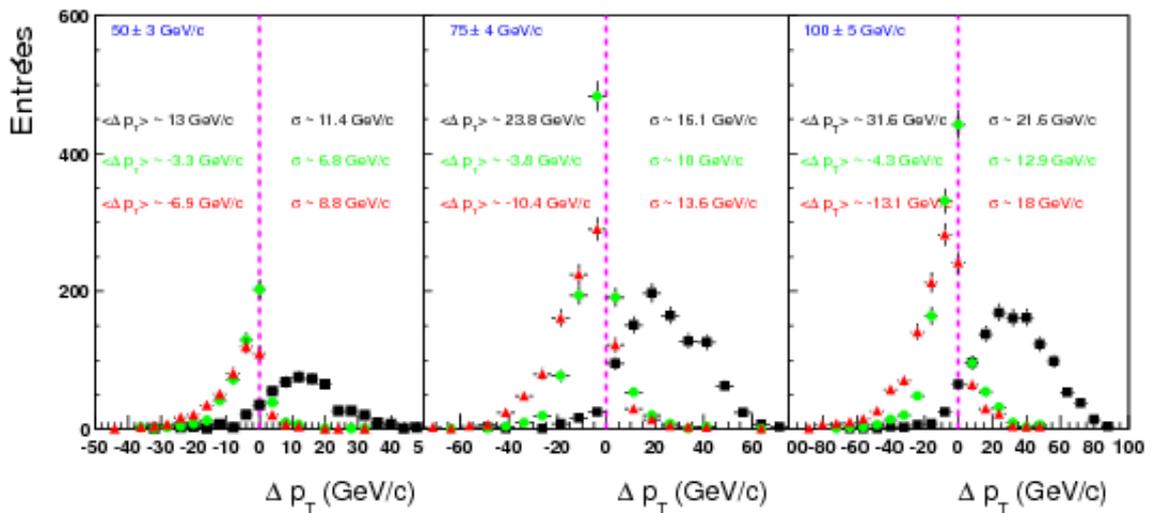


FIGURE 8.33 – Comparaison entre le  $p_T$  des jets ESDcorr et le  $p_T$  des jets MC (carrés noirs), des jets MCc (points verts) et des jets MCcreso (triangles rouges).

La figure 8.32 confirme que la modélisation des trajectomètres n'est que partielle. En effet, dans les trois cas considérés, la différence moyenne du  $p_T$  des jets ESD au  $p_T$  des jets MCcineffectreso sont négatives :  $\sim -3.5$  GeV/c. C'est-à-dire que le  $p_T$  des jets ESD est plus élevé en moyenne que dans notre modélisation.

La figure 8.33 nous montre que notre méthode de correction en efficacité surestime le  $p_T$  manquant. En effet, les  $p_T$  des jets ESDcorr sont en moyenne plus élevés que le  $p_T$  des jets MCcreso et même des jets MCc : les  $\langle \Delta p_T \rangle$  sont négatifs ( $\sim -3.8$  GeV/c) ! On peut expliquer

cette tendance par le fait que cette méthode s'applique événement par événement et peut conduire à compter comme  $p_T$  manquant le  $p_T$  d'une trace qui est en réalité vue par les trajectomètres. Pour être plus correcte, il faudrait estimer le  $p_T$  manquant en plusieurs fois et n'ajouter au  $p_T$  des jets ESD qu'un  $p_T$  manquant moyen pour chaque événement. Une autre explication possible est que le  $p_T$  manquant est estimé à partir de notre modélisation des détecteurs dont on sait qu'elle ne reproduit pas parfaitement les effets.

### Effets cumulés des fluctuations *out of cone*, des fluctuations chargées/neutres et des trajectomètres

Les histogrammes de la figure 8.34 permettent d'illustrer les effets cumulés des fluctuations *out of cone* (carrés noirs), des fluctuations chargées/neutres (points verts) et des trajectomètres (triangles rouges) sur le  $p_T$  des jets. Ils résument comment sont modifiées la résolution et la valeur moyenne du  $p_T$  du jet quand nous restreignons notre mesure dans un rayon donné, quand nous n'avons plus que les particules chargées et finalement, quand nous utilisons des trajectomètres.

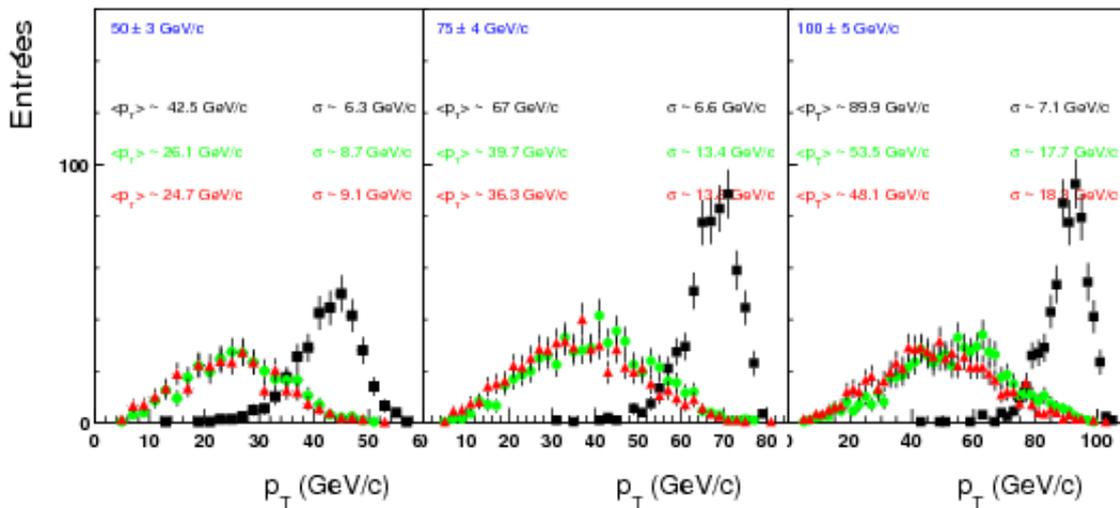


FIGURE 8.34 –  $p_T$  des jets reconstruits à partir des données suivantes : MC chargées et neutres (carrés noirs), MC chargées (points verts) et reconstruites chargées (triangles rouges).

Nous avons répertorié les valeurs moyennes et  $\sigma$  des  $p_T$  reconstruits et la résolution correspondante ( $\sigma / \langle p_T \rangle$ ) dans les cas évoqués ci-dessus : jets MCc (MC chargées), jets MCreso (MC reso), jets MCcineff (MC ineff), jets MCcineffreso (MC ineff et reso), jets ESD (ESD) et jets ESDcorr (ESD corrigées) dans le tableau 8.3.

Ce tableau confirme nos affirmations précédentes, à savoir :

- l'inefficacité de reconstruction conduit à un décalage des  $p_T$  reconstruits vers des valeurs moins élevées ;
- les effets de la résolution sur les traces des trajectomètres sont très faibles : les valeurs moyennes dans les cas « MC chargées » et « MC reso » sont très proches ;
- notre modélisation surestime les effets des détecteurs : les  $p_T$  moyens reconstruits dans le cas « MC ineff et reso » sont inférieurs de 3 GeV/c environ à ceux du cas « ESD ». De plus, les  $p_T$  moyens du cas « MC ineff » sont eux aussi assez éloignés du  $p_T$  « MC chargées » ;
- la correction que nous avons appliquée pour palier les effets de l'inefficacité de reconstruction (cas « ESD corrigées ») n'est pas adaptée puisqu'elle donne systématiquement des  $p_T$  supérieurs à ceux du cas « MC chargées ».

	50 GeV/c	75 GeV/c	100 GeV/c
MC chargées	26.1±8.7 33.3%	39.7±13.4 33.7%	53.5±17.7 33.1%
MC ineff	22.5±8.8 39.1%	33.6±13.3 39.6%	45.4±18 39.6%
MC reso	25.7±8.7 33.8%	39.4±13.3 33.7%	52.9±17.6 33.3%
ESD corrigées	29.2±11.3 38.7 %	43±16.1 37.4%	57.1±21.7 38%
MC ineff et reso	22.1±8.7 39.4%	33±13.2 40%	44.6±17.8 39.9%
ESD	24.7±9.1 36.8%	36.3±13.8 38%	48.1±18.3 38%

TABLE 8.3 – Valeurs moyennes,  $\sigma$  et résolution correspondante au  $p_T$  des jets selon les différents cas évoqués dans cette partie.

La façon dont on va évaluer avec quelle précision on mesure le  $p_T$  des jets, c'est-à-dire la résolution que l'on a sur la mesure a été définie de deux façons différentes au cours de ce chapitre. Nous avons utilisé le  $\sigma$  des distributions de la figure 8.25, donc la précision avec laquelle on mesure le  $p_T$  manquant. Nous avons également pris pour résolution le rapport  $\sigma / \langle p_T \rangle$  des distributions de la figure 8.34. Dans ce cas, on estime avec quelle précision on mesure le  $p_T$  du jet. Ces deux définitions sont en fait étroitement liées. Plaçons-nous dans le cas où l'on cherche à estimer la résolution obtenue à partir des jets générés chargés. Notons  $r$  le rapport :  $r = \Delta p_T / p_T = (p_{T,MC}^{cn} - p_{T,MC}^c) / p_{T,MC}^{cn}$ . On a alors, d'après la formule de propagation des erreurs :

$$\left(\frac{\sigma_r}{r}\right)^2 = \left(\frac{\sigma_{\Delta p_T}}{\Delta p_T}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{p_{T,MC}^{cn}}}{p_{T,MC}^{cn}}\right)^2 \quad (8.14)$$

Si on considère que le  $\sigma$  sur le  $p_T$  des jets générés est nul et donc que l'incertitude sur le  $\Delta p_T$  dépend uniquement de l'incertitude sur le  $p_T$  des jets générés chargés, on peut alors écrire :

$$\left(\frac{\sigma_r}{r}\right)^2 = \left(\frac{\sigma_{p_{T,MC}^c}}{\Delta p_T}\right)^2 \quad (8.15)$$

On a donc :

$$\sigma_r^2 = \left(\frac{\Delta p_T}{p_{T,MC}^{cn}}\right)^2 \left(\frac{\sigma_{p_{T,MC}^c}}{\Delta p_T}\right)^2 \quad (8.16)$$

$$= \left(\frac{\sigma_{p_{T,MC}^c}}{p_{T,MC}^{cn}}\right)^2 \quad (8.17)$$

Or, d'après la valeur que nous avons trouvée pour les jets générés chargés (cas « MC chargées » à 100 GeV/c) et que nous avons mise dans le tableau 8.3, on a :

$$\langle p_{T,MC}^c \rangle \sim \frac{p_{T,MC}^{cn}}{2} = \frac{100 \text{ GeV/c}}{2}$$

Par conséquent, on peut écrire que :

$$\sigma_r^2 \sim \frac{1}{4} \left(\frac{\sigma_{p_{T,MC}^c}}{\langle p_{T,MC}^c \rangle}\right)^2 \quad (8.18)$$

Nous avons mesuré pour les jets de 100 GeV/c sur la figure 8.25 un  $\sigma_r \sim 18.8\%$ . Quant au  $\sigma_{p_{T,MC}^c}$  correspondant de la figure 8.34, il est de 17.7 GeV/c pour une moyenne  $\langle p_{T,MC}^c \rangle$  de

53.5 GeV/c. Les valeurs numériques sont bien cohérentes avec l'égalité de l'équation 8.18 :

$$0.188^2 \sim \frac{1}{4} \left( \frac{17.7}{53.5} \right)^2 \sim 0.03$$

Ainsi, les « résolutions » sur le  $p_T$  manquant et le  $p_T$  des jets reconstruits sont, comme attendu, reliées. On peut donc choisir d'employer l'une ou l'autre, il suffit de savoir à quoi se rapporte la résolution choisie.

Nous avons finalement déterminé les effets séparés du rayon, des fluctuations et des trajectomètres. Notons  $r_r$ ,  $r_f$ ,  $r_t$  les résolutions correspondantes et  $r_{MC}$ ,  $r_{MCc}$  et  $r_{ESD}$  les résolutions sur les jets MC, MCc et ESD telles qu'elles ont été calculées à partir des valeurs des distributions de la figure 8.34. On a :

- $r_r = r_{MC}$  ;
- $r_r^2 + r_f^2 = r_{MCc}^2$  ;
- $r_r^2 + r_f^2 + r_t^2 = r_{ESD}^2$  ;

On a donc comme résolution due au rayon de l'algorithme :  $r_r = \sigma_{MC} / \langle p_{T,MC} \rangle$ . Les résolutions dues aux fluctuations et aux trajectomètres se retrouvent de la façon suivante :  $r_f = \sqrt{r_{MCc}^2 - r_r^2}$  et  $r_t = \sqrt{r_{ESD}^2 - r_r^2 - r_f^2}$ .

Nous avons répertorié dans les tableaux 8.4 et 8.5, les *shifts* en  $p_T$  et les résolutions correspondants aux trois effets.

Décalage (%)	50 GeV/c	75 GeV/c	100 GeV/c
Rayon	15	10.7	10.1
Fluctuations c/n	32.8	36.4	36.4
Trajectomètres	2.8	4.5	5.4

TABLE 8.4 – Décalages en  $p_T$  dus au rayon, aux fluctuations c/n et aux trajectomètres.

Résolution (%)	50 GeV/c	75 GeV/c	100 GeV/c
Rayon	14.8	9.8	7.9
Fluctuations c/n	29.9	32.3	32.1
Trajectomètres	15.6	17.7	17.9

TABLE 8.5 – Résolutions dues au rayon, aux fluctuations c/n et aux trajectomètres.

On constate que les effets les plus importants en termes de décalage en  $p_T$  sont ceux du rayon et des fluctuations chargées neutres. Celui des trajectomètres est minime.

Pour ce qui est de la résolution, ce sont les fluctuations chargées/neutres et les trajectomètres qui ont le plus d'impact sur la résolution finale. Mais ce sont tout de même les fluctuations chargées/neutres qui sont dominantes.

Pour les jets de 50 GeV/c, le rayon a un effet plus important que pour des jets de 75 GeV/c et 100 GeV/c (jets moins collimés).

De façon générale, ce sont bien les fluctuations chargées/neutres qui ont les plus d'impact sur la mesure des jets.

Nous pouvons conclure que la résolution finale (par rapport au  $p_T$  moyen reconstruit) que nous sommes capables d'atteindre sur le  $p_T$  des jets reconstruits, définie par le rapport  $\sigma / \langle p_T \rangle$ , est d'environ 40%. Nous réutiliserons cette valeur par la suite afin d'estimer les erreurs qui en résultent lors de l'étude du Plateau Bossu. Notons que si l'on disposait de prédictions théoriques sur cette même distribution pour un jet de  $p_T$  donné dans un rayon donné, il faudrait alors ne

pas prendre en compte les effets de résolution liés au rayon. Nous aurions alors une résolution sur le  $p_T$  des jets d'environ  $\sqrt{0.38^2 - 0.079^2} = 37.3\%$  à propager sur le Plateau Bossu correspondant (dans le cas de jets de 100 GeV/c).

Dans l'hypothèse où l'on souhaiterait corriger séparément *shifts* et *smearing*, alors que l'effet de la résolution sur les spectres sera corrigé par *unfolding*, le  $p_T$  manquant des jets sera évalué en corrigeant successivement de l'efficacité de reconstruction des traces puis des particules neutres en utilisant EMCal [61].

### Effets du calorimètre électromagnétique

L'ajout du calorimètre à la mesure précédente va permettre de réduire le *shift* mais il manquera toujours une fraction neutre (provenant des hadrons de longue durée de vie) non mesurables par EMCal. Lorsque la reconstruction des jets s'effectuera avec les trajectomètres et le calorimètre électromagnétique, d'autres biais seront à prendre en compte. Ils ne seront pas explicités dans cette thèse, nous nous contentons de les mentionner rapidement ici.

En plus des effets de sa résolution, un autre biais introduit par le calorimètre provient de sa réponse (en fonction de l'énergie qu'une particule y a déposé). Elle dépend de la façon dont il a été calibré. Cela se traduit par une erreur systématique absolue appliquée à tout le spectre.

Un deuxième effet qu'il faudra considérer est la surestimation ou le double comptage de l'énergie des particules. Lorsqu'elles traversent ALICE, les particules déposent tout d'abord une petite fraction de leur énergie dans la TPC, ce qui permet de remonter au  $p_T$  des particules en question. Ce  $p_T$  est ensuite sommé dans le  $p_T$  du jet. Mais ces particules sont ensuite susceptibles de déposer soit toute leur énergie (dans le cas des positrons et des électrons), soit une fraction de leur énergie (hadrons chargés) dans EMCal. Dans tous les cas, il est nécessaire de corriger de ce double comptage l'énergie du jet reconstruit. Sur le spectre final cela se traduit par un léger *shift* en énergie. On applique alors ce que l'on appelle des corrections hadroniques ou électroniques. Elles consistent à rechercher des correspondances entre les traces et les amas (*clusters*) du calorimètre (*track matching*) pour soustraire le surplus d'énergie avant de reconstruire le jet.

Un dernier effet est la conséquence de l'énergie manquante du jet provenant de particules neutres de très longue durée de vie (neutrons,  $K^0$ ) qui ne laissent pas ou très peu d'énergie dans le calorimètre. En se basant sur des simulations MC, la collaboration ALICE a estimé que cette énergie devait représenter un peu moins de 10% de l'énergie du jet [61]. Cet effet conduit donc à reconstruire des jets moins énergétiques et résulte en un *shift* et un *smearing* des distributions en énergie. Ce biais se corrige donc par *unfolding*.

Avec EMCal on devrait considérer une résolution sur le  $p_T$  du jet de 30% à propager ensuite sur le Plateau Bossu. Dans l'hypothèse où l'on dispose de prédictions sur le Plateau Bossu pour des jets de  $p_T$  donné dans un cône donné, la résolution sur le  $p_T$  du jet qu'il faudra propager ne sera que de  $\sqrt{0.3^2 - 0.079^2} = 29.3\%$  pour des jets de 100 GeV/c [141].

### Autres effets

La connaissance de l'énergie « vraie » d'un jet est également modifiée par d'autres effets que nous listons rapidement ici et que nous n'avons pas étudiés.

Dans des scénarios de fonctionnement du LHC à haute luminosité, le fonctionnement de certains détecteurs peut être altéré. C'est le cas de la TPC par exemple, qui sera sensible à l'**empilement** et à la **surcharge** de charges qui vont modifier le temps de dérive des charges vers les cellules de lecture.

La **hadronisation**. Le processus de passage des partons aux hadrons étant mal connu, l'étude des partons *via* celle des hadrons est biaisée. Le biais provient du fait que les détecteurs ne détectent les particules qu'après la hadronisation. On pourrait s'interroger sur la pertinence physique de vouloir corriger nos mesures d'un tel effet alors que la définition d'un jet comme étant égal à un parton est discutable, même d'un point de vue théorique. Une correction de cet ordre serait, dans tous les cas, dépendante du modèle d'hadronisation considéré. Dans la plupart des cas, le modèle théorique inclut une hypothèse d'hadronisation ou des fonctions de fragmentations empiriques sont attachées aux prédictions théoriques pour une comparaison directe aux mesures expérimentales. Cependant, une déconvolution expérimentale dépendante du modèle est envisageable pour une comparaison directe à pQCD.

## Récapitulatif

Le tableau 8.6 résume les facteurs de dégradation du signal, leurs effets ainsi que les corrections à leur appliquer. Dans la plupart des cas, chaque facteur potentiel de dégradation se traduit par un *shift* en  $p_T$  et un effet de *smearing*.

Facteur de dégradation	Effets	Correction
Algorithmes (rayon)	<i>Shift</i> en $p_{T,jet}$ (sous-estimation) Fluctuations <i>out of cone</i> (donc <i>smearing</i> )	Pas indispensable (prédictions théoriques) <i>Unfolding</i> si appliqué
Bruit de fond	<i>Shift</i> en $p_{T,jet}$ (surestimation)	Estimation du bruit de fond moyen (Aires)
Fluctuations du bruit de fond	<i>Smearing</i>	<i>Unfolding</i>
Trajectomètres	<i>Shift</i> en $p_{T,jet}$ Résolution( <i>smearing</i> )	Correction en efficacité des traces <i>Unfolding</i>
Absence des particules neutres	<i>Shift</i> en $p_{T,jet}$	Évaluation du <i>shift</i> (MC)
Fluctuations chargées/neutres	<i>Smearing</i>	<i>Unfolding</i>
Calorimètre	<i>Shift</i> en énergie : Double comptage + énergie manquante +  Calibration Résolution( <i>smearing</i> )	<i>Track matching</i> Évaluation de l'énergie manquante (MC) Étude de la réponse d'EMCal (MC) <i>Unfolding</i>

TABLE 8.6 – Facteurs de dégradation du signal avec effets et corrections correspondants.

## 8.3 Vers un spectre inclusif de jets corrigé

### 8.3.1 Stratégies de correction

Depuis le début de ce chapitre, nous avons listé un grand nombre de facteurs susceptibles de modifier le signal physique que l'on cherche à mesurer : qu'ils soient expérimentaux, liés aux algorithmes de reconstruction, à la physique elle-même, etc. Nous avons montré, de façon systématique, que ces facteurs pouvaient modifier une mesure de deux façons : soit la quantité est décalée par rapport à sa valeur réelle et dans ce cas elle peut être corrigée intervalle par intervalle de  $p_T$ , soit la forme du spectre est brouillée et dans ce cas, une correction par déconvolution est nécessaire pour retrouver le spectre physique initial. Expérimentalement, on a le choix de corriger une observable physique de deux manières.

On peut corriger une observable de toutes les quantités qui nécessitent une correction, en moyenne, par intervalle de  $p_T$ . On notera ce spectre corrigé en « moyenne »  $dN/dp'_{T,\text{jet}}$ . Puis on déconvolue le spectre partiellement corrigé des effets de résolution ou de fluctuation restants. Dans ce cas, on peut écrire :

$$\frac{dN}{dp_{T,\text{jet}}} = \frac{dN}{dp'_{T,\text{jet}}} \otimes R_{\text{inst}} \otimes F_{\text{bckg}} \otimes E_{\text{manquante}} \otimes \dots \quad (8.19)$$

où  $dN/dp'_{T,\text{jet}}$  est le spectre corrigé de l'efficacité des traces, du bruit de fond, du double comptage des électrons ou de la correction hadronique, etc.  $R_{\text{inst}}$  est la matrice de réponse de la résolution instrumentale qui inclut celle des trajectomètres et d'EMCal.  $F_{\text{bckg}}$  est la matrice de réponse du bruit de fond (constante pour tout le domaine en  $p_T$  de mesure) qui prend en compte les fluctuations de ce dernier.  $E_{\text{manquante}}$  est la matrice de réponse de l'énergie manquante.

Une deuxième possibilité est de ne pas chercher à identifier les différentes sources d'erreurs mais de toutes les corriger en même temps. On construit une matrice de réponse qui compare le  $p_T$  des jets reconstruits au  $p_T$  des jets générés à l'échelle MC. Cette matrice permet de déconvoluer le spectre mesuré sur les données réelles et de remonter au spectre corrigé en  $p_T$ . Notons que la première correction simple que l'on peut extraire de la matrice de réponse est le facteur de correction en moyenne des spectres en  $p_T$  sans corriger des effets de *smearing*, donc sans prendre en compte les effets de fluctuations. En vue d'estimer un facteur de correction moyen par intervalle de  $p_{T,\text{jet}}$  à appliquer à notre étude de fonction de fragmentation, nous avons extrait les rapports  $p_{T,\text{rec}}/p_{T,\text{gen}}$  en fonction de  $p_{T,\text{rec}}$  et  $p_{T,\text{gen}}$  à partir de la matrice de corrélation  $p_{T,\text{rec}}$  versus  $p_{T,\text{gen}}$ . Les études de déconvolution étant encore en cours dans ALICE, elles n'ont pas constitué le sujet de notre thèse.

### 8.3.2 Extraction d'un facteur correctif moyen pour le spectre en $p_T$ des jets

Les données présentées dans cette section correspondent à une production de 8.5 millions d'événements « jet » dans des collisions p+p à  $\sqrt{s} = 7$  TeV simulés avec PYTHIA dans la configuration Perugia-0 (LHC11a1a à LHC11a1j). Les collisions ont été effectuées dans dix intervalles de  $p_{T,\text{hard}}$  : 5-11 GeV/c, 11-21 GeV/c, 21-36 GeV/c, 36-57 GeV/c, 57-84 GeV/c, 84-117 GeV/c, 117-156 GeV/c, 156-200 GeV/c, 200-249 GeV/c et 249- $\infty$  GeV/c. Les événements ont été sélectionnés de sorte que la position selon l'axe z de leur vertex primaire se situe à  $\pm 10$  cm du centre d'ALICE. Les traces qui ont passé les critères du *filtermask* 16 (voir chapitre 9) sont celles qui ont servi à la reconstruction des jets. Les jets ont été reconstruits dans l'acceptance fiduciaire de la TPC avec les algorithmes SIScone, UA1,  $k_T$  et anti- $k_T$  ( $R = 0.4$ ).

Nous avons exécuté les algorithmes  $k_T$ , anti- $k_T$ , SIScone et UA1 sur les données MC présentées ci-dessus (il n'y a pas de soustraction de bruit de fond). Les paramètres des algorithmes sont ceux utilisés dans la section précédente. Nous avons obtenu le spectre présenté sur la figure 8.35.

Nous avons répertorié certaines valeurs de ce spectre dans le tableau 8.7. Les résultats sont cohérents entre les quatre algorithmes. Nous nous restreindrons à l'extraction du facteur correctif moyen pour l'algorithme SIScone uniquement.

Nous avons soustrait le bruit de fond des jets par la méthode des aires (passives). Le bruit de fond moyen a été estimé avec l'algorithme  $k_T$ . Nous présentons sur la figure 8.36 les spectres de section efficace inclusive de production de jets avant (points rouges) et après (étoiles noires) soustraction du bruit de fond. Les triangles bleus en bas correspondent au rapport du spectre sans bruit de fond sur le spectre avec bruit de fond.

On constate que l'effet du bruit de fond sur les spectres reconstruits en p+p est minime comme attendu au vu des valeurs de  $\rho$  obtenues dans le paragraphe 8.2.2. Nous émettrons deux réserves cependant :

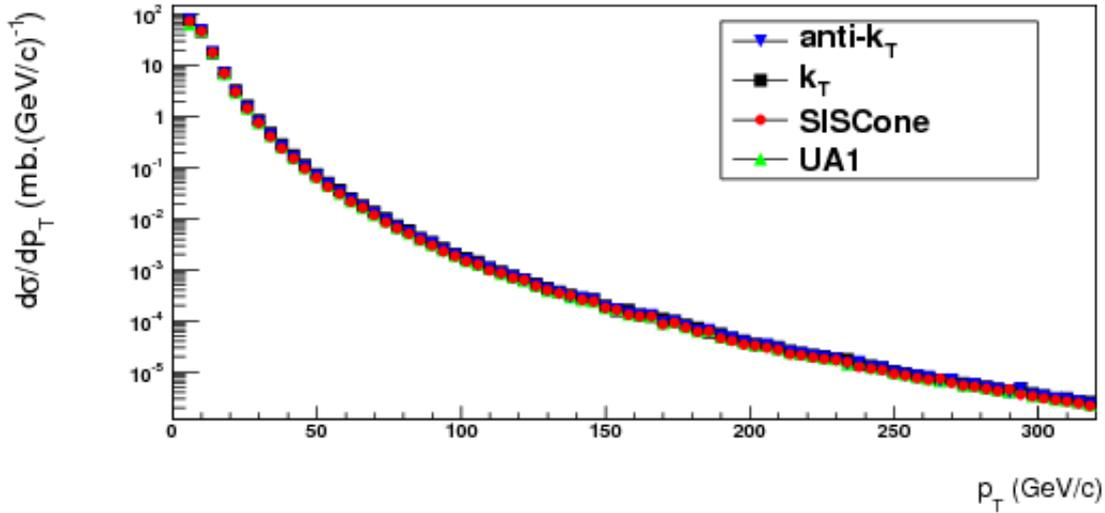


FIGURE 8.35 – Section efficace inclusive non corrigée de production de jets reconstruits avec les algorithmes  $k_T$  anti- $k_T$ , SIScone et UA1.

Section efficace (mb.(GeV/c) <sup>-1</sup> )	SIScone	UA1	$k_T$	anti- $k_T$
10-11 (GeV/c)	41	41	40	42
50-51 (GeV/c)	$6.3 \times 10^{-2}$	$6.6 \times 10^{-2}$	$7 \times 10^{-2}$	$6.6 \times 10^{-2}$
100-101 (GeV/c)	$1.6 \times 10^{-3}$	$1.6 \times 10^{-3}$	$1.9 \times 10^{-3}$	$1.6 \times 10^{-3}$
150-151 (GeV/c)	$1.5 \times 10^{-4}$	$1.7 \times 10^{-4}$	$1.8 \times 10^{-4}$	$1.7 \times 10^{-4}$
200-201 (GeV/c)	$3.4 \times 10^{-5}$	$3.5 \times 10^{-5}$	$3.7 \times 10^{-5}$	$3.5 \times 10^{-5}$
250-251 (GeV/c)	$9 \times 10^{-6}$	$9 \times 10^{-6}$	$1 \times 10^{-5}$	$9 \times 10^{-6}$
300-301 (GeV/c)	$3.2 \times 10^{-6}$	$3.5 \times 10^{-6}$	$3.4 \times 10^{-6}$	$3.3 \times 10^{-6}$

TABLE 8.7 – Sections efficaces inclusives de production de jets mesurées par SIScone, UA1,  $k_T$  et anti- $k_T$  pour différentes valeurs de  $p_{T,\text{jet}}$  (GeV/c).

- premièrement, l'estimation du bruit de fond moyen dans cette partie a été effectuée en utilisant les jets de plus haut  $p_T$ . Il a donc été surestimé. Dans le chapitre suivant, les deux jets de plus haut  $p_T$  n'interviendront pas pour estimer le bruit de fond moyen.
- deuxièmement, le *filtermask* 16 employé pour sélectionner les particules demande que les traces aient laissé au moins un impact dans le SPD. Or, à cause de certains modules défectueux du SPD, la distribution des particules que l'on recueille n'est pas homogène. Cela se répercute sur les jets. C'est ce que l'on peut observer sur la figure 8.37. Par conséquent, le bruit de fond, pour l'estimation duquel on utilise toutes les particules produites dans l'événement, a certainement été sous-estimé du fait de ces trous que l'on observe au niveau de  $\phi = 2, 5$  et  $\pi$ . Nous verrons dans le prochain chapitre que l'on peut supprimer cet effet en sélectionnant les traces sur d'autres critères.

Sur la figure 8.38, nous présentons la corrélation entre le  $p_T$  des jets reconstruits après passage des traces dans les trajectomètres ( $p_{T,\text{reco}}$ ) et des jets générés ( $p_{T,\text{gen}}$ ), reconstruits par SIScone. Seuls les jets reconstruits que l'on a pu associer à des jets générés, en se basant sur des critères géométriques de plus courte distance dans le plan  $(\eta, \phi)$ , entrent dans la distribution présentée. Nous n'avons pas utilisé de méthode d'*unfolding* pour corriger le spectre de jets. Cependant, cette matrice de réponse devrait nous permettre de corriger globalement des effets des trajectomètres et de l'absence des particules neutres. Des facteurs correctifs moyens, présentés sur la figure 8.39 ont

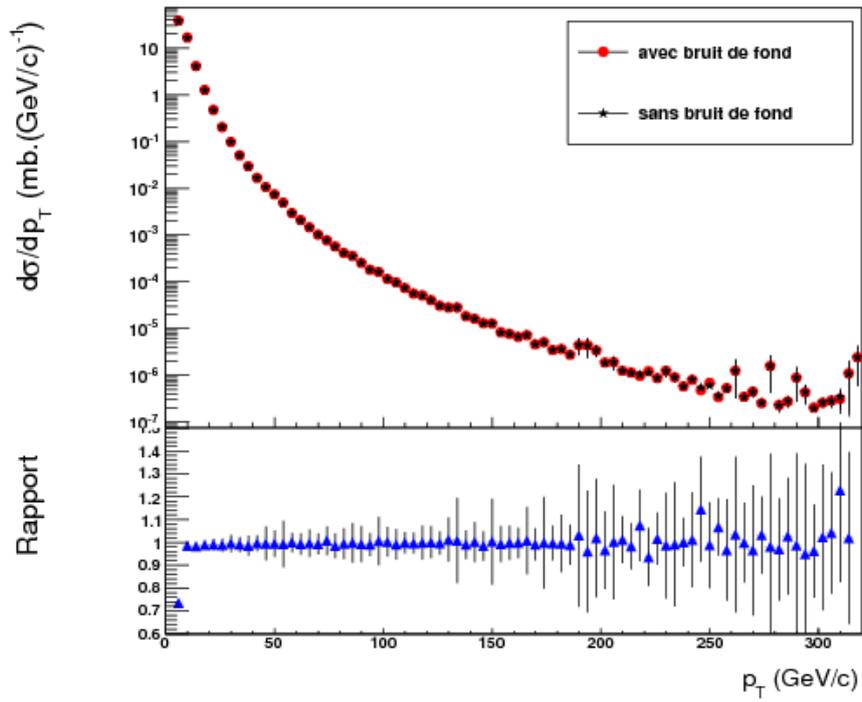


FIGURE 8.36 – En haut : spectres de section efficace inclusive de production de jets avant (points rouges) et après (étoiles noires) soustraction du bruit de fond. En bas : rapport du spectre sans bruit de fond sur spectre avec bruit de fond.

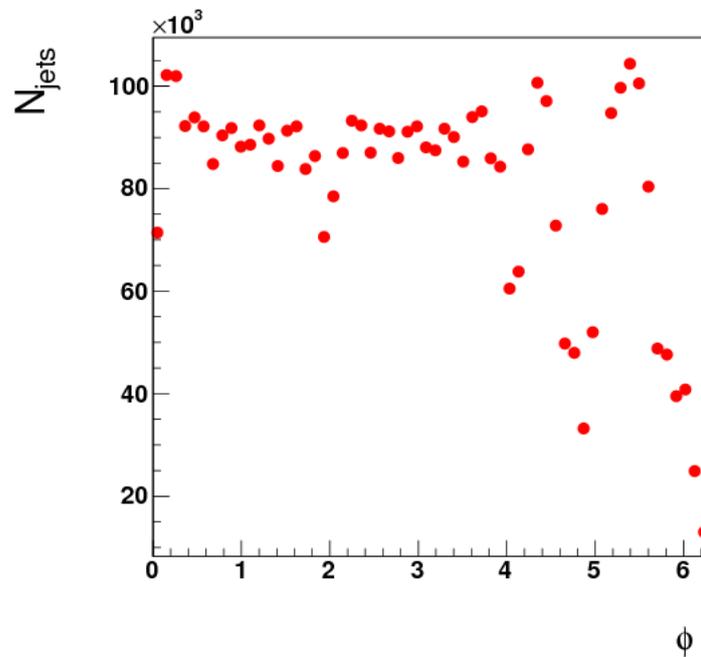


FIGURE 8.37 – Distribution des jets reconstruits en azimuth.

été extraits toutefois de la figure 8.38. La distribution de gauche présente le rapport  $p_{T,rec}/p_{T,gen}$  en fonction du  $p_T$  généré. La distribution de droite présente le même rapport mais en fonction

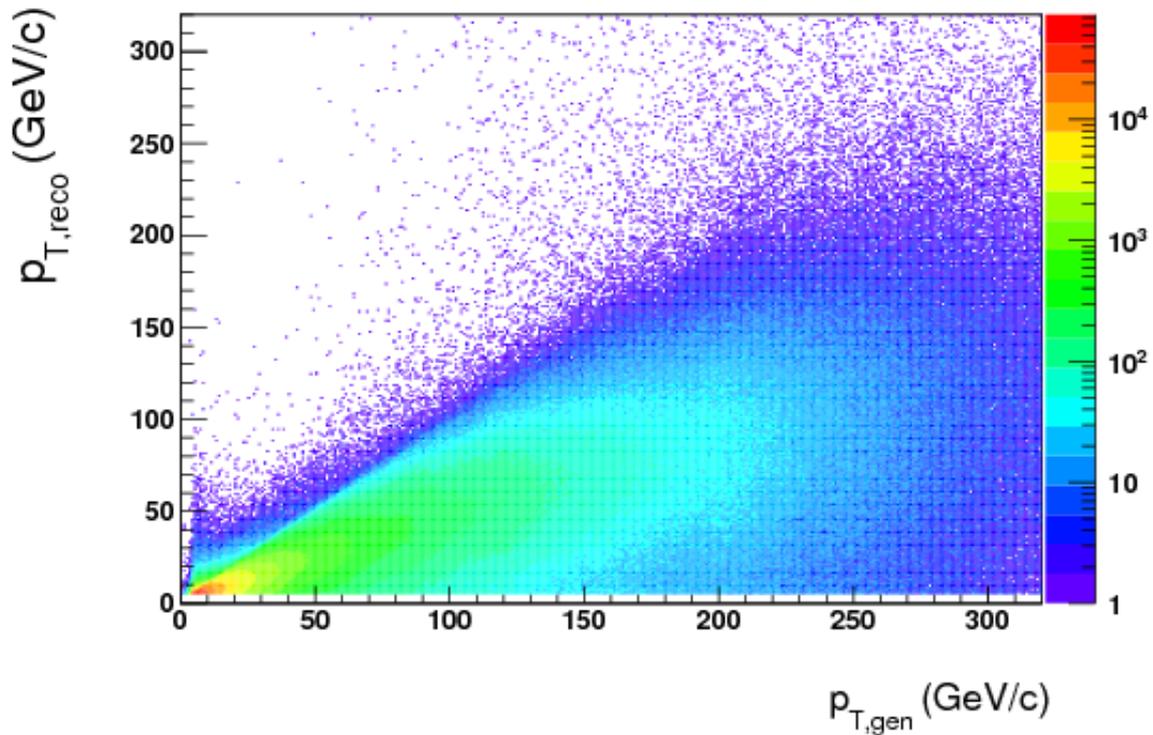


FIGURE 8.38 – Corrélation entre les jets reconstruits par SIS Cone ( $R = 0.4$ ,  $\eta_{jet} < 0.5$ ) à la sortie de PYTHIA ( $p_{T,gen}$ ) et à la sortie de GEANT3 ( $p_{T,reco}$ ).

du  $p_T$  reconstruit. Les barres d'erreur correspondent aux RMS de chaque intervalle de  $p_T$ . Les distributions sont présentées sur leur domaine de validité.

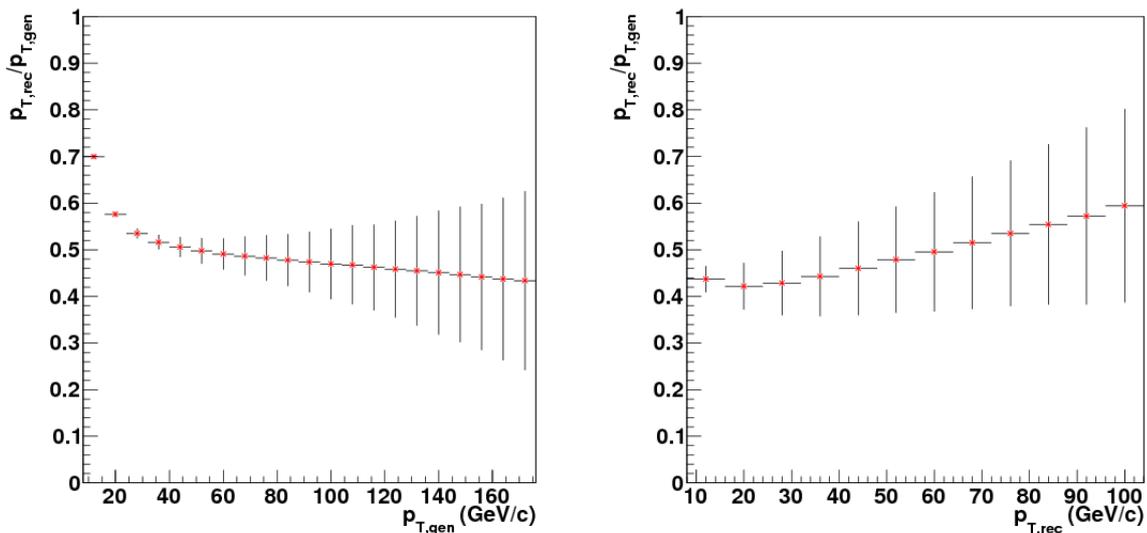


FIGURE 8.39 – Rapport  $p_{T,reco}/p_{T,gen}$  en fonction des  $p_T$  générés (à gauche) et reconstruits (à droite).

Sur la distribution de gauche, on remarque que le rapport diminue légèrement avec le  $p_T$  du jet généré pour atteindre une valeur limite de 40% environ. Mais le rapport est supérieur à

50% pour des jets de moins de 50 GeV/c, contrairement à ce qui est attendu. Plusieurs choses expliquent cette observation. Si l'on revient à la figure 8.38, on constate à bas  $p_T$  généré ( $< 20$  GeV/c), que si la majeure partie des jets reconstruits a un  $p_T$  inférieur à 20 GeV/c, une portion non négligeable a un  $p_T$  supérieur à 50 GeV/c. Nous n'avons pas étudié ce phénomène en détail. Il pourrait s'agir de jets de bruit de fond ou d'une défaillance de la correspondance entre jets générés et jets reconstruits. C'est la raison pour laquelle nous ne nous fierons pas à la distribution de gauche pour un  $p_T$  généré inférieur à 20 GeV/c.

Le rapport reconstruit/généré sur la distribution de droite est supérieur à 40% quel que soit le  $p_T$  du jet reconstruit. Ce rapport augmente avec le  $p_T$  du jet reconstruit comme on pouvait s'y attendre. C'est ce rapport qui nous intéresse plus particulièrement, il va nous permettre d'extraire le facteur moyen correctif à appliquer par intervalle de  $p_T$  de jet reconstruit sur le spectre que nous extraierons des données réelles. Il pourra également être appliqué aux fonctions de fragmentation. En aucun cas cette correction aura valeur de correction finale puisqu'elle n'est que moyenne et que le *smearing* n'est pas pris en compte.

## 8.4 Étude de l'impact de la résolution des jets sur le Plateau Bossu

D'après ce que l'on vient de voir, l'incertitude que l'on atteint sur le  $p_T$  des jets reconstruits à partir de l'information sur les particules chargées issue des trajectomètres est d'environ 40%. Ceci est principalement dû aux effets des fluctuations des particules chargées/neutres. Comment cette incertitude va-t-elle affecter la mesure du plateau bossu ?

La distribution du Plateau Bossu,  $F$ , dépend du nombre de hadrons, chargés dans notre cas, dans les jets  $N_{ch}$ , de l'impulsion transverse du jet  $p_{T,jet}$  ainsi que du nombre de jets total qui a servi à extraire la distribution,  $N_{jets}$ .  $F$  s'écrit donc, avec  $\xi = \ln(p_{T,jet}/p_{T,ch})$  :

$$F(\xi) = \frac{1}{N_{jets}} \frac{dN_{ch}}{d\xi} \quad (8.20)$$

La seule variable de cette fonction étant  $\xi$ , l'erreur sur  $F$ ,  $\sigma_F$  s'écrit :

$$\sigma_F^2 = \left( \frac{dF(\xi)}{d\xi} \right)^2 \sigma_\xi^2 \quad (8.21)$$

Le terme  $dF(\xi)/d\xi$  est estimé grâce à la forme du Plateau Bossu qui peut être ajustée de façon grossière à l'aide d'une gaussienne  $G$  de constante  $C_G$ , de moyenne  $\mu_G$  et de  $\sigma$ ,  $\sigma_G$  :

$$G(\xi) = \frac{C_G}{\sigma_G \sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{1}{2} \left( \frac{\xi - \mu_G}{\sigma_G} \right)^2\right] \quad (8.22)$$

Cet ajustement gaussien est présenté sur la figure 8.40, pour un Plateau Bossu extrait à partir de jets de 95 à 105 GeV/c issus des données simulées présentées précédemment. Il en a résulté un  $C_G \sim 14.21$ , un  $\mu_G \sim 3.24$  et un  $\sigma \sim 1.26$ .

La dérivée de cette fonction s'écrit :

$$\frac{dG(\xi)}{d\xi} = \left[ \frac{C_G}{\sigma_G \sqrt{2\pi}} \right] \frac{\mu_G - \xi}{\sigma_G^2} \exp\left[-\frac{1}{2} \left( \frac{\xi - \mu_G}{\sigma_G} \right)^2\right] = \frac{dF(\xi)}{d\xi} \quad (8.23)$$

Le terme  $\sigma_\xi$  dépend de l'incertitude sur le  $p_T$  des jets,  $\sigma_{p_{T,jet}}$  et de l'incertitude sur le  $p_T$  des hadrons,  $\sigma_{p_{T,part}}$ . On a donc :

$$\sigma_\xi^2 = \left( \frac{\partial \ln\left(\frac{p_{T,jet}}{p_{T,ch}}\right)}{\partial p_{T,jet}} \right)^2 \sigma_{p_{T,jet}}^2 + \left( \frac{\partial \ln\left(\frac{p_{T,jet}}{p_{T,ch}}\right)}{\partial p_{T,ch}} \right)^2 \sigma_{p_{T,ch}}^2 \quad (8.24)$$

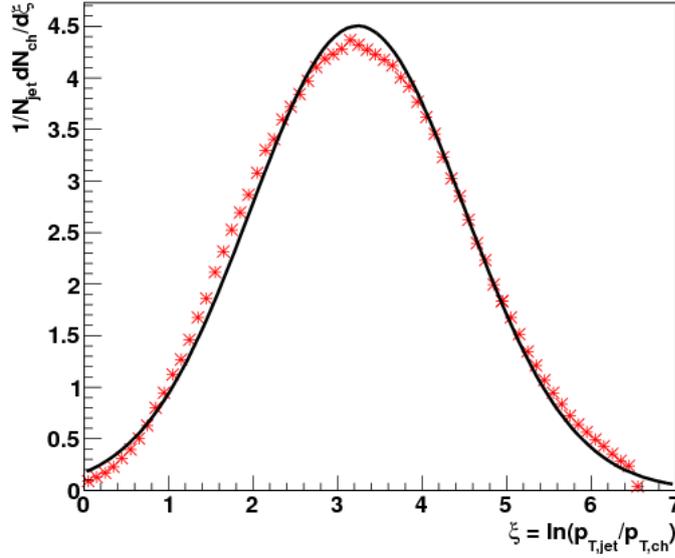


FIGURE 8.40 – Ajustement gaussien du Plateau Bossu pour des jets de  $p_T$  compris entre 95 et 105 GeV/c.

Nous allons négliger l'incertitude sur  $p_{T,ch}$ . Ce qui nous donne :

$$\sigma_\xi^2 = \left( \frac{1}{\frac{p_{T,ch}}{p_{T,jet}} \sigma_{p_{T,jet}}} \right)^2 = \left( \frac{\sigma_{p_{T,jet}}}{p_{T,jet}} \right)^2 \quad (8.25)$$

Nous avons calculé dans la partie précédente que l'incertitude relative sur le  $p_T$  des jets est de 40% environ. Par conséquent :  $\sigma_\xi = 0.4$ .

La figure 8.41 présente le Plateau Bossu de la figure 8.40 avec les erreurs associées à la résolution des jets. On constate que l'erreur est symétrique par rapport à la valeur moyenne de la gaussienne. Elle augmente jusqu'à cette valeur pour laquelle elle est nulle puis elle diminue.

Nous avons répertorié les erreurs relatives de certains intervalles du Plateau Bossu dans le tableau 8.8.

$\sigma_{p_{T,jet}}$	$\xi \in [1.3-1.4[$	$\xi \in [2.8-2.9[$	$\xi \in [3.2-3.3[$	$\xi \in [3.6-3.7[$	$\xi \in [5.1-5.2[$
40%	41.5%	10%	0.25%	10.6%	45.3%

TABLE 8.8 – Erreurs systématiques sur le Plateau Bossu pour  $\xi \in [1.3-1.4[$ ,  $[2.8-2.9[$ ,  $[3.2-3.3[$ ,  $[3.6-3.7[$  et  $[5.1-5.2[$ .

La valeur  $\xi$  pour laquelle on atteint le maximum de la distribution correspond à une erreur nulle. Cela est dû au fait que nous nous sommes contentés d'un calcul d'erreur au premier ordre. Afin de voir si le deuxième terme dans le développement limité est négligeable nous avons calculé l'erreur à l'ordre suivant :

$$\sigma_F = \left| \frac{dF(\xi)}{d\xi} \right| \sigma_\xi + \frac{1}{2!} \left| \frac{d^2F(\xi)}{d\xi^2} \right| \sigma_\xi^2 \quad (8.26)$$

Nous avons :

$$\frac{d^2F(\xi)}{d\xi^2} = \left[ \frac{C_G}{\sigma_G \sqrt{2\pi}} \right] \left( \frac{\mu_G}{\sigma_G^2} \left( \frac{\mu_G - \xi}{\sigma_G^2} \right) \exp \left[ -\frac{1}{2} \left( \frac{\xi - \mu_G}{\sigma_G} \right)^2 \right] \right) \quad (8.27)$$

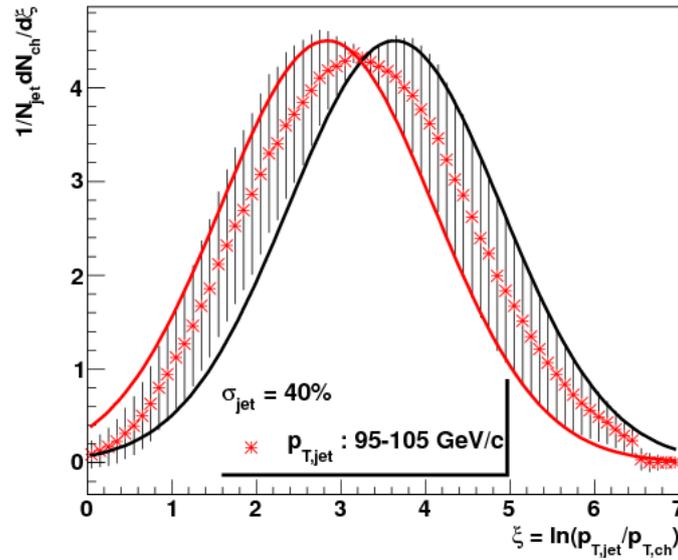


FIGURE 8.41 – Plateau Bossu pour des jets d'énergie comprise entre 95 et 105 GeV/c. Les erreurs systématiques correspondent à une résolution sur le  $p_T$  des jets de 40%.

$$- \frac{1}{\sigma_G^2} \exp\left[-\frac{1}{2} \left(\frac{\xi - \mu_G}{\sigma_G}\right)^2\right] \quad (8.28)$$

$$- \frac{\xi}{\sigma_G^2} \frac{\mu_G - \xi}{\sigma_G^2} \exp\left[-\frac{1}{2} \left(\frac{\xi - \mu_G}{\sigma_G}\right)^2\right] \quad (8.29)$$

Il en a résulté les erreurs présentées sur la figure 8.42 et répertoriées dans le tableau 8.9. Le

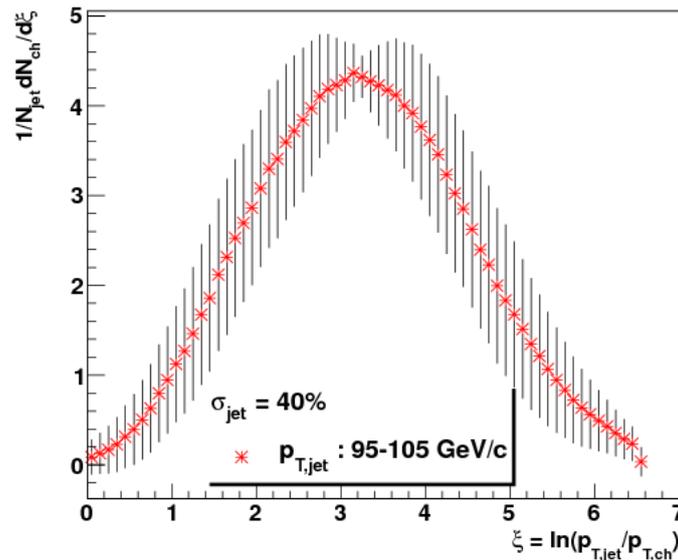


FIGURE 8.42 – Plateau Bossu pour des jets d'énergie comprise entre 95 et 105 GeV/c. Les erreurs systématiques correspondent à une résolution sur le  $p_T$  des jets de 40%.

passage au deuxième ordre dans le développement limité augmente donc l'erreur calculée de cinq points par rapport à ce qu'elle était au premier ordre.

Nous avons également ajouté, à la dernière ligne du tableau 8.9, l'erreur sur les mêmes intervalles

$\sigma_{p_{T,jet}}$	$\xi \in [1.3-1.4[$	$\xi \in [2.8-2.9[$	$\xi \in [3.2-3.3[$	$\xi \in [3.6-3.7[$	$\xi \in [5.1-5.2[$
40%	47%	14.6%	5.4%	15.2%	51.3%
30%	34.2%	10.1%	3.1%	10.6%	37.4%

TABLE 8.9 – Erreurs systématiques sur le Plateau Bossu au deuxième ordre pour  $\xi \in [1.3-1.4[$ ,  $[2.8-2.9[$ ,  $[3.2-3.3[$ ,  $[3.6-3.7[$  et  $[5.1-5.2[$ .

pour une résolution sur le  $p_T$  des jets de 30%, c'est-à-dire équivalente à ce qu'on aura avec l'utilisation d'EMCal dans la reconstruction des jets. On constate que l'erreur est diminuée d'environ 2 points et jusqu'à 14 points pour les intervalles de très haut et de très bas  $\xi$ .

Il semble donc que la reconstruction des jets dans ALICE à partir des particules chargées dans un rayon de taille donnée (0.4 ici) ne permet pas d'obtenir un Plateau Bossu avec une erreur inférieure à 5%. Plus on s'éloigne du maximum de la distribution plus l'erreur augmente dans les intervalles, de façon symétrique. Il est donc nécessaire d'augmenter la résolution sur le  $p_T$  du jet afin de diminuer ces incertitudes.

# Chapitre 9

## Premières observations sur les rayonnements intrajet

« *Labor omnia vincit improbus* », Virgile.  
(Le travail acharné vient à bout de tout)

Dans ce chapitre, nous présentons les étapes d'analyse que nous avons suivies pour extraire les premières mesures de fonctions de fragmentation sur les données réelles p+p à  $\sqrt{s} = 7$  TeV au LHC.

Nous discutons tout d'abord, les coupures d'analyse que nous avons utilisées pour sélectionner les événements physiques, puis les traces qui nous ont servi à la reconstruction des jets. Nous présentons un certain nombre de distributions nous permettant de tester la qualité des données reconstruites jusqu'à la mesure d'un spectre en  $p_T$  de jets, partiellement corrigé des effets présentés dans le chapitre précédent.

Nous présentons ensuite la distribution du Plateau Bossu  $1/N_{\text{jet}} dN_{\text{tr}}/d\xi$  pour laquelle  $\xi$  est défini comme  $\ln(p_{T,\text{jet}}/p_{T,\text{tr}})$ . Dans cette même partie, deux méthodes d'estimation du bruit de fond dans cette distribution sont comparées.

Une discussion sur la structure des jets et leur collimation est finalement proposée en nous focalisant sur des observables qui nous renseignent sur le rayonnement intrajet.

### 9.1 Présentation des données utilisées pour l'analyse

La première étape de la mesure des fonctions de fragmentation dans les jets nécessite la reconstruction de ces derniers dans les collisions p+p réelles à  $\sqrt{s} = 7$  TeV.

Dans cette partie, nous présentons l'ensemble des coupures que nous avons utilisées pour sélectionner, tout d'abord, les événements physiques, puis les traces retenues pour l'analyse.

Les données réelles sont issues des événements p+p à  $\sqrt{s} = 7$  TeV ayant été produits au LHC du 5 au 19 juillet 2010 (période LHC10c) et dont les critères de sélection seront présentés dans la section suivante.

Pour pouvoir analyser des données expérimentales brutes, il est nécessaire de les reconstruire afin d'en extraire des informations physiques exploitables. Cela consiste, par exemple, à reconstruire une trace, à effectuer un *matching* entre deux détecteurs, à distinguer deux *clusters* d'un *cluster* préalable unique, etc. Pour affiner la reconstruction, il est d'usage dans la collaboration ALICE, d'effectuer plusieurs « passages », en changeant les paramètres de reconstruction. Chaque nouvelle reconstruction, qui peut prendre en compte, par exemple, de nouvelles coupures sur les traces, de nouveaux paramètres de *tracking*, de calibration, d'alignement, la prise en compte d'un *bug* dans AliRoot, l'activation d'un détecteur (présent lors de la prise de données mais n'ayant pas participé à la précédente reconstruction), etc., est appelé *pass*. Nous ne détaillons pas ici les paramètres du *pass* que nous avons analysé : le *pass2*. Les données reconstruites sont stockées

dans des *Event Summary Data* (ESDs).

Les ESDs sont ensuite filtrées. On peut dès lors choisir un type d'événement donné *via* l'information sur les *triggers* (voir section 9.1.1) ou le faire ultérieurement lors de l'analyse. Le filtrage permet également de pré-sélectionner un certain type de traces chargées tout en les étiquetant (information utilisée pour une sélection ultérieure au cours de l'analyse *via* le *filtermask*, voir section 9.1.2).

Les données filtrées sont stockées dans des *Analysis Object Data* (AODs), qui sont produits « *on the fly* », dans le train d'analyse PWG4. L'analyse physique est ensuite effectuée sur ces AODs. Les jets qui sont reconstruits au cours de l'analyse sont stockés dans ces mêmes AODs.

### 9.1.1 Sélection des événements

#### Généralités sur le déclenchement de l'enregistrement d'un événement et la qualité des *runs*

Lors de la prise de données, lorsque le LHC effectue des collisions, chaque expérience utilise, comme présenté dans le chapitre 4, un certain nombre de sous systèmes pour sélectionner les événements « intéressants » pour la physique. C'est ce que l'on appelle le déclenchement (*trigger*). L'association de la réponse d'un ou plusieurs sous-détecteurs permet de définir différentes classes de *trigger*. Mise à part la première classe de la liste ci-dessous, ces classes sont associées au *trigger* dit, de biais minimum (*MinBias* ou MB) :

- CBEAMB-ABCE-NOPF-ALL : ce *trigger* signifie que les moniteurs de contrôle ont bien vu passer les deux faisceaux dans ALICE.
- CINT1B-ABCE-NOPF-ALL : l'événement est sélectionné si les deux faisceaux ont été vus, si les détecteurs V0A et V0C ont vu un signal, si le *timing beambeam particles* est vérifié et si le SPD a détecté au moins un impact.
- CINT1-E-NOPF-ALL : pour déclencher le signal de ce *trigger*, il faut des impacts dans les détecteurs V0A et V0C, que le *timing beambeam particles* soit vérifié et au moins un impact dans le SPD, mais pas de faisceaux détectés. C'est une classe de *trigger* de contrôle ou de bruit de fond.
- CINT1A-ABCE-NOPF-ALL : cette classe demande à ce qu'il y ait des impacts dans les détecteurs V0A et V0C, un *timing beambeam particles* à kTRUE, au moins un impact dans le SPD et que le faisceau soit détecté du côté A mais pas du côté C. C'est également une classe de *trigger* de contrôle ou de bruit de fond.
- CINT1C-ABCE-NOPF-ALL : cette classe est identique à la précédente à l'exception qu'ici c'est le faisceau du côté C qui doit être détecté.

D'autres classes que nous ne détaillerons pas ici ont également servi à déclencher l'enregistrement de certains événements, mais ne concernent que certains détecteurs (suffixes TPC, MUON ou EMCAL) : CMUS1B-ABCE-NOPF-MUON, CMUS1-E-NOPF-MUON, C0LSR-ABCE-NOPF-TPC, CMUS1A-ABCE-NOPF-MUON, CMUS1C-ABCE-NOPF-MUON, etc.

Après la prise de données, les événements, et en particulier les traces qu'ils contiennent, sont reconstruits. Dans ALICE, on classe les événements par période de prise de données, ou *run*, en fonction de leur qualité. Que ce soit *Online* (pendant la prise de données) ou *Offline* (après la prise de données), on peut être amené à exclure certains d'entre eux de la liste des « bons » *runs*. C'est le cas, par exemple, s'ils n'ont pas été assez longs<sup>1</sup>, parce que la reconstruction s'est mal passée, parce que l'analyse des *runs* en fonction du temps présente un comportement anormal, etc. Le *Global ALICE Run QA* résume toute l'information nécessaire à la sélection des « bons » numéros de *runs* dans la *Run Condition Table* sur Monalisa<sup>2</sup>.

Les numéros des bons *runs* correspondants aux données LHC10c(pass2) que nous avons analysés

1. Dans certains cas, les *runs* sont très courts parce que certains des détecteurs absents (pour une raison donnée), mais devant participer à la prise de données, reviennent dans la *partition* (ensemble de détecteurs prenant des données).

2. <http://alimonitor.cern.ch/configuration>

sont les suivants : 119841, 119842, 119844, 119845, 119846, 119849, 119853, 119859, 119862, 120067, 120069, 120072, 120073, 120076, 120079, 120244, 120503, 120504, 120505, 120616, 120617, 120671, 120741, 120750, 120758, 120820, 120821, 120822, 120823, 120824, 120825 et 120829. Ils correspondent aux *runs* de « *Global quality* » == 1 dans la *Run Condition Table*.

Les versions de Root et AliRoot employées afin d'extraire les histogrammes et résultats que nous présentons dans ce chapitre sont les suivantes : v5-28-00a pour Root et v4-21-20-AN pour AliRoot.

### Critères de sélection sur les événements

L'étape suivante consiste à sélectionner, parmi les événements qui ont été enregistrés, ceux qui sont pertinents pour l'analyse que nous souhaitons effectuer. Pour les études que nous présentons dans ce chapitre, les événements retenus répondent aux deux critères suivants :

#### Sélection d'un type d'événement via l'identifiant du *trigger* correspondant

Tout d'abord, les événements MB sont sélectionnés *via* l'identifiant du *trigger* (CINT1-B) correspondant. Cette tâche est effectuée dans le train d'analyse officiel par la tâche **AliPhysicsSelectionTask**, dont les paramètres sont spécifiés par l'intermédiaire de la macro **AdTaskPhysicsSelection.C**. Un événement peut appartenir à une ou plusieurs classes de *trigger*. Le PhysicsSelection peut également permettre d'identifier les événements de bruit de fond. Par exemple, nous avons évoqué précédemment les classes de *trigger* suivantes : CINT1A-ABCE-NOPF-ALL et CINT1C-ABCE-NOPF-ALL. D'après la définition de ces classes, il n'est pas nécessaire que les deux faisceaux soient détectés pour que l'événement soit enregistré. Elles sont appelées classes de bruit de fond dans la mesure où elles permettent, si cela est spécifiquement demandé dans la PhysicsSelection, d'estimer le bruit de fond provoqué par l'interaction du faisceau avec du gaz ou de la matière présente sur sa course. Elles n'ont pas d'intérêt direct pour une analyse de données mais permettent de soustraire les effets de bruit de fond aux bons événements MB.

Dans notre cas, nous n'avons sélectionné que les événements MB, dont l'enregistrement a été déclenché par CINT1B-ABCE-NOPF-ALL.

#### Coupure sur les vertex

La seconde étape de la sélection d'un événement s'effectue sur la nature et sur la position de son vertex primaire, c'est-à-dire sur les coordonnées du point de collision à partir duquel les particules de l'événement sont « apparues ». Cette sélection est nécessaire car la collision n'a pas forcément lieu exactement au centre d'ALICE. Une coupure sur la composante z du vertex primaire est donc appliquée afin de s'affranchir des biais (effets d'acceptance par exemple).

Comme nous l'avons vu au chapitre 4, ALICE comporte deux sous-détecteurs permettant la trajectométrie à rapidité centrale : la TPC et l'ITS. De l'information que nous apportent les traces reconstruites dans ces deux sous systèmes, on peut reconstruire trois types de vertex primaires :

- si l'utilisation des traces comporte uniquement les impacts dans la TPC (*TPC-Only*), leur convergence permet de reconstruire un vertex appelé, **vertex TPC**,
- si l'utilisation des traces (*tracklets*) comporte uniquement les impacts dans l'ITS ( et plus spécifiquement dans le SPD), on reconstruit alors un vertex appelé, **vertex SPD**,
- si le vertex est issu des traces globales (comportant à la fois des impacts dans la TPC et dans l'ITS), il est naturellement appelé, **vertex global**.

Dans notre cas, nous sélectionnons les événements ayant un vertex global dont la position en z est comprise dans l'intervalle  $-10 \text{ cm} < z_{\text{vtx}} < 10 \text{ cm}$ .

Nous avons également imposé la contrainte suivante sur les coordonnées transverses  $x_{\text{vtx}}$  et  $y_{\text{vtx}}$

du vertex :  $\sqrt{x_{\text{vtx}}^2 + y_{\text{vtx}}^2} < 1$  cm.

Enfin, pour qu'un événement soit considéré comme valide, un minimum d'une trace pointant dans la direction du vertex primaire (et ayant donc participé à la détermination du vertex) est nécessaire. Ce nombre est appelé **NContributors**.

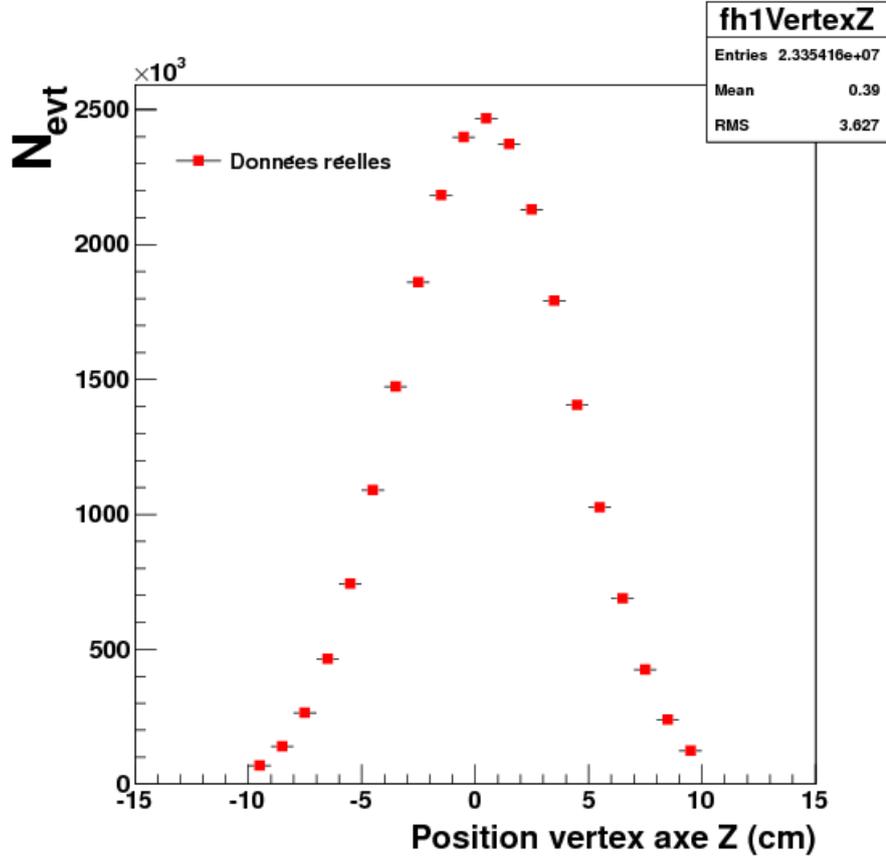


FIGURE 9.1 – Distribution des vertex primaires dans les données réelles.

Après la vérification de l'appartenance des événements à la classe de *trigger* CINT1B-ABCE-NOFF-ALL et sur la position du vertex selon l'axe Z, 23.3 millions d'événements réels ont été conservés. La figure 9.1 présente la distribution en z des vertex primaires de ces événements. Ces vertex sont distribués à peu près suivant une gaussienne centrée autour de zéro et dont les queues sont bien coupées à -10 et 10 cm.

### 9.1.2 Critères de sélection sur les traces

Après avoir sélectionné les bons événements, il faut sélectionner les bonnes traces. Au cours du filtrage des ESDs, la tâche **AliAnalysisESDFilter** permet de réaliser une présélection des traces intéressantes. Ces traces sont également étiquetées *via* l'attribution d'un *filterbit* permettant d'identifier leur type. Les traces présélectionnées sont associées au *filtermap* (un *bit* par jeu de coupures satisfaites par la trace considérée) correspondant dans les AODs. Au moment de son analyse, l'utilisateur doit alors spécifier un *filtermask* qui permettra d'effectuer la sélection finale et de garder une (ou plusieurs) catégorie de traces précédemment présélectionnées.

Un des premiers ensembles de coupures a avoir été utilisé pour réaliser l'analyse présentée dans ce document est le *filtermask* 16. Ce dernier permet de sélectionner les traces globales (traces reconstruites avec l'information de l'ITS et la TPC) mais qui possèdent au moins un impact (*hit*) dans le SPD. Cette condition sur le SPD suppose le bon fonctionnement de ce

dernier. Or, comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, certains modules du SPD sont défectueux. Ce qui crée des trous dans l'acceptance de ce dernier. Les traces globales se situant dans ces zones ne peuvent donc pas posséder d'impact dans le SPD. Ainsi la distribution en  $\phi$  qui en résulte n'est pas plate. Cela se propage sur la distribution en  $\phi$  des jets comme nous l'avons montré pour des données simulées sur la figure 8.37. Pour les études que nous souhaitons réaliser, ceci est clairement un problème.

Afin d'y pallier, un autre *filtermask* a été choisi, le *filtermask* 256. Il ne demande plus qu'une trace aie au moins un impact dans le SPD. Seules les traces issues de la TPC uniquement (*TPC-Only*) sont gardées, mais elles sont tout de même contraintes au vertex primaire SPD. La contrainte sur le vertex permet de tirer parti de la bonne précision du SPD et de gagner en résolution sur l'impulsion des traces par rapport à des traces TPC seules. Le *filtermask* 256 inclut également les critères de sélection suivants :

- le nombre minimum de *clusters* qu'une trace doit laisser dans la TPC pour être conservée est 70.
- 4 est la valeur maximum du  $\chi^2$  de l'ajustement d'un *cluster* dans la TPC.
- les particules issues des *kinks* ne sont pas prises en compte.
- la distance maximale dans le plan (x,y) entre une trace et le vertex primaire est de 3.2 cm.
- la distance maximale selon l'axe z entre une trace et le vertex primaire est de 2.4 cm.

Les traces sont de plus recueillies dans l'acceptance de la TPC ( $|\eta| < 0.9$ ) si elles ont un  $p_T$  supérieur à 150 MeV/c. Ceci est la limite en  $p_T$  inférieure atteinte par les détecteurs.

Sur les figures 9.2 et 9.3, nous présentons le  $p_T$ ,  $\eta$  et  $\phi$  des traces après application des critères de sélection. Ces distributions sont utilisées afin de contrôler la qualité des données utilisées pour notre analyse.

D'après la figure 9.2, au-delà de 50 GeV/c environ, la statistique pour les traces devient faible. La distribution en  $\eta$  de la figure 9.3 (à gauche) est relativement plate, excepté en  $\eta = -0.8$  et 0.8, au niveau des bords du système de *tracking* et à pseudo-rapacité égale à zéro, au niveau de la membrane centrale de la TPC.

On constate sur la figure 9.3 (à droite), qu'avec le *filtermask* 256, le déficit de traces en  $\phi \sim 2, 5$  et 6 obtenu précédemment avec le *filtermask* 16, a disparu. On obtient bien désormais une répartition des traces homogène en  $\phi$ , avec cependant quelques « fluctuations » correspondant aux différentes zones mortes entre les secteurs (18 MWPC) de la TPC.

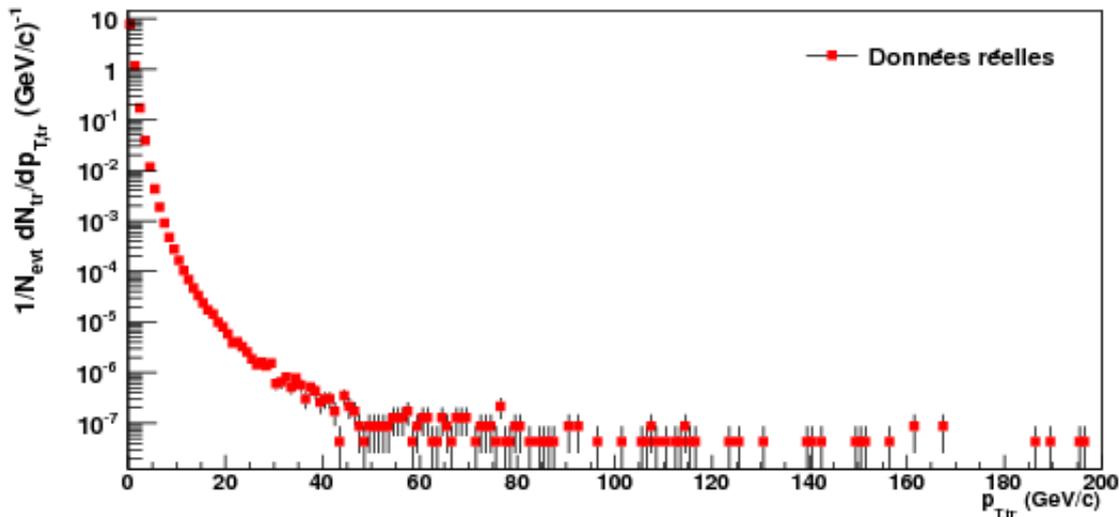
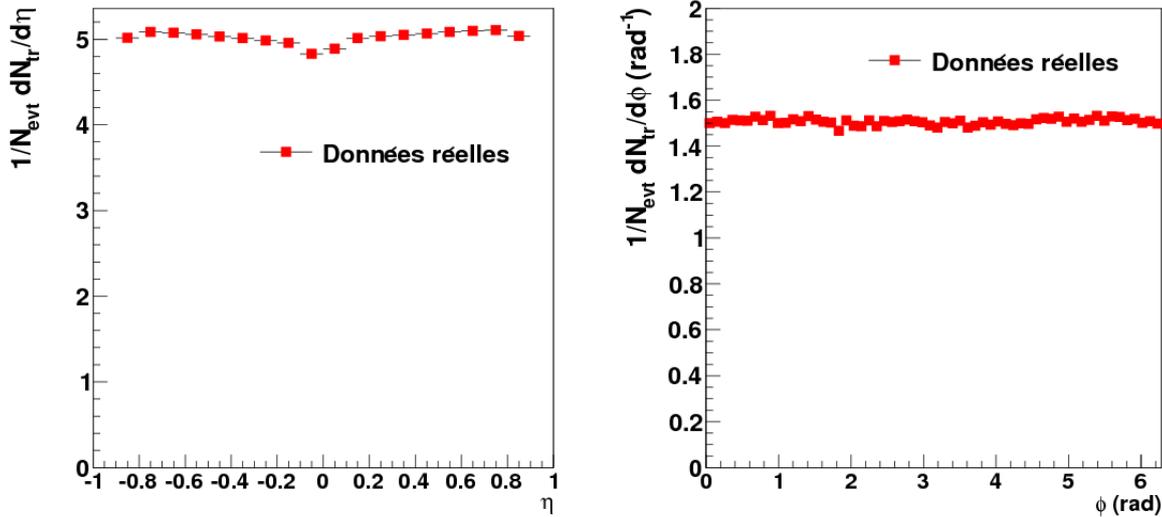


FIGURE 9.2 – Nombre de traces en fonction de leur  $p_T$ .

FIGURE 9.3 – Nombre de traces en fonction de  $\eta$  (à gauche) et de  $\phi$  (à droite).

### 9.1.3 Critères de sélection des jets

Dans cette section, nous souhaitons nous assurer de la cohérence entre les distributions des traces chargées présentées précédemment et les jets reconstruits à partir de ces dernières. La mesure des jets étant une étape préliminaire essentielle à la mesure des fonctions de fragmentation, il est essentiel de s'assurer de leur bonne reconstruction.

Ici, les jets sont reconstruits avec SIScone, UA1 (graine de 2 GeV/c),  $k_T$  et anti- $k_T$ . Le rayon choisi est 0.4. Les jets sont sélectionnés dans la zone fiduciaire de la TPC :  $|\eta| < 0.5$ , de sorte que ces derniers soient entièrement compris dans l'acceptance de mesure des traces. Le  $p_T$  minimum des jets reconstruits est de 5 GeV/c. Les jets sont corrigés du bruit de fond par la méthode de cône pour UA1 et par la méthode des aires passives pour les autres algorithmes (le bruit de fond moyen a été évalué à l'aide de l'algorithme  $k_T$  pour SIScone et anti- $k_T$ ) comme expliqué dans le chapitre 8. Dans le cas de UA1, nous ne gardons au maximum que 10 jets reconstruits par événement pour bâtir les distributions discutées ci-dessous.

Nous présentons sur les figures 9.4 et 9.6, le nombre de jets reconstruits en fonction de leur  $p_T$  et de leurs positions en  $\eta$  et  $\phi$  respectivement.

On constate, sur la figure 9.4 que les algorithmes sont en accord, excepté à bas  $p_T$  où UA1 reconstruit moins de jets. Ceci est dû à la graine (2 GeV/c) dont la valeur détermine le  $p_T$  seuil à partir duquel la reconstruction des jets peut débuter. Il semblerait également que SIScone reconstruise davantage de jets de petite impulsion transverse.

Les distributions de la figure 9.6 (à gauche) présentent un creux en  $\eta = 0$ , conséquence du déficit de traces en cette zone.

De façon générale, SIScone reconstruit plus de jets (1 fois plus à  $\eta = 0$  et jusqu'à 1.3 fois plus aux bords de l'acceptance considérée). Cette distribution, contenant plus d'entrées aux bords de l'acceptance nous rappelle ce que nous avons observé dans le chapitre 8 pour les données simulées. Nous avons constaté que ces jets étaient pour la plupart, des jets de petit  $p_T$  et de grande aire. Nous les avons identifiés comme n'étant pas des objets physiques. Ce qui est étrange, c'est que cette distribution particulière était surtout visible pour un paramètre de recouvrement de 10% et sans coupure sur le  $p_T$  minimum des jets reconstruits par SIScone. Or, ici, le paramètre de recouvrement est de 75% et la coupure sur le  $p_T$  des jets est de 5 GeV/c. Il serait intéressant d'étudier si les jets situés aux bords de l'acceptance correspondent de la même manière à des jets de petit  $p_T$  et de grande aire, en appliquant une coupure sur les aires des jets reconstruits

par SIScone par exemple.

Les algorithmes  $k_T$  et UA1 reconstruisent à peu près le même nombre de jets. Anti- $k_T$  reconstruit un peu plus de jets que ces deux derniers. La distribution de UA1,  $k_T$  et anti- $k_T$  est à peu près plate en  $\eta$  avec une légère augmentation sur les bords. C'est UA1 qui reconstruit le moins de jets. Cela peut provenir de la coupure imposée sur le nombre de jets reconstruits que nous avons appliquée (10) mais aussi, et surtout, de la graine de 2 GeV/c.

On retrouve ces différences en nombre de jets reconstruits dans la distribution en  $\phi$  sur la figure 9.6 (à droite). Les distributions sont bien homogènes. Comme pour les traces, les distributions en  $\phi$  fluctuent légèrement du fait de la présence des secteurs de la TPC qui affectent également les jets reconstruits.

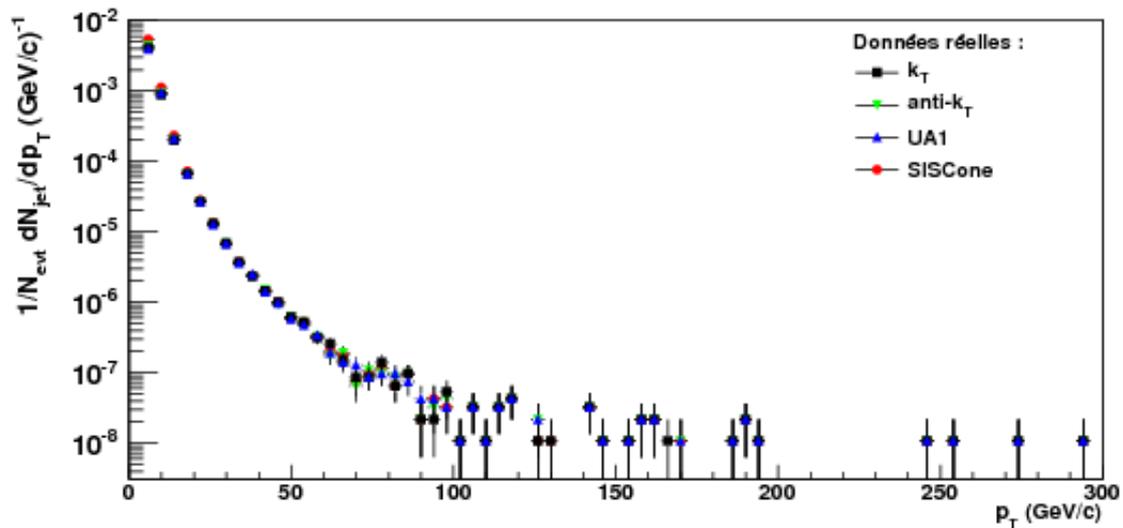


FIGURE 9.4 – Nombre de jets reconstruits en fonction de leur  $p_T$ .

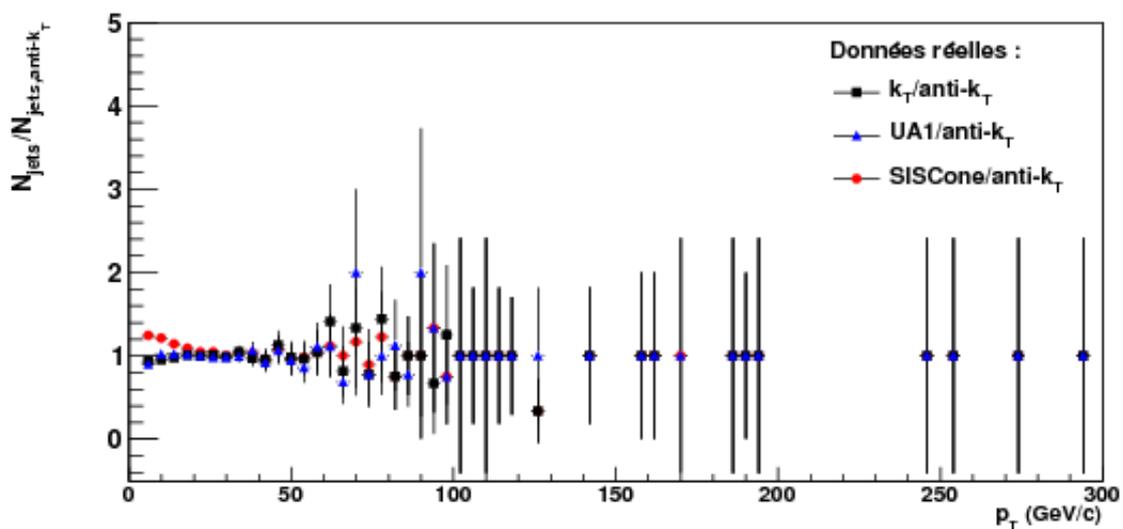
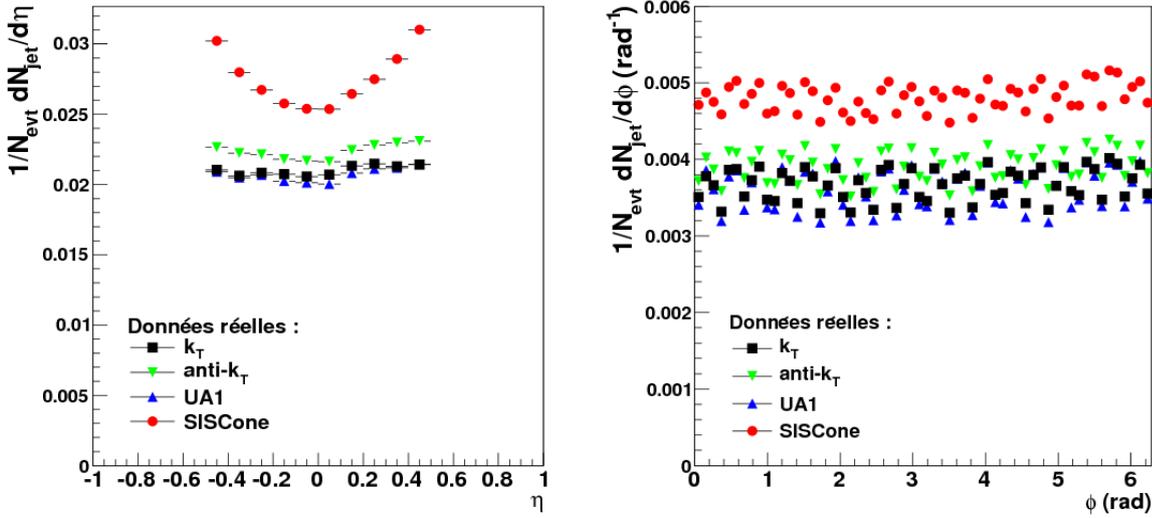


FIGURE 9.5 – Rapport du nombre de jets reconstruits par  $k_T$  (carrés noirs), UA1 (triangles bleus) et SIScone (points rouges) sur le nombre de jets reconstruits par anti- $k_T$  en fonction du  $p_T$  des jets.

FIGURE 9.6 – Nombre de traces en fonction de  $\eta$  (à gauche) et de  $\phi$  (à droite).

## 9.2 Extraction du spectre inclusif de production de jets

La question que nous nous posons dans cette partie est la suivante : comment le rapport  $p_{T,\text{jet}}^{\text{rec}}/p_{T,\text{jet}}^{\text{gen}}$  estimé à l'aide des données MC modifie le spectre en  $p_T$  brut reconstruit par les différents algorithmes de reconstruction de jet ? C'est un point très important pour la mesure des fonctions de fragmentation. En effet, il illustre comment la non mesure d'une fraction du  $p_T$  des jets affecte le spectre brut de jets reconstruits.

Nous l'avons dit à la fin du chapitre 8, l'étude à l'échelle de la simulation de la corrélation entre un spectre généré de jets et son spectre reconstruit nous donne accès à une matrice de réponse qui peut alors être utilisée pour corriger le spectre brut reconstruit. En effet, ce dernier sous estime le  $p_T$  « vrai » du jet et a une forme globale modifiée du fait des effets de *smearing* que l'*unfolding* permet de corriger.

Nous n'avons pas travaillé sur ces méthodes de déconvolution dans cette thèse. Cependant, nous avons étudié comment, en moyenne, le  $p_T$  du jet généré ou vrai est biaisé par la mesure expérimentale par l'intermédiaire du rapport  $p_{T,\text{jet}}^{\text{rec}}/p_{T,\text{jet}}^{\text{gen}}$  moyen présenté à la fin du chapitre précédent.

Dans un premier temps nous avons donc récupéré le facteur correctif de la figure 8.39. Bien qu'obtenu avec un *filtermask* différent de la présente analyse, nous l'avons appliqué au spectre en  $p_T$  des jets bruts (le bruit de fond a déjà été soustrait) obtenus avec l'algorithme SISCone. Nous avons également réarrangé les intervalles de haut  $p_T$  pour réduire les fluctuations statistiques. Le spectre brut (symboles vides) et corrigé (symboles pleins) sont présentés sur la figure 9.7.

On constate sur la figure que la correction revient à *shifter* et « étaler » le spectre reconstruit vers de plus grandes valeurs de  $p_T$ . Cela affecte le nombre d'entrées par canal de  $p_T$  qui devient plus grand à intervalle de  $p_T$  donné.

Si cette méthode de correction est grossière, elle permet néanmoins d'illustrer le fait que nos limitations en termes de mesure du  $p_T$  des jets ont des conséquences importantes sur les résultats obtenus : surestimation du nombre de jets à bas  $p_T$  et sous-estimation du nombre de jets à haut  $p_T$ . Sachant que les études de fonctions de fragmentation se font par tranches de  $p_T$  ce biais a donc une incidence importante.

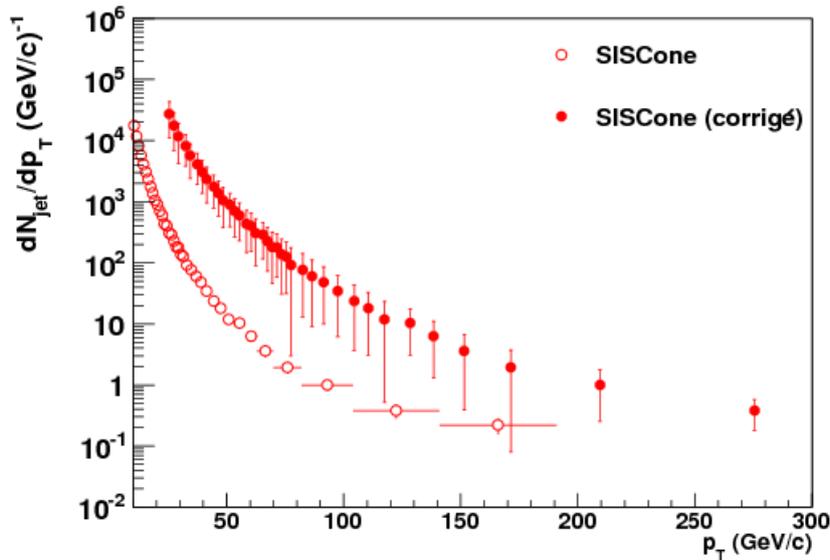


FIGURE 9.7 – Spectres en  $p_T$  des jets reconstruits par SISCone (points) avant (symboles vides) et après (symboles pleins) application du facteur correctif.

### 9.3 Premières mesures des distributions en moment des particules dans les jets et du Plateau Bossu dans les collisions p+p à $\sqrt{s} = 7$ TeV

Dans cette section, nous nous intéressons à présent à l'extraction du Plateau Bossu. Cette distributions nous permet de mesurer comment les particules se répartissent en moment dans les jets et comme nous l'avons introduit dans les chapitres 2 et 3, elle est d'un intérêt pour contraindre la pQCD.

Nous choisissons de montrer cette quantité car elle permet d'accentuer des zones où les particules n'emportent qu'une petite fraction du  $p_T$  du jet. Cette zone présente un grand intérêt à la fois dans les collisions élémentaires et dans les collisions d'ions lourds pour étudier le bruit de fond ou la perte d'énergie des jets dans le milieu.

Pour réaliser notre analyse, nous avons participé à l'élaboration de la classe AliAnalysis-TaskFragmentationFunction au sein de la collaboration ALICE. Cette classe est née du soucis de rassembler les différents codes d'analyse de fonctions de fragmentation existants afin de les inclure dans le train d'analyse officiel. Cette classe permet, en plus d'extraire des distributions de Plateau Bossu et de fonctions de fragmentation, d'étudier le  $p_T$  des traces incluses dans les jets, leur position angulaire par rapport à l'axe du jet, etc. Elle permet également d'extraire des histogrammes de contrôle des événements, des traces et des jets. Nous sommes intervenus plus particulièrement au niveau des fonctions de fragmentation, du Plateau Bossu, des distributions du rayonnement intrajet (sur lesquelles nous discutons brièvement à la fin de ce chapitre), et de l'analyse des dijets. Dernièrement, des méthodes de correction du bruit de fond et de correction en efficacité des traces y ont été implémentées. Comme nous avons plus particulièrement travaillé sur les méthodes de soustraction du bruit de fond, nous y consacrons une section. Nous ne parlons pas des corrections sur les efficacités des traces chargées.

Nous n'avons pas encore exploité toutes les possibilités qu'offrent cette classe, qui est d'ailleurs toujours en cours de construction car la mesure complète de fonctions de fragmentation corrigées est une tâche complexe. Nous allons commenter une partie des corrections à appliquer à ces distributions. Puis nous montrerons quelques aspects de l'étude des rayonnements intrajets que nous avons initiée avec pour objectif de commenter l'idée de collimation des jets.

### 9.3.1 Comparaison des Plateaux Bossus reconstruits par les quatre algorithmes

Avec les quatre algorithmes utilisés jusqu'à présent, nous avons extrait des données réelles les Plateaux Bossus pour six intervalles de  $p_T$  de jets : 10-20 GeV/c, 20-30 GeV/c, 30-40 GeV/c, 40-60 GeV/c, 60-80 GeV/c et 80-100 GeV/c. Les résultats sont présentés sur la figure 9.8. Dans ces distributions, le bruit de fond a été soustrait des jets. Elles ont été normalisées par le nombre total de jets reconstruits par canal de  $p_T^{jet}$ .

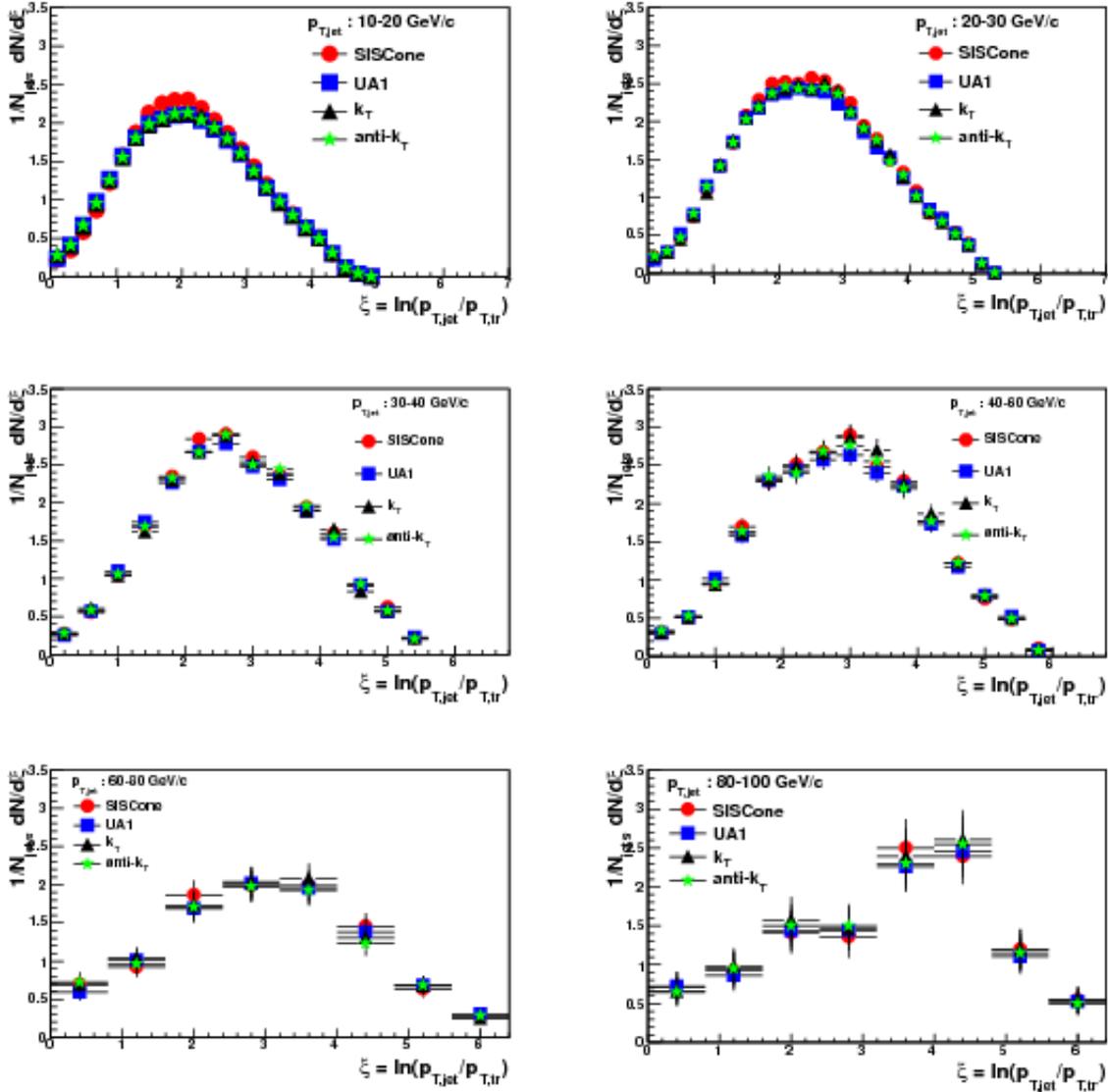


FIGURE 9.8 – Plateaux Bossus obtenus pour les algorithmes suivants ( $R = 0.4$ ) : UA1 (étoiles vertes), SIS Cone (points noirs),  $k_T$  (triangles rouges) et anti- $k_T$  (carrés bleus).

Il faut être extrêmement prudent avec ces distributions car, si le  $p_T$  du jet est corrigé du bruit de fond, les traces du bruit de fond, elles, sont toujours présentes dans les distributions du Plateau Bossu.

Cela signifie que la quantité  $\xi$  a été corrigée en conséquence, en revanche les distributions que nous présentons ne sont pas encore corrigées des traces de bruit de fond qui entrent dans cette dernière. Nous y reviendrons par la suite.

On constate tout d'abord que la tendance attendue en fonction de  $\xi$ , longuement décrite dans le chapitre 2, est bien mesurée. Lorsque le  $p_T$  du jet augmente, la position de la bosse se décale des bas  $\xi$  aux hauts  $\xi$ . Les jets de haut  $p_T$  semblent donc avoir plus de particules de bas  $p_T$  (relativement à leur  $p_T$ ). Idéalement, il faudrait recommencer cette tendance après soustraction du bruit de fond et du *shift*.

Dans l'ensemble, les résultats obtenus avec les différents algorithmes sont assez cohérents entre eux sur tous les  $p_T$  de jets scannés. Nous notons toutefois un désaccord de SIS Cone par rapport aux autres algorithmes dans les 2 canaux de plus bas  $p_T^{\text{jet}}$ . Pour des jets de  $p_T$  compris entre 10 et 30 GeV/c, SIS Cone trouve systématiquement plus de traces que les trois autres algorithmes pour  $\xi$  compris entre 1 et 3. Ces traces correspondent à des fractions de  $p_T$  du jet comprises entre 4 et 36%.

Nous soupçonnons, une fois encore, les jets de petit  $p_T$  et de grande aire qui sont peut être plus nombreux dans les intervalles de bas  $p_T$ . Il faudrait observer comment une coupure sur l'aire des jets affecte les distributions du Plateau Bossu en fonction des intervalles de  $p_T$  des jets. Cela nous permettrait également de vérifier si SIS Cone peut trouver des distributions plus proches de celles des autres algorithmes.

À ce stade, nous n'observons pas de différences significatives entre UA1 et les deux autres algorithmes  $k_T$  et anti- $k_T$ , de constitution pourtant différentes. L'absence de différences significatives laisse à penser que les trois algorithmes sont relativement cohérents entre eux pour la recherche de l'axe des jets.

Dans la suite de ce chapitre, nous nous focaliserons sur SIS Cone uniquement dont les Plateaux Bossus pour différents  $p_T$  de jet ont été rassemblés sur la figure 9.9.

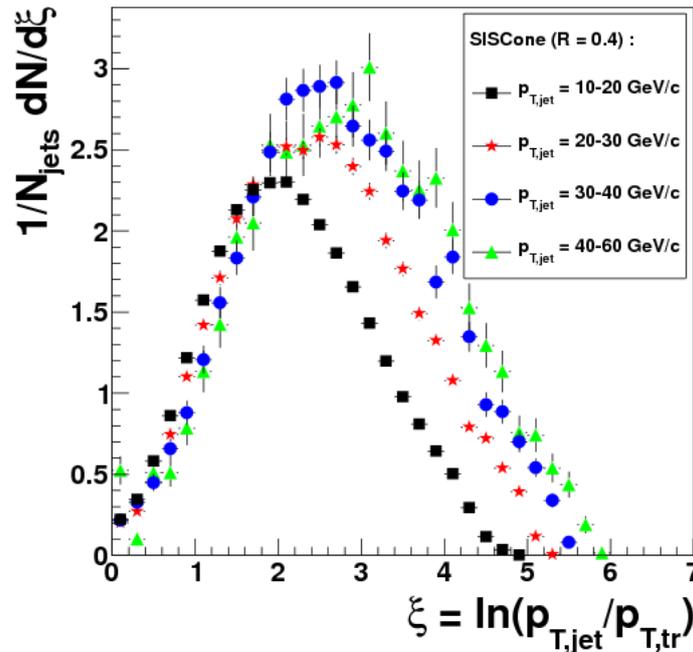


FIGURE 9.9 – Plateaux Bossus obtenus avec l'algorithme SIS Cone ( $R = 0.4$ ) pour les jets de  $p_T$  suivants : 10-20 GeV/c (carrés noirs), 20-30 GeV/c (étoiles rouges), 30-40 GeV/c (points bleus) et 40-60 GeV/c (triangles verts).

### 9.3.2 Méthodes d'estimation du bruit de fond dans les fonctions de fragmentation

Si la soustraction du bruit de fond du  $p_T$  des jets est suffisante pour étudier un spectre de jets, ce n'est pas le cas des fonctions de fragmentation. En effet, elles utilisent bien le  $p_T$  du jet mais également celui des particules que l'algorithme de reconstruction lui a attribués. Or, même en connaissant la valeur du bruit de fond moyen, on ne sait pas quelles sont les particules qui en font partie (sans compter en plus les fluctuations!).

Les méthodes de soustraction de bruit de fond des distributions de fonction de fragmentation implémentées dans la classe `AliAnalysisTaskFragmentationFunction` ont donc pour but de reconstruire des fonctions de fragmentation de bruit de fond. C'est-à-dire reconstruire des fonctions de fragmentation reconstruites dans les mêmes conditions que les fonctions du signal, à partir de particules qui sont identifiées comme ne faisant pas partie du signal. Les fonctions de fragmentation du bruit de fond sont construites en fonction de la variable  $\xi^{\text{bckg}} = \ln(p_T^{\text{jet}}/p_T^{\text{had,bckg}})$ . Ces fonctions sont ensuite soustraites aux spectres bruts.

Dans cette section, nous allons tout d'abord présenter certaines méthodes d'estimation du bruit de fond dans les fonctions de fragmentation implémentées dans la classe `AliAnalysisTaskFragmentationFunction`. Ensuite, nous comparerons la quantité de bruit de fond estimée par deux de ces méthodes et nous la soustrairons aux fonctions de fragmentation reconstruites par `SISCone` dans sept intervalles de  $p_T$  de jets : 10-20 GeV/c, 20-30 GeV/c, 30-40 GeV/c, 40-60 GeV/c, 60-80 GeV/c et 80-100 GeV/c.

#### Présentation des méthodes

La classe d'AliRoot, `AliAnalysisTaskFragmentationFunction`, permet de corriger les fonctions de fragmentation du bruit de fond de plusieurs façons différentes. Nous expliquons leur principe dans la liste ci-dessous :

- La méthode **BckgOutLeadingJet** : cette méthode consiste à reconstruire une fonction de fragmentation de bruit de fond en tirant aléatoirement un nombre de traces dans l'espace  $(\eta, \phi)$  à l'extérieur de la zone occupée par le jet. Le nombre de traces à tirer est estimé comme étant le nombre de traces moyen du bruit de fond que l'on doit retrouver dans un cône de rayon de la taille de celui du jet. Sa reconstruction n'utilise que des particules se trouvant hors du jet de plus haut  $p_T$ .
- Les méthodes **kBckgOut2J** et **kBckgOut3J** fonctionnent sur le même principe, mais ce sont des particules prises à l'extérieur des 2 ou 3 jets de plus haut  $p_T$  reconstruits qui sont utilisées pour construire la réponse du bruit de fond. Ces méthodes ne peuvent bien sûr s'appliquer qu'aux événements comptant au moins 2 ou 3 jets durs. Notons que dans le cas où un « *sub-leading* » jet serait partiellement compris dans l'acceptance de mesure, la méthode `BckgOutLeadingJet` pourrait surestimer légèrement le bruit de fond, car elle est susceptible, avec une probabilité non nulle, d'inclure des particules du *sub-leading* jet au bruit de fond.
- La méthode **kBckgOutAJ** est identique aux précédentes mais elle s'adapte, suivant que l'événement compte 1, 2 ou 3 jets.
- **kBckgOutLJStat**, **kBckgOut2JStat**, **kBckgOut3JStat** et **kBckgOut3JStat** sont les méthodes pendantes des méthodes précédentes à l'exception près que le bruit de fond estimé en construisant les fonctions de fragmentation du bruit de fond à partir de toutes les particules de la grille  $(\eta, \phi)$ , les particules appartenant au jet excepté. Puis un facteur est appliqué pour remettre à l'échelle la distribution de bruit de fond à l'aire du jet.
- La méthode **BckgPerp** : dans cette méthode, le bruit de fond compris dans les fonctions de fragmentation est estimé en reconstruisant une fonction de fragmentation dans un cône perpendiculaire à l'axe du jet de plus haut  $p_T$  de l'événement. Nous gardons le même  $\eta$  que le *leading* jet reconstruit pour s'assurer que le cône de bruit de fond tombe dans l'acceptance de reconstruction. Seul une rotation en  $\phi$  est réalisée.

Toutes ces méthodes sont en cours d'étude. Nous avons choisi d'en comparer deux : `BckgOutLeadingJet` et `BckgPerp`.

D'autres méthodes plus spécifiques à l'étude du bruit de fond dans les collisions Pb+Pb sont également disponibles dans la classe `AliAnalysisTaskFragmentationFunction`, nous ne les commenterons pas ici.

### Quantité de bruit de fond estimée par les méthodes `BckgOutLeadingJet` et `BckgPerp`

Nous allons maintenant observer la quantité de bruit de fond incluse dans les distributions en  $p_T$  des traces dans les jets d'après les estimations des méthodes `BckgOutLeadingJet` et `BckgPerp`.

La figure 9.10 présente les distributions en  $p_T$  des traces incluses dans des jets de différents  $p_T$ . Les carrés noirs correspondent aux traces de signal brut (incluant le bruit de fond). Les ronds rouges et les croix bleues correspondent aux mêmes distributions mais obtenues exclusivement à partir des traces de bruit de fond mesurées par les méthodes `BckgOutLeadingJet` et `BckgPerp` respectivement.

Observons cette figure : la quantité de bruit de fond, par intervalle de  $p_T$ , décroît avec le  $p_T$  des traces et est principalement localisée dans le domaine des basses impulsions transverses. C'est bien ce à quoi nous nous attendions, le bruit de fond étant principalement composé de particules de bas  $p_T$ .

Environ 1/4 des traces de moins de 2 GeV/c par exemple, semblent provenir du bruit de fond. En revanche, lorsqu'on augmente le  $p_T$ , l'écart entre signal et bruit de fond est d'environ un facteur 10.

Plus le  $p_T$  du jet est élevé, plus le  $p_T$  du bruit de fond est restreint à un petit intervalle de  $p_T$  (par rapport au  $p_T$  du jet). En réalité, le bruit de fond n'excède pas 20 GeV/c. De plus, cet intervalle se restreint plus rapidement pour la méthode `BckgPerp` que la méthode `BckgOutLeadingJet`. Cela montre tout d'abord que le bruit de fond reste globalement constant (à ses fluctuations près) entre un événement qui contient un jet de très haut  $p_T$  et un événement qui contient un jet de plus petit  $p_T$  dans les collisions p+p. Dans le premier cas, l'UE devient négligeable par rapport au jet reconstruit, dans le deuxième cas, le bruit de fond devient de moins en moins négligeable et sa soustraction devient essentielle avant toute discussion de physique. Dans des jets de 10-20 GeV/c et de 20-30 GeV/c, le bruit de fond n'est donc pas négligeable.

La quantité de bruit de fond présente parmi les traces incluses dans les jets est plus importante d'après la méthode `BckgOutLeadingJet` que dans la méthode `BckgPerp` et en particulier dans les plus grands  $p_T$ . Pour une étude encore plus fine, il faudrait des intervalles plus petits. On pense que la méthode `BckgOutLeadingJet` surestime le bruit de fond présent car elle peut prendre en compte des particules provenant d'autres « vrais » jets présents dans l'événement. Si l'événement compte deux jets de  $p_T$  élevé, il est possible que nous incluons le deuxième dans le bruit de fond. D'où l'implémentation de la méthode `BckgOut2Jet` qui permet d'exclure les deux jets de plus haut  $p_T$  pour l'estimation du bruit de fond. Cette dernière méthode est par conséquent assez proche de la méthode `BckgPerp`.

Nous nous fions donc davantage à la méthode `BckgPerp` qui estime le bruit de fond dans la zone perpendiculaire au jet de plus haut  $p_T$ . Cette méthode ne peut pas, par exemple, prendre en compte des particules issues d'un jet se trouvant dos-à-dos du jet de plus haut  $p_T$ . C'est sans doute ce qui explique que pour des jets de haut  $p_T$  (60-80 GeV/c), la méthode `BckgOutLeadingJet` trouve encore du bruit de fond à 35 GeV/c environ, contrairement à la méthode `BckgPerp`.

Observons maintenant la figure 9.11. Elle présente les mêmes distributions que les figures précédentes mais en terme de Plateau Bossu.

Comme sur les figures précédentes, on constate que le bruit de fond se trouve principalement

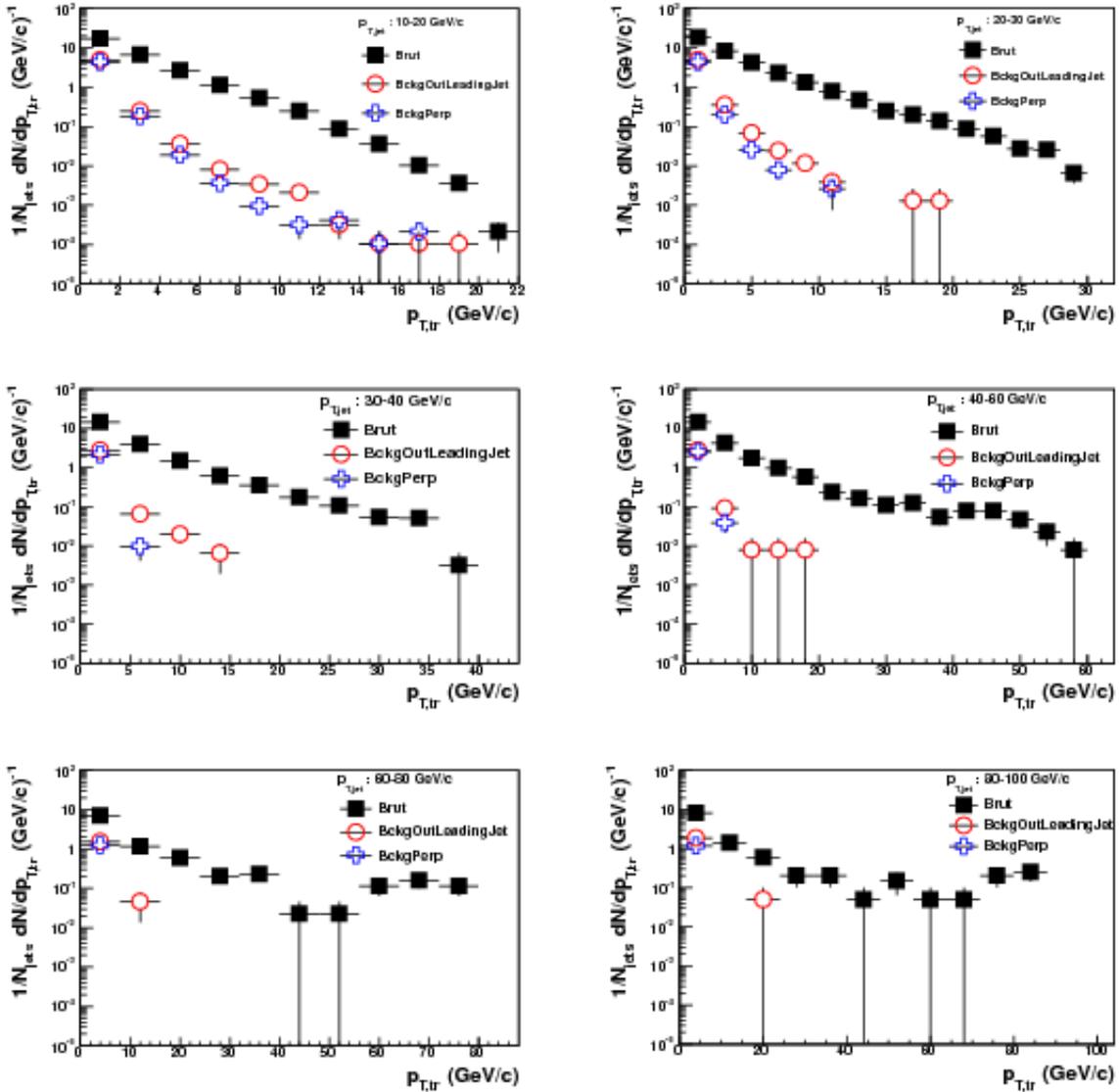


FIGURE 9.10 –  $p_T$  des traces chargées dans les jets bruts (carrés noirs) et dans le bruit de fond estimé par la méthode BckgOutLeadingJet (ronds rouges) et par la méthode BckgPerp (croix bleues).

dominant dans la zone des particules de bas  $p_T$  (à haut  $\xi$ ). Il modifie la régularité de la forme du Plateau Bossu brut à grand  $\xi$ . Mais le désaccord entre les deux méthodes que nous comparons se situe plutôt au niveau des particules de haut  $p_T$ , ce qui est plus flagrant sur ces distributions.

### Influence du bruit de fond sur le Plateau Bossu

Nous avons ensuite soustrait le bruit de fond estimé par les deux méthodes aux Plateaux Bossus reconstruits avec SIS Cone. C'est ce que nous présentons sur la figure 9.12 : les Plateaux Bossus bruts (carrés noirs) et dont le bruit de fond estimé par la méthode BckgOutLeadingJet (ronds rouges) et par la méthode BckgPerp (croix bleues) a été soustrait.

Conformément à ce qui a été discuté précédemment et au bruit de fond estimé par les deux méthodes, c'est dans les intervalles de haut  $\xi$  que sa soustraction est la plus importante. Comme indiqué précédemment, le bruit de fond a une contribution non négligeable aux fonctions de fragmentation pour des bas  $p_T$  de jet. La soustraction devient petite pour des jets de plus

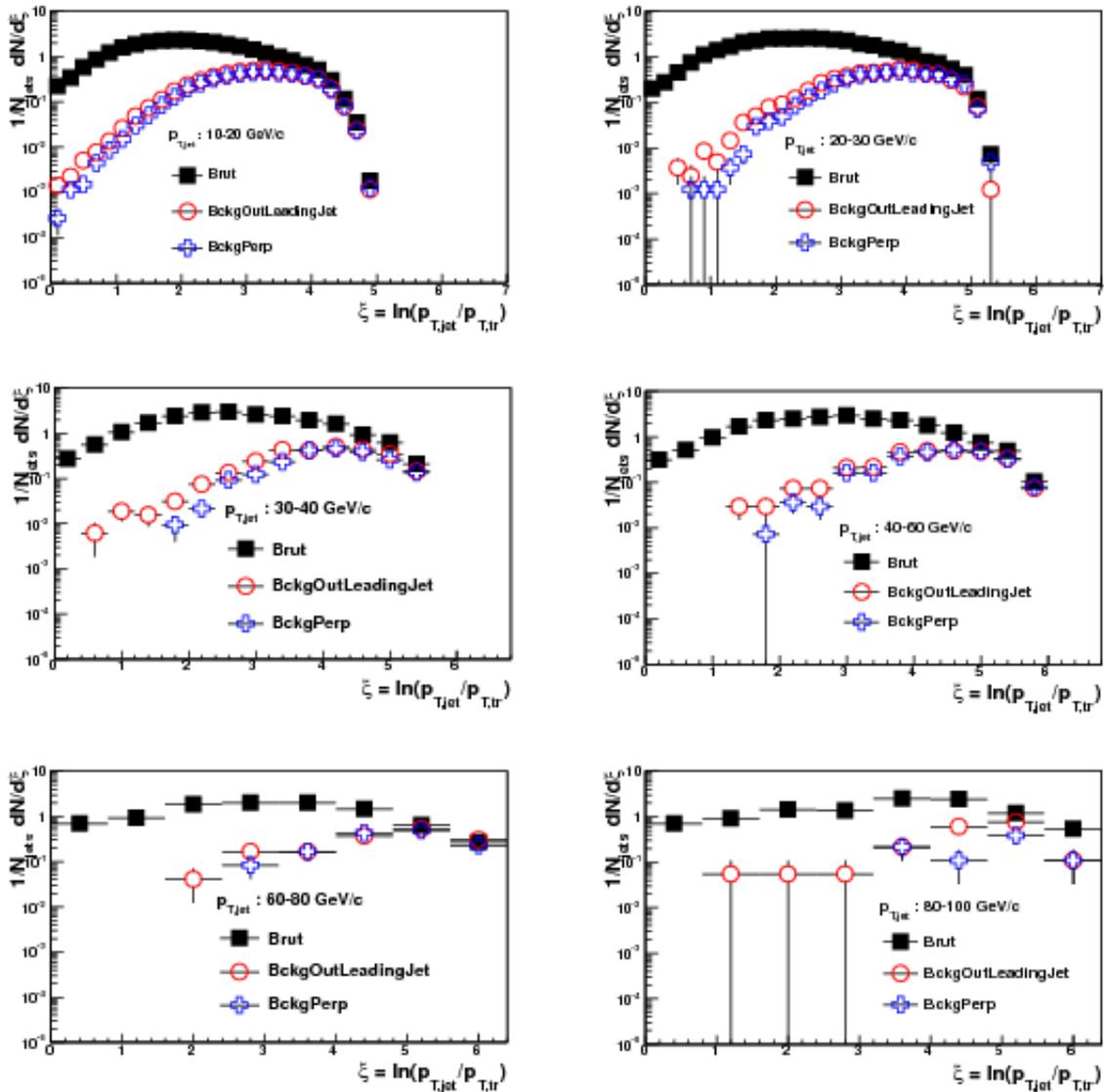


FIGURE 9.11 – Plateaux Bossus des traces chargées dans les jets bruts (carrés noirs) et dans le bruit de fond estimé par la méthode BckgOutLeadingJet (ronds rouges) et par la méthode BckgPerp (croix bleues).

grand  $p_T$  même si la statistique dont nous disposons n'est pas suffisante pour le mettre clairement en valeur.

Dans cette section, nous avons tenu à illustrer l'effet de soustraction de bruit de fond sur les distributions en  $\xi$ .

Dans la classe `AliAnalysisTaskFragmentationFunction`, le même type de correction peut être appliqué sur les spectres  $1/N_{jet}dN_{tr}/dp_{T,tr}$  et  $1/N_{jet}dN_{tr}/dz$  mais nous avons choisi de ne pas les présenter ici.

Cette première étape précède l'étape de correction en efficacité des traces que nous n'avons pas effectué à ce stade. Les outils pour la correction en efficacité de reconstruction les traces de signal et du bruit de fond sont en place, mais nous ne les avons pas exploités pour cette thèse.

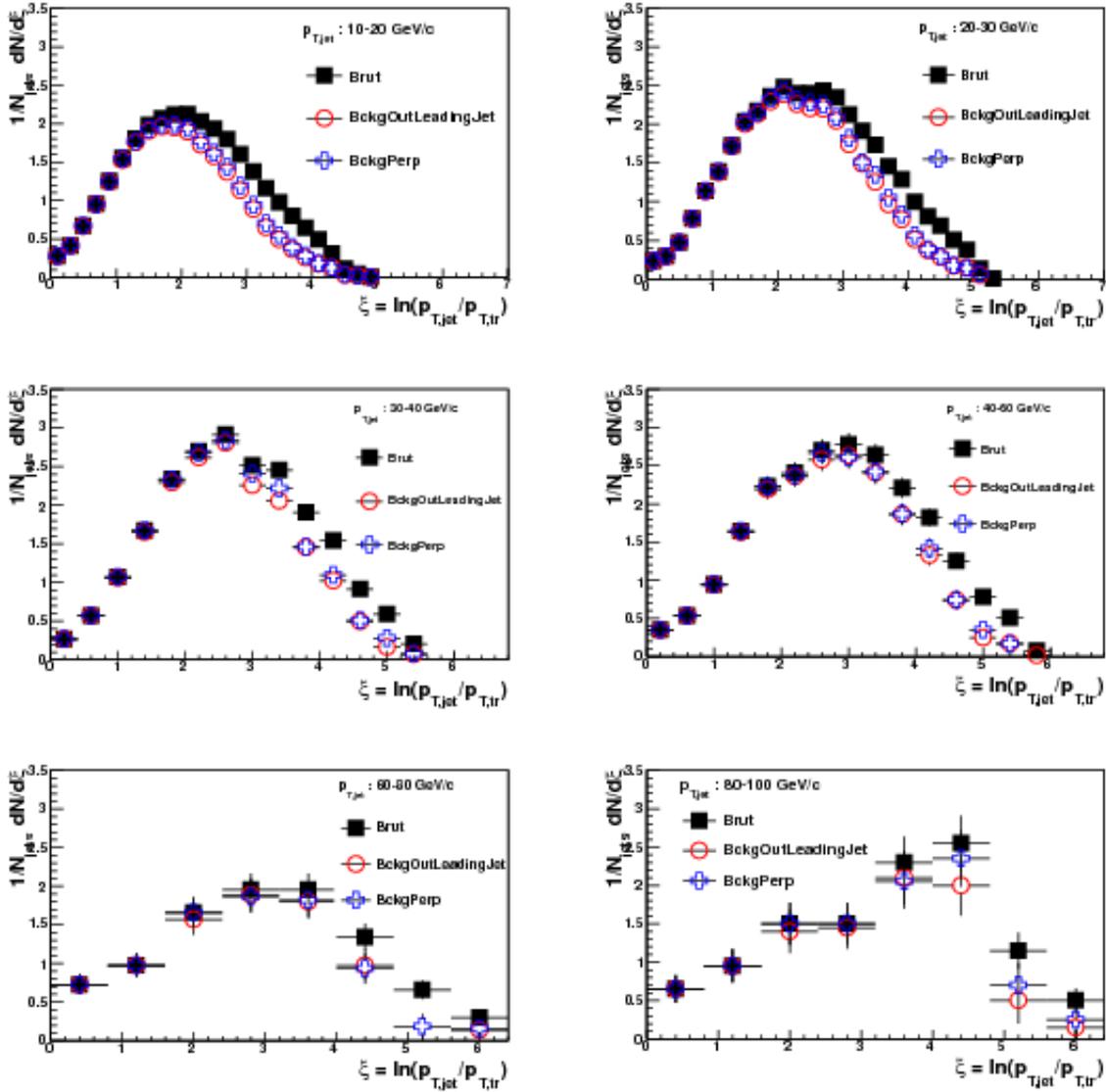


FIGURE 9.12 – Plateaux Bossus bruts (carrés noirs) et dont le bruit de fond estimé par la méthode BckgOutLeadingJet (ronds rouges) et par la méthode BckgPerp (croix bleues) a été soustrait.

## 9.4 Quelques observations sur les rayonnements intrajets

Nous avons vu qu'il existe deux types de collimation. La collimation en  $p_T$  et la collimation en multiplicité correspondant respectivement au  $p_T$  du jet et à la multiplicité du jet contenus dans un rayon, centré sur l'axe du jet, de taille inférieure à celui du jet. Nous avons vu que certains modèles théoriques comme MLLA prédisent que la collimation est plus importante pour les jets de haut  $p_T$ . Or, le Plateau Bossu contient de plus en plus d'entrées pour des intervalles de  $\xi$  supérieurs à 2, lorsqu'on augmente le  $p_T$  du jet. Nous nous sommes demandé dans quelle mesure cela n'était pas en contradiction avec la notion de collimation de jet.

Dans le but de mieux comprendre la structure d'un jet et la notion de collimation, nous avons implémenté dans la classe `AliAnalysisTaskFragmentationFunction` un certain nombre de méthodes nous permettant d'extraire des distributions de plusieurs observables d'intérêt pour la collimation, corrélées entre elles.

Cependant, nous mettons le lecteur en garde : les corrections en efficacité et de bruit de fond

n'ont pas été appliquées sur les spectres que nous allons commenter ci-dessous. Les spectres que nous présentons sont donc bruts.

Une première façon de regarder comment les particules se répartissent par rapport à l'axe principal d'un jet est d'observer leur nombre en fonction de leur fraction de  $p_T$  du jet. C'est ce que présente la figure 9.13 en fonction de la variable  $z = p_{T,tr}/p_{T,jet}$  pour les quatre rayons suivants :  $R = 0.1$  (carrés noirs),  $R = 0.2$  (triangles verts),  $R = 0.3$  (ronds rouges) et  $R = 0.4$  (étoiles bleues) pour des jets de 10-20 GeV/c (à gauche) et 40-60 GeV/c (à droite).

Notons tout d'abord que certaines particules, ont un  $p_T$  supérieur à celui du jet. Un explication

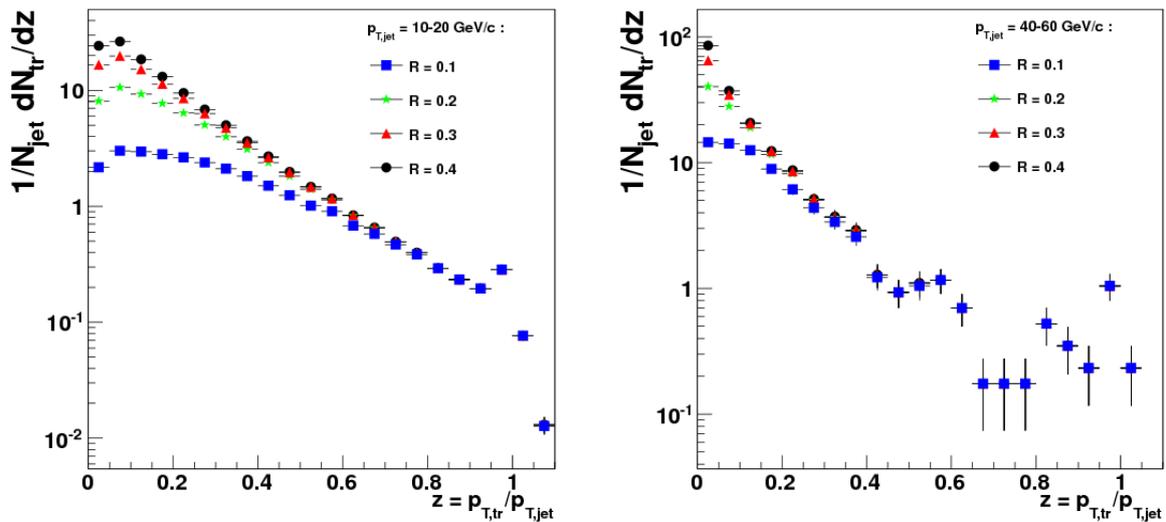


FIGURE 9.13 – Distributions  $1/N_{jet}dN_{tr}/dz$  pour différentes tailles de cône :  $R = 0.1$  (carrés noirs),  $R = 0.2$  (triangles verts),  $R = 0.3$  (ronds rouges) et  $R = 0.4$  (étoiles bleues) pour des jets de 10-20 GeV/c (à gauche) et 40-60 GeV/c (à droite)

possible est la suivante : le  $p_T$  des jets est corrigé du bruit de fond, mais les particules de bruit de fond sont elles bien présentes. Il se peut que le  $p_T$  d'un jet comportant une seule particule ait été corrigé du bruit de fond moyen estimé dans l'événement. Son  $p_T$  est alors inférieur à celui de la seule particule qui le constitue.

On constate ensuite que la réduction de la taille du rayon n'affecte en rien la zone de grand  $z$ . Cela nous conduit à conclure que l'essentiel des particules de grands  $p_T$  se trouve localisé proche de l'axe du jet.

Quand on ouvre la taille du cône de mesure autour de cet axe en revanche, on constate que l'on récupère de plus en plus de particules de bas  $p_T$  en accord avec l'idée de rayonnement plus mou à grand angle. On ne peut bien évidemment pas taire le fait que dans le domaine de bas  $p_T$ , comme nous l'avons montré précédemment, le bruit de fond de l'événement est très présent et participe à accroître le nombre de particules avec  $R$  qui augmente. Il faudrait le soustraire dans une étude ultérieure pour être sûr de mettre en évidence un effet qui ne vient que des particules molles dans le jet.

C'est pour s'assurer de cela, que nous avons comparé les distributions en  $z$  pour deux  $p_T$  de jets différents. Les tendances commentées ci-dessus sont bien observées dans les deux cas. Pour un jet de 10-20 GeV/c, on est fortement dominé par le bruit de fond à bas  $z$ . C'est aussi le cas des jets de 40-60 GeV/c, mais le bruit de fond est beaucoup moins important dans sa constitution. Ce qui plaide en faveur des arguments de collimation énoncés ci-dessus.

Nous avons ensuite regardé comment les particules se répartissent dans les jets en fonction

de l'angle formé entre leur moment et celui du jet. C'est ce qui est représenté sur la figure 9.14 (à gauche) pour les intervalles en  $p_T$  de jet suivants : 10-20 (étoiles oranges), 20-30 (triangles verts), 30-40 (points rouges), 40-60 (croix bleues), 60-80 (étoiles cyannes) et 80-100 GeV/c (carrés noirs). Ces distributions permettent d'illustrer la notion de collimation en multiplicité des jets. Comme ces distributions présentent un effet d'angle solide, nous avons représenté la même quantité mais divisée par le  $\sin(\theta)$ . C'est ce qui est représenté sur la figure de droite.

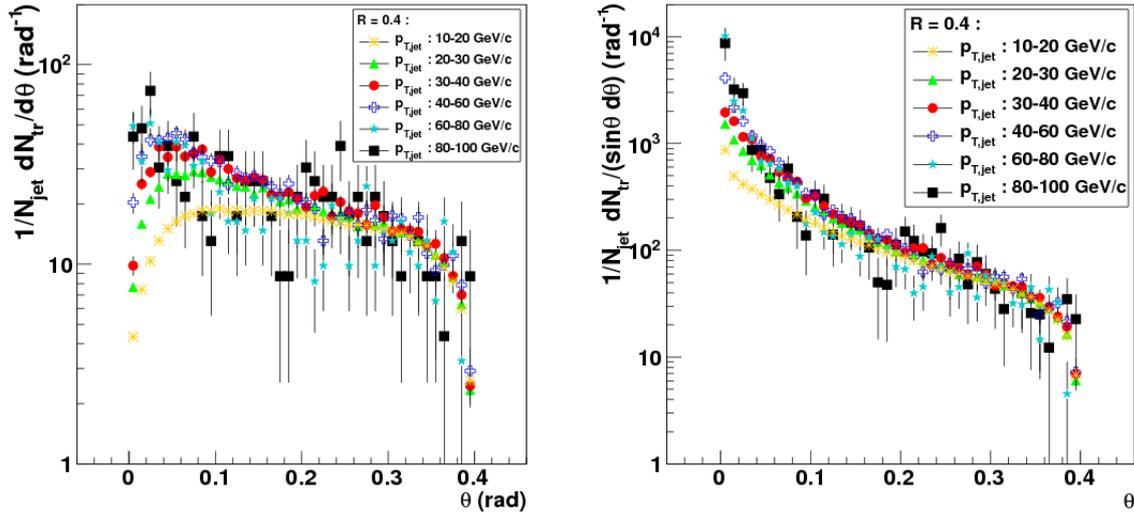


FIGURE 9.14 – Nombre de traces par jet en fonction de leur position angulaire par rapport à l'axe du jet (gauche) et corrigé des effets d'angle solide (droite).

On constate que le nombre de particules augmente dans la partie proche de l'axe du jet avec le  $p_T$  du jet. La quantité de particules présentes dans un  $\theta$  donné autour de l'axe du jet par rapport à la quantité de traces se trouvant dans  $0 < \theta < 0.4$  semble supérieure dans un jet de 40-60 GeV/c par rapport à un jet de  $p_T$  moindre. Ceci irait dans le sens que les jets de plus hauts  $p_T$  sont plus collimatés en multiplicité.

Nous avons souhaité étudier plus précisément que sur la figure 9.13 la corrélation entre le  $p_T$  et le  $\theta$  des traces dans un jet, pour les mêmes intervalles en  $p_T$  de jet que la figure précédente. C'est ce qu'illustre la figure 9.15 qui regroupe les deux aspects de la collimation ( $p_T$  et multiplicité).

En effet, nous avons accès à la fois à la multiplicité, la position angulaire et la fraction de  $p_T$  des traces incluses dans les jets.

On constate tout d'abord que quelque soit le  $p_T$  du jet, les particules de petit  $z$  se répartissent à tout angle, mais majoritairement à assez grand angle, en accord avec la notion de rayonnement mou à grand angle. Mais certaines de ces particules font partie du bruit de fond qui se distribue de façon uniforme en  $\theta$ .

Quand on augmente le  $p_T$  du jet, les grands angles se dépeuplent progressivement, excepté dans les très petites valeurs de  $z$  laissant à penser les particules de plus grands  $p_T$  sont essentiellement émises proches de l'axe du jet. Plus les traces ont un  $p_T$  proche de celui du jet, moins elles balayent l'axe  $\theta$ .

La figure 9.16 le confirme. Elle présente un profil de la figure 9.15 : par intervalle de  $z$ , nous avons représenté les  $\langle \theta \rangle$  des traces pour les différents  $p_T$  de jets : 10-20 GeV/c (étoiles oranges), 20-30 GeV/c (triangles verts), 30-40 GeV/c (points rouges), 40-60 GeV/c (croix bleues), 60-80 GeV/c (étoiles cyannes) et 80-100 GeV/c (carrés noirs).

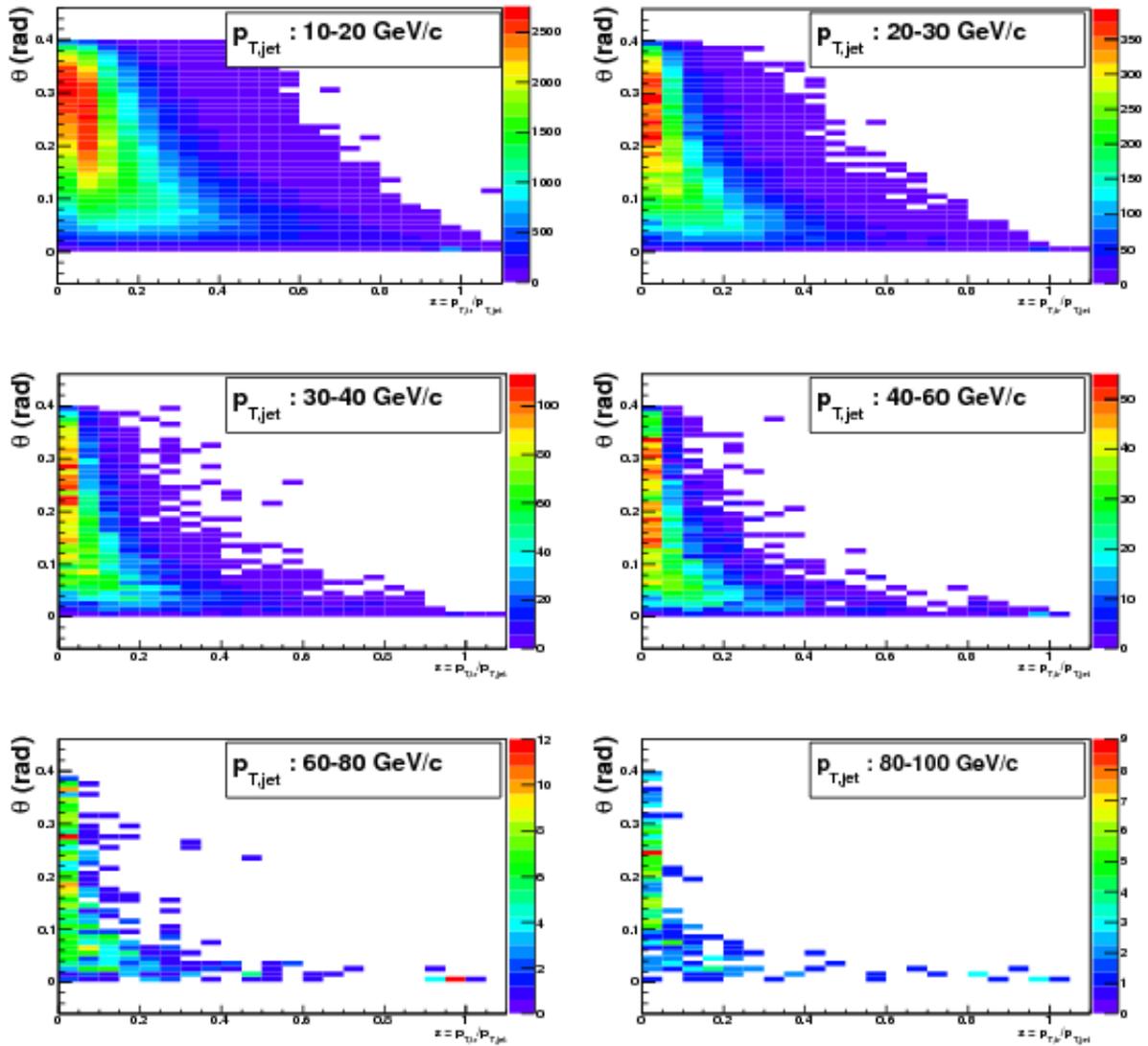


FIGURE 9.15 – Position angulaire des traces en fonction de leur fraction d’impulsion dans différents intervalles de  $p_T$  de jet.

On constate que le  $\langle \theta \rangle$  tend plus rapidement vers des petites valeurs quand le  $p_T$  des jets est élevé. Cette observation va bien dans le sens d’une plus grande collimation en  $p_T$  des jets de haut  $p_T$ . Notons que la distribution 10-20 GeV/c est fortement dominée par le bruit de fond, laissant à penser que les jets reconstruits dans cet intervalle de  $p_T$  sont probablement, pour certains, des jets de bruit de fond.

Finalement nous avons mesuré la distribution en  $j_T$  des traces dans les jets définie par l’impulsion de ces dernières par rapport à l’axe du jet comme indiqué par la formule suivante :

$$j_T = p_T \times \sin(\theta) \quad (9.1)$$

$j_T$  permet la représentation cumulée de l’impulsion et l’angle des traces par rapport au jet. Comme indiqué en début de ce chapitre, nous commentons qualitativement cette distribution mais elle n’est pas corrigée ni soustraite du bruit de fond.

On constate que  $j_T$  présente peu de dépendance avec le  $p_T$  du jet sondé. Il doit sa forme à l’association mélangée de particules de bas  $p_T$  à grand angle et de particules de grand  $p_T$  à petit angle.

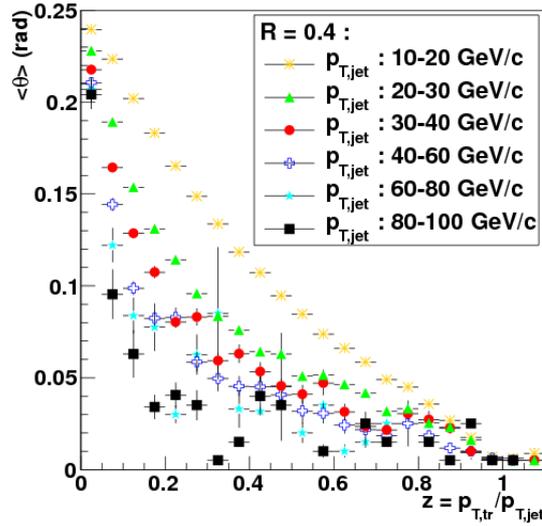


FIGURE 9.16 – Angle moyen des traces par rapport à l’axe du jet en fonction de leur fraction d’impulsion.

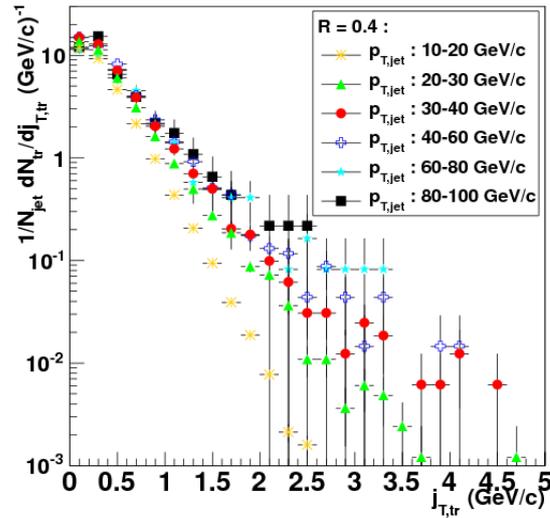


FIGURE 9.17 – Distribution en  $j_T$  des traces chargées dans des jets de  $p_T$  10-20 GeV/c (étoiles oranges), 20-30 GeV/c (triangles verts), 30-40 GeV/c (points rouges), 40-60 GeV/c (croix bleues), 60-80 GeV/c (étoiles cyannes) et 80-100 GeV/c (carrés noirs). Ces distributions sont brutes et non soustraites du bruit de fond.

## 9.5 Conclusion

Ce dernier chapitre, nous a permis d’expliquer de quelle façon les données sont enregistrées par les détecteurs puis comment elles peuvent être sélectionnées par l’utilisateur dans le cas particulier de l’étude des jets dans ALICE. Pas à pas, nous avons détaillé les étapes qui nous mènent aux échantillons d’événements, de traces puis de jets intéressants d’un point de vue physique. La reconstruction et la sélection des événements, des traces et des jets évolue rapidement actuellement car l’étude des données réelles débute dans ALICE. Elle a donc encore changé depuis l’écriture de ces lignes.

Nous avons montré un état des lieux de l'étude du Plateau Bossu et des rayonnements intrajet au moment des premières prises de données. Si nous résumons, nous avons appliqué une correction globale sur le spectre en  $p_T$  des jets, nous avons observé les Plateaux Bossus reconstruits par les algorithmes UA1, SISCone,  $k_T$  et anti- $k_T$  dans différents intervalles en  $p_T$  des jets, nous avons comparé deux méthodes d'estimation du bruit de fond dans le Plateau Bossu et observé quelques distributions sur les rayonnements intrajet.

Ces études sont préliminaires et sont en cours d'étude dans ALICE. Elles sont donc loin de constituer des résultats finaux.

Le spectre de jets en  $p_T$  des jets doit être corrigé des fluctuations par *unfolding*. Et plutôt que de le corriger en moyenne, on peut le corriger de façon plus rigoureuse des différentes causes de dégradation du signal en les considérant chacune à part.

D'autres méthodes d'estimation du bruit de fond dans le Plateau Bossu ont été implémentées dans le code d'ALICE et doivent être comparées entre elles et pour les cas p+p et Pb+Pb.

La correction en efficacité des traces a elle aussi été implémentée dans la tâche AliAnalysisTaskFragmentationFunction, elle peut, elle aussi se faire selon différentes méthodes à comparer elles aussi.

En plus des corrections à appliquer, certains points restent à éclaircir : SISCone se démarque des autres algorithmes, il reconstruit plus de jets et semble plus sensible à ce qui se passe aux bords de l'acceptance (la TPC dans notre cas). Pourquoi SISCone reconstruit-il autant de jets aux bords de l'acceptance fiduciaire de la TPC avec un paramètre de recouvrement de 75% alors que lors de nos études sur des données MC ce phénomène apparaît surtout pour un paramètre de recouvrement de 10% ? Des études MC ont mis en lumière que SISCone pouvait reconstruire des jets de très petit  $p_T$  et de grande aire se situant majoritairement sur les bords de l'acceptance considérée. Parce que nous soupçonnons ces jets de ne pas être de vrais objets physiques, il serait intéressant d'appliquer sur les jets reconstruits par SISCone une coupure combinant aire et  $p_T$  afin de voir si le nombre de jets reconstruit diminue, en particulier sur les bords de l'acceptance et s'il correspond davantage au nombre de jets reconstruits par les autres algorithmes qui eux sont cohérents entre eux. Il faudrait également vérifier si la coupure sur les aires mène à faire disparaître le surplus de traces observé sur les distributions du Plateau Bossu pour des petits intervalles de  $p_T$  de jet.

Ces observations sont donc préliminaires cependant, elles nous ont permis de constater qu'ALICE est tout à fait appropriée pour l'étude des rayonnements intrajet. Les tendances prédites par la théorie ont toutes été observées bien qu'il soit impossible actuellement de faire une quelconque conclusion physique les corrections n'ayant pas toutes été appliquées. Ces résultats sont néanmoins encourageants.



# Chapitre 10

## Conclusion et perspectives

### 10.1 Conclusion générale

La collaboration ALICE a pour but de mieux comprendre la théorie de l'interaction forte ou Chromodynamique Quantique. C'est elle qui régit les interactions entre les composants élémentaires de la matière nucléaire : les quarks et les gluons. Elle a pour particularité de croître avec la distance entre quarks et gluons.

Cette théorie prédit également que dans des conditions extrêmes de température et de pression, la matière nucléaire se trouve sous une forme déconfinée, c'est-à-dire dans un état tel que l'interaction forte entre quarks et gluons est très faible voire inexistante.

Afin de reproduire les conditions expérimentales nécessaires à la formation du PQG, les expérimentateurs effectuent des collisions d'ions lourds ultra-relativistes dans des collisionneurs de particules.

Les jets, gerbes de particules dans un angle solide restreint produites dans les processus durs lors de collisions  $e^+e^-$ , p+p ou d'ions lourds, sont des sondes particulièrement intéressantes pour l'étude de l'interaction forte.

Premièrement parce que leurs taux de production, leurs structures, etc. sont prédictibles par QCD et permettent ainsi de la valider. Les effets de cohérence notamment qui sont responsables de la façon particulière dont la gerbe partonique évolue, sont expérimentalement vérifiables.

Deuxièmement, parce qu'étant produits aux premiers instants des collisions et conservant des propriétés, telles que leur énergie, jusque dans l'état final, ils nous transmettent des informations sur le milieu créé par la collision. C'est pour cela qu'ils constituent une sonde de choix pour l'expérience ALICE dans son étude du PQG.

La stratégie d'étude du PQG est la suivante : on compare les jets produits dans des collisions ne donnant pas naissance à un PQG (dans les collisions p+p) aux jets produits dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes. Ces derniers sont constitués de particules beaucoup moins énergétiques que celles des jets issus du premier cas car ils doivent traverser la matière dense qu'est le PQG et donc y perdre de l'énergie par rayonnement de gluons.

Il existe plusieurs observables jets permettant de mettre ce phénomène en évidence. Des méthodes s'appuyant sur les particules prépondérantes dans les jets ( $R_{AA}$ , fonctions de corrélation) et d'autres se basant sur la reconstruction totale des jets (Plateau Bossu).

La comparaison des résultats expérimentaux aux résultats prédits par les modèles de perte d'énergie va ensuite nous permettre d'extraire les propriétés physiques du PQG.

L'étude des jets passe tout d'abord par la mise en oeuvre des collisions de particules. Celles-ci sont effectuées en accélérant et en faisant entrer en collision des faisceaux de particules dans des collisionneurs toroïdaux. Le LHC, construit à la frontière franco-suisse près du CERN, est à ce jour le plus grand et le plus performant d'entre eux. Il permet d'atteindre des énergies dans le centre de masse des collisions jusque là inégalées.

En divers points du LHC, des ensembles de détecteurs, dont ALICE, détectent les particules créées par les collisions. Dans le cas particulier des jets dans ALICE, cette tâche est effectuée par des trajectomètres qui mesurent les particules chargées et un calorimètre électromagnétique, qui détecte les particules neutres.

Pour effectuer leurs études, les expérimentateurs disposent également d'outils informatiques comme les générateurs d'événements, tels PYTHIA. Nous en avons décrit les principes généraux de fonctionnement. Basés sur nos connaissances actuelles de la physique, ils permettent de prévoir ce que l'on devrait observer expérimentalement. En comparant les résultats des générateurs aux résultats expérimentaux, on peut avaliser, infirmer ou modifier certains modèles théoriques. Dans notre cas particulier, l'étude des jets générés par PYTHIA nous a permis de constater à quel point la notion de « jet » est complexe tellement les différents éléments créés lors des collisions sont imbriqués et reliés entre eux. Il n'est pas évident de distinguer de façon claire ce qui est issu du processus dur de ce qui n'en est pas.

Les autres outils indispensables pour l'étude des jets sont les algorithmes de reconstruction. Ils permettent de rassembler en objets jets les particules enregistrées dans les détecteurs ou simulées par les générateurs d'événements. Leur principe est de réunir des amas de particules en se basant sur des critères énergétiques et géométriques. Il en existe de différentes sortes, avec des paramètres de fonctionnement différents.

La première partie de notre analyse a consisté à expliquer comment simuler des événements « jet » avec le générateur d'événements PYTHIA. Nous en avons ensuite extrait les taux de production que nous pouvions attendre au LHC, dans ALICE, selon différents scénarios (luminosité, énergie dans le centre de masse).

Cela nous a permis de mettre en lumière l'intérêt du calorimètre électromagnétique et de son *trigger*. En effet, l'acceptance des détecteurs d'ALICE est limitée ce qui réduit le nombre d'événements « jet » enregistrables. L'avantage d'EMCal provient du fait qu'il détecte la présence de jets et en déclenche l'enregistrement. Cela permet de dédier et d'optimiser le temps d'enregistrement des détecteurs pour la mesure des jets. La statistique en événements « jet » s'en trouve ainsi considérablement augmentée. Nous avons également montré comment varie l'erreur sur le Plateau Bossu suivant la statistique en jets dont nous disposons.

Malheureusement, la mesure des jets ne se restreint pas uniquement à leur enregistrement dans les détecteurs. Toute la difficulté de l'étude des jets provient de ce qu'on ne connaît pas *a priori* leur énergie initiale et que les nombreuses étapes expérimentales permettant de les reconstituer, de la mesure des particules à leur reconstruction, induisent des erreurs systématiques dont certaines sont loin d'être négligeables. Les paramètres des algorithmes de reconstruction, le bruit de fond et ses fluctuations, l'acceptance et la résolution des détecteurs induisent des décalages et des *smearings* sur les spectres mesurés.

Dans le cas particulier des spectres en  $p_T$  de jets, l'effet du rayon peut être oublié dans la mesure où les prédictions théoriques peuvent prendre leurs effets en compte. En revanche, ce n'est pas le cas actuellement des observables de type Plateau Bossu qui nécessitent de connaître le  $p_T$  vrai du jet.

Les corrections à appliquer aux spectres sont basées sur des études MC qui permettent, soit d'évaluer les décalages, soit de mesurer la matrice de réponse à appliquer dans les méthodes d'*unfolding*.

Toutes ces études sont actuellement à l'étude dans la collaboration ALICE. Nous avons montré, séparément, chacun des différents effets qui dégradent la mesure du  $p_T$  du jet et estimé leur impact grâce à des études sur des données MC générées par PYTHIA.

Nous avons pu notamment, montrer que les différents algorithmes de reconstruction de jets utilisés par la collaboration ALICE sont cohérents entre eux. Nous avons également expliqué de quelle façon le bruit de fond peut être estimé et soustrait des jets reconstruits.

Nous avons finalement extrait un facteur de correction moyen à appliquer sur le spectre en  $p_T$  réel des jets ainsi qu'une résolution sur le  $p_T$  des jets de 40% environ (sans l'utilisation d'EMCal). De là, nous avons propagé cette incertitude sur le Plateau Bossu. Elle est assez faible (5%) pour des valeurs  $\xi$  intermédiaires mais augmente considérablement pour des valeurs plus faibles ou plus élevées. L'étude du Plateau Bossu nécessite donc une amélioration sur la résolution du  $p_T$  des jets.

Nous avons ensuite observé un ensemble de données réelles p+p enregistrées au courant de l'année 2010. Les étapes de sélection des événements, des traces et des jets qui ont servi à notre étude ont été présentées.

Nous avons corrigé, en moyenne, le spectre en  $p_T$  de jets grâce au facteur global extrait à partir des études effectuées sur les données MC.

Nous avons également présenté un état des lieux de l'étude du Plateau Bossu et des rayonnements intrajet en comparant les distributions du Plateau Bossu pour les quatre algorithmes les plus utilisés dans la collaboration ALICE : UA1, SISCone,  $k_T$  et anti- $k_T$ . Nous avons également comparé deux méthodes de soustraction du bruit de fond des distributions du Plateau Bossu puis nous avons observé quelques distributions liées au rayonnement intrajet, nous confortant dans l'idée que les jets de haut  $p_T$  sont collimatés.

Si ALICE semble être une expérience adaptée à la mesure des jets et des rayonnements intrajet, il reste encore fort à faire pour extraire des distributions corrigées de tous les biais. La correction du *smearing* par *unfolding*, la correction en efficacité des traces ainsi que d'autres méthodes de soustraction du bruit de fond dans les distributions du Plateau Bossu sont actuellement à l'étude dans ALICE.

Néanmoins, les premières observations des distributions du Plateau Bossu ainsi que des rayonnements intrajets mesurés dans ALICE sont encourageantes car elles vont dans le sens des prédictions théorique et nous permettent d'ores et déjà de penser qu'il y a effectivement une collimation en  $p_T$  et en multiplicité plus importante des jets de haut  $p_T$ .

## 10.2 Perspectives

Une autre étude intéressante à effectuer est celle des événements « dijet » que nous avons initiée dans ALICE mais qui sera reprise par un étudiant à venir, également à l'étude dans la collaboration. Elle devrait permettre d'augmenter la résolution sur le  $p_T$  des jets. En guise de perspectives, nous discutons maintenant de l'intérêt de leur analyse et la façon de les sélectionner.

La sélection des jets de plus haut  $p_T$  issus d'événements contenant au moins un jet de 100 GeV/c donne une distribution en  $p_T$  reconstruits qui est gaussienne avec une valeur moyenne située autour de 100 GeV/c. Si l'on sélectionne aléatoirement sur une telle gaussienne deux valeurs et qu'on en fait la moyenne, on obtient une deuxième gaussienne, dont la moyenne est elle aussi autour de 100 GeV/c, mais avec une meilleure résolution. C'est ce que montre la figure 10.1. Nous avons sélectionné sur une gaussienne de moyenne 100 GeV/c et de  $\sigma = 20$  GeV/c (points noirs), deux valeurs dont la moyenne nous a permis de tracer une seconde gaussienne (étoiles rouges). La première gaussienne a pour moyenne 99.95 GeV/c avec un  $\sigma$  de 19.82 GeV/c. La deuxième gaussienne a une moyenne de 99.9 GeV/c et un  $\sigma$  de 14 GeV/c. C'est donc afin d'augmenter la résolution sur l'impulsion transverse des jets que l'on s'intéresse aux événements « dijet » .

Le petit exercice auquel nous nous sommes livrées ci-dessus n'est pas réaliste et est purement statistique. Nous avons fait l'hypothèse que pour chaque événement, on ne trouve que deux jets ayant une grande probabilité d'avoir un  $p_T$  proche du  $p_T$  véritable. Il est bien évident qu'expérimentalement du fait de tous les biais de mesure précédemment cités, ainsi que du fait de la cinétique de ces événements, rares sont les événements où les deux jets produits d'un processus dur tomberont dans notre acceptation de mesure. De plus, les événements peuvent

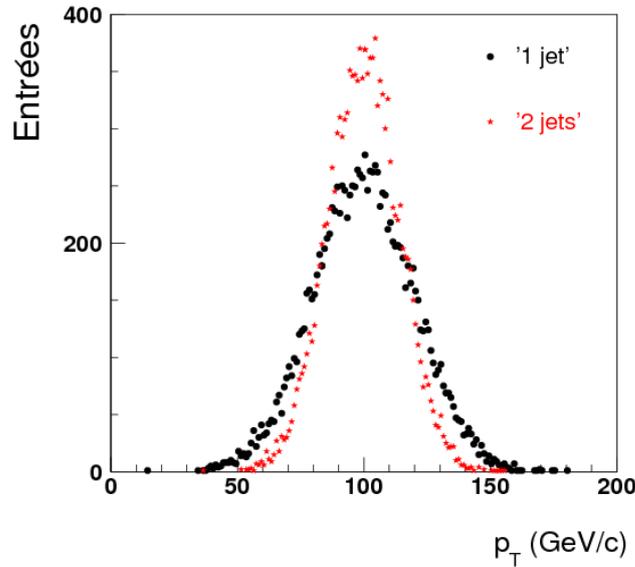


FIGURE 10.1 – Distribution issue de la sélection aléatoire de points sur une gaussienne (points noirs). Distribution issue de la moyenne de deux points sélectionnés aléatoirement sur cette même gaussienne (étoiles rouges).

comporter 1, 2 ou plusieurs jets sans compter les jets que les algorithmes peuvent reconstruire et qui n'en sont pas et qui accentue le biais sur le  $p_T$  mesuré. Par conséquent, il faut trouver des critères pertinents afin de sélectionner les événements « dijet » exploitables.

Dans l'expérience CDF, le critère de sélection des événements « dijet » était le suivant : une paire de jets  $i$  et  $j$  constitue un dijet si leurs énergies transverses vérifient l'équation 10.1 [37].

$$\frac{|\vec{E}_{T_i} + \vec{E}_{T_j}|}{E_{T_i} + E_{T_j}} < 0.15 \quad (10.1)$$

Pour visualiser le type de dijets que l'on sélectionne à l'aide de cette coupure, nous avons pris en compte cinq cas de dijet :

- un cas avec deux jets d'énergie transverse de 100 GeV,
- un cas extrême avec un jet de 100 GeV et un jet de 5 GeV,
- trois cas où le deuxième jet a une énergie proche du jet de 100 GeV : 50, 75 et 85 GeV.

Puis nous avons fait varier l'angle entre les jets dans le plan transverse. La variation du rapport de l'équation 10.1 en fonction de cet angle est présentée sur la figure 10.2. Les jets d'énergie transverse de 100 GeV sont en trait continu noir, ceux de 5 et 100 GeV en tirets fins rouges, les jets de 50 et 100 GeV sont en tirets longs verts, ceux de 75 et 100 GeV sont en tracé continu jaune et enfin ceux de 85 et 100 GeV en pointillés violets. La ligne bleue constante correspond à la valeur de la coupure : 0.15.

On constate que cette coupure permet de sélectionner des jets d'énergies transverses proches et pratiquement dos-à-dos dans le plan transverse. Pour les dijets dont le deuxième jet a une énergie transverse de 75 GeV (trait continu jaune), 85 GeV (pointillés violets) et 100 GeV (trait continu noir), la sélection s'effectue à partir d'un angle de  $163^\circ$ ,  $167^\circ$  et  $175^\circ$  respectivement. En revanche, avec une telle coupure, on ne pourra jamais sélectionner un dijet contenant des jets d'énergies transverses trop éloignées. Le rapport n'atteint jamais la valeur 0.15 pour des dijets de 5 et 100 GeV (pointillés rouges) et 50 et 100 GeV (tirets verts).

Cette coupure est donc appropriée pour notre recherche d'événements « dijet » car les dijets proviennent de partons de même énergie émis dos-à-dos dans le plan transverse à celui de la réaction.

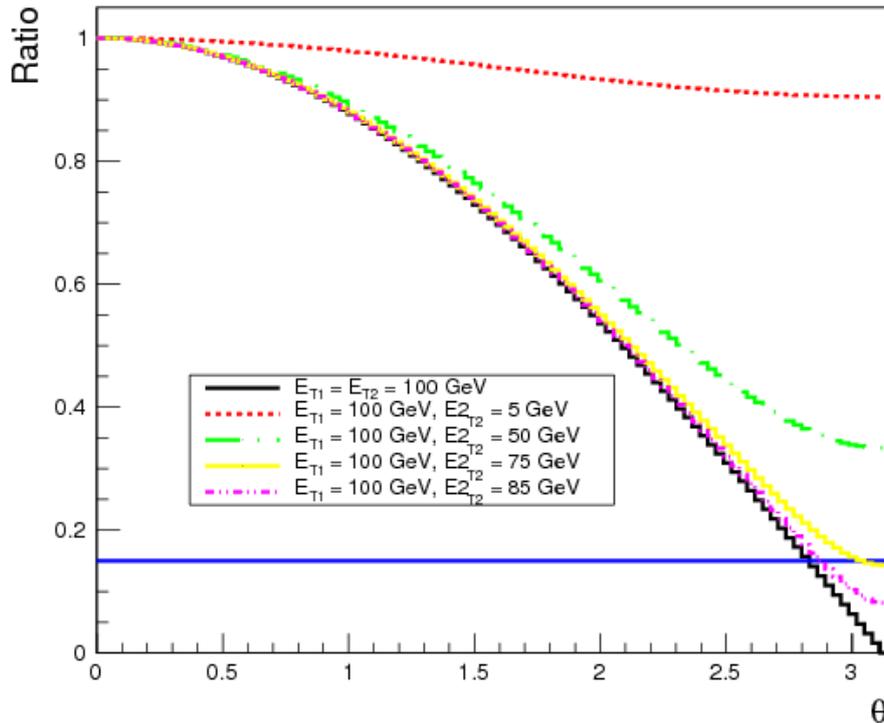


FIGURE 10.2 – Variation du rapport 10.1 en fonction de l’angle entre les jets dans le plan transverse pour des jets d’énergie transverse de 100 GeV (tracé continu noir), de 5 et 100 GeV (tirets fins rouges), de 50 et 100 GeV (tirets longs verts), de 75 et 100 GeV (en tracé continu jaune) et de 85 et 100 GeV (pointillés violets). La ligne constante bleue correspond à la valeur de la coupure : 0.15.

En ions lourds, il faudra peut être relâcher cette coupure voire étudier dans quelle mesure elle reste pertinente.

Cependant, dans le cas particulier d’ALICE et de la reconstruction de jets qui ne contiennent que des particules chargées, cette coupure risque d’être trop sélective. En effet, la résolution limitée de la reconstruction des jets avec les particules chargées uniquement augmente l’asymétrie entre le  $p_T$  des deux jets reconstruits qui tomberaient dans l’acceptance de mesure. De plus, du fait de l’acceptance réduite en  $\eta$  même si les jets sont dos-à-dos, ils risquent de ne pas être sélectionnés.

La solution pourrait être d’augmenter la valeur de la coupure, mais, comme le montre la figure 10.2, cela mènerait à accepter des jets dont la séparation azimutale s’éloigne de  $\pi$ .

Une autre solution pourrait être de ne sélectionner les événements « dijet » que sur des critères géométriques. On peut imposer un angle minimal  $\Delta\phi$  entre les deux et éventuellement ajouter un critère sur le  $p_T$  du deuxième jet comme par exemple :  $p_{T2} = 90\%p_{T1}$  (dans le cas de jets chargés et neutres).

Néanmoins, l’étude des événements « dijet » s’avère intéressante pour l’étude des jets et particulièrement pour celle du Plateau Bossu afin d’avoir une meilleure connaissance du  $p_T$  du jet.



## Annexe A

# Variables cinématiques liées à la géométrie des détecteurs et des collisions

C'est à cause de la géométrie cylindrique des détecteurs que l'on utilise des coordonnées polaires ou sphériques. L'origine de notre repère orthonormé est le centre de la partie cylindrique d'ALICE, là où les collisions se produisent (à quelques centimètres près). L'axe  $z$  se situe le long du faisceau dirigé vers le côté opposé au bras dimuons, l'axe  $y$  est dirigé vers le haut et l'axe  $x$  vers l'intérieur de l'anneau du LHC, comme le montre la figure A.1.

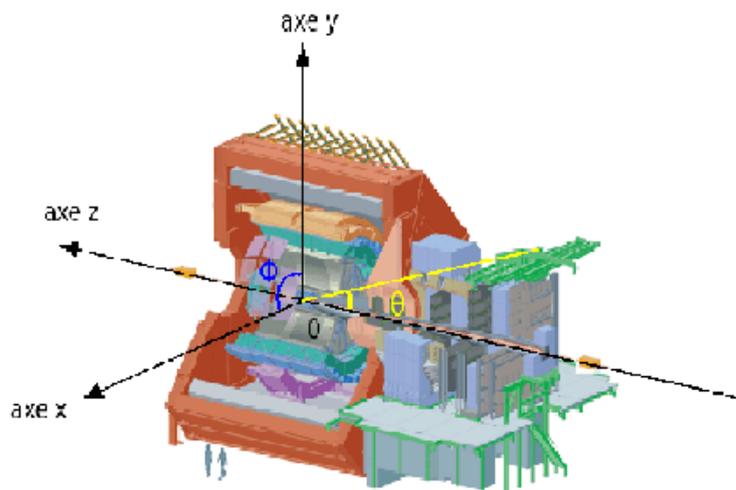


FIGURE A.1 – Repère orthonormé dans l'expérience ALICE.

Dans ce repère, les variables cinématiques suivantes sont intéressantes pour les expérimentateurs.

### Rapidité et pseudorapidité

La rapidité  $y$  permet de localiser une particule dans le détecteur cylindrique le long de l'axe  $z$ . La rapidité s'exprime suivant l'équation A.1.

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

où  $E$  est l'énergie d'une particule et  $p_z$  son impulsion suivant l'axe du faisceau.

Une petite rapidité implique que la particule se situe dans la partie centrale du détecteur. C'est pourquoi on parle souvent de rapidité centrale. À grande rapidité, les particules sont loin du centre et proches du faisceau.

La rapidité présente l'avantage suivant :  $\Delta y$  est invariant de Lorentz pour les *boosts* le long de l'axe  $z$ . Cependant, sa mesure nécessite la connaissance de l'énergie et de la composante suivant  $z$  de l'impulsion de la particule. C'est pourquoi on utilise aussi très souvent la pseudo-rapacité  $\eta$  définie par l'équation A.2.

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

où  $\theta$  est l'angle entre la particule et le faisceau. La pseudo-rapacité ne demande de connaître que l'angle de la particule par rapport au faisceau.  $\eta$  permet d'avoir une approximation de  $y$ . Dans la limite relativiste ( $m \ll E$ ,  $m \ll p$ ),  $\eta = y$ .

### L'angle azimutal

L'angle azimutal  $\phi$  permet lui aussi de localiser une particule dans le détecteur cylindrique mais dans le plan transverse à celui de la collision.

### Énergie transverse et impulsion transverse

L'énergie transverse d'une particule est l'énergie de celle-ci émise dans le plan transverse à celui de la collision. Elle s'écrit :

$$E_T = E \sin(\theta) \quad (\text{A.3})$$

L'impulsion transverse  $p_T$  d'une particule correspond à la composante, dans le plan transverse, de son impulsion. Par définition, on a :

$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} = p \sin(\theta) \quad (\text{A.4})$$

## Annexe B

# Principe d'incertitude et temps de vie d'une particule

Le principe d'incertitude de Heisenberg stipule que certaines paires d'observables ne peuvent pas être connues précisément simultanément. C'est le cas par exemple de la position et l'impulsion comme le montre l'équation B.1 où  $\Delta x$  et  $\Delta p$  sont les incertitudes sur la position et sur l'impulsion respectivement.

$$\Delta x \cdot \Delta p \geq \hbar \quad (\text{B.1})$$

C'est aussi le cas pour l'incertitude sur la mesure de l'énergie d'une particule comme le montre l'équation B.2.

$$\Delta t \cdot \Delta E \geq \hbar \quad (\text{B.2})$$

Ici,  $\Delta t$  est le temps que dure la mesure. Il est plutôt intuitif de se dire que plus la mesure sera courte, plus l'incertitude sur l'énergie de la particule sera grande.

$\Delta t$  représente la limite inférieure du temps de vie de l'état virtuel de la particule, appelé temps de formation, que nous noterons  $t_{\text{formation}}$ . En effet, le temps de la mesure ne peut être pris supérieur au temps que la particule passe dans un état donné.

Donc, dans le référentiel propre de la particule, on a ( $\hbar = 1$ ) :

$$t_{\text{formation}} \geq \Delta t \geq \frac{1}{\Delta E} \quad (\text{B.3})$$

Or, pour une particule stable, on a :  $\Delta E \sim m^*$  où  $m^*$  est la virtualité de la particule. D'où :

$$t_{\text{formation}} \geq \frac{1}{m^*} \quad (\text{B.4})$$

Ainsi, du principe d'incertitude découle donc l'approximation selon laquelle le temps de formation d'une particule dans son référentiel propre, est de l'ordre de (ou supérieur à) sa virtualité.



## Annexe C

# Estimation et comparaison du *gap* entre deux jets dans un événement « dijet » au RHIC et au LHC

Notre objectif est d'estimer la valeur maximale  $\Delta\eta$  atteinte pour la production de deux jets au RHIC puis au LHC.

Les fractions  $x_1$  et  $x_2$  de l'impulsion des protons en collisions portées par leurs partons respectifs (ceux du processus dur) est donnée par les équations C.1 [16].  $\eta_3, \eta_4$  et  $p_T$  correspondent aux pseudorapidités et au  $p_T$  des partons (jets) sortants respectivement.

$$\begin{aligned}x_1 &= \frac{p_T}{\sqrt{s}}(e^{\eta_3} + e^{\eta_4}) \\x_2 &= \frac{p_T}{\sqrt{s}}(e^{-\eta_3} + e^{-\eta_4})\end{aligned}\quad (\text{C.1})$$

Par conséquent, on a :

$$x_1 x_2 = \frac{p_T^2}{s}(1 + e^{\eta_3 - \eta_4} + e^{\eta_4 - \eta_3} + 1) = \frac{p_T^2}{s}(2 + e^{\Delta\eta} + e^{-\Delta\eta}) \quad (\text{C.2})$$

$$\frac{s \cdot x_1 \cdot x_2}{p_T^2} - 2 = e^{\Delta\eta} + e^{-\Delta\eta} = 2 \cdot \cosh(\Delta\eta) \quad (\text{C.3})$$

On trouve donc :

$$\cosh(\Delta\eta) = \frac{s \cdot x_1 \cdot x_2}{2 \cdot p_T^2} - 1 \quad (\text{C.4})$$

La valeur de  $s$  est fixée par le choix du collisionneur. Nous déterminons la valeur de  $p_T$  de sorte qu'il soit accessible par le collisionneur. La valeur maximale du  $p_T$  atteignable dans un collisionneur est donnée par :  $p_{T,max} = \sqrt{s}/2$ , qui suppose que les partons du processus dur ont pris toute l'énergie des protons qui entrent en collision ( $x_1 = x_2 = 1$ ). Cela nous donne  $200/2 \sim 100$  GeV pour le RHIC et  $14000/2 \sim 7000$  GeV pour le LHC. Nous prendrons donc  $p_T = 100$  GeV.

D'après l'équation C.4, la valeur de  $\Delta\eta$  est plus élevée pour de grandes valeurs de  $x_1$  et  $x_2$ . La valeur maximale que l'on peut atteindre pour une fraction d'impulsion est 1. Par conséquent, on obtient pour RHIC :

$$\Delta\eta = \cosh^{-1}\left(\frac{200^2}{2 \cdot 90^2} - 1\right) \sim 0 \quad (\text{C.5})$$

et pour le LHC :

$$\Delta\eta = \cosh^{-1}\left(\frac{14000^2}{2 \cdot 90^2} - 1\right) \sim 9.88 \quad (\text{C.6})$$

Si l'on diminue la valeur du  $p_T$  du jet à 75 GeV/c et 50 GeV/c, on obtient pour RHIC :  $\Delta\eta(p_T = 75 \text{ GeV/c}) = 1.59$  et  $\Delta\eta(p_T = 50 \text{ GeV/c}) = 2.63$  et pour le LHC :  $\Delta\eta(p_T = 75 \text{ GeV/c}) = 10.45$  et  $\Delta\eta(p_T = 50 \text{ GeV/c}) = 11.26$ . Plus une paire de jets est énergétique, plus elle a de chances de se retrouver dans l'acceptance des détecteurs.

Au LHC, l'énergie dans le centre de masse des collisions étant plus importante qu'au RHIC, l'intervalle en  $\eta$  (appelé le *gap*) entre un jet et son jet de recul a la possibilité d'être beaucoup plus large. Par conséquent, la probabilité que l'un des jets sorte de l'acceptance des détecteurs et donc que la corrélation soit perdue est plus importante.

On constate, en reprenant nos exemples, que dans l'expérience STAR au RHIC, tous les jets de 100 GeV/c, 75 GeV/c sont dans l'acceptance de la TPC ( $|\eta| < 1.3$ ) et le domaine en pseudorapidité des jets de 50 GeV/c est couvert à 98%. Pour des jets de 100 GeV/c, si la limite cinématique  $x_1, x_2 \rightarrow 1$ , on a des jets dos-à-dos en rapidité également.

En revanche l'expérience ALICE au LHC, avec une couverture de la TPC de  $|\eta| < 0.9$ , ne couvre que 18%, 17% et 16% du domaine de pseudorapidité atteignable pour les jets de 100 GeV/c, 75 GeV/c et 50 GeV/c respectivement.

Les valeurs discutées ici concernent les valeurs maximales que l'on peut atteindre. En effet, les valeurs de  $x_1$  et  $x_2$  atteignables varient pour les différents collisionneurs [90]. Plus l'énergie dans le centre de masse de la collision est élevée, plus on sonde de petites fractions d'impulsion. De plus, la probabilité de « voir » un parton de fraction  $x_1$  ou  $x_2$  diminue pour  $x_1, x_2 \rightarrow 1$  [154].

## Annexe D

# Fichier de configuration de SIScone pour son utilisation dans AliRoot

Le fichier de configuration afin d'utiliser l'algorithme SIScone dans l'environnement d'ALICE est le fichier `ConfigJetAnalysis.C`. Il se divise en trois parties.

La première partie sert à définir le type de données que l'on veut analyser ainsi que les coupures à appliquer. Suivant que l'on veut analyser des données de type ESD (AOD) ou MC, on doit utiliser un `AliJetSESDReaderHeader` (`AliJetSAODReaderHeader`) ou un `AliJetKineReaderHeader` ainsi que les *Reader* correspondants. Dans la deuxième partie, on peut définir les paramètres de l'algorithme tel que le rayon et les paramètres de la soustraction de bruit de fond. La troisième partie, crée le *JetFinder* qui va utiliser tous les paramètres précédemment définis.

Le fichier de configuration se présente comme suit (Les lignes précédées de « `//` » sont des commentaires du fichier pour aider le lecteur).

```

AliJetFinder* ConfigJetAnalysis()
{
//===== Préparation de la lecture de données gén/réelles reco (ESDs) :
AliJetESDReaderHeader *jrh = new AliJetESDReaderHeader();
// ou de données gén/réelles reco filtrées (AODs) :
// AliJetAODReaderHeader *jrh = new AliJetAODReaderHeader();
// ou de données MC générées
// AliJetKineReaderHeader *jrh = new AliJetKineReaderHeader();
// Coupures en pt/eta/phi sur les traces
jrh->SetPtCut(0);
jrh->SetFiducialEta(-0.9,0.9);
jrh->SetFiducialPhi(0, TMath::Pi());

AliJetESDReader* er = new AliJetESDReader();
// ou
// AliJetAODReader* er = new AliJetAODReader();
// ou
// AliJetKineReader* er = new AliJetKineReader();

// Préparation des paramètres de SISConé
AliSISConéJetHeader *jh = new AliSISConéJetHeader();
jh->SetConeRadius(0.7); // Rayon du cône
jh->SetOverlapThreshold(0.75); // Paramètre de recouvrement
jh->SetNPassMax(0); // Nombre maximum d'itérations pour trouver un cône stable
(0 = jusqu'à ce qu'il n'y aie plus de cône stable)
jh->SetPtProtojetMin(0); // pT minimum des protojets
jh->SetMinJetPt(14); // pT minimum des jets
jh->SetJetEtaMax(0.5); //  $\eta$  maximum des jets
jh->SetJetEtaMin(-0.5); //  $\eta$  minimum des jets

// Partie dédiée au bruit de fond(bg)
jh->SetBGMode(); // 1 = soustraction bg, 0 = pas de soustraction
jh->SetBGAlgorithm(); // Algorithme pour calcul du bg moyen (0 = kT, 1 = Cambridge/Aachen)
jh->SetAreaTypeNumber(); // Type d'aire : 1 = active area, 2 = active_area_explicit_ghost, 3 =
one_ghost_passive_area, 4 = passive_area, 5 = voronoi_area
jh->SetRForRho(); // Rayon pour calcul de bg moyen
jh->SetEffectiveRFact(); // Rayon pour utilisation d'aire de type Voronoi
jh->SetGhostArea(); // Aire des ghosts
jh->SetMeanGhostKt(); // kT moyen des ghosts
jh->SetGhostEtaMax(); // Intervalle en  $\eta$  maximum ou les ghosts seront générés
jh->SetRapRange(); // Intervalle en  $\eta$  sur lequel on va soustraire le bruit de fond
jh->SetPhiRange(); // Intervalle en  $\Phi$  sur lequel on va soustraire le bruit de fond
jh->SetActiveAreaRepeats(); // En cas d'utilisation de l'aire active, nombre de fois que l'on veut
réitérer le calcul
jh->SetGridScatter(); // Fluctuations de la position des ghosts sur la grille ( $\eta, \Phi$ )
jh->SetKtScatter(); // Fluctuations du pt des ghosts dans la grille ( $\eta, \Phi$ )

// Jet Finder
AliSISConéJetFinder *jetFinder = new AliSISConéJetFinder();
jetFinder->SetJetHeader();
jetFinder->SetJetReader();
return jetFinder;
}

```

FIGURE D.1 – Fichier de configuration de SISConé.

## Annexe E

# Méthodes itératives d'estimation du bruit de fond

### 1. La méthode statistique :

On détermine la valeur du  $p_T$  moyen provenant du bruit de fond sur une surface donnée,  $A_{bg}$ , en y sommant le  $p_T$  des particules issues de  $N$  événements ne contenant pas de jets. Pour déterminer la valeur du bruit de fond,  $p_{T,bg}^{stat}$ , correspondant à la surface du jet,  $A_{jet}$ , on effectue un produit en croix en multipliant ce  $p_T$  moyen par le facteur  $K = A_{jet}/A_{bg}$  :

$$p_{T,bg}^{stat} = K. \langle \sum_{p_T > p_T^{ch}} p_T \rangle \quad (E.1)$$

Cette quantité est ensuite soustraite au  $p_T$  du jet reconstruit.

Cette méthode d'estimation de bruit de fond présente une limitation importante dans la mesure où elle estime quelle doit être la valeur moyenne du bruit de fond sur plusieurs événements. Elle ne prend pas en compte le fait qu'événement par événement, ce dernier fluctue énormément. De plus, il est nécessaire de catégoriser les événements en fonction de leur multiplicité moyenne et de les corriger du bruit de fond  $p_{T,bg}^{stat}$  calculé à partir d'événements de multiplicités équivalentes. Cela permet de prendre en compte la centralité des événements considérés (dans le cas de collisions d'ions lourds). La prise en compte du fait que le bruit de fond fluctue événement par événement a été introduite par la méthode du cône.

### 2. La méthode du rapport :

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 8, la méthode de cône ne prend pas en compte le fait que dès lors qu'une coupure en  $p_T$  est appliquée sur les particules chargées, de nouvelles fluctuations sont introduites à l'échelle d'une cellule. Il est possible d'améliorer la méthode du cône pour prendre en compte l'effet de la coupure en  $p_T$ . C'est ce que fait la méthode du rapport qui calcule, sur  $N$  événements, le rapport  $F$  entre la moyenne de la somme des  $p_T$  des particules tels que  $p_T > p_T^{ch}$  et la moyenne de la somme des  $p_T$  de toutes les particules :

$$E_{bg}^{rapport} = F.K. \sum_{R > R_c} p_T \quad (E.2)$$

Avec  $F = \langle \sum_{p_T > p_T^{ch}} p_T \rangle_N / \langle \sum p_T \rangle_N$ .



## Annexe F

### Distribution en $\eta$ des jets

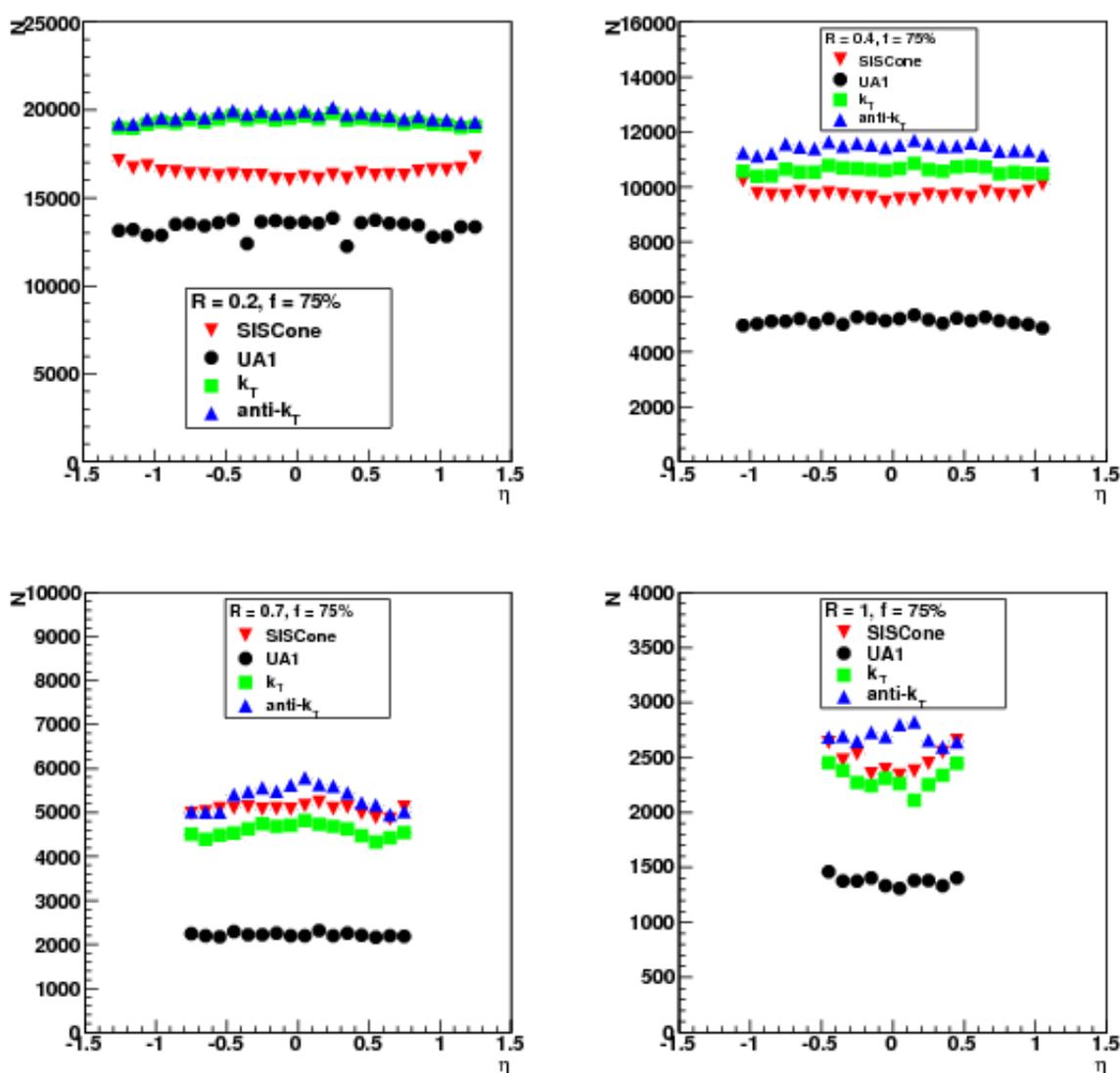


FIGURE F.1 – Distribution selon  $\eta$  des jets (bas intervalle de  $p_{T,\text{hard}}$ ) reconstruits par SIS Cone (triangles inversés rouges), UA1 (carrés noirs),  $k_T$  (carrés verts) et anti- $k_T$  (triangles bleus), pour un paramètre de recouvrement de 75% et un rayon de 0.2 (en haut à gauche), 0.4 (en haut à droite), 0.7 (en bas à gauche) et 1 (en bas à droite).

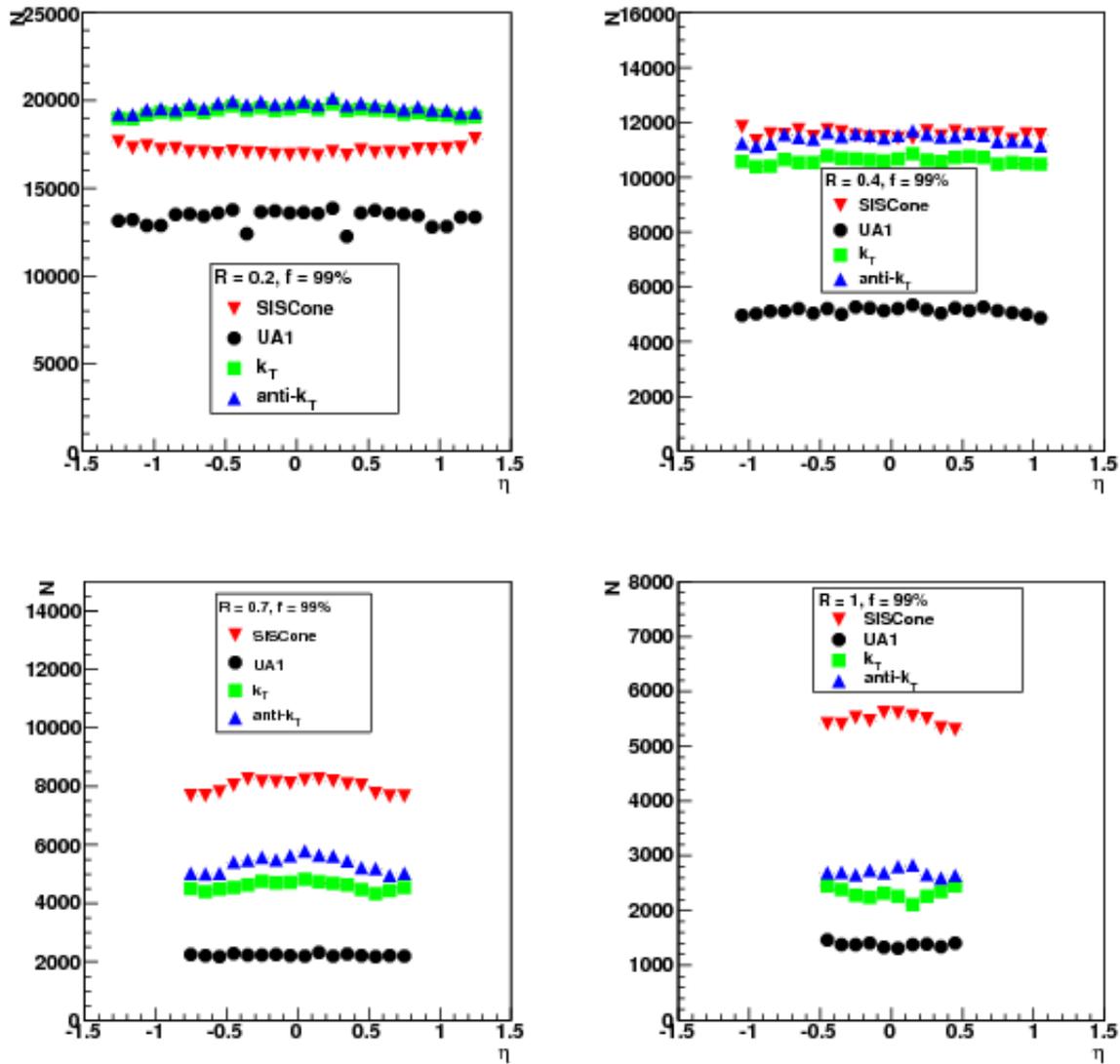


FIGURE F.2 – Distribution selon  $\eta$  des jets (bas intervalle de  $p_{T,\text{hard}}$ ) reconstruits par SIScone (triangles inversés rouges), UA1 (carrés noirs),  $k_T$  (carrés verts) et anti- $k_T$  (triangles bleus), pour un paramètre de recouvrement de 99% et un rayon de 0.2 (en haut à gauche), 0.4 (en haut à droite), 0.7 (en bas à gauche) et 1 (en bas à droite).

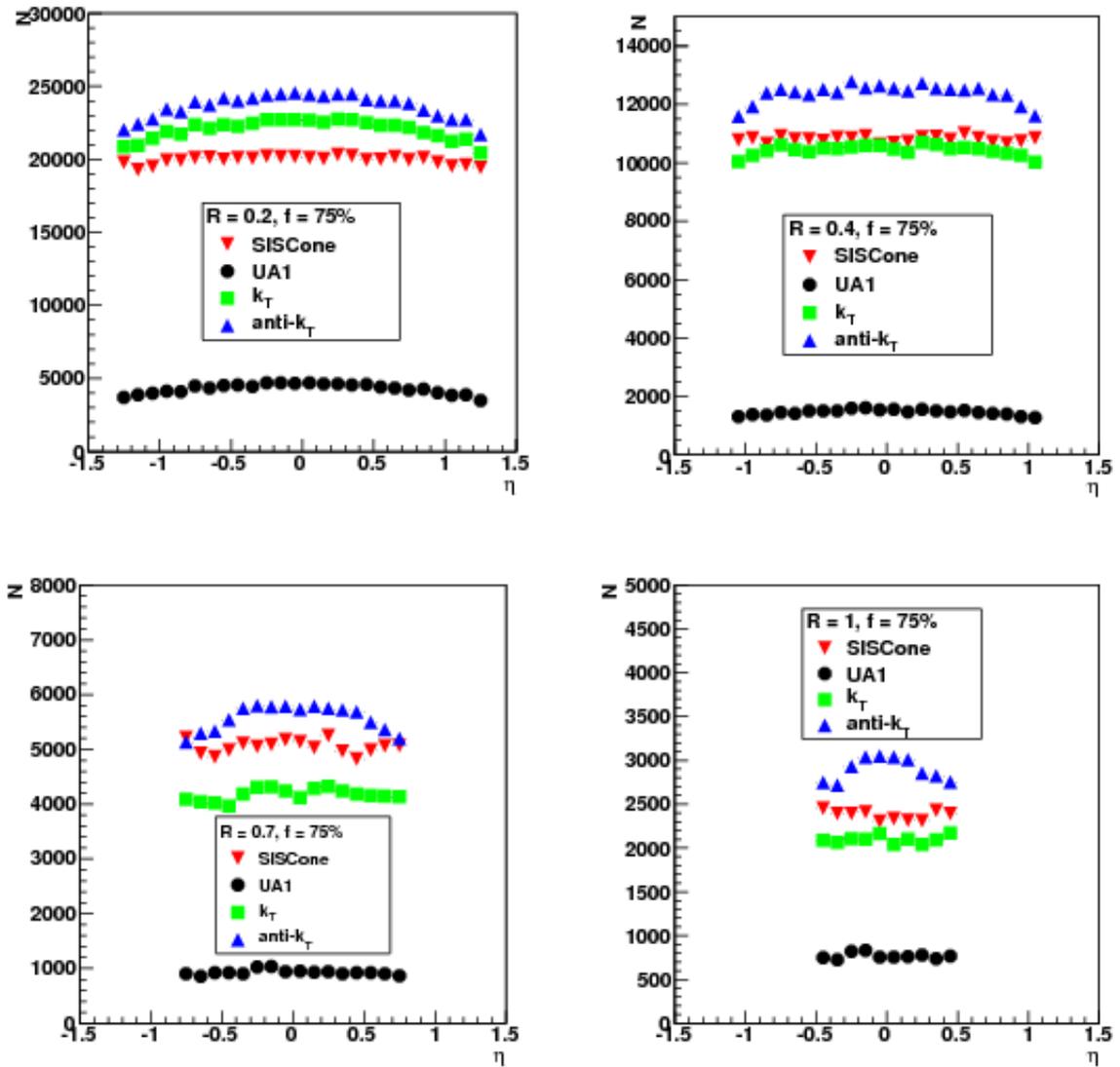


FIGURE F.3 – Distribution selon  $\eta$  des jets (haut intervalle de  $p_{T,\text{hard}}$ ) reconstruits par SIS Cone (triangles inversés rouges), UA1 (carrés noirs),  $k_T$  (carrés verts) et anti- $k_T$  (triangles bleus), pour un paramètre de recouvrement de 75% et un rayon de 0.2 (en haut à gauche), 0.4 (en haut à droite), 0.7 (en bas à gauche) et 1 (en bas à droite).

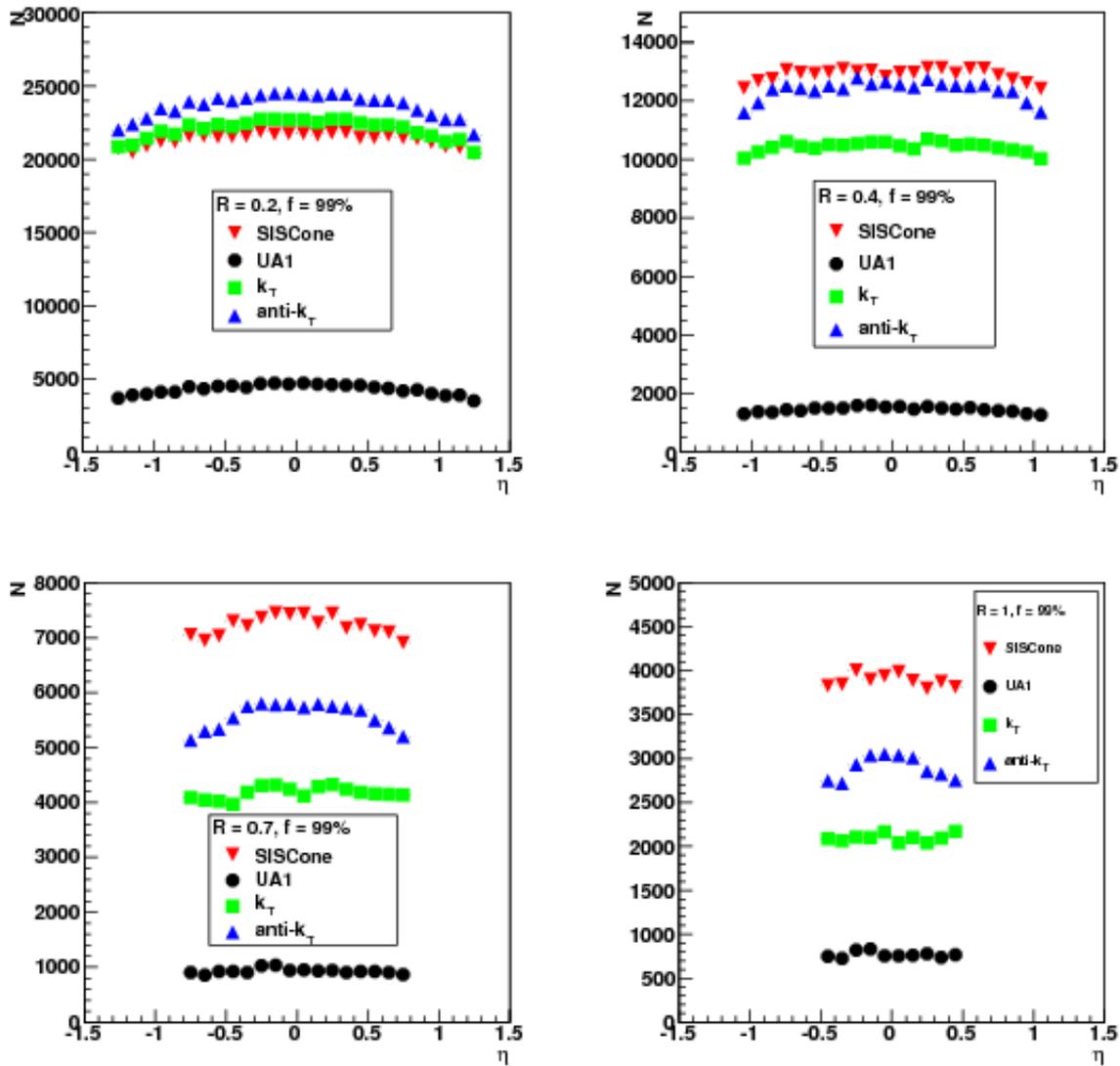


FIGURE F.4 – Distribution selon  $\eta$  des jets (haut intervalle de  $p_{T,\text{hard}}$ ) reconstruits par SISConc (triangles inversés rouges), UA1 (carrés noirs),  $k_T$  (carrés verts) et anti- $k_T$  (triangles bleus), pour un paramètre de recouvrement de 99% et un rayon de 0.2 (en haut à gauche), 0.4 (en haut à droite), 0.7 (en bas à gauche) et 1 (en bas à droite).

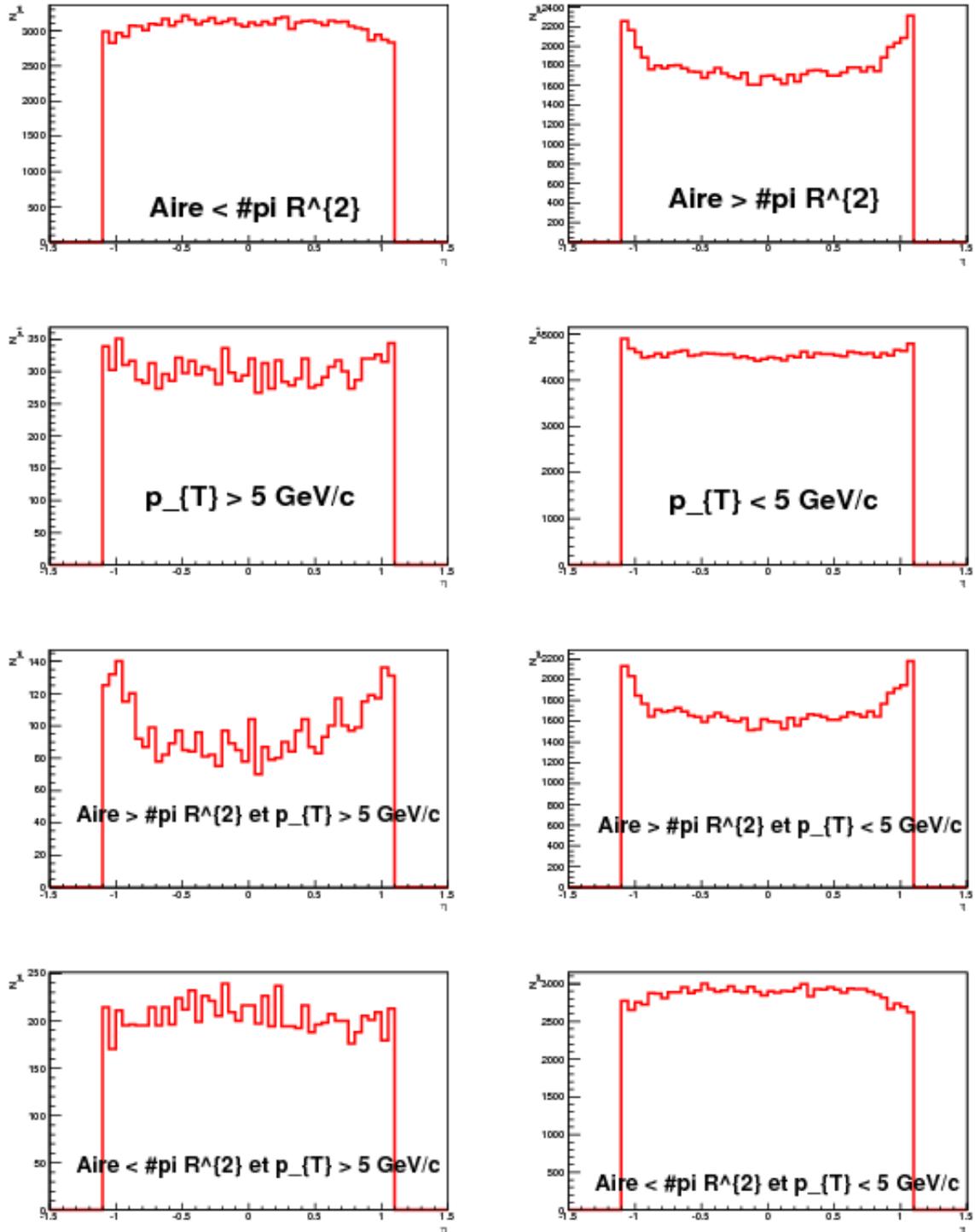


FIGURE F.5 – Distributions en  $\eta$  des jets (bas intervalle de  $p_{T,\text{hard}}$ ) reconstruits par SIScone ( $f = 75\%$ ) selon la valeur de leurs aires et de leurs  $p_T$ .

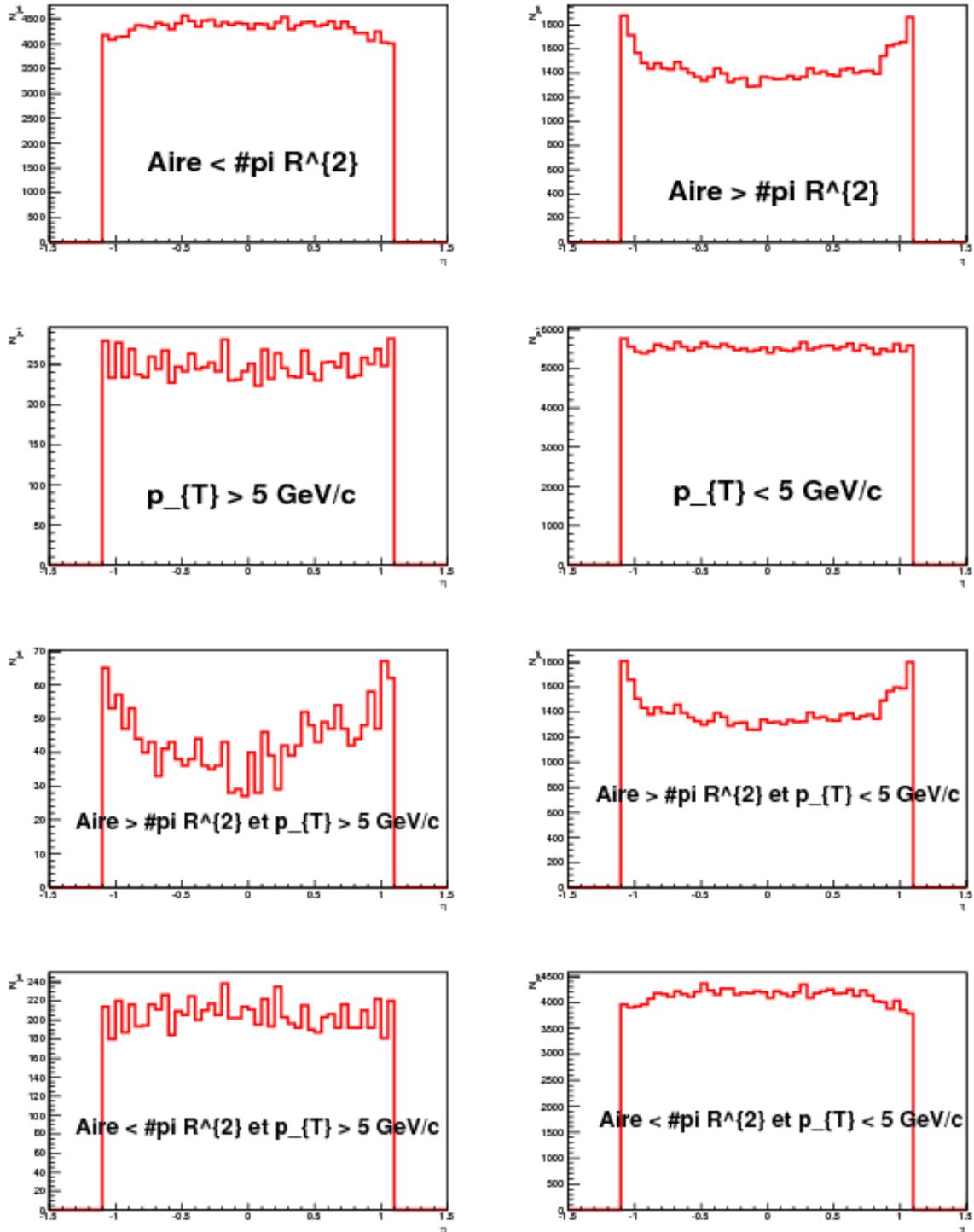


FIGURE F.6 – Distributions en  $\eta$  des jets (bas intervalle de  $p_{T,hard}$ ) reconstruits par SISCone ( $f = 99\%$ ) selon la valeur de leurs aires et de leurs  $p_T$ .

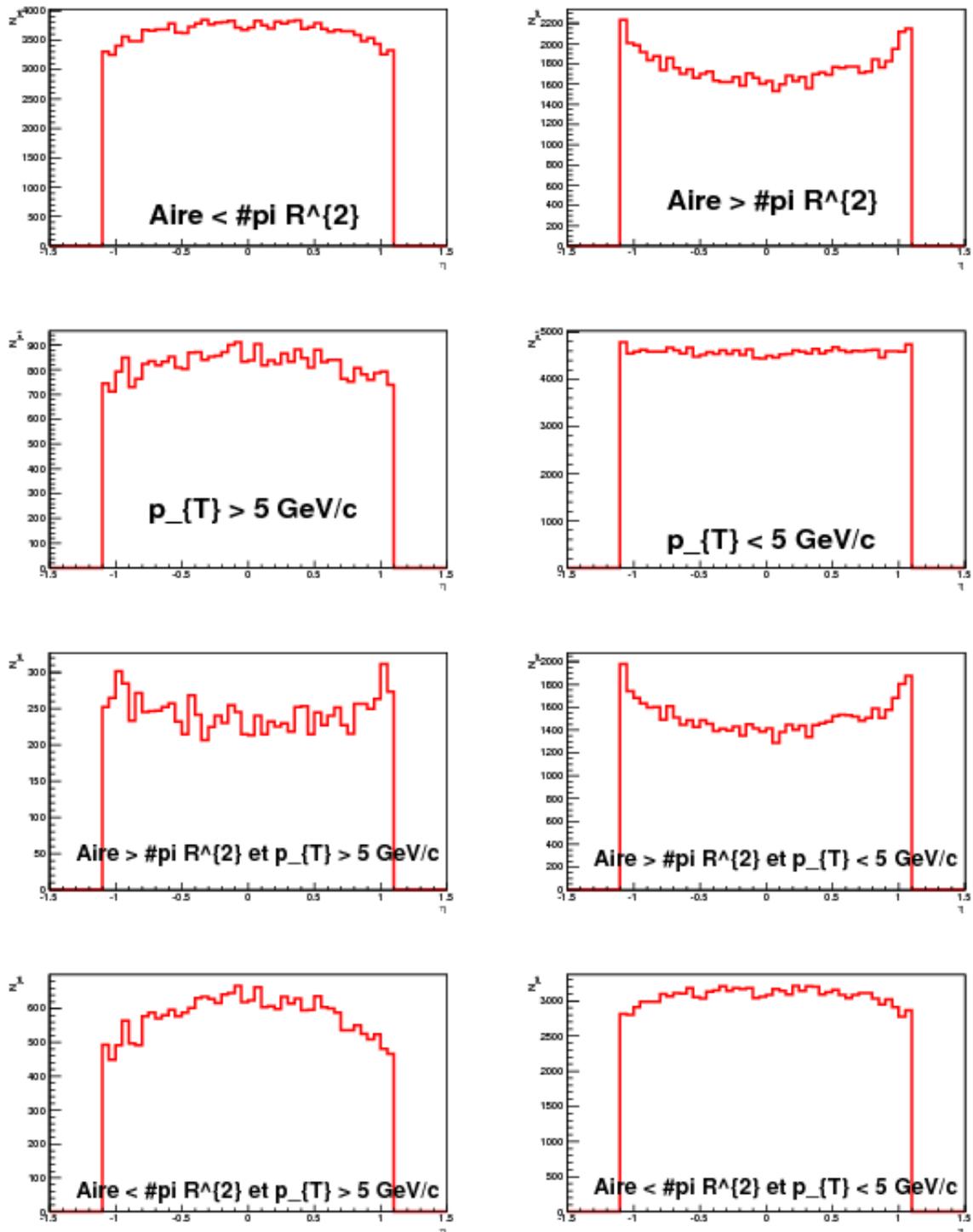


FIGURE F.7 – Distributions en  $\eta$  des jets (haut intervalle de  $p_{T,\text{hard}}$ ) reconstruits par SIScone ( $f = 75\%$ ) selon la valeur de leurs aires et de leurs  $p_T$ .

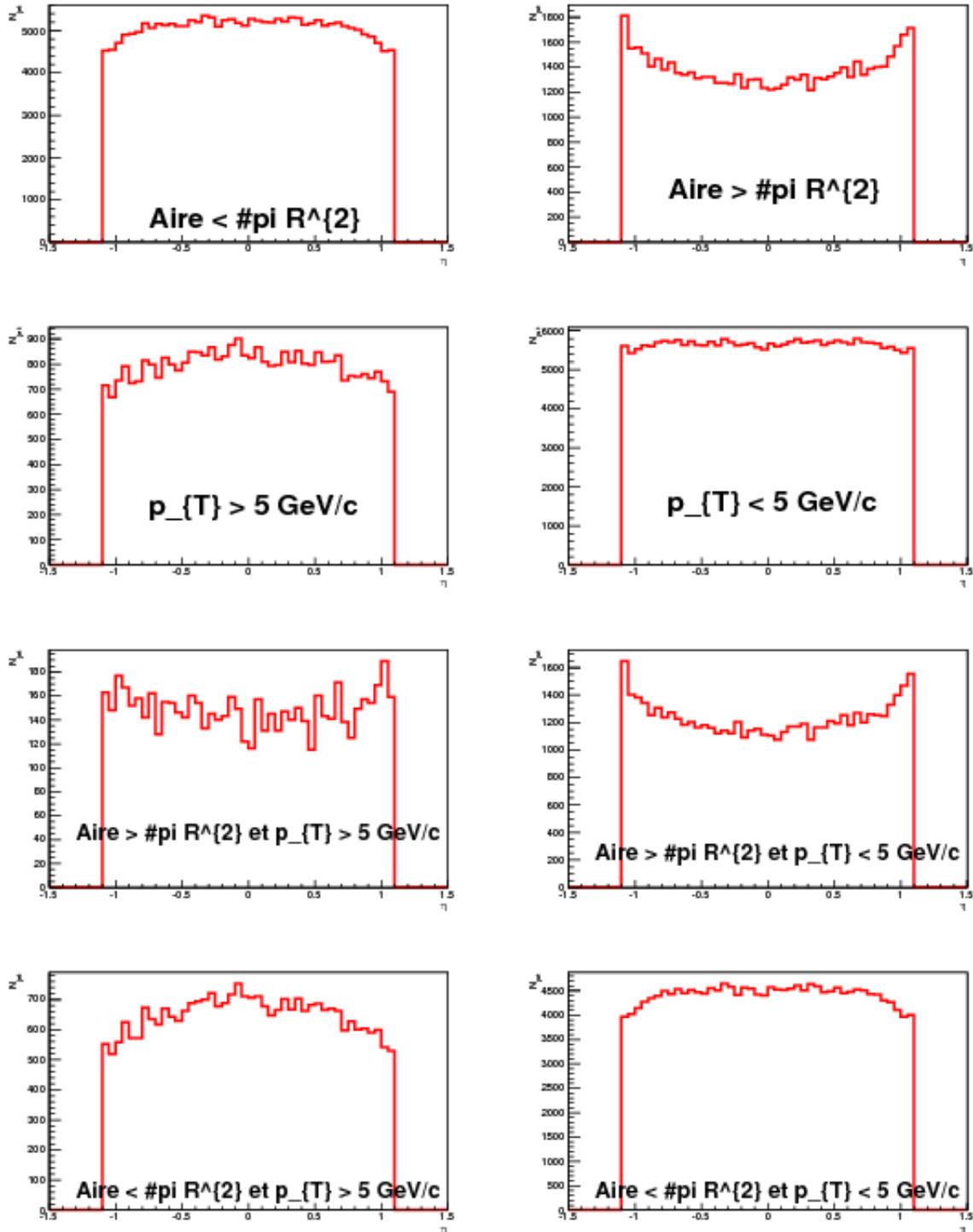


FIGURE F.8 – Distributions en  $\eta$  des jets (haut intervalle de  $p_{T,\text{hard}}$ ) reconstruits par SIS Cone ( $f = 99\%$ ) selon la valeur de leurs aires et de leurs  $p_T$ .

# Annexe G

## Glossaire

### A

**ALICE** : *A Large Ion Collider Experiment* est l'expérience du LHC dédiée à l'étude du PQG.

**ATLAS** : *A Toroidal LHC ApparatuS*. ATLAS est l'une des principales expériences du LHC.

### C

**CERN** : Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire. C'est le laboratoire, situé près de Genève, auprès duquel est construit le LHC.

**DIS** : *Deep Inelastic Scattering*. Les expériences de diffusion profondément inélastiques consistent à envoyer des leptons sur des nucléons afin d'en sonder la structure.

**CDF** : *Collider Detector at Fermilab* est l'une des expériences du Tevatron.

**CMS** : *Compact Muon Solenoid*. CMS est l'une des principales expériences du LHC.

### D

**D0** : D0 est l'une des expériences de l'accélérateur Tevatron.

### E

**EMCal** : *ElectroMagnetic Calorimeter*. C'est le calorimètre électromagnétique d'ALICE.

### F

**FSR** : *Final State Radiation*. Les rayonnements de l'état final sont des contributions supplémentaires des générateurs Monte Carlo pour pouvoir pallier leurs manquements, dus au fait qu'il n'effectuent leurs calculs qu'au premier ordre.

### I

**ISR** : *Initial State Radiation*. Les rayonnements de l'état initial sont des contributions supplémentaires des générateurs Monte Carlo qui rendent compte des interactions entre les constituants des nucléons avant la collision.

**ITS** : *Inner Tracking System*. L'ITS est l'un des trajectographes d'ALICE, le plus proche du faisceau.

### L

**LHC** : *Large Hadron Collider*. Le LHC est à ce jour le plus grand et le plus puissant accélérateur de particules du monde.

**LLA** : *Leading Log Approximation*

**LPHD** : *Local Parton Hadron Duality* est une hypothèse qui stipule qu'entre les distributions de partons à la fin de la gerbe partonique et les distributions de hadrons, il n'y a qu'un facteur multiplicatif.

**lQCD** : *lattice QCD* est la partie de la QCD qui s'applique à basse énergie.

### $\mathcal{M}$

**MC** : Monte Carlo.

**MI** : *Multiple Interactions*

**MLLA** : *Modified Leading Log Approximation*

**MS** : Modèle Standard.

### $\mathcal{N}$

**NLO** : *Next to Leading Order*, c'est l'ordre du développement perturbatif qui prend en compte les termes en  $\alpha_{QCD}^2$ .

### $\mathcal{P}$

**PHENIX** : *Pioneering High Energy Nuclear Interaction eXperiment* est l'une des expériences de l'accélérateur RHIC.

**pQCD** : *perturbative QCD*, c'est la partie de QCD qui s'applique à haute énergie.

**PQG** : le Plasma de Quarks et de Gluons est un état particulier de la matière nucléaire dans lequel les quarks et les gluons ne sont pas confinés.

**PYTHIA** : c'est un simulateur d'événements Monte Carlo.

### $\mathcal{Q}$

**QCD** : *Quantum ChromoDynamics*. QCD est la théorie de l'interaction forte.

**QED** : *Quantum ElectroDynamics*. QED est la théorie de l'interaction électromagnétique.

### $\mathcal{R}$

**RHIC** : *Relativistic Heavy Ion Collider* est un accélérateur de particules situé près de New York au laboratoire Brookhaven National Laboratory (BNL).

### $\mathcal{S}$

**STAR** : *Solenoidal Tracker At RHIC*. STAR est l'une des expériences de l'accélérateur RHIC.

**SDD** : *Silicon Drift Detector*. Composé de deux couches cylindriques, le détecteur en silicium à dérive constitue les deux couches intermédiaires de l'ITS.

**SPD** : *Silicon Pixel Detector*. Les deux couches cylindriques du détecteur en silicium à pixels sont les couches de l'ITS les plus proches du faisceau.

**SSD** : *Silicon Strip Detector*. Le détecteur en silicium à bandes, composé lui aussi de deux couches cylindriques constitue la partie de l'ITS la plus éloignée du faisceau.

### $\mathcal{T}$

**TPC** : *Time Projection Chamber*. C'est le principal trajectographe de l'expérience ALICE.

**Tevatron** : est l'accélérateur de particules situé près de Chicago au laboratoire Fermilab.

### $\mathcal{U}$

**UE** : l'*Underlying Event* est constitué de tout ce qui ne provient pas du processus dur.





# Bibliographie

- [1] <http://voyage.in2p3.fr/standard.html>
- [2] <http://voyage.in2p3.fr/fermions.html>
- [3] James Joyce *Finnegans Wake* Éditions Faber & Faber 1939.
- [4] Bill Carithers et Paul Grannis *Discovery of the top quark* SLAC Beam Line 25N3 :4-16, 1995.
- [5] V. A. Matveev et A. N. Tavkhelidze, *The Quantum Number Color, Colored Quarks and QCD* 2006.
- [6] M. Y. Han et Y. Nambu *Three Triplet Model with Double SU(3) Symmetry* Phys. Rev. 139 :B1006-B1010, 1965.
- [7] Y. Miyamoto *Three Kinds of Triplet Model* Progr. Theor. Phys. Suppl. Extra. n° 187, 1965.
- [8] I. Levine *et al.* (Collaboration TOPAZ) *Measurement of the electromagnetic coupling at large momentum transfer* Phys. Rev. Lett. 78 424-427 1997.
- [9] Ginés Martinez *Introduction à l'étude expérimentale de la matière hadronique dans les collisions entre ions lourds. Le Plasma de Quarks et de Gluons.* Thèse d'habilitation à diriger des recherches, 2006.
- [10] S. Glazov *Recent results from HERA* arXiv :hep-ex 0911.0159 2009.
- [11] Christian Kuhn *Étude de la production de matière étrange dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes avec les expériences STAR au RHIC et ALICE au LHC.* Thèse d'habilitation à diriger des recherches, 2005.
- [12] Magali Estienne *Propriétés chimiques et dynamiques des collisions d'ions lourds aux énergies du RHIC par la mesure de la production des baryons doublement étranges dans l'expérience STAR* Thèse de doctorat, 2005.
- [13] Collaboration CDF *Charged Jet Evolution and the Underlying Event in Proton-Antiproton Collisions at 1.8 TeV* Phys. Rev. D65 :092002, 2002.
- [14] F. Karsch et E. Laermann *Thermodynamics and in-medium hadron properties from lattice QCD* arXiv :hep-lat/0305025 2003.
- [15] D. D'enterria *Quark-gluon matter* J. Phys. G34 :S53-S82 2007.
- [16] R.K. Ellis, W.J. Stirling, B.R. Webber *QCD and colliders physics.* Cambridge monographs on particle physics, nuclear physics and cosmology hep-ph/0109068v1, 1996.
- [17] Stéphane Peigné *Lesson 2  $e^+e^-$  annihilation into hadrons* Cours.
- [18] G. Piller et W. Weise, *Nuclear deep-inelastic lepton scattering and coherence phenomena* Phys. Rept. 330, 1-94, 2000.
- [19] R. Feynman *Very high-energy collisions of hadrons* Phys. Rev. Lett. 23 :1415-1417, 1969.
- [20] J. D. Bjorken et E. A. Paschos *Inelastic Electron-Proton and  $\gamma$ -Proton Scattering and the Structure of the nucleon* Phys. Rev. 185 :1975-1982, 1969.
- [21] Particle Data Group <http://pdg.lbl.gov/>
- [22] D. D'Enterria *Jet quenching* arXiv :0902.2011, 2009.
- [23] G. C. Blazey *et al.* *Run II Jet physics*

- [24] Yu. L. Dokshitzer, V. A. Khoze, A. H. Troyan et S. I. Mueller *Basics of perturbative QCD* J. Tran Thanh Van, Editions frontières, 1991.
- [25] Aaltonen *et al.* (CDF Collaboration) *Measurement of the Inclusive Jet Cross Section at the Fermilab Tevatron  $p\bar{p}$  Collider Using a Cone-Based Jet Algorithm* Phys.Rev.D78 :052006, 2008.
- [26] S. D. Ellis et D. E. Soper *Successive Combination Jet Algorithm For Hadron Collisions* Phys.Rev.D48,3160, 1993.
- [27] Abulencia *et al.* (CDF Collaboration) *Measurement of the Inclusive Jet Cross Section using the  $k_T$  algorithm in  $p\bar{p}$  at  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV with the CDF II Detector* Phys.Rev.D75 :092006, 2007.
- [28] Abazov *et al.* (D0 Collaboration) *Measurement of the inclusive jet cross-section in  $p\bar{p}$  collisions at  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV* Phys.Rev.Lett.101 :062001, 2008.
- [29] S. Salur *Jet reconstruction at RHIC* Compte-rendu de la 45<sup>e</sup> Rencontres de Moriond QCD and high energy interactions, La Thuile, Aosta Valley, Italy, march 13th-20th, 2010. arXiv 1005.2589 2010.
- [30] Y.-S. Lai et B. A. Cole *Jet reconstruction in hadronic collisions by Gaussian filtering* arXiv nuck-ex 0806.1499, 2008.
- [31] Y.-S. Lai *Direct jet reconstruction in  $p+p$  and  $Cu+Cu$  at PHENIX* À paraître dans le compte-rendu DPF-2009, Detroit, MI, July 2009 2009.
- [32] George Sterman et Steven Weinberg *Jets from quantum chromodynamics* Phys. Rev. Lett. 39, 1436 1997.
- [33] <http://www.desy.de/~znagy/Site/NLOJet++.html>
- [34] Distribution obtenues avec l'aimable collaboration de Thierry Gousset.
- [35] Konstantin A. Goulianos pour la collaboration CDF *Jet fragmentation properties at the Tevatron* Présenté lors des 32<sup>e</sup> rencontres de Moriond : *QCD and High-Energy Hadronic Interactions*, Les Arcs, France, 22-29 mars 1997. 1997.
- [36] N. Borghini et U. Wiedemann *Distorting the hump-backed plateau of jets with dense QCD matter*. CERN-PH-TH-2005-100, BI-TP-2005-20, Juin 2005.
- [37] D. Acosat *et al* *Momentum distribution of charged particles in jets in dijet events in  $p\bar{p}$  collisions at  $\sqrt{s} = 1.8$  TeV and comparisons to perturbative QCD predictions* FERMILAB-Pub-02/096-E, Juin 2002.
- [38] Particle Data Group, *Fragmentation functions in  $e^+e^-$  annihilation and lepton-nucleon DIS*
- [39] Yu. L. Dokshitzer, V. A. Khoze, A. H. Troyan et S. I. Mueller *QCD coherence in high energy reactions* Rev.Mod.Phys.60 :373, 1988.
- [40] S. Sapeta et U. A. Wiedemann *Jet hadrochemistry as a characteristics of jet quenching* Eur. Phys. J. C55 :293-302, 2008.
- [41] M. Heinz for the STAR collaboration *Systematic study of the jet fragmentation function for inclusive jet-production in  $p+p$  collisions at  $\sqrt{s} = 200$  GeV in STAR* Eur. Phys. J. C61 :769-773, 2009.
- [42] Wolfgang Ochs et Redamy Pérez Ramos *Particle Multiplicity in Jets and Sub-jets with Jet Axis from Color Current* Phys.Rev.D78 :034010, 2008.
- [43] F. Arleo et R. Perez Ramos *Collimation of average multiplicity in QCD jets* Phys. Lett. B682 :50-54, 2009.
- [44] J. D. Bjorken *Energy loss of energetic partons in quark-gluon plasma : possible extinction of high  $p_T$  jets in hadron-hadron collisions* FERMILAB-PUB-82-059-THY, 1982.
- [45] M. Guylassy et M. Plümer *Jet quenching in dense matter* Phys. Lett. B 243 :432-438, 1990.
- [46] S. Peigné *Collisional energy loss of a fast parton in a QGP* AIPConf.Proc.1038 :139-148 2008.

- [47] H. Bethe et W. Heitler Proc. Roy. Soc. Lond. A146,83 1934.
- [48] A. B. Migdal *Bremsstrahlung and pair production in condensed media at high-energies* Phys.Rev.103 :1811-1820, 1956.
- [49] R. Baier, Yu. L. Dokshitzer, A. H. Mueller, S. Peigné et D. Schiff *Radiative energy loss of high energy quarks and gluons in a finite volume quark-gluon plasma* Nucl.Phys.B483 :291-320 1997.
- [50] M. Gyulassy, P. Levai, I. Vitev *NonAbelian energy loss at finite opacity* Phys.Rev.Lett.85 :5535-5538, 2000
- [51] P. Arnold, G. D. Moore et L. G. Yaffe *Transport coefficients in high temperature gauge theories.1.Leading log results.* JHEP 0011,001 2000.
- [52] Xiao-Feng Guo et Xin-Nian Wang *Multiple scattering, parton energy loss and modified fragmentation functions in deep inelastic  $e A$  scattering* Phys.Rev.Lett.85 :3591-3594, 2000.
- [53] P. Shukla *Glauber model for heavy ion collisions from low energies to high energies* arXiv :0112039, 2001.
- [54] S. S. Adler et al *Absence of suppression in particle production at large transverse momentum in  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV  $d+Au$  collisions* Phys.Rev.Lett.91 :072303, 2003.
- [55] J. Adams et al *Evidence from  $d+Au$  measurements for final-state suppression of high  $p_T$  hadrons in  $Au+Au$  collisions at RHIC* Phys.Rev.Lett.91 :072304, 2003.
- [56] X.-N. Wang et M. Gyulassy, *Gluon shadowing and jet quenching in  $A+A$  collisions at  $\sqrt{s} = 200$  GeV* Phys.Rev.Lett.68 :1480-1483 1992.
- [57] Alberto Accardi *Cronin effect in proton-nucleus collisions : a survey of theoretical models* arXiv :hep-ph/0212148, 2003.
- [58] Swensy Jangal *Les corrélations azimutales à deux particules dans l'expérience ALICE* Rapport de stage de master 2 2008.
- [59] K. J. Eskola, H. Honkanen, C. A. Salgado et U. A. Wiedemann *The fragility of high- $p_T$  hadron spectra as a hard probe* Nucl.Phys.A747 :511-529, 2004.
- [60] C. Loizides *Jet correlation measurement in heavy ion collisions : from RHIC to LHC* arXiv :hep-ph/0507018, 2005.
- [61] ALICE collaboration *ALICE : Physics Performance Report II.* Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics, 13 septembre 2006.
- [62] M. Ploskon *Inclusive cross section and correlations of fully reconstructed jets in 200 GeV  $Au+Au$  and  $p+p$  collisions* Nucl.Phys.A830 :255c-258c, 2009.
- [63] Martin Spousta *The influence of the underlying event on jet measurements in heavy ion collisions* ATL-PHYS-PROC-2010-069 2010.
- [64] E. Bruna *Jet fragmentation in STAR going from  $p+p$  to  $Au+Au$*  Compte-rendu du Winter Workshop on Nuclear Dynamics 2009 2009.
- [65] J. Putschke *First fragmentation function measurements from full jet reconstruction in heavy-ion collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV by STAR* Eur. Phys. J. C61 :629-635, 2009. 2008.
- [66] W. Herr, J. Miles *Optimizing the LHC interaction region to obtain the highest possible luminosity* CERN-LHC-PROJECT-REPORT-40, 1996.
- [67] Lyndon Evans *The Large Hadron Collider* New J. Phys. 9 :335, 2007.
- [68] <http://www-bdnew.fnal.gov/tevatron/>
- [69] <http://www.bnl.gov/rhic/>
- [70] <http://lhc.web.cern.ch/lhc/>
- [71] O. S. Bruning, P. Collier, P. Lebrun, S. Myers, R. Ostojic, J. Poole et P.Proudlock *LHC Design Report Volume I. The LHC main ring* CERN-2004-003, 2004.

- [72] Benjamin Bradu *Modélisation, simulation et contrôle des installations cryogéniques du CERN* Thèse de doctorat, 2010.
- [73] Lyndon Evans, Philipp Bryant, Collaboration Alice, Collaboration ATLAS, Collaboration CMS, Collaboration LHCb, Collaboration LHCf et Collaboration LHCf, *The CERN Large Hadron Collider : Accelerator and Experiments* Édité par Amos Breskin et Rüdiger Voss, 2009.
- [74] *Guide du LHC* <http://cdsmedia.cern.ch/img/CERN-Brochure-2008-001-Fre.pdf>
- [75] *Bulletin CERN n° 46 et 47* <http://user.web.cern.ch/User/Bulletin/46-47-F-web.pdf> 17 et 24 novembre 2010.
- [76] ATLAS collaboration <http://atlas.ch/>
- [77] CMS collaboration <http://cms.web.cern.ch/cms/index.html>
- [78] LHCb collaboration <http://lhcb-public.web.cern.ch/lhcb%2Dpublic/>
- [79] ALICE collaboration <http://aliceinfo.cern.ch/Collaboration/index.html>
- [80] Norbert Novitzky *EMCal in ALICE* Journal Club, 2005.
- [81] TOTEM collaboration <http://totem.web.cern.ch/Totem/>
- [82] LHCf collaboration <http://public.web.cern.ch/public/en/lhc/LHCf-en.html>
- [83] <http://public.web.cern.ch/press/pressreleases/Releases2008/PR14.08F.html>
- [84] ALICE collaboration *First proton-proton collisions at the LHC as observed with the ALICE detector : measurement of the charged-particle pseudorapidity density at  $\sqrt{s_{NN}} = 900$  GeV.* The European Physical Journal C : Volume 65, Issue 1 (2010), Page 111 hep-ex/0911.5430v2, décembre 2009.
- [85] Jean-Pierre Revol *Low- $P_T$  proton-proton physics at low luminosity at LHC.* EPJdirect C, 4(S1), 14 (2002) DOI 10.1007/s1010502cs114 Septembre 2002.
- [86] <http://aliceinfo.cern.ch/Public/en/Chapter1/fstablebeams.html>
- [87] ALICE collaboration *Elliptic flow of charged particles in Pb-Pb collisions at 2.76 TeV* arXiv :1011.3914[nucl-ex]
- [88] ALICE collaboration *Charged-particle multiplicity density at mid-rapidity in central Pb-Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV* arXiv :1011.3916[nucl-ex]
- [89] *Trigger, Data Acquisition, High Level Trigger, Control System Technical Design Report* ALICE-DOC-2004-001 2004.
- [90] ALICE collaboration *ALICE : Physics Performance Report I.* Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics, 2004.
- [91] *ALICE Technical Design Report on Forward Detectors : FMD, T0 and V0*
- [92] <http://oldsite.to.infn.it/pinot/webcern/webcerndetectors.htm>
- [93] ALICE Collaboration *Centrality dependence of the charged-particle multiplicity density at mid-rapidity in Pb-Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV* arXiv :1012.1657v1 [nucl-ex]
- [94] ALICE Collaboration *Charged-particle multiplicity density at mid-rapidity in central Pb-Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV* arXiv :1011.3916[nucl-ex] 2010.
- [95] *ALICE Technical Design Report of the Inner Tracking System (ITS)* CERN/LHCC 99-12 ALICE TDR 4 1999.
- [96] *ALICE Technical Design Report of the Time Projection Chamber* CERN/LHCC 2000-001 ALICE TDR 7 2000.
- [97] W. R. Leo *Techniques for Nuclear And Particle Physics Experiments* Éditions Springer-Verlag
- [98] Guérolé Bourdaud *Simulation étendue des propriétés de la sonde  $\gamma$ -jet dans l'expérience ALICE auprès du collisionneur LHC* Thèse de doctorat, 2008.

- [99] Collaboration ALICE *ALICE TRD Technical Design Report* CERN/LHCC 2001-021 ALICE TDR 9 2001.
- [100] *ALICE The Electromagnetic Calorimeter Technical Proposal* <http://alice-info.cern.ch/static/Documents/TP/EMCal/Chap2/chap2.pdf>
- [101] U. Abeysekara *et al ALICE EMCAL Physics Performance Report* arXiv :1008.0413v1, 2009.
- [102] W. C. Fabjan et F. Gianotti *Calorimetry for particle physics* Rev. Mod. Phys. 75 1243 2003.
- [103] Magali Estienne *High  $p_T$  and jet physics from RHIC to LHC* Phys. Atom. Nucl. 71 :1535-1542, 2008.
- [104] S.-L. Blyth, M. J. Horner, T. Awes, T. Cormier, H. Gray, J. L. Klay, S. R. Klein, M. van Leeuwen, A. Morsch, G. Odyniec, A. Pavlinov *A Cone Jet-Finding Algorithm for Heavy-Ion Collisions at LHC Energies* J. Phys. G 34 :271-281, 2007.
- [105] Sevil Salur *Jet results and jet reconstruction techniques in  $p+p$  and their prospects in  $Pb+Pb$  collisions in CMS* arXiv :[hep-ph]1010.2919 2010.
- [106] Loïc Quertenmont *Étude des algorithmes de reconstruction des jets dans le détecteur CMS* Mémoire de licence, 2007.
- [107] Collaboration CMS *Charged particle multiplicity in  $pp$  interactions at  $\sqrt{s} = 0.9, 2.36$  et  $7$  TeV* arXiv :1011.5531[hep-ex] 2010.
- [108] Paolo Azzurri *Jet reconstruction with charged tracks only in CMS* arXiv[hep-ex]0901.1541 2009.
- [109] Sigrid Jorgensen Roca *Jet reconstruction and calibration in the ATLAS calorimeters* Proceedings of CALORIMETRY IN HIGH ENERGY PHYSICS : XII International Conference, 2008.
- [110] ATLAS collaboration *ATLAS detector and physics performance - Technical design report volume 1* 1999.
- [111] ATLAS collaboration *Measurement of inclusive jet and dijet cross sections in proton-proton collisions at  $7$  TeV centre-of-mass energy with the ATLAS detector* arXiv :1009.5908v2[hep-ex]
- [112] Collaboration ATLAS *Measurement of differential cross section and fragmentation of jets from tracks in proton-proton collisions at center-of-mass energy  $\sqrt{s} = 7$  TeV with the ATLAS detector* ATLAS-CONF-2010-049 2010.
- [113] Collaboration ATLAS *The ATLAS experiment at the CERN Large Hadron Collider* 2008 JINST 3 S08003 2008.
- [114] Collaboration ATLAS *Charged particle multiplicities in  $pp$  interactions for track  $p_T > 100$  MeV/c at  $\sqrt{s} = 0.9$  and  $7$  TeV measured with the ATLAS detector at the LHC* ATLAS-CONF-2010-046 2010.
- [115] Konstantinos Kousouris *Jet studies at ATLAS and CMS* Proceedings of XLIVth Rencontres de Moriond on QCD and High Energy Interactions 2009.
- [116] E. Boos, M. Dobbs, W. Giele, I. Hinchliffe, J. Huston, V. Ilyin, J. Kanzaki, K. Kato, Y. Kurihara, L. Lönnblad, M. Mangano, S. Mrenna, F. Paige, E. Richter-Was, M. Seymour, T. Sjöstrand, B. Webber, D. Zeppenfeld *Generic user process interface for event generators*. Submitted to Workshop on Physics at TeV Colliders, Les Houches, France, 21 May - 1 Jun 2001, hep-ph/0109068v1, 9 septembre 2001.
- [117] H. Baer, E. Boos, B. Cox ... *Les Houches guidebook to Monte Carlo generators for hadron collider physics*. Compiled by the working group on quantum chromodynamics and the standard model for the workshop 'Physics at TeV colliders', Les Houches, France, Mai 2003. 25 février 2004.

- [118] [http://lapth.in2p3.fr/PHOX\\_FAMILY/jetphox.html](http://lapth.in2p3.fr/PHOX_FAMILY/jetphox.html)
- [119] Thorsten Renk *Parton shower evolution in a 3D hydrodynamical medium*. Physical Review C78, 034908 2008.
- [120] R. D. Field *The Underlying Event in /hard Scatterinf Processes* eConfC01630 :P501, 2001.
- [121] [http://cepa.fnal.gov/psm/simulation/mcgen/lund/pythia\\_manual%/pythia6.3/pythia6301/node20.html](http://cepa.fnal.gov/psm/simulation/mcgen/lund/pythia_manual%/pythia6.3/pythia6301/node20.html)
- [122] <http://hepwww.r1.ac.uk/theory/seymour/herwig/>
- [123] <http://www-nsdth.lbl.gov/xnwang/hijing/>
- [124] <http://home.thep.lu.se/~torbjorn/Pythia.html>
- [125] Torbjörn Sjöstrand, Stephen Mrenna et Peter Skands *PYTHIA 6.4 Physics and Manual* arXiv :0603175[hep-ph]
- [126] <http://root.cern.ch/drupal/>
- [127] <http://alisoft.cern.ch/viewvc/?root=AliRoot>
- [128] Discussion privée avec Marco Bregant.
- [129] K. Oyama *Cross section normalization in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 2.76$  TeV and 7 TeV with ALICE at LHC* Quark Matter 2011 presentation
- [130] N. V. Mokhov, I. L. Rakhno *Protecting LHC components against radiation resulting from colliding beam interactions* Proceedings of the 2011 Particle Accelerator Conference, Chicago.
- [131] Volker Blobel *An Unfolding Method for High Energy Physics Experiments* DESY 02-078 2002.
- [132] J. F. Grosse-Oetringhaus *Measuring the Charged Particle Multiplicity with ALICE* arXiv : 0808.2590v1 [hep-ex] 2008.
- [133] Pascal Dupieux *L'étude du QGP au LHC* École internationale Joliot-Curie 2005, 2005.
- [134] S. Ellis, Z. Kunszt et D. Soper *The one jet inclusive cross section at order  $\alpha_s^3$ . I. Gluons only* Phys. Rev. D40 2188 1989
- [135] F. Aversa, P. Chiappetta, S. Ellis, J.Ph. Guillet, M. Grecco, N. Hadley, J. E. Huth, Z. Kunszt, K. Meier, D. Soper and N. Wainer. *Towards a standardization of jet definitions* Proceedings of the 1990 Summer Study on High Energy Physics, Research direction for the decade, Snowmass, Colorado, June 25 - July 13, 1990. 1990.
- [136] G. Sterman et S. Weinberg *Jets from quantum chromodynamics* Phys. Rev. Lett. 39, 1436 1977.
- [137] G. Soyez *The SISCone and anti- $k_T$  jet agorithms* arXiv :0807.0021 2008.
- [138] M. Cacciari et G. Salam *Dispelling the  $N^3$  myth for the  $k_T$  jet-finder* Phys. Lett. B641 :57-61, 2006.
- [139] G. Salam et G. Soyez *A parctical Seedless Infrared-Safe Cone jet algorithm* JHEP 0705 :086, 2007.
- [140] M. Cacciari, G. Salam et G. Soyez *The anti- $k_T$  jet clustering algorithm* JHEP 0804 :063, 2008.
- [141] Magali Estienne Note interne d'analyse à soumettre à la collaboration ALICE.
- [142] S. D. Ellis, J. Huston, K. Hatakeyama, P. Loch et M. Tönnesmann *Jets in haron-hadron collisions* arXiv hep-ph 0712.2447 2007.
- [143] H.L. Lai, J. Huston, S. Kuhlmann, F. Olness, J. Owens, D. Soper, W.K. Tung et H. Weerts *Improved Parton Distributions from Global Analysis of Recent Deep Inelastic Scattering and Inclusive Jet Data* Phys. Rev. D55 : 1280-1296, 1997.
- [144] Jean-Claude Brient *Improving the jet reconstruction with the particle flow method; an introduction*. To be published in the CALOR04 conference proceedings, Perugia April 2004 Décembre 2004. arXiv :physics/0412149v1

- [145] Yu. L. Dokshitzer, G. D. Leder, S. Moretti, B. R. Webber *Better Jet Clustering Algorithms* JHEP 9708 :001, 1997.
- [146] B. Bathen, J. Klein, C. Klein-Bösing, L. Cunqueiro Mendez et M. Verweij *Jet Reconstruction in Pb+Pb and characterisation of Background Influences* Note interne de la collaboration ALICE. 2011.
- [147] Christian Klein-Boesing *Jet Reconstruction and Jet Background Classification with the ALICE-Experiment in Pb+Pb collisions at the LHC* Présentation *Quark Matter* 2011.
- [148] Magali Estienne *Jet reconstruction in heavy ion collisions (emphasis on Underlying Event background subtraction)* Proceedings of the First International Workshop on Multiple Partonic Interactions at the LHC (MPI08) 2008.
- [149] M. Cacciari, G. Soyez et G. P. Salam *The catchment area of jets* 2008.
- [150] Matteo Cacciari *Jet areas, and what they are good for* hep-ph/arXiv :0706.2728 2007.
- [151] M. Cacciari et G. P. Salam *Pileup subtraction using jet areas* 2008.
- [152] M. Cacciari, G. Soyez et G. P. Salam *FastJet 3.0.0 user manual* <http://fastjet.fr/repo/fastjet-doc-3.0.0.pdf>
- [153] Iouri Belikov *ALICE Physics Analysis Using the GRID* Conférence ICHEP 2006, Moscou, 2006.
- [154] Nicola Carrer et Andrea Dainese *Charm and beauty production at LHC* arXiv :hep-ph/0311225 2003.



# Étude de la production de jets dans l'expérience ALICE auprès du collisionneur LHC

## Résumé

Le jet est l'une des sondes permettant de tester les prédictions de la théorie de l'interaction forte, la QCD, et d'extraire les propriétés physiques d'un état particulier de la matière nucléaire : le Plasma de Quarks et de Gluons (PQG).

Ce travail de thèse a pour but de montrer les capacités d'ALICE à mesurer les jets issus des collisions produites au *Large Hadron Collider* (LHC).

La détection des particules constituant les jets, leur association à l'aide d'algorithmes de reconstruction ainsi que la construction d'observables telles que le spectre en  $p_T$  des jets ou le Plateau Bossu est un travail complexe. Nous détaillons ces différentes étapes à partir de simulations permettant d'appréhender le taux de jets réels à attendre pour notre analyse et d'évaluer l'impact de la mesure expérimentale sur les observables finales. Nous présentons finalement les spectres en  $p_T$  et Plateaux Bossus issus des premières collisions  $p+p$  du LHC auxquels ont été appliquées des corrections moyennes.

Mots-clés : LHC, ALICE, Plasma de Quarks et de Gluons, jet, ChromoDynamique Quantique.

## Résumé en anglais

The jet is one of the probes allowing testing strong interaction theory predictions, QCD, and to extract physical properties from a particular state of nuclear matter : Quark Gluon Plasma (QGP).

This PhD work is aimed to show ALICE capacities to measure jets coming from collisions produced at the Large Hadron Collider (LHC).

The detection of particles constituting jets, their association with reconstruction algorithms and the construction of observables such as jet  $p_T$  spectrum of Hump-Backed Plateau is a hard work. We detail these different steps from simulation allowing to estimate jet rates we could expect for our analysis and to evaluate the impact of experimental measure on final observables. We finally present  $p_T$  spectrum and Hump-Backed Plateau from first  $p+p$  collisions at LHC to whom mean corrections have been applied.

Key words : LHC, ALICE, Quark Gluon Plasma, jet, Quantic ChromoDynamics.